

Министерство Образования и Науки Российской Федерации

Федеральное агентство по образованию

Институт текстильной и легкой промышленности

ГОУ ВПО АЛтГТУ им. И.И.Ползунова

КОНТРОЛЬНАЯ РАБОТА

По дисциплине "Физика"

проверил:

доцент

Филатов А.П.

выполнила:

студентка I курса

ФУЭиИ

07441154

Котышева Е.А.

Барнаул 2008

СОДЕРЖАНИЕ:

<i>Электрический заряд</i>	- 5 -
<i>Закон сохранения электрического заряда</i>	- 5 -
<i>Закон Кулона:</i>	- 7 -
<i>Принцип суперпозиции:</i>	- 8 -
<i>Напряженность электрического поля.</i>	- 9 -
<i>Теорема Гаусса</i>	- 10 -
<i>Потенциал</i>	- 12 -
<i>Разность потенциалов.</i>	- 14 -
<i>Связь между напряженностью и разностью потенциалов</i>	- 15 -
<i>Распределение зарядов на проводнике.</i>	- 16 -
<i>Электростатическое поле внутри и вне проводника</i>	- 16 -
<i>Проводники и диэлектрики в электрическом поле</i>	- 16 -
<i>Емкость</i>	- 21 -
<i>Конденсаторы</i>	- 21 -
<i>Взаимная емкость двух проводников</i>	- 24 -
<i>Энергия электрического поля</i>	- 25 -
<i>Электрический диполь.</i>	- 26 -
<i>Свойства электрического диполя</i>	- 26 -
<i>Электростатическое взаимодействие точечных зарядов.</i>	- 27 -
<i>Электрический ток в проводниках</i>	- 27 -
<i>Сила тока</i>	- 29 -
<i>Законы Ома</i>	- 30 -
<i>Закон Джоуля–Ленца</i>	- 36 -
<i>Удельная проводимость</i>	- 38 -
<i>Удельное сопротивление</i>	- 38 -
<i>Полупроводники</i>	- 39 -
<i>Механизмы проводимости</i>	- 39 -
ГЛАВА 2	- 43 -
<i>Магнитное поле</i>	- 43 -
<i>Вектор магнитной индукции</i>	- 44 -
<i>Сила Ампера</i>	- 44 -
<i>Закон Био–Савара.</i>	- 46 -
<i>Теорема о циркуляции</i>	- 46 -
<i>Магнитный момент витка с током</i>	- 49 -
<i>Поля тороида и соленоида</i>	- 49 -
<i>Сила Лоренца</i>	- 50 -
<i>Движение заряда в магнитном поле</i>	- 51 -
<i>Магнитные моменты электронов и атомов</i>	- 55 -

<i>Намагниченность</i>	- 58 -
<i>Магнитная восприимчивость</i>	- 59 -
<i>Магнитная проницаемость</i>	- 60 -
<i>Магнетики</i>	- 61 -
<i>Диамагнетики.</i>	- 61 -
<i>Парамагнетики</i>	- 61 -
<i>Ферромагнетики</i>	- 62 -
<i>Точка Кюри</i>	- 63 -
<i>Гистерезис</i>	- 64 -
<i>Петля Гистерезиса</i>	- 64 -
<i>Домены</i>	- 64 -
<i>Электромагнитная индукция Фарадея</i>	- 65 -
<i>Правило Ленца</i>	- 65 -
<i>Самоиндукция.</i>	- 69 -
<i>Энергия магнитного поля</i>	- 69 -
<i>Индуктивность соленоида</i>	- 69 -
<i>Кривые намагничивания</i>	- 70 -
<i>Уравнения Максвелла</i>	- 71 -
<i>Плотность потока электромагнитного излучения</i>	- 75 -
ГЛАВА 3.	- 77 -
<i>Закон прямолинейного распространения света</i>	- 77 -
<i>Закон отражения света</i>	- 77 -
<i>Закон преломления света</i>	- 77 -
<i>Полное внутренне отражение (ПВО)</i>	- 79 -
<i>Когерентность</i>	- 80 -
<i>Интерференция световых волн</i>	- 80 -
<i>Теория Юнга</i>	- 80 -
<i>Длина волны</i>	- 83 -
<i>Дифракция света</i>	- 86 -
<i>Принцип Гюйгенса–Френеля</i>	- 86 -
<i>Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске</i>	- 87 -
<i>Дифракция Фраунгофера на щели</i>	- 91 -
<i>Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке</i>	- 93 -
<i>Естественный свет</i>	- 95 -
<i>Поляризация света</i>	- 95 -
<i>Закон Малюса</i>	- 95 -
<i>Двойное лучепреломление</i>	- 95 -
<i>Двойное лучепреломление</i>	- 96 -

<i>Продольные и поперечные волны</i>	- 97 -
<i>Тепловое излучение тел</i>	- 101 -
<i>Абсолютно черное тело</i>	- 101 -
<i>Закон Стефана–Больцмана</i>	- 103 -
<i>Формула Планка</i>	- 104 -
<i>Законы Кирхгофа</i>	- 105 -
<i>Законы Кирхгофа</i>	- 106 -
<i>Фотоэффект.</i>	- 107 -
<i>Фотоны</i>	- 107 -
<i>Уравнение Эйнштейна</i>	- 109 -
<i>Спектральные приборы.</i>	- 111 -
<i>Дифракционная решетка</i>	- 111 -
ГЛАВА 4	- 116 -
<i>Ядерная модель атома</i>	- 116 -
<i>Опыт Резерфорда</i>	- 116 -
<i>Квантовые постулаты Бора</i>	- 119 -
<i>Закономерность в атомных спектрах</i>	- 121 -
<i>Состав атомных ядер</i>	- 122 -
<i>Энергия связи ядер</i>	- 127 -
<i>Ядерные силы</i>	- 128 -
<i>Дефект массы атомного ядра</i>	- 129 -
<i>Формула Бальмера</i>	- 132 -
<i>Ядерные реакции</i>	- 132 -
<i>Ядерная энергетика</i>	- 132 -
<i>Деление атомных ядер</i>	- 137 -
<i>Синтез легких элементов</i>	- 139 -
<i>Термоядерные реакции.</i>	- 139 -
<i>Ядерная энергетика</i>	- 140 -
РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ	- 141 -
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ:	- 144 -

Подобно понятию гравитационной массы тела в механике Ньютона, понятие заряда в электродинамике является первичным, основным понятием.

Электрический заряд – это физическая величина, характеризующая свойство частиц или тел вступать в электромагнитные силовые взаимодействия.

Электрический заряд обычно обозначается буквами **q** или **Q**.

Совокупность всех известных экспериментальных фактов позволяет сделать следующие выводы:

Существует два рода электрических зарядов, условно названных положительными и отрицательными.

Заряды могут передаваться (например, при непосредственном контакте) от одного тела к другому. В отличие от массы тела электрический заряд не является неотъемлемой характеристикой данного тела. Одно и то же тело в разных условиях может иметь разный заряд.

Одноименные заряды отталкиваются, разноименные – притягиваются. В этом также проявляется принципиальное отличие электромагнитных сил от гравитационных. Гравитационные силы всегда являются силами притяжения.

Одним из фундаментальных законов природы является экспериментально установленный закон сохранения электрического заряда.

В изолированной системе алгебраическая сумма зарядов всех тел остается постоянной:

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \text{const.}$$

Закон сохранения электрического заряда утверждает, что в замкнутой системе тел не могут наблюдаться процессы рождения или исчезновения зарядов только одного знака.

С современной точки зрения, носителями зарядов являются элементарные частицы. Все обычные тела состоят из атомов, в состав которых входят положительно заряженные протоны, отрицательно заряженные электроны и нейтральные частицы – нейтроны. Протоны и нейтроны входят в состав атомных ядер, электроны образуют электронную оболочку атомов. Электрические заряды протона и

электрона по модулю в точности одинаковы и равны элементарному заряду $e = 1,602177 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$.

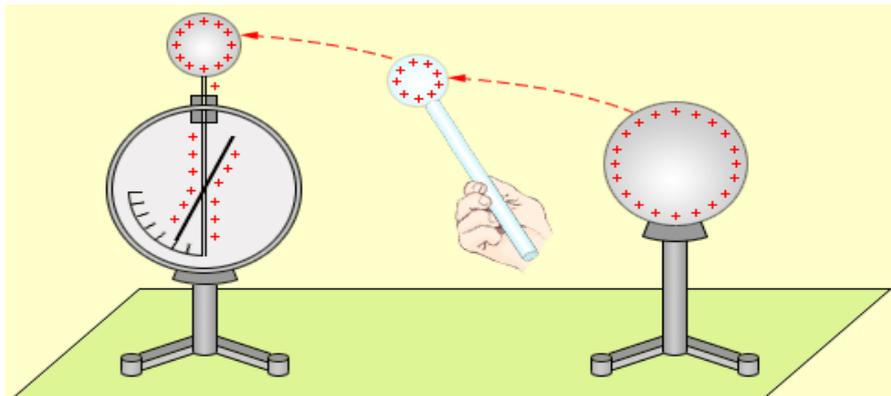
В нейтральном атоме число протонов в ядре равно числу электронов в оболочке. Это число называется атомным номером. Атом данного вещества может потерять один или несколько электронов или приобрести лишний электрон. В этих случаях нейтральный атом превращается в положительно или отрицательно заряженный ион.

Заряд может передаваться от одного тела к другому только порциями, содержащими целое число элементарных зарядов. Таким образом, электрический заряд тела – дискретная величина: $q = \pm ne$ ($n = 0, 1, 2, \dots$)

Физические величины, которые могут принимать только дискретный ряд значений, называются **квантованными**. Элементарный заряд e является **квантом** (наименьшей порцией) электрического заряда. Следует отметить, что в современной физике элементарных частиц предполагается существование так называемых **кварков** – частиц с дробным зарядом $\pm \frac{1}{3}e$ и $\pm \frac{2}{3}e$.

Однако, в свободном состоянии кварки до сих пор наблюдать не удалось.

В обычных лабораторных опытах для обнаружения и измерения электрических зарядов используется электрометр – прибор, состоящий из металлического стержня и стрелки, которая может вращаться вокруг горизонтальной оси (рис. 1.1.1). Стержень со стрелкой изолирован от металлического корпуса. При соприкосновении заряженного тела со стержнем электрометра, электрические заряды одного знака распределяются по стержню и стрелке. Силы электрического отталкивания вызывают поворот стрелки на некоторый угол, по которому можно судить о заряде, переданном стержню



электрометра.

Рисунок 1.1.1.

Перенос заряда с заряженного тела на электрометр.

Электромметр является достаточно грубым прибором; он не позволяет исследовать силы взаимодействия зарядов. Впервые закон взаимодействия неподвижных зарядов был установлен французским физиком Ш. Кулоном (1785 г.). В своих опытах Кулон измерял силы притяжения и отталкивания заряженных шариков с помощью сконструированного им прибора – крутильных весов (рис. 1.1.2), отличавшихся чрезвычайно высокой чувствительностью. Так, например, коромысло весов поворачивалось на 1° под действием силы порядка 10^{-9} Н.

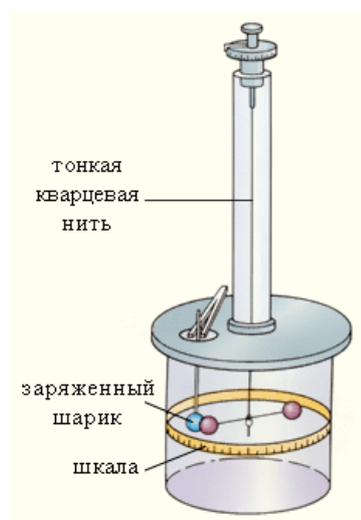
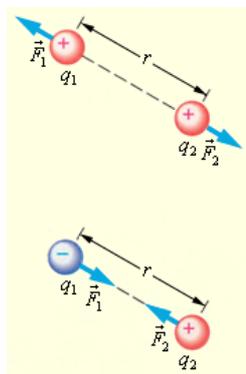


Рисунок 1.1.2.
Прибор Кулона.

Идея измерений основывалась на блестящей догадке Кулона о том, что если заряженный шарик привести в контакт с точно таким же незаряженным, то заряд первого разделится между ними поровну. Таким образом, был указан способ изменять заряд шарика в два, три и т. д. раз. В опытах Кулона измерялось взаимодействие между шариками, размеры которых много меньше расстояния между ними. Такие заряженные тела принято называть точечными зарядами.

Точечным зарядом называют заряженное тело, размерами которого в условиях данной задачи

можно пренебречь.



На основании многочисленных опытов Кулон установил следующий закон.

Закон Кулона:

Силы взаимодействия неподвижных зарядов прямо пропорциональны произведению модулей зарядов и обратно пропорциональны квадрату расстояния между ними:

$$F = k \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r^2}$$

Рисунок 1.1.3.

Силы взаимодействия одноименных и разноименных зарядов.

Силы взаимодействия являются силами отталкивания при одинаковых знаках зарядов и силами притяжения при разных знаках (рис. 1.1.3). Взаимодействие неподвижных электрических зарядов называют электростатическим или кулоновским взаимодействием. Раздел электродинамики, изучающий кулоновское взаимодействие, называют электростатикой.

Закон Кулона справедлив для точечных заряженных тел. Практически закон Кулона хорошо выполняется, если размеры заряженных тел много меньше расстояния между ними.

Коэффициент пропорциональности k в законе Кулона зависит от выбора системы единиц. В Международной системе СИ за единицу заряда принят кулон (Кл).

Кулон – это заряд, проходящий за 1 с через поперечное сечение проводника при силе тока 1 А. Единица силы тока (ампер) в СИ является наряду с единицами длины, времени и массы основной единицей измерения.

Коэффициент k в системе СИ обычно записывают в виде: $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}$ – электрическая постоянная.

Опыт показывает, что силы кулоновского взаимодействия подчиняются принципу суперпозиции.

Принцип суперпозиции:

Если заряженное тело взаимодействует одновременно с несколькими заряженными телами, то результирующая сила, действующая на данное тело, равна векторной сумме сил, действующих на это тело со стороны всех других заряженных тел.

Рис. 1.1.4 поясняет принцип суперпозиции на примере электростатического взаимодействия трех заряженных тел.

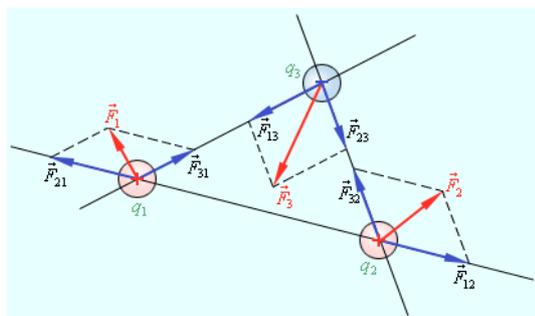
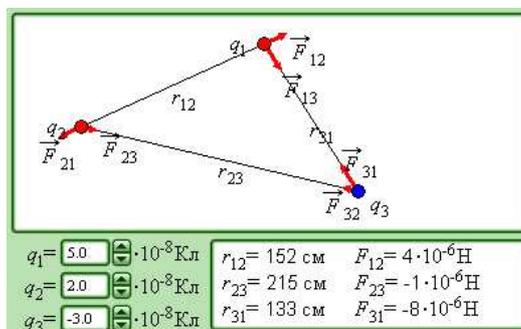


Рис 1.1.4.

Принцип суперпозиции

$$\vec{F}_1 = \vec{F}_{21} + \vec{F}_{31}; \vec{F}_2 = \vec{F}_{12} + \vec{F}_{32}; \vec{F}_3 = \vec{F}_{13} + \vec{F}_{23}$$



Модель. Взаимодействие точечных зарядов

Напряженность электрического поля.

По современным представлениям, электрические заряды не действуют друг на друга непосредственно. Каждое заряженное тело создает в окружающем пространстве электрическое поле. Это поле оказывает силовое действие на другие заряженные тела. Главное свойство электрического поля – действие на электрические заряды с некоторой силой. Таким образом, взаимодействие заряженных тел осуществляется не непосредственным их воздействием друг на друга, а через электрические поля, окружающие заряженные тела.

Электрическое поле, окружающее заряженное тело, можно исследовать с помощью так называемого пробного заряда – небольшого по величине точечного заряда, который не вносит заметного перераспределения исследуемых зарядов.

Для количественного определения электрического поля вводится силовая характеристика напряженность электрического поля.

Напряженностью электрического поля называют физическую величину, равную отношению силы, с которой поле действует на положительный пробный заряд, помещенный в данную точку пространства, к величине этого заряда: $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$.

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

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

Если с помощью пробного заряда исследуется электрическое поле, создаваемое несколькими заряженными телами, то результирующая сила оказывается равной геометрической сумме сил, действующих на пробный заряд со стороны каждого заряженного тела в отдельности. Следовательно, напряженность электрического поля, создаваемого системой зарядов в данной точке пространства, равна векторной сумме напряженностей электрических полей, создаваемых в той же точке зарядами в отдельности: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots$.

Это свойство электрического поля означает, что поле подчиняется принципу суперпозиции.

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

Это поле называется кулоновским.

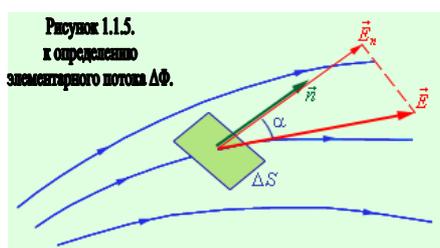
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{r^2}$$

В кулоновском поле направление вектора \vec{E} зависит от знака заряда Q : если $Q > 0$, то вектор \vec{E} направлен по радиусу от заряда, если $Q < 0$, то вектор \vec{E} направлен к заряду.

Теорема Гаусса

Экспериментально установленные закон Кулона и принцип суперпозиции позволяют полностью описать электростатическое поле заданной системы зарядов в вакууме. Однако, свойства электростатического поля можно выразить в другой, более общей форме, не прибегая к представлению о кулоновском поле точечного заряда.

Введем новую физическую величину, характеризующую электрическое поле – поток Φ вектора напряженности электрического поля. Понятие потока вектора аналогично понятию потока вектора скорости \vec{v} при течении несжимаемой жидкости. Пусть в пространстве, где создано электрическое поле, расположена некоторая достаточно малая площадка ΔS . Произведение модуля вектора \vec{E} на площадь ΔS и на косинус угла α между вектором \vec{E} и нормалью \vec{n} к площадке называется элементарным потоком вектора напряженности через площадку ΔS (рис. 1.1.5): $\Delta\Phi = E\Delta S \cos \alpha = E_n\Delta S$



элементарные потоки $\Delta\Phi_i$ поля через эти малые площадки, а затем их

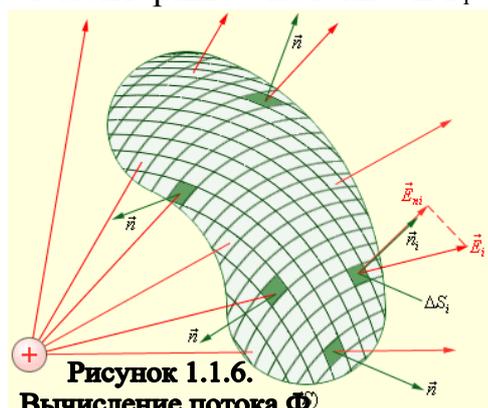


Рисунок 1.1.6.
Вычисление потока Φ через произвольную замкнутую поверхность S .

где E_n – модуль нормальной составляющей поля \vec{E} .

Рассмотрим теперь некоторую произвольную замкнутую поверхность S . Если разбить эту поверхность на малые площадки ΔS_i , определить

просуммировать, то в результате мы получим поток Φ вектора через замкнутую поверхность S

$$\Phi = \sum \Delta\Phi_i = \sum E_{ni} \Delta S_i$$

В случае замкнутой поверхности всегда выбирается внешняя нормаль.

Теорема Гаусса утверждает:

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

Для доказательства рассмотрим сначала сферическую поверхность S , в центре

которой находится точечный заряд q . Электрическое поле в любой точке сферы перпендикулярно к ее поверхности и равно по модулю

$E = E_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R^2}$, где R – радиус сферы. Поток Φ через сферическую поверхность будет равен произведению E на $\Phi = \frac{1}{\epsilon_0} q$, площадь сферы

$4\pi R^2$.

Окружим теперь точечный заряд произвольной замкнутой поверхностью S и рассмотрим вспомогательную сферу радиуса R_0 (рис. 1.1.7).

Рассмотрим конус с малым телесным углом $\Delta\Omega$ при вершине. Этот конус выделит на сфере малую площадку

ΔS_0 , а на поверхности S – площадку ΔS . Элементарные потоки $\Delta\Phi_0$ и $\Delta\Phi$ через эти площадки одинаковы. Действительно,

$$\Delta\Phi_0 = E_0\Delta S_0, \quad \Delta\Phi = E\Delta S \cos \alpha = E\Delta S'.$$

Здесь $\Delta S' = \Delta S \cos \alpha$ – площадка, выделяемая конусом с телесным углом $\Delta\Omega$ на поверхности сферы радиуса r .

Так как $E_0/E = r^2/R_0^2$ а $\Delta S_0/\Delta S' = R_0^2/r^2$, следовательно $\Delta\Phi_0 = \Delta\Phi$. Отсюда следует, что полный поток электрического поля точечного заряда через произвольную поверхность, охватывающую заряд, равен потоку Φ_0 через поверхность вспомогательной сферы: $\Phi = \Phi_0 = \frac{q}{\epsilon_0}$.

Обобщение теоремы Гаусса на случай произвольного распределения зарядов вытекает из принципа суперпозиции. Поле любого распределения зарядов можно представить как векторную сумму электрических полей точечных зарядов. Поток Φ системы зарядов через произвольную замкнутую поверхность S будет складываться из потоков Φ_i электрических полей отдельных зарядов. Если заряд q_i оказался внутри поверхности S , то он дает вклад в поток, равный q_i/ϵ_0 ;

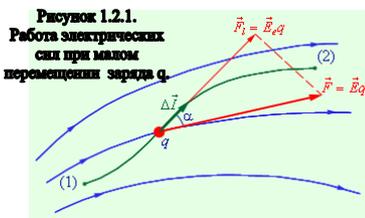
если же этот заряд оказался снаружи поверхности, то вклад его электрического поля в поток будет равен нулю.

Таким образом, теорема Гаусса доказана.

Теорема Гаусса является следствием закона Кулона и принципа суперпозиции. Но если принять утверждение, содержащееся в этой теореме, за первоначальную аксиому, то ее следствием окажется закон Кулона. Поэтому теорему Гаусса иногда называют альтернативной формулировкой закона Кулона.

Потенциал

При перемещении пробного заряда q в электрическом поле электрические силы совершают работу. Эта работа при малом $\Delta \vec{l}$ перемещении равна (рис. 1.2.1): $\Delta A = \vec{F} \cdot \Delta \vec{l} \cdot \cos \alpha = Eq \Delta l \cos \alpha = E_1 q \Delta l$.



Электростатическое поле обладает важным свойством:

Работа сил электростатического поля при перемещении заряда из одной точки поля в другую не зависит от формы траектории, а определяется только положением начальной и конечной точек и величиной заряда.

Аналогичным свойством обладает и гравитационное поле, и в этом нет ничего удивительного, так как гравитационные и кулоновские силы описываются одинаковыми соотношениями.

Следствием независимости работы от формы траектории является следующее утверждение:

Работа сил электростатического поля при перемещении заряда по любой замкнутой траектории равна нулю.

Силовые поля, обладающие этим свойством, называют потенциальными или консервативными.

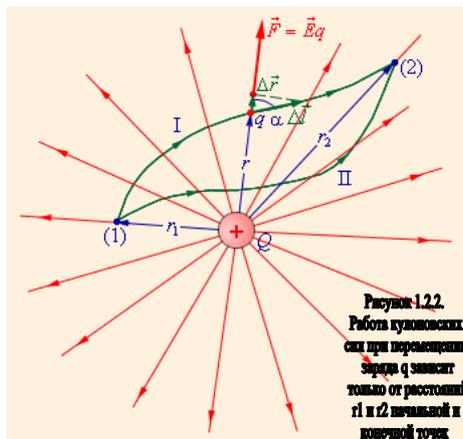
На рис. 1.4.2 изображены силовые линии кулоновского поля точечного заряда Q и две различные траектории перемещения пробного заряда q из начальной точки (1) в конечную точку (2). На одной из траекторий выделено малое перемещение $\Delta \vec{l}$.

Работа ΔA кулоновских сил на этом перемещении равна

$$\Delta A = F \Delta l \cos \alpha = Eq \Delta r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Qq}{r^2} \Delta r.$$

Таким образом, работа на малом перемещении зависит только от расстояния r между зарядами и его изменения Δr . Если это выражение проинтегрировать на интервале от $r = r_1$ до $r = r_2$, то можно получить

$$A = \int_{r_1}^{r_2} \vec{E} \cdot q \cdot dr = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$



Полученный результат не зависит от формы траектории. На траекториях I и II, изображенных на рис. 1.2.2, работы кулоновских сил одинаковы. Если на одной из траекторий изменить направление перемещения заряда q на противоположное, то работа изменит знак. Отсюда следует, что на замкнутой траектории работа кулоновских сил равна нулю.

Если электростатическое поле создается совокупностью точечных зарядов Q_i , то при перемещении пробного заряда q работа A результирующего поля в соответствии с принципом суперпозиции будет складываться из работ A_i кулоновских полей точечных зарядов: Так как каждый член суммы A_i не зависит от формы траектории, то и полная работа A результирующего поля не зависит от пути и определяется только положением начальной и конечной точек.

Свойство потенциальности электростатического поля позволяет ввести понятие потенциальной энергии заряда в электрическом поле. Для этого в пространстве выбирается некоторая точка (0), и потенциальная энергия заряда q , помещенного в эту точку, принимается равной нулю.

Потенциальная энергия заряда q , помещенного в любую точку (1) пространства, относительно фиксированной точки (0) равна работе A_{10} , которую совершит электрическое поле при перемещении заряда q из точки (1) в точку (0):

$$W_{p1} = A_{10}$$

(В электростатике энергию принято обозначать буквой W , так как буквой E обозначают напряженность поля.)

Так же, как и в механике, потенциальная энергия определена с точностью до постоянной величины, зависящей от выбора опорной точки (0). Такая неоднозначность в определении потенциальной энергии не приводит к каким-либо

недоразумениям, так как физический смысл имеет не сама потенциальная энергия, а разность ее значений в двух точках пространства.

Работа, совершаемая электрическим полем при перемещении точечного заряда q из точки (1) в точку (2), равна разности значений потенциальной энергии в этих точках и не зависит от пути перемещения заряда и от выбора точки (0).

$$A_{12} = A_{10} + A_{20} = A_{10} - A_{20} = W_{p1} - W_{p2}$$

Потенциальная энергия заряда q , помещенного в электрическое поле, пропорциональна величине этого заряда.

Физическую величину, равную отношению потенциальной энергии электрического заряда в электростатическом поле к величине этого заряда, называют **потенциалом φ электрического поля:**

$$\varphi = \frac{W_p}{q}$$

Потенциал φ является энергетической характеристикой электростатического поля.

Работа A_{12} по перемещению электрического заряда q из начальной точки (1) в конечную точку (2) равна произведению заряда на разность потенциалов ($\varphi_1 - \varphi_2$) начальной и конечной точек: $A_{12} = W_{p1} - W_{p2} = q\varphi_1 - q\varphi_2 = q(\varphi_1 - \varphi_2)$.

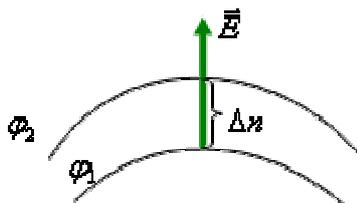
В Международной системе единиц (СИ) единицей потенциала является вольт (В).
 $1 \text{ В} = 1 \text{ Дж} / 1 \text{ Кл}$.

Разность потенциалов.

Для описания свойств конденсатора необходимо ввести понятие разности потенциалов. Если на одной обкладке конденсатора имеется положительный заряд, а на другой – отрицательный заряд той же величины, то для переноса дополнительной порции положительного заряда с отрицательной обкладки на положительную необходимо совершить работу против сил притяжения со стороны отрицательных зарядов и отталкивания положительных. Разность потенциалов между обкладками определяется как отношение работы по переносу пробного заряда к величине этого заряда; при этом предполагается, что пробный заряд значительно меньше заряда, находившегося первоначально на каждой из обкладок. Несколько видоизменив формулировку, можно дать определение разности потенциалов между любыми двумя точками, которые могут находиться где угодно: на проводе с током, на разных обкладках конденсатора либо просто в пространстве. Это определение таково: разность потенциалов между двумя точками пространства

равна отношению работы, затрачиваемой на перемещение пробного заряда из точки с более низким потенциалом в точку с более высоким потенциалом, к величине пробного заряда. Снова предполагается, что пробный заряд достаточно мал и не нарушает распределения зарядов, создающих измеряемую разность потенциалов. Разность потенциалов V измеряется в вольтах (В) при условии, что работа W выражена в джоулях (Дж), а пробный заряд q – в кулонах (Кл).

Связь между напряженностью и разностью потенциалов



Установить связь между напряженностью и разностью потенциалов для неоднородного поля можно, используя представление об эквипотенциальных поверхностях. Рассчитаем работу, совершаемую электрическим полем при перемещении электрического заряда с одной

эквипотенциальной поверхности на соседнюю по направлению нормали к этой поверхности (рис.). Если расстояние между поверхностями по нормали Δz настолько мало, что на этом участке можно считать поле однородным, то можно записать выражение для элементарной работы через напряженность поля и расстояние между эквипотенциальными поверхностями: $A = qE\Delta z$

С другой стороны, так как $A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$ то работа поля по перемещению заряда из точки с потенциалом $\varphi_1 = \varphi$ в точку с потенциалом $\varphi_2 = \varphi + \Delta\varphi$ равна:

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = -q\Delta\varphi$$

Сравнивая полученные выражения для работы, получим: $E = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta z}$.

В однородном поле Δz может быть любым. Если $\Delta z = d$, то $E = -\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{d}$.

Из последнего выражения следует, что в качестве единицы напряженности в системе единиц СИ можно использовать $\frac{1В}{1м}$

Распределение зарядов на проводнике.

Электростатическое поле внутри и вне проводника

Если проводнику сообщить некоторый заряд Q , то нескомпенсированные заряды располагаются только на поверхности проводника. Это следует непосредственно из теоремы Гаусса, согласно которой заряд, находящийся внутри проводника в некотором объеме, ограниченном произвольной замкнутой поверхностью равен $Q = \int_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = 0$, так как во всех точках внутри поверхности $\mathbf{D} = 0$.

Напряженность электростатического поля у поверхности проводника определяется поверхностной плотностью зарядов.

Если во внешнее электростатическое поле внести нейтральный проводник, то свободные заряды будут перемещаться: положительные – по полю, отрицательные – против поля. На одном конце проводника будет скапливаться избыток положительного заряда, на другом – избыток отрицательного. Эти заряды называются индуцированными. Процесс будет происходить до тех пор, пока напряженность поля внутри проводника не станет равной нулю, а линии напряженности вне проводника – перпендикулярными его поверхности. Таким образом, нейтральный проводник, внесенный в электростатическое поле, разрывает часть линий напряженности; они заканчиваются на отрицательных индуцированных зарядах и вновь начинаются на положительных. Индуцированные заряды распределяются на внешней поверхности проводника. Явление перераспределения поверхностных зарядов на проводнике во внешнем электростатическом поле называется электростатической индукцией.

Проводники и диэлектрики в электрическом поле

Вещество, внесенное в электрическое поле, может существенно изменить его. Это связано с тем, что вещество состоит из заряженных частиц. В отсутствие внешнего поля частицы распределяются внутри вещества так, что создаваемое ими электрическое поле в среднем по объемам, включающим большое число атомов или молекул, равно нулю. При наличии внешнего поля происходит перераспределение заряженных частиц, и в веществе возникает собственное

электрическое поле. Полное электрическое поле складывается в соответствии с принципом суперпозиции из внешнего поля и внутреннего поля создаваемого заряженными частицами вещества.

Вещество многообразно по своим электрическим свойствам. Наиболее широкие классы вещества составляют проводники и диэлектрики.

Основная особенность проводников – наличие свободных зарядов (электронов), которые участвуют в тепловом движении и \vec{E} могут перемещаться по всему объему проводника. Типичные проводники – металлы.

В отсутствие внешнего поля в любом элементе объема проводника отрицательный свободный заряд компенсируется положительным зарядом ионной решетки. В проводнике, внесенном в электрическое поле, происходит перераспределение свободных зарядов, в результате чего на поверхности проводника возникают нескомпенсированные положительные и отрицательные заряды (рис. 1.3.1). Этот процесс называют электростатической индукцией, а появившиеся на поверхности проводника заряды – индукционными зарядами.

Индукционные заряды создают свое собственное поле \vec{E}' , которое компенсирует внешнее поле \vec{E}_0 во всем объеме проводника $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' = 0$ (внутри проводника).

Полное электростатическое поле внутри проводника равно нулю, а потенциалы во всех точках одинаковы и равны потенциалу на поверхности проводника.

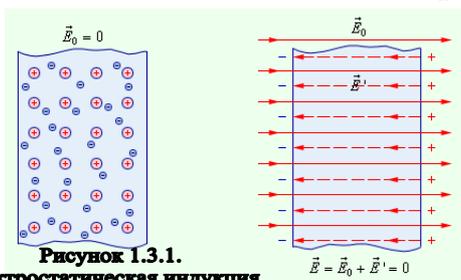


Рисунок 1.3.1.
Электростатическая индукция.

Все внутренние области проводника, внесенного в электрическое поле, остаются электронейтральными. Если удалить некоторый объем, выделенный внутри проводника, и образовать пустую полость, то электрическое поле внутри полости будет равно нулю.

На этом основана электростатическая защита – чувствительные к электрическому полю приборы для исключения влияния поля помещают в металлические ящики

(рис. 1.3.2).

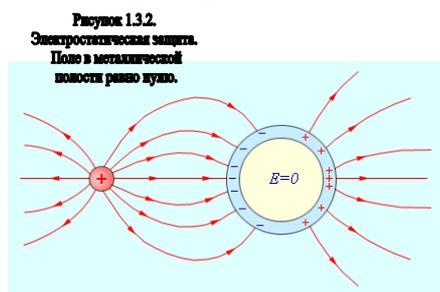


Рисунок 1.3.2.
Электростатическая защита.
Поле в металлической полости равно нулю.

Так как поверхность проводника является эквипотенциальной, силовые линии у поверхности должны быть перпендикулярны к ней.

В отличие от проводников, в диэлектриках

(изоляторах) нет свободных электрических зарядов. Они состоят из нейтральных атомов или молекул. Заряженные частицы в нейтральном атоме связаны друг с другом и не могут перемещаться под действием электрического поля по всему объему диэлектрика.

При внесении диэлектрика во внешнее электрическое поле \vec{E}_0 в нем возникает некоторое перераспределение зарядов, входящих в состав атомов или молекул. В результате такого перераспределения на поверхности диэлектрического образца появляются избыточные нескомпенсированные связанные заряды. Все заряженные частицы, образующие макроскопические связанные заряды, по-прежнему входят в состав своих атомов.

Связанные заряды создают электрическое поле \vec{E}' , которое внутри диэлектрика направлено противоположно вектору напряженности внешнего поля. Этот процесс называется поляризацией диэлектрика. В результате полное электрическое поле внутри диэлектрика оказывается по модулю меньше внешнего поля $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$

Физическая величина, равная отношению модуля напряженности \vec{E}_0 внешнего электрического поля в вакууме к модулю напряженности \vec{E} полного поля в однородном диэлектрике, называется диэлектрической проницаемостью вещества.

Существует несколько механизмов поляризации диэлектриков. Основными из них являются ориентационная и электронная поляризации. Эти механизмы проявляются главным образом при поляризации газообразных и жидких диэлектриков.

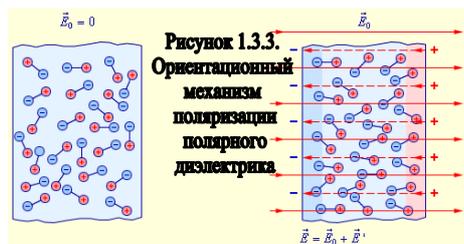
Ориентационная или дипольная поляризация возникает в случае полярных диэлектриков, состоящих из молекул, у которых центры распределения положительных и отрицательных зарядов не совпадают. Такие молекулы представляют собой микроскопические электрические диполи – нейтральную совокупность двух зарядов, равных по модулю и противоположных по знаку, расположенных на некотором расстоянии друг от друга. Дипольным моментом обладает, например, молекула воды, а также молекулы ряда других диэлектриков (H_2S , NO_2 и т. д.).

При отсутствии внешнего электрического поля оси молекулярных диполей ориентированы хаотично из-за теплового движения, так что на поверхности

диэлектрика и в любом элементе объема электрический заряд в среднем равен нулю.

При внесении диэлектрика во внешнее поле \vec{E}_0 возникает частичная ориентация молекулярных диполей. В результате на поверхности диэлектрика появляются нескомпенсированные макроскопические связанные заряды, создающие поле \vec{E}' , направленное навстречу внешнему полю \vec{E}_0 (рис. 1.3.3).

Поляризация полярных диэлектриков сильно зависит от температуры, так как

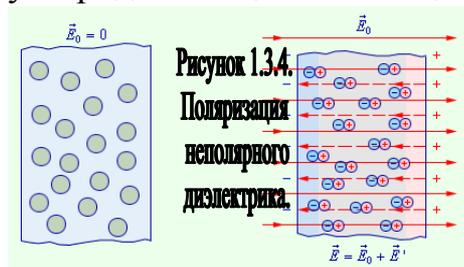


тепловое движение молекул играет роль дезориентирующего фактора.

Электронный или упругий механизм проявляется при поляризации неполярных диэлектриков, молекулы

которых не обладают в отсутствие внешнего поля дипольным моментом. Под действием электрического поля молекулы неполярных диэлектриков деформируются – положительные заряды смещаются в направлении вектора \vec{E}_0 а отрицательные – в противоположном направлении. В результате каждая молекула превращается в электрический диполь, ось которого направлена вдоль внешнего поля. На поверхности диэлектрика появляются нескомпенсированные связанные заряды, создающие свое поле \vec{E}' , направленное навстречу внешнему полю \vec{E}_0 . Так происходит поляризация неполярного диэлектрика (рис. 1.3.4).

Деформация неполярных молекул под действием внешнего электрического поля не зависит от их теплового движения, поэтому поляризация неполярного диэлектрика не зависит от температуры. Примером неполярной молекулы может служить молекула метана CH_4 . У этой молекулы четырехкратно ионизированный ион углерода C^{4-} располагается в центре правильной пирамиды, в вершинах которой находятся ионы водорода H^+ . При наложении внешнего электрического поля ион углерода смещается из центра пирамиды, и у молекулы возникает дипольный



момент, пропорциональный внешнему полю.

Электрическое поле \vec{E}' связанных зарядов, возникающее при поляризации полярных и неполярных диэлектриков, изменяется по модулю

прямо пропорционально модулю внешнего поля \vec{E}_0 . В очень сильных электрических

полях эта закономерность может нарушаться, и тогда проявляются различные нелинейные эффекты. В случае полярных диэлектриков в сильных полях может наблюдаться эффект насыщения, когда все молекулярные диполи выстраиваются вдоль силовых линий. В случае неполярных диэлектриков сильное внешнее поле, сравнимое по модулю с внутриатомным полем, может существенно деформировать атомы или молекулы вещества и изменить их электрические свойства. Однако, эти явления практически никогда не наблюдаются, так как для этого нужны поля с напряженностью (10^{10} – 10^{12}) В/м. Между тем, гораздо раньше наступает электрический пробой диэлектрика.

У многих неполярных молекул при поляризации деформируются электронные оболочки, поэтому этот механизм получил название электронной поляризации. Этот механизм является универсальным, поскольку деформация электронных оболочек под действием внешнего поля происходит в атомах, молекулах и ионах любого диэлектрика.

В случае твердых кристаллических диэлектриков наблюдается так называемая ионная поляризация, при которой ионы разных знаков, составляющие кристаллическую решетку, при наложении внешнего поля смещаются в противоположных направлениях, вследствие чего на гранях кристалла появляются связанные (нескомпенсированные) заряды. Примером такого механизма может служить поляризация кристалла NaCl, в котором ионы Na^+ и Cl^- составляют две подрешетки, вложенные друг в друга. В отсутствие внешнего поля каждая элементарная ячейка кристалла NaCl электронейтральна и не обладает дипольным моментом. Во внешнем электрическом поле обе подрешетки смещаются в противоположных направлениях, т. е. кристалл поляризуется.

При поляризации неоднородного диэлектрика связанные заряды могут возникать не только на поверхностях, но и в объеме диэлектрика. В этом случае электрическое поле \vec{E} , связанных зарядов и полное поле \vec{E} могут иметь сложную структуру, зависящую от геометрии диэлектрика. Утверждение о том, что электрическое поле \vec{E} в диэлектрике в ϵ раз меньше по модулю по сравнению с внешним полем \vec{E} , строго справедливо только в случае однородного диэлектрика, заполняющего все пространство, в котором создано внешнее поле. В частности:

Если в однородном диэлектрике с диэлектрической проницаемостью ϵ находится точечный заряд Q , то напряженность поля создаваемого этим зарядом в некоторой точке, и потенциал φ в ϵ раз меньше, чем в вакууме: $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{\epsilon r^3} \vec{r}$, $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{\epsilon r}$.

Емкость

Конденсаторы

Если двум изолированным друг от друга проводникам сообщить заряды q_1 и q_2 , то между ними возникает некоторая разность потенциалов $\Delta\varphi$, зависящая от величин зарядов и геометрии проводников. Разность потенциалов $\Delta\varphi$ между двумя точками в электрическом поле часто называют напряжением и обозначают буквой U . Наибольший практический интерес представляет случай, когда заряды проводников одинаковы по модулю и противоположны по знаку: $q_1 = -q_2 = q$. В этом случае можно ввести понятие электрической емкости.

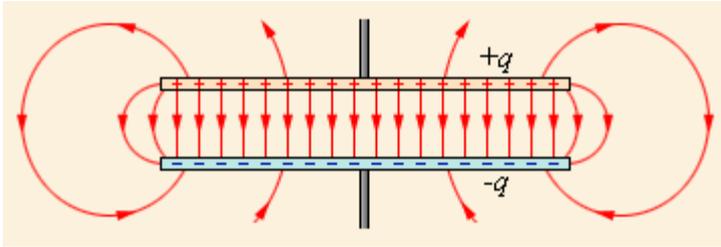
Емкостью системы из двух проводников называется физическая величина, определяемая как отношение заряда q одного из проводников к разности потенциалов $\Delta\varphi$ между ними:

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} = \frac{q}{U}$$

В системе СИ единица емкости называется фарад (Ф): $1 \text{ Ф} = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}}$.

Величина емкости зависит от формы и размеров проводников и от свойств диэлектрика, разделяющего проводники. Существуют такие конфигурации проводников, при которых электрическое поле оказывается сосредоточенным (локализованным) лишь в некоторой области пространства. Такие системы называются конденсаторами, а проводники, составляющие конденсатор, называются обкладками.

Простейший конденсатор – система из двух плоских проводящих пластин, расположенных параллельно друг другу на малом по сравнению с размерами пластин расстоянии и разделенных слоем диэлектрика. Такой конденсатор



называется плоским. Электрическое поле плоского конденсатора в основном локализовано между пластинами (рис. 1.4.1); однако,

Рисунок 1.4.1.

Поле плоского конденсатора

вблизи краев пластин и в окружающем пространстве также возникает сравнительно слабое электрическое поле, которое называют полем рассеяния. В целом ряде задач можно приближенно пренебрегать полем рассеяния и полагать, что электрическое поле плоского конденсатора целиком сосредоточено между его обкладками (рис. 1.4.2).

Каждая из заряженных пластин плоского конденсатора создает вблизи поверхности электрическое поле, модуль напряженности которого выражается соотношением $E_1 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$.

Согласно принципу суперпозиции, \vec{E} напряженность поля, создаваемого обеими пластинами, равна сумме напряженностей \vec{E}^+ и \vec{E}^- полей каждой из пластин: $\vec{E} = \vec{E}^+ + \vec{E}^-$.

Внутри конденсатора вектора \vec{E}^+ и \vec{E}^- параллельны; поэтому модуль напряженности суммарного поля равен $E = 2E_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$.

Вне пластин вектора \vec{E}^+ и \vec{E}^- направлены в разные стороны, и поэтому $E = 0$.

Поверхностная плотность σ заряда пластин равна q / S , где q – заряд, а S – площадь каждой пластины. Разность потенциалов $\Delta\phi$ между пластинами в однородном электрическом поле равна Ed , где d – расстояние между пластинами. Из этих соотношений можно получить формулу для емкости плоского конденсатора: $C = \frac{q}{\Delta\phi} = \frac{\sigma \cdot S}{E \cdot d} = \frac{\epsilon_0 S}{d}$.

Таким образом, емкость плоского конденсатора прямо пропорциональна площади пластин (обкладок) и обратно пропорциональна расстоянию между ними.

Если пространство между обкладками заполнено диэлектриком, емкость конденсатора увеличивается в ϵ раз: $C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$.

Если пространство между обкладками заполнено диэлектриком, емкость конденсатора увеличивается в ϵ раз: $C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$.

Примерами конденсаторов с другой конфигурацией обкладок могут служить сферический и цилиндрический конденсаторы. Сферический конденсатор – это система из двух концентрических проводящих сфер радиусов R_1 и R_2 . Цилиндрический конденсатор – система из двух соосных проводящих цилиндров радиусов R_1 и R_2 и длины L . Емкости этих конденсаторов, заполненных диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ , выражаются формулами:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad (\text{сферический конденсатор}), \quad C = 2\pi\epsilon_0\epsilon \frac{L}{\ln R_2 / R_1} \quad (\text{цилиндрический конденсатор}).$$

Конденсаторы могут соединяться между собой, образуя батареи конденсаторов.

При параллельном соединении конденсаторов напряжения на конденсаторах одинаковы: $U_1 = U_2 = U$, а заряды равны $q_1 = C_1 U$ и $q_2 = C_2 U$. Такую систему можно рассматривать как единый конденсатор электроемкости C , заряженный зарядом $q = q_1 + q_2$ при напряжении между обкладками равном U . Отсюда следует

$$C = \frac{q_1 + q_2}{U} \quad \text{или} \quad C = C_1 + C_2$$

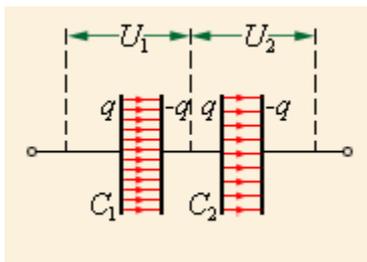


Рисунок 1.4.3.
Последовательное
соединение
конденсаторов.

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

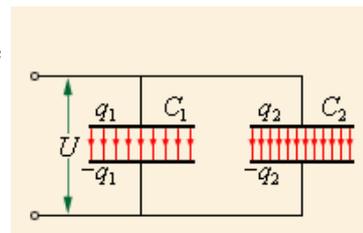


Рисунок 1.4.2.
Параллельное
соединение
конденсаторов.
 $C = C_1 + C_2$

Таким образом, при параллельном соединении электроемкости складываются.

При последовательном соединении (рис. 1.4.2) одинаковыми оказываются заряды обоих конденсаторов:

$$q_1 = q_2 = q, \quad \text{а напряжения на них равны} \quad U_1 = \frac{q}{C_1} \quad \text{и} \quad U_2 = \frac{q}{C_2}$$

Такую систему можно рассматривать как единый конденсатор, заряженный зарядом q при напряжении между обкладками $U = U_1 + U_2$.

$$\text{Следовательно,} \quad C = \frac{q}{U_1 + U_2} \quad \text{или} \quad \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

При последовательном соединении конденсаторов складываются обратные величины емкостей.

Формулы для параллельного и последовательного соединения остаются справедливыми при любом числе конденсаторов, соединенных в батарею.

Взаимная емкость двух проводников

Емкостью двух проводников называют отношение заряда одного из проводников к разности потенциалов между этим проводником и соседним:

Иногда говорят об емкости одного проводника. Это имеет смысл, если проводник является уединенным, т. е. расположен на большом по сравнению с его размерами расстоянии от других проводников. Так говорят, например, о емкости проводящего шара. При этом подразумевается, что роль другого проводника играют удаленные предметы, расположенные вокруг шара.

Емкость двух проводников равна единице, если при сообщении им зарядов ± 1 Кл между ними возникает разность потенциалов 1 В. Эту единицу называют фарад (Ф): $1 \text{ Ф} = 1 \text{ Кл/В}$

Энергия электрического поля

Опыт показывает, что заряженный конденсатор содержит запас энергии.

Энергия заряженного конденсатора равна работе внешних сил, которую необходимо затратить, чтобы зарядить конденсатор.

Процесс зарядки конденсатора $U = \frac{q}{C}$, можно представить как последовательный перенос достаточно малых порций заряда $\Delta q > 0$ с одной обкладки на другую. При этом одна обкладка постепенно заряжается положительным зарядом, а другая – отрицательным. Поскольку каждая порция переносится в условиях, когда на обкладках уже имеется некоторый заряд q , а между ними существует некоторая разность потенциалов при переносе каждой порции Δq внешние силы должны совершить работу

$$\Delta A = U \Delta q = \frac{q \Delta q}{C}.$$

Энергия W_e конденсатора емкости C , заряженного зарядом Q , может быть найдена путем интегрирования этого выражения в пределах от 0 до Q :

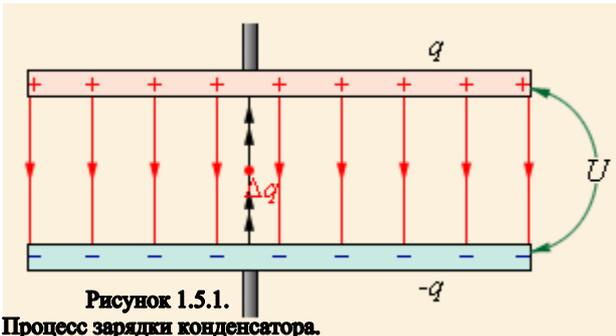
$$W_e = A = \frac{Q^2}{2C}.$$


Рисунок 1.5.1. Процесс зарядки конденсатора.

Формулу, выражающую энергию заряженного конденсатора, можно переписать в другой эквивалентной форме, если воспользоваться соотношением $Q = CU$.

$$W_e = \frac{Q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2} = \frac{QU}{2}.$$

Электрическую энергию W_e следует рассматривать как потенциальную энергию, запасенную в заряженном конденсаторе. Формулы для W_e аналогичны формулам для потенциальной энергии E_p деформированной пружины $E_p = \frac{kx^2}{2} = \frac{Fx}{2} = \frac{F_x}{2}$, где k – жесткость пружины, x – деформация, $F = kx$ – внешняя сила.

По современным представлениям, электрическая энергия конденсатора локализована в пространстве между обкладками конденсатора, то есть в электрическом поле. Поэтому ее называют энергией электрического поля. Это легко проиллюстрировать на примере заряженного плоского конденсатора.

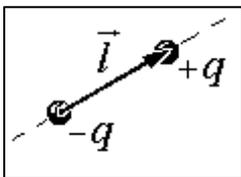
Напряженность однородного поля в плоском конденсаторе равна $E = U/d$, а его емкость $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$. Поэтому $W_e = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S E^2 d^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V$.

где $V = Sd$ – объем пространства между обкладками, занятый электрическим полем. Из этого соотношения следует, что физическая величина $w_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}$, является электрической (потенциальной) энергией единицы объема пространства, в котором создано электрическое поле. Ее называют объемной плотностью электрической энергии.

Энергия поля, созданного любым распределением электрических зарядов в пространстве, может быть найдена путем интегрирования объемной плотности w_e по всему объему, в котором создано электрическое поле.

Электрический диполь.

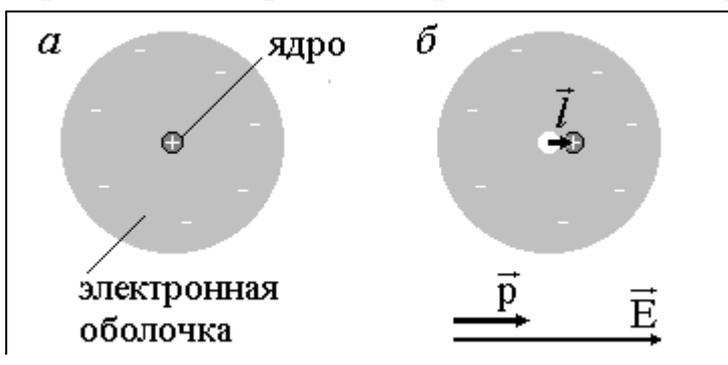
Свойства электрического диполя



Электрическим диполем называется зарядовая система, электрически эквивалентная паре точечных зарядов, одинаковых по величине и противоположных по знаку, отстоящих друг от друга на расстояние l .

Дипольным моментом диполя называется векторная величина: $\mathbf{p} = ql$

Вектор l направлен от $-q$ к $+q$. Диполи, состоящие из двух точечных зарядов, являются физической идеализацией (моделью). Эта модель может быть сопоставлена реальным объектам, например, поляризованному атому (см. рис. 2.1.2). Ядро атома можно рассматривать как точечный зарядом $q_{\text{яд}} = Ze$, а окружающие ядро Z электронов – как электронную оболочку с распределенным по ее объему зарядом электронов $q_{\text{об}} = -Ze$. Здесь Z – зарядовое число атома (оно служит порядковым номером в периодической системе элементов Д. И. Менделеева). В отсутствие электрического поля распределение заряда в атоме сферически симметрично. Как



Поляризация атома во внешнем электрическом поле: а) в отсутствие электрического поля дипольный момент $\mathbf{p}=0$; б) при приложении внешнего поля с напряженностью \mathbf{E} ядро смещается относительно центра электронной оболочки, – возникает наведенный дипольный момент

атому электрическое поле подобное соответственно, положительному и отрицательному точечным зарядам $q_{\text{яд}}$ и $q_{\text{об}}$, расположенным в центре атома. Таким образом, дипольный момент свободного атома равен нулю и электрическое поле симметричного (неполяризованного) атома вне его самого

также равно нулю. Пусть теперь атом помещен в электрическое поле напряженностью E (рис. б), тогда оно смещает ядро и электронную оболочку в противоположные стороны до тех пор, пока сила притяжения ядра и электронов не уравнивает силу внешнего поля $F = ZeE$. При этом центр ядра оказывается смещенным относительно центра электронного облака на некоторый вектор l . И ядро и электронная оболочка, ввиду их сферической симметрии, эквивалентны точечным зарядам в их центрах, следует, что для большинства веществ при не слишком больших полях величина l взаимного смещения ядра и электронной оболочки прямо пропорциональна напряженности.

Электростатическое взаимодействие точечных зарядов.

Названное взаимодействие, несмотря на кажущуюся простоту, не удаётся интерпретировать чётко и однозначно. Его можно описать двумя способами: при помощи закона Кулона или, используя полное электростатическое поле зарядов. В первом случае заряды могут взаимодействовать между собой непосредственно, так как интенсивность события зависит только от величины, знака зарядов и расстояния между ними; во втором, дополнительно участвуют посредник пробный заряд, и всё окружающее пространство. Два способа явно отличаются друг от друга, но конечный результат получается одинаковым.

Электрический ток в проводниках

Электростатического поля внутри проводника нет. Если бы оно там было, свободные заряды двигались бы под действием кулоновских сил упорядоченно, чего в реальности не происходит. Выясним причину отсутствия электростатического поля внутри проводника.

Внесём незаряженный проводник в электростатическое поле. Поле внутри него в первое время будет существовать. Под его действием свободные электроны (отрицательные заряды) начнут упорядоченно двигаться против линий его напряжённости. Они переместятся на одну сторону проводника, в результате чего две части проводника окажутся противоположно заряженными. Они создадут внутри проводника электростатическое поле, полностью компенсирующее внешнее.

Так как внутри проводника напряжённость поля равна нулю, то поток напряжённости через любую замкнутую поверхность внутри него равен нулю.

Значит, равен нулю заряд внутри любой замкнутой поверхности внутри проводника. Отсюда следует, что, так как внутри проводника заряда нет, то весь его заряд сосредоточен на поверхности. Силовые линии электростатического поля на поверхности проводника перпендикулярны ей. Если бы это было не так, существовала бы составляющая напряжённости, направленная вдоль поверхности и заряд перемещался бы по ней.

На свойстве проводника полностью компенсировать электростатическое поле внутри себя основана электростатическая защита. Людей и чувствительные к электрическому полю приборы можно защитить от его действия, поместив внутрь металлического ящика или клетки из проволочной сетки. Это впервые было замечено Фарадеем, поэтому металлическую сетку, ограничивающую область пространства для защиты её от электрического поля, называют клеткой Фарадея.

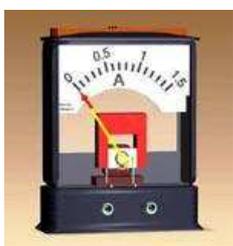
Сила тока

Для оценки и сравнения электрических токов ввели специальную величину - силу тока I

Ток – это движение заряженных частиц: ионов или электронов. Именно они являются носителями (переносчиками) заряда. Следовательно, под силой тока удобнее понимать не количество заряженных частиц, протекающих через проводник за единицу времени, а количество "переносимого" ими заряда.

Итак, сила тока – физическая величина, показывающая заряд, проходящий через проводник за единицу времени. Математически это определение записывается в виде формулы:

$$I = \frac{q}{t}$$



Для измерения силы тока используют специальный прибор – амперметр. Его включают в разрыв цепи в том месте, где нужно измерить силу тока.

В международной системе единиц СИ сила тока выражается в амперах (А) в честь французского физика А. Ампера. Ампер является одной из основных единиц и определяется по силе взаимодействия двух параллельных проводников с током.

Сила тока в проводнике равна одному амперу, если через поперечное сечение проводника за одну секунду протекает электрический заряд равный одному кулону:

$$1 \text{ A} = 1 \text{ Кл} / 1 \text{ с.}$$

Силу тока измеряют амперметром, который включается в цепь последовательно с проводником,

Для измерения слабых токов используется $1 \text{ mA} = 10^{-3} \text{ A}$ и $1 \text{ mA} = 10^{-6} \text{ A}$, сильных токов – $1 \text{ kA} = 10^3 \text{ A}$.

Законы Ома

Если изолированный проводник поместить в электрическое поле \vec{E} , то на свободные заряды q в проводнике будет действовать сила $\vec{F} = q\vec{E}$. В результате в проводнике возникает кратковременное перемещение свободных зарядов. Этот процесс закончится тогда, когда собственное электрическое поле зарядов, возникших на поверхности проводника, не скомпенсирует полностью внешнее поле. Результирующее электростатическое поле внутри проводника равно нулю. Однако, в проводниках может при определенных условиях возникнуть непрерывное упорядоченное движение свободных носителей электрического заряда. Такое движение называется электрическим током. За направление электрического тока принято направление движения положительных свободных зарядов. Для существования электрического тока в проводнике необходимо создать в нем электрическое поле.

Количественной мерой электрического тока служит **сила тока** I – скалярная физическая величина, равная отношению заряда Δq , переносимого через поперечное сечение проводника (рис. 1.6.1) за интервал времени Δt , к этому интервалу времени: $I = \frac{\Delta q}{\Delta t}$.

Если сила тока и его направление не изменяются со временем, то такой ток называется постоянным.

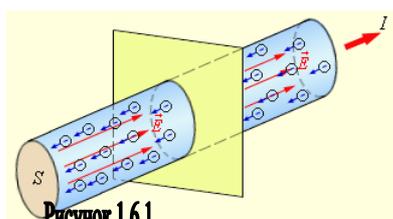


Рисунок 1.6.1.

Упорядоченное движение электронов в металлическом проводнике и ток I . S – площадь поперечного сечения проводника, – электрическое поле.

В Международной системе единиц СИ сила тока измеряется в амперах (А). Единица измерения тока 1 А устанавливается по магнитному взаимодействию двух

параллельных проводников с током.

Постоянный электрический ток может быть создан только в замкнутой цепи, в которой свободные носители заряда

циркулируют по замкнутым траекториям. Электрическое поле в разных точках такой цепи неизменно во времени. Следовательно, электрическое поле в цепи постоянного тока имеет характер замороженного электростатического поля. Но при перемещении электрического заряда в электростатическом поле по замкнутой траектории, работа электрических сил равна нулю. Поэтому для

существования постоянного тока необходимо наличие в электрической цепи устройства, способного создавать и поддерживать разности потенциалов на участках цепи за счет работы сил неэлектростатического происхождения. Такие устройства называются источниками постоянного тока. Силы неэлектростатического происхождения, действующие на свободные носители заряда со стороны источников тока, называются сторонними силами.

Природа сторонних сил может быть различной. В гальванических элементах или аккумуляторах они возникают в результате электрохимических процессов, в генераторах постоянного тока сторонние силы возникают при движении проводников в магнитном поле. Источник тока в электрической цепи играет ту же роль, что и насос, который необходим для перекачки жидкости в замкнутой гидравлической системе. Под действием сторонних сил электрические заряды движутся внутри источника тока против сил электростатического поля, благодаря чему в замкнутой цепи может поддерживаться постоянный электрический ток.

При перемещении электрических зарядов по цепи постоянного тока сторонние силы, действующие внутри источников тока, совершают работу.

Физическая величина, равная отношению работы $A_{ст}$ сторонних сил при перемещении заряда q от отрицательного полюса источника тока к положительному к величине этого заряда, называется электродвижущей силой источника (ЭДС):
$$\text{ЭДС} = \varepsilon = \frac{A_{ст}}{q}.$$

Таким образом, ЭДС определяется работой, совершаемой сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда. Электродвижущая сила, как и разность потенциалов, измеряется в вольтах (В).

При перемещении единичного положительного заряда по замкнутой цепи постоянного тока работа сторонних сил равна сумме ЭДС, действующих в этой цепи, а работа электростатического поля равна нулю.

Цепь постоянного тока можно разбить на определенные участки. Те участки, на которых не действуют сторонние силы (т. е. участки, не содержащие источников тока), называются однородными. Участки, включающие источники тока, называются неоднородными.

При перемещении единичного положительного заряда по некоторому участку цепи работу совершают как электростатические (кулоновские), так и сторонние силы. Работа электростатических сил равна **разности потенциалов** $\Delta\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$ между начальной (1) и конечной (2) точками неоднородного участка. Работа сторонних сил равна по определению электродвижущей силе \mathcal{E}_{12} , действующей на данном участке. Поэтому полная работа равна $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}$

Величину U_{12} принято называть напряжением на участке цепи 1–2. В случае однородного участка напряжение равно разности потенциалов: $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$.

Немецкий физик Г. Ом в 1826 году экспериментально установил, что сила тока I , текущего по однородному металлическому проводнику (т. е. проводнику, в котором не действуют сторонние силы), пропорциональна напряжению U на концах проводника: $I = \frac{1}{R}U$ или $RI = U$, где $R = \text{const}$.

Величину R принято называть электрическим сопротивлением. Проводник, обладающий электрическим сопротивлением, называется резистором. Это соотношение выражает **закон Ома для однородного участка цепи: сила тока в проводнике прямо пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна сопротивлению проводника.**

В СИ единицей электрического сопротивления проводников служит ом (Ом). Сопротивлением в 1 Ом обладает такой участок цепи, в котором при напряжении 1 В возникает ток силой 1 А.

Проводники, подчиняющиеся закону Ома, называются линейными. Графическая зависимость силы тока I от напряжения U (такие графики называются вольт–амперными характеристиками, сокращенно ВАХ) изображается прямой линией, проходящей через начало координат. Следует отметить, что существует много материалов и устройств, не подчиняющихся закону Ома, например, полупроводниковый диод или газоразрядная лампа. Даже у металлических проводников при достаточно больших токах наблюдается отклонение от линейного закона Ома, так как электрическое сопротивление металлических проводников растет с ростом температуры.

Для участка цепи, содержащего ЭДС, закон Ома записывается в следующей форме: $IR = U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E} = \Delta\varphi_{12} + \mathcal{E}$.

Это соотношение принято называть **обобщенным законом Ома**.

На рис. 1.6.2 изображена замкнутая цепь постоянного тока. Участок цепи (cd) является однородным.

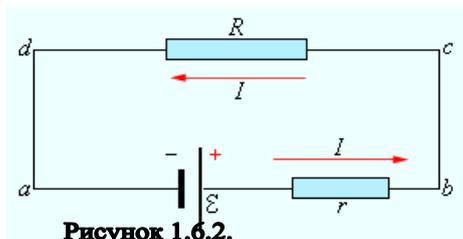


Рисунок 1.6.2.
Цепь постоянного тока.

По закону Ома, $IR = \Delta\varphi_{cd}$.

Участок (ab) содержит источник тока с ЭДС, равной \mathcal{E} .

По закону Ома для неоднородного участка,

$$Ir = \Delta\varphi_{ab} + \mathcal{E}.$$

Сложив оба равенства, получим: $I(R + r) = \Delta\varphi_{cd} + \Delta\varphi_{ab} + \mathcal{E}$.

Но $\Delta\varphi_{cd} = \Delta\varphi_{ba} = -\Delta\varphi_{ab}$. Поэтому $I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}$.

Эта формула выражает **закон Ома для полной цепи: сила тока в полной цепи равна электродвижущей силе источника, деленной на сумму сопротивлений однородного и неоднородного участков цепи.**

Сопротивление r неоднородного участка на рис. 1.6.2 можно рассматривать как внутреннее сопротивление источника тока. В этом случае участок (ab) на рис. 1.6.2 является внутренним участком источника. Если точки a и b замкнуть проводником, сопротивление которого мало по сравнению с внутренним сопротивлением источника ($R \ll r$), тогда в цепи потечет ток короткого замыкания $I_{кз} = \frac{\mathcal{E}}{r}$.

Сила тока короткого замыкания – максимальная сила тока, которую можно получить от данного источника с электродвижущей силой \mathcal{E} и внутренним сопротивлением r . У источников с малым внутренним сопротивлением ток короткого замыкания может быть очень велик и вызывать разрушение электрической цепи или источника. Например, у свинцовых аккумуляторов, используемых в автомобилях, сила тока короткого замыкания может составлять несколько сотен ампер. Особенно опасны короткие замыкания в осветительных сетях, питаемых от подстанций (тысячи ампер). Чтобы избежать разрушительного действия таких больших токов, в цепь включаются предохранители или специальные автоматы защиты сетей.

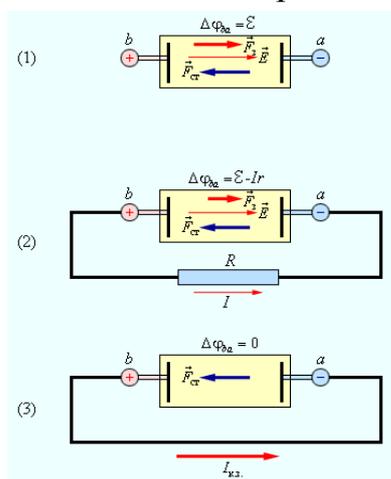
В ряде случаев для предотвращения опасных значений силы тока короткого замыкания к источнику подсоединяется некоторое внешнее балластное

сопротивление. Тогда сопротивление r равно сумме внутреннего сопротивления источника и внешнего балластного сопротивления.

Если внешняя цепь разомкнута, то $\Delta\phi_{ba} = -\Delta\phi_{ab} = \mathcal{E}$, т. е. разность потенциалов на полюсах разомкнутой батареи равна ее ЭДС.

Если внешнее нагрузочное сопротивление R включено и через батарею протекает ток I , разность потенциалов на ее полюсах становится равной $\Delta\phi_{ba} = \mathcal{E} - Ir$.

На рис. 1.6.3 дано схематическое изображение источника постоянного тока с ЭДС равной \mathcal{E} и внутренним сопротивлением r в трех режимах: "холостой ход", работа на нагрузку и режим короткого замыкания. Указаны напряженность \vec{E} электрического поля внутри батареи и силы, действующие на положительные заряды: $\vec{F}_{\text{эл}}$ – электрическая сила и $\vec{F}_{\text{ст}}$ – сторонняя сила. В режиме короткого замыкания электрическое поле внутри батареи исчезает.



Для измерения напряжений и токов в электрических цепях постоянного тока используются специальные приборы – вольтметры и амперметры.

Вольтметр предназначен для измерения разности потенциалов, приложенной к его клеммам. Он подключается параллельно участку цепи, на котором производится измерение разности потенциалов. Любой

Рисунок 1.6.3.
Схематическое изображение источника постоянного тока:
1 – батарея разомкнута;
2 – батарея замкнута на внешнее сопротивление R ;
3 – режим короткого замыкания.

вольтметр обладает некоторым внутренним сопротивлением R_V . Для того, чтобы вольтметр не вносил заметного перераспределения токов при подключении к измеряемой цепи, его внутреннее сопротивление должно быть велико по сравнению с

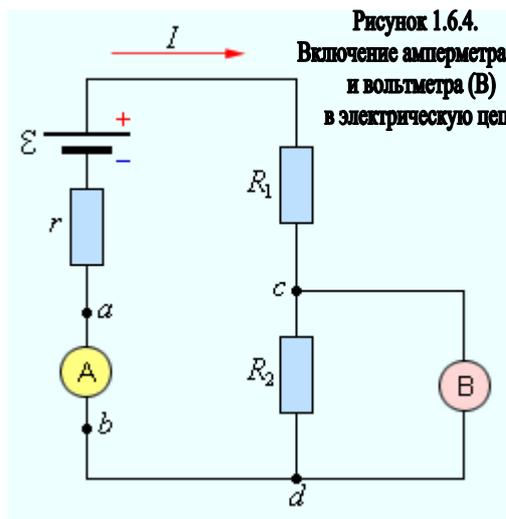
сопротивлением того участка цепи, к которому он подключен. Для цепи, изображенной на рис. 1.6.4, это условие записывается в виде: $R_V \gg R_1$.

Это условие означает, что ток $I_V = \Delta\phi_{cd} / R_V$, протекающий через вольтметр, много меньше тока $I = \Delta\phi_{cd} / R_1$, который протекает по измеряемому участку цепи.

Поскольку внутри вольтметра не действуют сторонние силы, разность потенциалов на его клеммах совпадает по определению с напряжением. Поэтому можно говорить, что вольтметр измеряет напряжение.

Амперметр предназначен для измерения силы тока в цепи. Амперметр включается последовательно в разрыв электрической цепи, чтобы через него проходил весь измеряемый ток. Амперметр также обладает некоторым внутренним сопротивлением R_A . В отличие от вольтметра, внутреннее сопротивление амперметра должно быть достаточно малым по сравнению с полным сопротивлением всей цепи. Для цепи на рис. 1.6.4 сопротивление амперметра должно удовлетворять условию $R_A \ll (r + R_1 + R_2)$, чтобы при включении амперметра ток в цепи не изменялся.

Измерительные приборы – вольтметры и амперметры – бывают двух видов: стрелочные (аналоговые) и цифровые. Цифровые электроизмерительные приборы представляют собой сложные электронные устройства. Обычно цифровые приборы обеспечивают более высокую точность измерений.



Следует отметить, что далеко не все сложные цепи, состоящие из проводников с различными сопротивлениями, могут быть рассчитаны с помощью формул для последовательного и параллельного соединения. На рис. 1.6.4 приведен пример электрической цепи, которую нельзя рассчитать указанным выше методом.

Цепи, подобные изображенной на рис. 1.6.4, а также цепи с разветвлениями, содержащие несколько источников, рассчитываются с помощью правил Кирхгофа.

Закон Джоуля–Ленца

При протекании тока по однородному участку цепи электрическое поле совершает работу. За время Δt по цепи протекает заряд $\Delta q = I\Delta t$. Электрическое поле на выделенном участке совершает работу $\Delta A = (\varphi_1 - \varphi_2)\Delta q = \Delta\varphi_{12}I\Delta t = UI\Delta t$, где $U = \Delta\varphi_{12}$ – напряжение. Эту работу называют работой электрического тока.

Если обе части формулы $RI = U$,

выражающей закон Ома для однородного участка цепи с сопротивлением R , умножить на $I\Delta t$, то получится соотношение $R_{12}\Delta t = UI\Delta t = \Delta A$.

Это соотношение выражает закон сохранения энергии для однородного участка цепи.

Работа ΔA электрического тока I , протекающего по неподвижному проводнику с сопротивлением R , преобразуется в тепло ΔQ , выделяющееся на проводнике.

$$\Delta Q = \Delta A = R_{12}\Delta t.$$

Закон преобразования работы тока в тепло был экспериментально установлен независимо друг от друга Дж. Джоулем и Э. Ленцем и носит название закона Джоуля–Ленца.

Мощность электрического тока равна отношению работы тока ΔA к интервалу времени Δt , за которое эта работа была совершена:

$$P = \frac{\Delta A}{\Delta t} = UI = I^2R = \frac{U^2}{R}.$$

Работа электрического тока в СИ выражается в джоулях (Дж), мощность – в ваттах (Вт).

Рассмотрим теперь полную цепь постоянного тока, состоящую из источника с электродвижущей силой \mathcal{E} и внутренним сопротивлением r и внешнего однородного участка с сопротивлением R . Закон Ома для полной цепи записывается в виде $(R + r)I = \mathcal{E}$.

Умножив обе части этой формулы на $\Delta q = I\Delta t$, мы получим соотношение, выражающее закон сохранения энергии для полной цепи постоянного тока:

$$R_{12}\Delta t + r_{12}\Delta t = \mathcal{E}I\Delta t = \Delta A_{\text{с.т.}}$$

Первый член в левой части $\Delta Q = R_{12}\Delta t$ – тепло, выделяющееся на внешнем участке цепи за время Δt , второй член $\Delta Q_{\text{ист}} = r_{12}\Delta t$ – тепло, выделяющееся внутри источника за то же время.

Выражение $\mathcal{E}I\Delta t$ равно работе сторонних сил $\Delta A_{\text{ст}}$, действующих внутри источника.

При протекании электрического тока по замкнутой цепи работа сторонних сил $\Delta A_{\text{ст}}$ преобразуется в тепло, выделяющееся во внешней цепи (ΔQ) и внутри источника ($\Delta Q_{\text{ист}}$). $\Delta Q + \Delta Q_{\text{ист}} = \Delta A_{\text{ст}} = \mathcal{E}I\Delta t$

Следует обратить внимание, что в это соотношение не входит работа электрического поля. При протекании тока по замкнутой цепи электрическое поле работы не совершает; поэтому тепло производится одними только сторонними силами, действующими внутри источника. Роль электрического поля сводится к перераспределению тепла между различными участками цепи.

Внешняя цепь может представлять собой не только проводник с сопротивлением R , но и какое-либо устройство, потребляющее мощность, например, электродвигатель постоянного тока. В этом случае под R нужно понимать эквивалентное сопротивление нагрузки. Энергия, выделяемая во внешней цепи, может частично или полностью преобразовываться не только в тепло, но и в другие виды энергии, например, в механическую работу, совершаемую электродвигателем. Поэтому вопрос об использовании энергии источника тока имеет большое практическое значение.

Полная мощность источника, то есть работа, совершаемая сторонними силами за единицу времени, равна $P_{\text{ист}} = \mathcal{E}I = \frac{\mathcal{E}^2}{R+r}$.

Во внешней цепи выделяется мощность $P = RI^2 = \mathcal{E}I - rI^2 = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R+r)^2}$.

Отношение $\eta = \frac{P}{P_{\text{ист}}}$ равно $\eta = \frac{P}{P_{\text{ист}}} = 1 - \frac{r}{\mathcal{E}}I = \frac{R}{R+r}$.

называется коэффициентом полезного действия источника.

Удельная проводимость

Удельная проводимость — мера способности вещества проводить электрический ток. В линейном изотропном веществе плотность возникающего тока прямо пропорциональна электрическому полю

Состав	мкС/см, 25 С°	мкС/мг. в л.
Бикарбонат натрия	870	0,87
Сульфат натрия	1300	1,30
Хлорид натрия	1990	1,99
Карбонат натрия	1600	1,60
Гидроксид натрия	5820	5,82
Гидроксид аммония	189	0,19
Соляная кислота	11000	11,10
Фтористоводородная кислота	2420	2,42
Азотная кислота	6380	6,38
Фосфорная кислота	2250	2,25
Серная кислота	6350	6,35

Удельное сопротивление

Величина, обратная удельной проводимости, называется **удельным сопротивлением**.

В системе СИ удельная электропроводность измеряется в единицах $1/(\text{Ом}\cdot\text{м})$ (1 на Ом·метр), См/м. В СГСЭ единицей удельной электропроводности является обратная секунда (с⁻¹).

Удельное сопротивление (при 20° С)

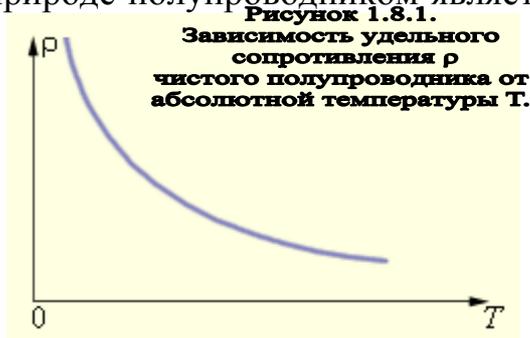
Таблица 1.7.1.

Вещество	Удельное сопротивление Ом·мм ² /м	Вещество	Удельное сопротивление Ом·мм ² /м
Алюминий	0,028	Никель	0,100
Вольфрам	0,055	Олово	0,115
Железо	0,098	Ртуть	0,958
Золото	0,023	Свинец	0,221
Константан	0,44–0,52	Серебро	0,016
Латунь	0,025–0,06	Тантал	0,155
Медь	0,0175	Хром	0,027
Молибден	0,057	Цинк	0,059
Никелин	0,39–0,45	Никель	0,100

Полупроводники

Механизмы проводимости

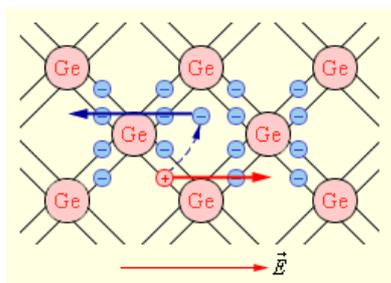
По значению удельного электрического сопротивления полупроводники занимают промежуточное место между хорошими проводниками и диэлектриками. К числу полупроводников относятся многие химические элементы (германий, кремний, селен, теллур, мышьяк и др.), огромное количество сплавов и химических соединений. Почти все неорганические вещества окружающего нас мира – полупроводники. Самым распространенным в природе полупроводником является кремний, составляющий около 30 % земной



коры.

Качественное отличие полупроводников от металлов проявляется, прежде всего в зависимости удельного сопротивления от температуры. С понижением температуры сопротивление металлов падает. У полупроводников, напротив, с понижением температуры сопротивление возрастает и вблизи абсолютного нуля они практически становятся изоляторами (рис. 1.8.1).

Такой ход зависимости $\rho(T)$ показывает, что у полупроводников концентрация носителей свободного заряда не остается постоянной, а увеличивается с ростом температуры. Механизм электрического тока в полупроводниках нельзя объяснить в рамках модели газа свободных электронов. Рассмотрим качественно этот механизм на примере германия (Ge). В кристалле кремния (Si) механизм



аналогичен.

Атомы германия имеют четыре слабо связанных электрона на внешней оболочке. Их называют валентными электронами. В кристаллической решетке

каждый атом окружен четырьмя ближайшими соседями. Связь между атомами в кристалле германия является ковалентной, т. е. осуществляется парами валентных электронов. Каждый валентный электрон принадлежит двум атомам (рис. 1.8.2). Валентные электроны в кристалле германия гораздо сильнее связаны с атомами, чем в

металлах; поэтому концентрация электронов проводимости при комнатной температуре в полупроводниках на много порядков меньше, чем у металлов. Вблизи абсолютного нуля температуры в кристалле германия все электроны заняты в образовании связей. Такой кристалл электрического тока не проводит.

При повышении температуры некоторая часть валентных электронов может получить энергию, достаточную для разрыва ковалентных связей. Тогда в кристалле возникнут свободные электроны (электроны проводимости). Одновременно в местах разрыва связей образуются вакансии, которые не заняты электронами. Эти вакансии получили название "дырок". Вакантное место может быть занято валентным электроном из соседней пары, тогда дырка переместится на новое место в кристалле. При заданной температуре полупроводника в единицу времени образуется определенное количество электронно-дырочных пар. В то же время идет обратный процесс – при встрече свободного электрона с дыркой, восстанавливается электронная связь между атомами германия. Этот процесс называется рекомбинацией. Электронно-дырочные пары могут рождаться также при освещении полупроводника за счет энергии электромагнитного излучения. В отсутствие электрического поля электроны проводимости и дырки участвуют в хаотическом тепловом движении.

Если полупроводник помещается в электрическое поле, то в упорядоченное движение вовлекаются не только свободные электроны, но и дырки, которые ведут себя как положительно заряженные частицы. Поэтому ток I в полупроводнике складывается из электронного I_n и дырочного I_p токов: $I = I_n + I_p$. Концентрация электронов проводимости в полупроводнике равна концентрации дырок: $n_n = n_p$. Электронно-дырочный механизм проводимости проявляется только у чистых (т. е. без примесей) полупроводников. Он называется собственной электрической проводимостью полупроводников.

При наличии примесей электропроводимость полупроводников сильно изменяется. Например, добавка примесей фосфора в кристалл кремния в количестве 0,001 атомного процента уменьшает удельное сопротивление более чем на пять порядков. Такое сильное влияние примесей может быть объяснено на основе изложенных выше представлений о строении полупроводников.

Необходимым условием резкого уменьшения удельного сопротивления полупроводника при введении примесей является отличие валентности атомов примеси от валентности основных атомов кристалла.

Проводимость полупроводников при наличии примесей называется примесной

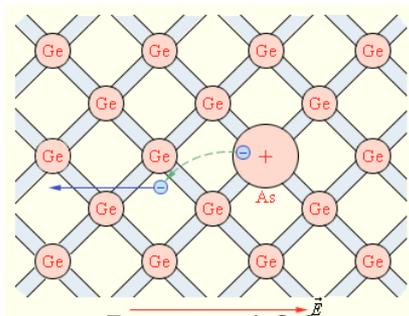


Рисунок 1.8.3.
Атом мышьяка в
решетке германия.
Полупроводник n-типа.

проводимостью. Различают два типа примесной проводимости – электронную и дырочную проводимости.

Электронная проводимость возникает, когда в

кристалл германия с четырехвалентными атомами введены пятивалентные атомы (например, атомы мышьяка, As).

На рис. 1.8.3 показан пятивалентный атом мышьяка, оказавшийся в узле кристаллической решетки германия. Четыре валентных электрона атома мышьяка включены в образование ковалентных связей с четырьмя соседними атомами германия. Пятый валентный электрон оказался излишним; он легко отрывается от атома мышьяка и становится свободным. Атом, потерявший электрон, превращается в положительный ион, расположенный в узле кристаллической решетки. Примесь из атомов с валентностью, превышающей валентность основных атомов полупроводникового кристалла, называется донорской примесью. В результате ее введения в кристалле появляется значительное число свободных электронов. Это приводит к резкому уменьшению удельного сопротивления полупроводника – в тысячи и даже миллионы раз. Удельное сопротивление проводника с большим содержанием примесей может приближаться к удельному сопротивлению металлического проводника.

В кристалле германия с примесью мышьяка есть электроны и дырки, ответственные за собственную проводимость кристалла. Но основным типом носителей свободного заряда являются электроны, оторвавшиеся от атомов

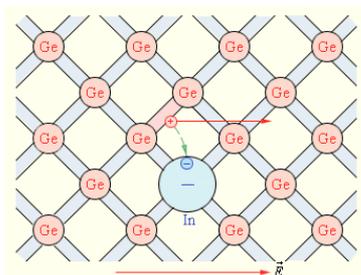


Рисунок 1.8.4.
Атом индия в решетке германия.
Полупроводник p-типа.

мышьяка. В таком кристалле $n_n \gg n_p$. Такая проводимость называется электронной, а полупроводник,

обладающий электронной проводимостью, называется полупроводником n–типа. Дырочная проводимость возникает, когда в кристалл германия введены трехвалентные атомы (например, атомы индия, I_n). На рис. 1.8.4 показан атом индия, который создал с помощью своих валентных электронов ковалентные связи лишь с тремя соседними атомами германия. На образование связи с четвертым атомом германия у атома индия нет электрона. Этот недостающий электрон может быть захвачен атомом индия из ковалентной связи соседних атомов германия. В этом случае атом индия превращается в отрицательный ион, расположенный в узле кристаллической решетки, а в ковалентной связи соседних атомов образуется вакансия. Примесь атомов, способных захватывать электроны, называется акцепторной примесью. В результате введения акцепторной примеси в кристалле разрывается множество ковалентных связей и образуются вакантные места (дырки). На эти места могут перескакивать электроны из соседних ковалентных связей, что приводит к хаотическому блужданию дырок по кристаллу.

Наличие акцепторной примеси резко снижает удельное сопротивление полупроводника за счет появления большого числа свободных дырок. Концентрация дырок в полупроводнике с акцепторной примесью значительно превышает концентрацию электронов, которые возникли из-за механизма собственной электропроводности полупроводника: $n_p \gg n_n$. Проводимость такого типа называется дырочной проводимостью. Примесный полупроводник с дырочной проводимостью называется полупроводником p–типа. Основными носителями свободного заряда в полупроводниках p–типа являются дырки.

Следует подчеркнуть, что дырочная проводимость в действительности обусловлена эстафетным перемещением по вакансиям от одного атома германия к другому электронов, которые осуществляют ковалентную связь.

Для полупроводников n– и p–типов закон Ома выполняется в определенных интервалах сил тока и напряжений при условии постоянства концентраций свободных носителей

ГЛАВА 2

Магнитное поле

Магнитные явления были известны еще в древнем мире. Компас был изобретен более 4500 лет тому назад. Он появился в Европе приблизительно в XII веке новой эры. Однако только в XIX веке была обнаружена связь между электричеством и магнетизмом и возникло представление о магнитном поле.

Первыми экспериментами, показавшими, что между электрическими и магнитными явлениями имеется глубокая связь, были опыты датского физика Х. Эрстеда (1820 г.). Эти опыты показали, что на магнитную стрелку, расположенную вблизи проводника с током, действуют силы, которые стремятся повернуть стрелку. В том же году французский физик А. Ампер наблюдал силовое взаимодействие двух проводников с токами и установил закон взаимодействия токов.

По современным представлениям, проводники с током оказывают силовое действие друг на друга не непосредственно, а через окружающие их магнитные поля.

Источниками магнитного поля являются движущиеся электрические заряды (токи). Магнитное поле возникает в пространстве, окружающем проводники с током, подобно тому, как в пространстве, окружающем неподвижные электрические заряды, возникает электрическое поле. Магнитное поле постоянных магнитов также создается электрическими микротоками, циркулирующими внутри молекул вещества (гипотеза Ампера).

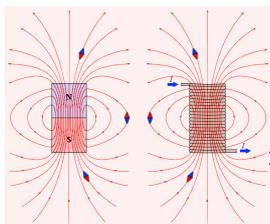
Ученые XIX века пытались создать теорию магнитного поля по аналогии с электростатикой, вводя в рассмотрение так называемые магнитные заряды двух знаков (например, северный N и южный S полюса магнитной стрелки). Однако, опыт показывает, что изолированных магнитных зарядов не существует.

Магнитное поле токов принципиально отличается от электрического поля. Магнитное поле, в отличие от электрического, оказывает силовое действие только на движущиеся заряды (токи).

Вектор магнитной индукции

Для описания магнитного поля необходимо ввести силовую характеристику поля, аналогичную вектору напряженности \vec{E} электрического поля. Такой характеристикой является вектор магнитной индукции \vec{B} . Вектор магнитной индукции определяет силы, действующие на токи или движущиеся заряды в магнитном поле.

За положительное направление вектора \vec{B} принимается направление от южного полюса S к северному полюсу N магнитной стрелки, свободно устанавливающейся



в магнитном поле. Таким образом, исследуя магнитное поле, создаваемое током или постоянным магнитом, с помощью маленькой магнитной стрелки, можно в каждой точке пространства определить направление вектора \vec{B} . Такое исследование позволяет представить пространственную структуру магнитного поля. Аналогично силовым линиям в электростатике можно построить линии магнитной индукции, в каждой точке которых вектор направлен по касательной. Пример линий магнитной индукции полей постоянного магнита и катушки с током приведен на рис. 1.9.1.

Обратите внимание на аналогию магнитных полей постоянного магнита и катушки с током. Линии магнитной индукции всегда замкнуты, они нигде не обрываются. Это означает, что магнитное поле не имеет источников – магнитных зарядов. Силовые поля, обладающие этим свойством, называются вихревыми. Картину магнитной индукции можно наблюдать с помощью мелких железных опилок, которые в магнитном поле намагничиваются и, подобно маленьким магнитным стрелкам, ориентируются вдоль линий индукции.

Сила Ампера

Для того, чтобы количественно описать магнитное поле, нужно указать способ определения не только направления вектора \vec{B} , но и его модуля. Проще всего это сделать, внося в исследуемое магнитное поле проводник с током и измеряя силу, действующую на отдельный прямолинейный участок этого проводника. Этот участок проводника должен иметь длину Δl , достаточно малую по сравнению с

размерами областей неоднородности магнитного поля. Как показали опыты Ампера, сила, действующая на участок проводника, пропорциональна силе тока I , длине Δl этого участка и синусу угла α между направлениями тока и вектора магнитной индукции: $F \sim I\Delta l \sin \alpha$.

Эта сила называется силой Ампера. Она достигает максимального по модулю значения F_{\max} , когда проводник с током ориентирован перпендикулярно линиям магнитной индукции. Модуль вектора \vec{B} определяется следующим образом:

Модуль вектора магнитной индукции равен отношению максимального значения силы Ампера, действующей на прямой проводник с током, к силе тока I в проводнике и его длине Δl : $B = \frac{F_{\max}}{I\Delta l}$.

В общем случае сила Ампера выражается соотношением: $F = IB\Delta l \sin \alpha$.

Это соотношение принято называть законом Ампера.

В системе единиц СИ за единицу магнитной индукции принята индукция такого магнитного поля, в котором на каждый метр длины проводника при силе тока 1 А действует максимальная сила Ампера 1 Н. Эта единица называется тесла (Тл).

$$1 \text{ Тл} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}}$$

Тесла – очень крупная единица. Магнитное поле Земли приблизительно равно $0,5 \cdot 10^{-4}$ Тл. Большой лабораторный электромагнит может создать поле не более 5 Тл.

Сила Ампера направлена перпендикулярно вектору магнитной индукции \vec{B} и направлению тока, текущего по проводнику. Для определения направления силы Ампера обычно используют правило левой руки: если расположить левую руку так, чтобы линии индукции \vec{B} входили в ладонь, а вытянутые пальцы были направлены вдоль тока, то отведенный большой палец укажет направление силы, действующей на проводник (рис. 1.9.2).

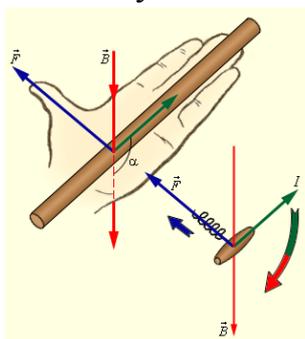


Рисунок 1.9.2.
Правило левой руки
и правило Буравчика

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

перпендикулярно плоскости, содержащей вектор \vec{B} и проводник с

током, затем его рукоятка поворачивается от направления тока к направлению вектора. Поступательное перемещение буравчика будет показывать направление силы Ампера (рис. 1.9.2). Правило буравчика часто называют правилом правого винта.

Закон Био–Савара.

Теорема о циркуляции

Магнитное поле постоянных токов различной конфигурации изучалось экспериментально французскими учеными Ж. Био и Ф. Саваром (1820 г.). Они пришли к выводу, что индукция магнитного поля токов, текущих по проводнику, определяется совместным действием всех отдельных участков проводника. Магнитное поле подчиняется принципу суперпозиции:

Если магнитное поле создается несколькими проводниками с током, то индукция результирующего поля есть векторная сумма индукций полей, создаваемых каждым проводником в отдельности.

Индукцию \vec{B} проводника с током можно представить как векторную сумму элементарных индукций $\Delta \vec{B}$, создаваемых отдельными участками проводника. На опыте невозможно осуществить отдельный участок проводника с током, так как постоянные токи всегда замкнуты. Можно измерить только суммарную индукцию магнитного поля, создаваемого всеми элементами тока. Закон Био–Савара определяет вклад в магнитную индукцию результирующего магнитного поля, создаваемый малым участком Δl проводника с током I .

$$\Delta B = \frac{\mu_0 I \Delta l \sin \alpha}{4\pi r^2}$$

Здесь r – расстояние от данного участка Δl до точки наблюдения, α – угол между направлением на точку наблюдения и направлением тока на данном участке, μ_0 – магнитная постоянная. Направление вектора $\Delta \vec{B}$ определяется правилом буравчика: оно совпадает с направлением вращения рукоятки буравчика при его поступательном перемещении вдоль тока. Рис. 1.10.1 иллюстрирует закон Био–Савара на примере магнитного поля прямолинейного проводника с током. Если

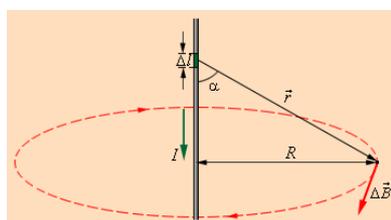


Рисунок 1.10.1.

Иллюстрация закона Био–Савара

просуммировать (проинтегрировать) вклады в магнитное поле всех отдельных участков прямолинейного проводника с током, то получится формула для

магнитной индукции поля прямого тока:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R'}$$

Закон Био–Савара позволяет рассчитывать магнитные поля токов различных конфигураций. Нетрудно, например, выполнить расчет магнитного поля в центре кругового витка с током. Этот расчет приводит к формуле $B = \frac{\mu_0 I}{2 R'}$,

где R – радиус кругового проводника. Для определения направления вектора также можно использовать правило буравчика, только теперь его рукоятку нужно вращать в направлении кругового тока, а поступательное перемещение буравчика укажет направление вектора магнитной индукции.

Расчеты магнитного поля токов часто упрощаются при учете симметрии в конфигурации токов, создающих поле. В этом случае расчеты можно выполнять с помощью теоремы о циркуляции вектора магнитной индукции, которая в теории магнитного поля токов играет ту же роль, что и теорема Гаусса в электростатике.

Поясним понятие циркуляции вектора \vec{B} . Пусть в пространстве, где создано магнитное поле, выбран некоторый условный замкнутый контур (не обязательно плоский) и указано положительное направление обхода контура. На каждом отдельном малом участке Δl этого контура можно определить касательную составляющую B_l вектора \vec{B} в данном месте, то есть определить проекцию вектора \vec{B} на направление касательной к данному участку контура (рис. 1.10.2).

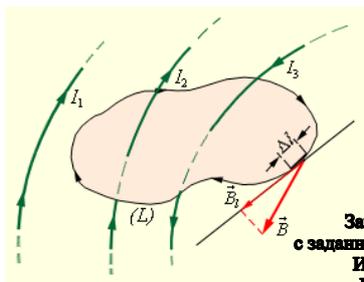


Рисунок 1.10.2.
Замкнутый контур (L)
с заданным направлением обхода.
Изображены токи I1,
I2 и I3, создающие
магнитное поле.

Циркуляцией вектора \vec{B} называют сумму произведений $B_l \Delta l$, взятую по всему контуру L:

$$\text{Циркуляция вектора } \vec{B} = \sum_{(L)} B_l \Delta l$$

Некоторые токи, создающие магнитное поле, могут пронизывать выбранный контур L в то время, как другие токи могут находиться в стороне от контура.

Теорема о циркуляции утверждает, что циркуляция вектора \vec{B} магнитного поля постоянных токов по любому контуру L всегда равна произведению магнитной постоянной μ_0 на сумму всех токов, пронизывающих контур: $\sum_{(L)} B_l \Delta l = \mu_0 \sum I_i$

В качестве примера на рис. 1.10.2 изображены несколько проводников с токами, создающими магнитное поле. Токи I2 и I3 пронизывают контур L в противоположных направлениях, им должны быть приписаны разные знаки –

положительными считаются токи, которые связаны с выбранным направлением обхода контура правилом правого винта (буравчика). Следовательно, $I_3 > 0$, а $I_2 < 0$. Ток I_1 не пронизывает контур L .

Теорема о циркуляции в данном примере выражается соотношением:

$$\sum_{(L)} B_l \Delta l = \mu_0 (I_3 - I_2).$$

Теорема о циркуляции в общем виде следует из закона Био–Савара и принципа суперпозиции.

Простейшим примером применения теоремы о циркуляции является определение магнитной индукции поля прямолинейного проводника с током. Учитывая симметрию в данной задаче, контур L целесообразно выбрать в виде окружности некоторого радиуса R , лежащей в перпендикулярной проводнику плоскости. Центр окружности находится в некоторой точке проводника. В силу симметрии вектор направлен по касательной ($B_l = B$), а его модуль одинаков во всех точках окружности. Применение теоремы о циркуляции приводит к соотношению:

откуда следует формула для модуля магнитной индукции поля прямолинейного проводника с током, приведенная ранее.

$$\sum_{(L)} B_l \Delta l = 2\pi R B = \mu_0 I.$$

Этот пример показывает, что теорема о циркуляции вектора магнитной индукции может быть использована для расчета магнитных полей, создаваемых симметричным распределением токов, когда из соображений симметрии можно "угадать" общую структуру поля.

Имеется немало практически важных примеров расчета магнитных полей с помощью теоремы о циркуляции. Одним из таких примеров является задача вычисления поля тороидальной катушки (рис. 1.10.3).

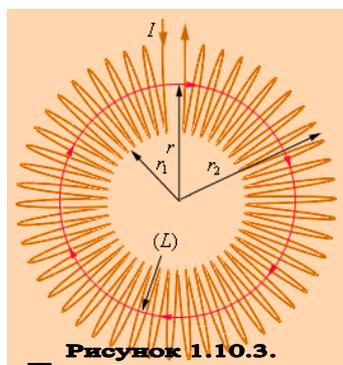


Рисунок 1.10.3.
Применение теоремы о циркуляции к тороидальной катушке.

Предполагается, что катушка плотно, то есть виток к витку, намотана на немагнитный тороидальный сердечник. В такой катушке линии магнитной индукции замыкаются внутри катушки и представляют собой concentric окружности. Они направлены так, что глядя вдоль них, мы

увидели бы ток в витках, циркулирующим по часовой стрелке. Одна из линий индукции некоторого радиуса $r_1 \leq r < r_2$ изображена на рис. 1.10.3. Применим теорему о циркуляции к контуру L в виде окружности,

совпадающей с изображенной на рис. 1.10.3 линией индукции магнитного поля. Из соображений симметрии ясно, что модуль вектора \vec{B} одинаков вдоль всей этой линии. По теореме о циркуляции можно записать: $B \cdot 2\pi r = \mu_0 I N$

где N – полное число витков, а I – ток, текущий по виткам катушки. Следовательно, Таким образом, модуль вектора магнитной индукции в тороидальной катушке зависит от радиуса r . Если сердечник катушки тонкий, то есть $r_2 - r_1 \ll r$, то магнитное поле внутри катушки практически однородно. Величина $n = N / 2\pi r$ представляет собой число витков на единицу длины катушки. В этом случае: $B = \mu_0 I n$.

В это выражение не входит радиус тора, поэтому оно справедливо и в предельном случае $r \rightarrow \infty$. Но в пределе каждую часть тороидальной катушки можно рассматривать как длинную прямолинейную катушку. Такие катушки называют соленоидами. Вдали от торцов соленоида модуль магнитной индукции выражается тем же соотношением, что и в случае тороидальной катушки. $B = \frac{\mu_0 I N}{2\pi r}$.

Магнитный момент витка с током

Поля тороида и соленоида

На рис. 1.10.4 изображено магнитное поле катушки конечной длины. Следует обратить внимание на то, что в центральной части катушки магнитное поле практически однородно и значительно сильнее, чем вне катушки. На это указывает густота линий магнитной индукции. В предельном случае бесконечно длинного соленоида однородное магнитное поле целиком сосредоточено внутри соленоида.

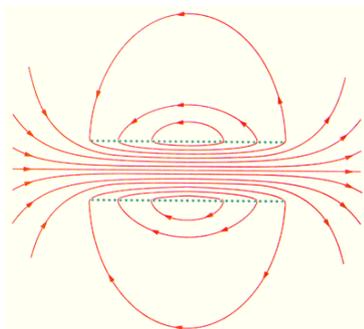


Рисунок 1.10.4. Магнитное поле катушки конечной длины. В центре соленоида магнитное поле практически однородно и значительно превышает по модулю поле вне катушки.

В случае бесконечно длинного соленоида выражение для модуля



Рисунок 1.10.5.

Применение теоремы о циркуляции к

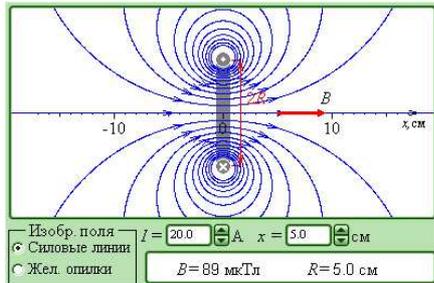
расчету магнитного поля бесконечно длинного соленоида.

магнитной индукции можно получить непосредственно с помощью теоремы о циркуляции, применив ее к прямоугольному контуру, показанному на рис. 1.10.5.

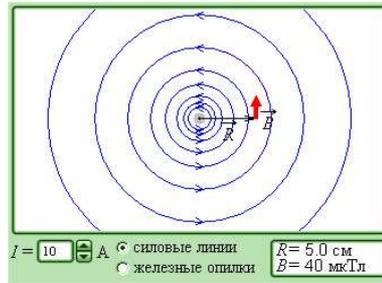
Вектор магнитной индукции имеет отличную от нуля проекцию на направление обхода контура $abcd$ только на стороне ab . Следовательно, циркуляция вектора по

контуру равна B_l , где l – длина стороны ab . Число витков соленоида, пронизывающих контур $abcd$, равно $n \cdot l$, где n – число витков на единицу длины соленоида, а полный ток, пронизывающий контур, равен Inl . Согласно теореме о циркуляции, $B_l = \mu_0 Inl$, откуда $B = \mu_0 In$.

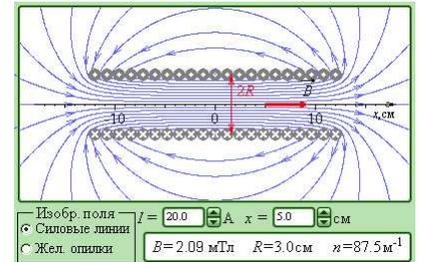
Это выражение совпадает с полученной ранее формулой для магнитного поля тонкой тороидальной катушки.



**Модель.
Магнитное поле
кругового витка
с током.**



**Модель.
Магнитное поле
прямого тока.**



**Модель.
Магнитное поле соленоида**

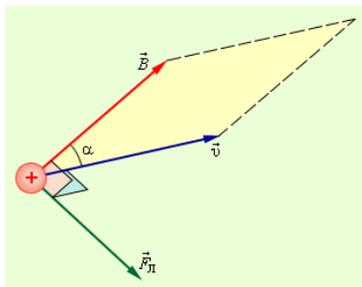
Сила Лоренца

Сила Ампера, действующая на отрезок проводника длиной Δl с силой тока I , находящийся в магнитном поле B , $F = I \Delta l \sin \alpha$

может быть выражена через силы, действующие на отдельные носители заряда.

Пусть концентрация носителей свободного заряда в проводнике есть n , а q – заряд носителя. Тогда произведение $nqvS$, где v – модуль скорости упорядоченного движения носителей по проводнику, а S – площадь поперечного сечения проводника, равно току, текущему по проводнику: $I = qnvS$.

Выражение для силы Ампера можно записать в виде: $F = qnS \Delta l v B \sin \alpha$.



Так как полное число N носителей свободного заряда в проводнике длиной Δl и сечением S равно $nS \Delta l$, то сила, действующая на одну заряженную частицу, равна

$$\underline{F_L = qvB \sin \alpha}$$

силу называют силой Лоренца. Угол α в этом выражении равен углу между скоростью и вектором магнитной индукции. Направление силы Лоренца, действующей

на положительно заряженную частицу, так же, как и направление силы Ампера, может быть найдено по правилу левой руки или по правилу буравчика. Взаимное

Рисунок 1.11.1.
**Взаимное расположение
векторов,
и Модуля силы Лоренца**

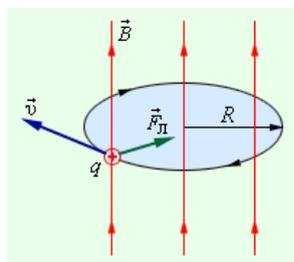
расположение векторов, и для положительно заряженной частицы показано на рис. 1.11.1.

Движение заряда в магнитном поле

При движении заряженной частицы в магнитном поле сила Лоренца работы не совершает. Поэтому модуль вектора скорости \vec{v} при движении частицы не изменяется.

Если заряженная частица движется в однородном магнитном поле под действием силы Лоренца, а ее скорость \vec{v} лежит в плоскости, перпендикулярной вектору \vec{B} , то частица будет двигаться по окружности радиуса $R = \frac{mv}{qB}$.

Сила Лоренца в этом случае играет роль центростремительной силы (рис. 1.11.2).



Период обращения частицы в однородном магнитном поле равен $T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB}$.

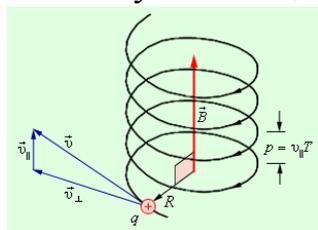
Это выражение показывает, что для заряженных частиц заданной массы m период обращения не зависит от скорости v и

Рисунок 1.11.2.
Круговое движение заряженной частицы в однородном магнитном поле.

радиуса траектории R .

Угловая скорость движения заряженной частицы по круговой траектории $\omega = \frac{v}{R} = \frac{qB}{mv} = \frac{qB}{m}$

называется циклотронной частотой. Циклотронная частота не зависит от скорости (следовательно, и от кинетической энергии) частицы. Это обстоятельство используется в циклотронах – ускорителях тяжелых частиц (протонов, ионов).



Принципиальная схема циклотрона приведена на рис. 1.11.3.

Между полюсами сильного электромагнита помещается вакуумная камера, в которой находятся два электрода в виде

Рисунок 1.11.3. полых металлических полуцилиндров (дуантов). К дуантам приложено переменное электрическое напряжение, частота которого равна циклотронной частоте. Заряженные частицы инжектируются в центре вакуумной камеры. Частицы ускоряются электрическим полем в промежутке между дуантами. Внутри дуантов частицы движутся под действием силы Лоренца по полуокружностям, радиус которых растет по мере увеличения энергии частиц. Каждый раз, когда частица пролетает через зазор между дуантами, она ускоряется электрическим полем. Таким образом, в

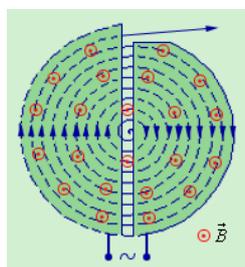
каждый раз, когда частица пролетает через зазор между дуантами, она ускоряется электрическим полем. Таким образом, в

циклотроне, как и во всех других ускорителях, заряженная частица ускоряется электрическим полем, а удерживается на траектории магнитным полем. Циклотроны позволяют ускорять протоны до энергии порядка 20 МэВ.

Однородные магнитные поля используются во многих приборах и, в частности, в масс-спектрометрах – устройствах, с помощью которых можно измерять массы заряженных частиц – ионов или ядер различных атомов. Масс-спектрометры используются для разделения изотопов, то есть ядер атомов с одинаковым зарядом, но разными массами (например, ^{20}Ne и ^{22}Ne). Простейший масс-спектрометр показан на рис. 1.11.4. Ионы, вылетающие из источника S, проходят через несколько небольших отверстий, формирующих узкий пучок. Затем они попадают в селектор скоростей, в котором частицы движутся в скрещенных однородных электрическом и магнитном полях. Электрическое поле создается между пластинами плоского конденсатора, магнитное поле – в зазоре между полюсами электромагнита. Начальная скорость \vec{v} заряженных частиц направлена перпендикулярно векторам \vec{E} и \vec{B} .

На частицу, движущуюся в скрещенных электрическом и магнитном полях, действуют электрическая сила $q\vec{E}$ и магнитная сила Лоренца. При условии $E = vB$ эти силы точно уравновешивают друг друга. Если это условие выполняется, частица будет двигаться равномерно и прямолинейно и, пролетев через конденсатор, пройдет через отверстие в экране. При заданных значениях электрического и магнитного полей селектор выделит частицы, движущиеся со скоростью $v = E / B$.

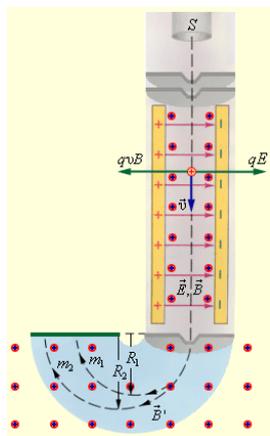
Далее частицы с одним и тем же значением скорости попадают в камеру масс-спектрометра, в которой создано однородное магнитное поле \vec{B} . Частицы движутся в камере в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, под действием силы Лоренца. Траектории частиц представляют собой окружности радиусов $R = mv / qB'$. Измеряя радиусы траекторий при известных значениях v и B' можно



определить отношение q / m . В случае изотопов ($q_1 = q_2$) масс-спектрометр позволяет разделить частицы с разными массами.

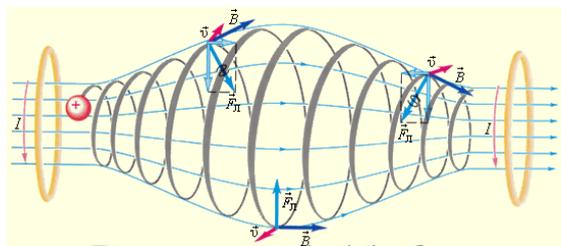
Современные масс-спектрометры позволяют измерять массы заряженных частиц с точностью выше 10^{-4} .

Если скорость частицы имеет составляющую вдоль направления магнитного поля, то такая частица будет двигаться в однородном магнитном поле по спирали. При этом радиус спирали R зависит от модуля перпендикулярной магнитному полю составляющей v_{\perp} вектора, а шаг спирали p – от модуля продольной составляющей v_{\parallel} (рис. 1.11.5).



Таким образом, траектория заряженной частицы как бы навивается на линии магнитной индукции. Это явление используется в технике для магнитной термоизоляции высокотемпературной плазмы, то есть полностью ионизированного газа при температуре порядка 10^6 К. Вещество в таком состоянии получают в установках типа "Токамак" при изучении управляемых термоядерных реакций. Плазма не должна

Рисунок 1.11.5. Движение заряженной частицы по спирали в однородном магнитном поле. соприкаться со стенками камеры. Термоизоляция достигается путем создания магнитного поля специальной конфигурации. В качестве примера на рис. 1.11.6 изображена траектория движения заряженной частицы в магнитной "бутылке" (или ловушке).



Аналогичное явление происходит в магнитном поле Земли, которое является защитой для всего живого от потоков заряженных частиц из

Рисунок 1.11.6. Магнитная «бутылка». космического пространства. Быстрые заряженные частицы из космоса (главным образом от Солнца)

"захватываются" магнитным полем Земли и образуют так называемые радиационные пояса (рис. 1.11.7), в которых частицы, как в магнитных ловушках, перемещаются туда и обратно по спиралеобразным траекториям между северным и южным магнитными полюсами за времена порядка долей секунды. Лишь в полярных областях некоторая часть частиц вторгается в верхние слои атмосферы, вызывая полярные сияния. Радиационные пояса Земли простираются от расстояний порядка 500 км до десятков земных радиусов. Следует вспомнить, что южный магнитный полюс Земли находится вблизи северного географического полюса (на северо-западе Гренландии). Природа земного магнетизма до сих пор не изучена.

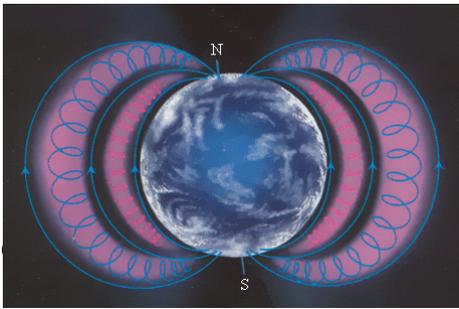
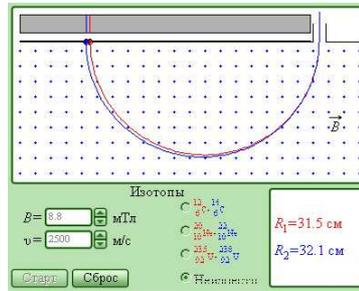
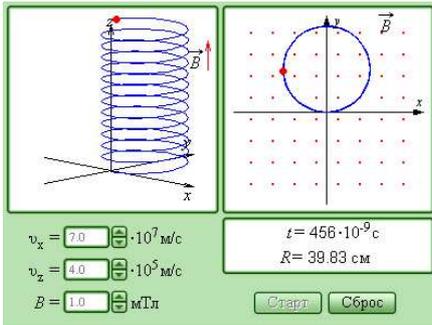


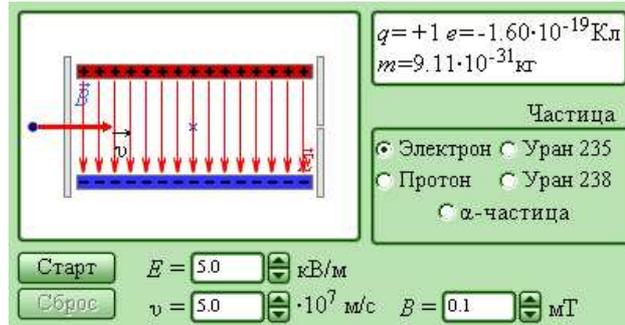
Рисунок 1.11.7.
Радиационные пояса Земли.



Модель.
Масс-спектрометр.



Модель.
Движение заряда
в магнитном поле.



Модель.
Селектор скоростей.

Магнитные моменты электронов и атомов

Все вещества, помещенные в магнитное поле, намагничиваются. Рассмотрим причину этого явления с точки зрения строения атомов и молекул, положив в основу гипотезу Ампера, согласно которой в любом теле существуют микроскопические токи, обусловленные движением электронов в атомах и молекулах.

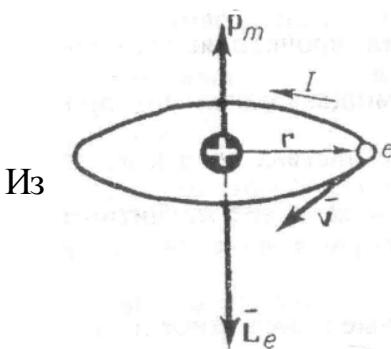
Для качественного объяснения магнитных явлений с достаточным приближением можно считать, что электрон в атоме движется по круговым орбитам. Электрон, движущийся по одной из таких орбит, эквивалентен круговому току, поэтому он обладает орбитальным магнитным моментом $\bar{P}_m = IS\bar{n}$

$$P_m = IS = evS \quad (1)$$

где $I = ev$ - сила тока, v - частота вращения электрона по орбите, S - площадь орбиты. Если электрон движется против часовой стрелки (рис.), то ток направлен против часовой стрелки, и вектор \bar{P}_m в соответствии с правилом вита направлен перпендикулярно плоскости орбиты электрона. С другой стороны движущийся по орбите электрон обладает механическим моментом импульса \bar{L}_c , модуль которого

$$\bar{L}_c = m v r = 2 m v S, \quad (2)$$

где $V = 2\pi v r$, $\pi r^2 = S$. Вектор \bar{L}_c (его направление также подчиняется правилу правого винта) называется орбитальным механическим моментом электрона.



Из

рис. следует, что направления \bar{P}_m и \bar{L}_c

противоположны, поэтому, учитывая выражения (1) и (2), получим

$$\bar{P}_m = -\frac{e\bar{L}_c}{2m} = g\bar{L}_c$$

где величина $g = -(e/2m)$ называется гиромагнитным отношением орбитальных моментов (общепринято писать со знаком минус, указывающим на то, что направления моментов противоположны). Это отношение, определяемое универсальными постоянными, одинаково для любой орбиты, хотя для разных орбит значения V и r различны. Формула $g = -(e/2m)$ выведена для круговой орбиты, но она

справедлива и для эллиптических орбит.

Экспериментальное определение гиромагнитного отношения проведено в опытах Энштейна и де Гааза, которые наблюдали поворот свободно подвешенного на тончайшей кварцевой нити железного стержня при его намагничивании во внешнем магнитном поле. При исследовании вынужденных крутильных колебаний стержня определялось гиромагнитное отношение, которое оказалось равным $(-e/m)$. Таким образом, знак носителей, обуславливающий молекулярные токи, со знаком заряда электрона, а гиромагнитное отношение оказалось в два раза большим, чем введенная ранее величина g . Для объяснения этого результата, имевшего большое значение для дальнейшего развития физики, было предположено, а впоследствии доказано, что, кроме орбитальных моментов, электрон обладает собственным механическим моментом \bar{L}_{c_s} называемым спином. Считалось, что спин обусловлен вращением электрона вокруг своей оси, что привело к целому ряду противоречий. В настоящее время установлено, что спин является неотъемлемым свойством электрона, подобно его заряду и массе. Спину электрона \bar{L}_{c_s} соответствует собственный (спиновый) магнитный момент \bar{P}_{ms} , пропорциональный \bar{L}_{c_s} и направленный в противоположную сторону:

$$\bar{P}_{ms} = g_s \bar{L}_{c_s} \quad (3)$$

Величина g_s называется

гиромагнитным отношением спиновых моментов.

Проекция собственного магнитного момента на направление вектора \bar{B} принимает только одно из следующих двух значений:

$$P_{MSB} = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm \mu_B$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h -постоянная Планка), μ_B - магнетон Бора, являющийся единицей магнитного момента электрона.

В общем случае магнитный момент электрона складывается из орбитального и спинового магнитных моментов. Магнитный момент атома, следовательно, складывается из магнитных моментов входящих в его состав электронов и магнитного момента ядра (обусловлен магнитными моментами входящих в ядро протонов и нейтронов).

Однако магнитные моменты ядер в тысячи раз меньше магнитных моментов электронов, поэтому ими пренебрегают. Таким образом, общий магнитный момент атома (молекулы) \bar{P}_a равен векторной сумме магнитных моментов (орбитальных и спиновых) входящих в атом (молекулу) электронов:

$$\bar{P}_a = \sum \bar{P}_m + \sum \bar{P}_{ms}$$

Еще раз обратим внимание на то, что при рассмотрении магнитных моментов электронов и атомов мы пользовались классической теорией, не учитывая ограничений, накладываемых на движение электронов законами квантовой механики. Однако это не противоречит полученным результатам, т.к. для дальнейшего объяснения намагничивания веществ существенно лишь то, что атомы обладают магнитными моментами.

Намагниченность

Намагниченность — характеристика магнитного состояния макроскопического физического тела.

Обозначается обычно M или J .

Намагниченность равна отношению магнитного момента тела к его объёму.

Магнитная восприимчивость

Магнитная восприимчивость – физическая величина, характеризующая связь между магнитным моментом (намагниченностью) вещества и магнитным полем в этом веществе. Объёмная магнитная восприимчивость равна отношению намагниченности единицы объёма вещества J к напряжённости H намагничивающего магнитного поля: Магнитная восприимчивость - величина безразмерная и измеряется в безразмерных единицах. Магнитная восприимчивость., рассчитанная на 1 кг (или 1 г) вещества, называется удельной ($\mu_d = \mu / \rho$, где ρ - плотность вещества), а магнитная восприимчивость одного моля - молярной: $\mu_m = \mu_d \times M$, где M - молекулярная масса вещества.

Магнитная восприимчивость некоторых диамагнетиков и парамагнетиков (при нормальных условиях)

Диамагнетики	$\mu \cdot 10^6$	Парамагнетики	$\mu \cdot 10^6$
Гелий He	-2,02	Литий Li	24,6
Неон Ne	-6,96	Натрий Na	16,1
Аргон Ar	-19,23	Калий K	21,35
Медь Cu	-5,41	Рубидий Rb	18,2
Серебро Ag	-21,5	Цезий Cs	29,9
Золото Au	-29,59	Магний Mg	13,25
Цинк Zn	-11,40	Кальций Ca	44,0
Бериллий Be	-9,02	Стронций Sr	91,2
Висмут Bi	-284,0	Барий Ba	20,4
AgCl	-49,0	Вольфрам W	55
BiCl3	-100,0	Платина Pt	189,0
CO2 (газ)	-21	Уран U	414,0
H2O (жидкость)	-13,0 (0 °C)	Плутоний Pu	627,0
Анилин C6H7N	-62,95	CoCl2	121660
Бензол C6H6	-54,85	EuCl2	26500
Дифениламин C12H11N	-107,1	MnCl2	14350
Метан CH4 (газ)	-16,0	FeS	1074
Октан C8H18	-96,63	UF6	43
Нафталин C10H8	-91,8		

Магнитная восприимчивость может быть как положительной, так и отрицательной. Отрицательной магнитной восприимчивостью обладают диамагнетики, они намагничиваются не по полю, а против поля. У парамагнетиков и ферромагнетиков она положительна (они намагничиваются по полю). Магнитная восприимчивость диамагнетиков и парамагнетиков мала ($\sim 10^{-4}$ - 10^{-6}), она слабо зависит от H и то лишь в области очень сильных полей (и низких температур). Значения приведены в таблице.

Магнитная проницаемость

Магнитная проницаемость — физическая величина, характеризующая связь между магнитной индукцией B и магнитным полем H в веществе.

Обозначается μ . У изотропных веществ $\mu = B / \mu_0 H$ (в Международной системе единиц СИ, где μ_0 — магнитная постоянная).

Выделяют относительную и абсолютную магнитные проницаемости

Магнетики

МАГНЕТИК – вещество, обладающее магнитными свойствами. Различают ферромагнетики, ферримагнетики, антиферромагнетики, парамагнетики, диамагнетики и др. типы магнетиков.

Диамагнетики.

Парамагнетики

Вещества крайне разнообразны по своим магнитным свойствам. У большинства веществ эти свойства выражены слабо. Слабо–магнитные вещества делятся на две большие группы – парамагнетики и диамагнетики. Они отличаются тем, что при внесении во внешнее магнитное поле парамагнитные образцы намагничиваются так, что их собственное магнитное поле оказывается направленным по внешнему полю, а диамагнитные образцы намагничиваются против внешнего поля. Поэтому у парамагнетиков $\mu > 1$, а у диамагнетиков $\mu < 1$. Отличие μ от единицы у пара– и диамагнетиков чрезвычайно мало. Например, у алюминия, который относится к парамагнетикам, $\mu - 1 \approx 2,1 \cdot 10^{-5}$, у хлористого железа (FeCl_3) $\mu - 1 \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$. К парамагнетикам относятся также платина, воздух и многие другие вещества. К диамагнетикам относятся медь ($\mu - 1 \approx -3 \cdot 10^{-6}$), вода ($\mu - 1 \approx -9 \cdot 10^{-6}$), висмут ($\mu - 1 \approx -1,7 \cdot 10^{-3}$) и другие вещества. Образцы из пара– и диамагнетика, помещенные в неоднородное магнитное поле между полюсами электромагнита, ведут себя по–разному – парамагнетики втягиваются в область сильного поля, диамагнетики – выталкиваются (рис. 1.12.1).

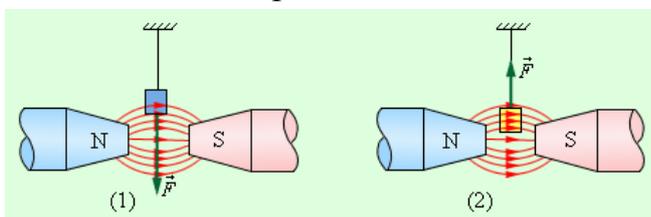


Рисунок 1.12.1.
Парамагнетик (1) и диамагнетик (2)
в неоднородном магнитном поле.

Пара– и диамагнетизм объясняется поведением электронных орбит во внешнем магнитном поле. У атомов диамагнитных веществ в отсутствие внешнего поля собственные магнитные поля электронов и поля, создаваемые их орбитальным движением, полностью скомпенсированы. Возникновение диамагнетизма связано с действием силы Лоренца на электронные орбиты. Под действием этой силы изменяется характер орбитального движения электронов и нарушается

компенсация магнитных полей. Возникающее при этом собственное магнитное поле атома оказывается направленным против индукции внешнего поля.

В атомах парамагнитных веществ магнитные поля электронов скомпенсированы не полностью, и атом оказывается подобным маленькому круговому току. В отсутствие внешнего поля эти круговые микротоки ориентированы произвольно, так что суммарная магнитная индукция равна нулю. Внешнее магнитное поле оказывает ориентирующее действие – микротоки стремятся сориентироваться так, чтобы их собственные магнитные поля оказались направленными по индукции внешнего поля. Из-за теплового движения атомов ориентация микротоков никогда не бывает полной. При усилении внешнего поля ориентационный эффект возрастает, так что индукция собственного магнитного поля парамагнитного образца растет прямо пропорционально индукции внешнего магнитного поля. Полная индукция магнитного поля в образце складывается из индукции внешнего магнитного поля и индукции собственного магнитного поля, возникшего в процессе намагничивания. Механизм намагничивания парамагнетиков очень похож на механизм поляризации полярных диэлектриков. Диамагнетизм не имеет аналога среди электрических свойств вещества.

Следует отметить, что диамагнитными свойствами обладают атомы любых веществ. Однако, во многих случаях диамагнетизм атомов маскируется более сильным парамагнитным эффектом. Явление диамагнетизма было открыто М. Фарадеем (1845 г.).

Ферромагнетики

Вещества, способные сильно намагничиваться в магнитном поле, называются ферромагнетиками. Магнитная проницаемость ферромагнетиков по порядку величины лежит в пределах 10^2 – 10^5 . Например, у стали $\mu \approx 8000$, у сплава железа с никелем магнитная проницаемость достигает значений 250000.

К группе ферромагнетиков относятся четыре химических элемента: железо, никель, кобальт, гадолиний. Из них наибольшей магнитной проницаемостью обладает железо. Поэтому вся эта группа получила название ферромагнетиков.

Ферромагнетиками могут быть различные сплавы, содержащие ферромагнитные элементы. Широкое применение в технике получили керамические ферромагнитные материалы – ферриты.

Точка Кюри

Для каждого ферромагнетика существует определенная температура (так называемая температура или точка Кюри), выше которой ферромагнитные свойства исчезают, и вещество становится парамагнетиком. У железа, например, температура Кюри равна $770\text{ }^{\circ}\text{C}$, у кобальта $1130\text{ }^{\circ}\text{C}$, у никеля $360\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Ферромагнитные материалы делятся на две большие группы – на магнито–мягкие и магнито–жесткие материалы. Магнито–мягкие ферромагнитные материалы почти полностью размагничиваются, когда внешнее магнитное поле становится равным нулю. К магнито–мягким материалам относится, например, чистое железо, электротехническая сталь и некоторые сплавы. Эти материалы применяются в приборах переменного тока, в которых происходит непрерывное перемагничивание, то есть изменение направления магнитного поля (трансформаторы, электродвигатели и т. п.).

Магнито–жесткие материалы сохраняют в значительной мере свою намагниченность и после удаления их из магнитного поля. Примерами магнито–жестких материалов могут служить углеродистая сталь и ряд специальных сплавов. Магнито–жесткие материалы используются в основном для изготовления постоянных магнитов.

Магнитная проницаемость μ ферромагнетиков не является постоянной величиной; она сильно зависит от индукции B_0 внешнего поля. Типичная зависимость $\mu(B_0)$ приведена на рис. 1.12.2. В таблицах обычно приводятся значения максимальной магнитной проницаемости.

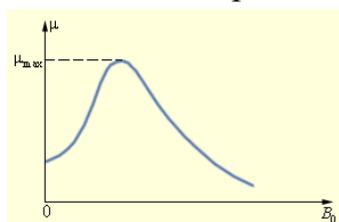


Рисунок 1.12.2.

Непостоянство магнитной проницаемости приводит к сложной нелинейной зависимости индукции B магнитного поля в ферромагнетике от индукции B_0 внешнего магнитного поля.

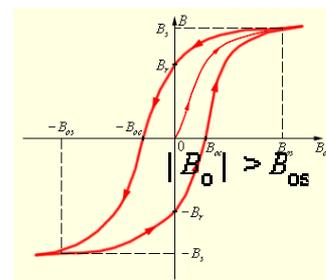
Гистерезис

Петля Гистерезиса

Характерной особенностью процесса намагничивания ферромагнетиков является так называемый гистерезис, то есть зависимость намагничивания от предыстории образца. Кривая намагничивания B (B_0) ферромагнитного образца представляет собой петлю сложной формы, которая называется петлей гистерезиса (рис. 1.12.3.).

Рисунок 1.12.3.
Петля гистерезиса

Из рис. 1.12.3 видно, что при наступлении магнитного насыщения – намагниченность образца достигает максимального значения.



Если теперь уменьшать магнитную индукцию B_0 внешнего поля и довести ее вновь до нулевого значения, то ферромагнетик сохранит остаточную намагниченность – поле внутри образца будет равно B_r . Остаточная намагниченность образцов позволяет создавать постоянные магниты. Для того, чтобы полностью размагнитить образец, необходимо, изменив знак внешнего поля, довести магнитную индукцию B_0 до значения $-B_{0c}$, которое принято называть коэрцитивной силой. Далее процесс перемангничивания может быть продолжен, как это указано стрелками на рис. 1.12.3.

У магнито–мягких материалов значения коэрцитивной силы B_{0c} невелико – петля гистерезиса таких материалов достаточно "узкая". Материалы с большим значением коэрцитивной силы, то есть имеющие "широкую" петлю гистерезиса, относятся к магнито–жестким.

Домены

Природа ферромагнетизма может быть до конца понята только на основе квантовых представлений. Качественно ферромагнетизм объясняется наличием собственных (спиновых) магнитных полей у электронов. В кристаллах ферромагнитных материалов возникают условия, при которых, вследствие сильного взаимодействия спиновых магнитных полей соседних электронов, энергетически выгодной становится их параллельная ориентация. В результате такого взаимодействия внутри кристалла ферромагнетика возникают

самопроизвольно намагниченные области размером порядка 10^{-2} – 10^{-4} см. Эти области называются доменами. Каждый домен представляет из себя небольшой постоянный магнит.

В отсутствие внешнего магнитного поля направления векторов индукции магнитных полей в различных доменах ориентированы в большом кристалле хаотически. Такой кристалл в среднем окажется ненамагниченным. При наложении внешнего магнитного поля \vec{B}_0 происходит смещение границ доменов так, что объем доменов, ориентированных по внешнему полю, увеличивается. С увеличением индукции внешнего поля возрастает магнитная индукция намагниченного вещества. В очень сильном внешнем поле домены, в которых собственное магнитное поле совпадает по направлению с внешним полем, поглощают все остальные домены, и наступает магнитное насыщение. Рис. 1.12.4 может служить качественной иллюстрацией процесса намагничивания ферромагнитного образца.

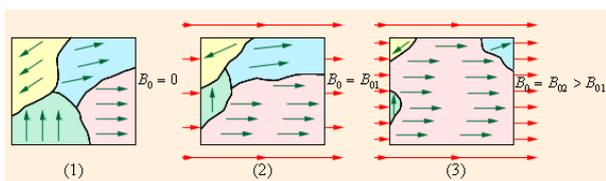


Рисунок 1.12.4.
Намагничивание ферромагнитного образца.
(1) $B_0 = 0$; (2) $B_0 = B_{01}$; (3) $B_0 = B_{02} > B_{01}$.

Электромагнитная индукция Фарадея

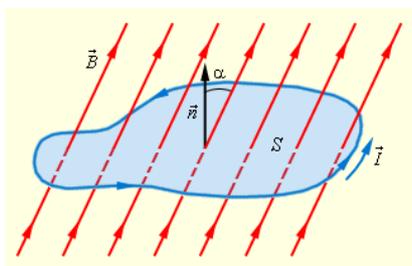
Правило Ленца

Явление электромагнитной индукции было открыто выдающимся английским физиком М. Фарадеем в 1831 г. Оно заключается в возникновении электрического тока в замкнутом проводящем контуре при изменении во времени магнитного потока, пронизывающего контур.

Магнитным потоком Φ через площадь S контура называют величину

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos \alpha,$$

где B – модуль вектора магнитной индукции, α – угол между вектором \vec{B} и нормалью \vec{n} к плоскости контура (рис. 1.13.1).



Определение магнитного потока нетрудно обобщить на случай неоднородного магнитного поля и неплоского

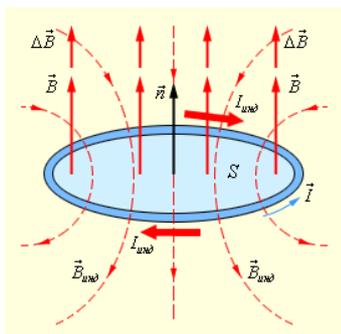
Рисунок 1.13.1.
- 65 Магнитный поток через замкнутый контур.

контур. Единица магнитного потока в системе СИ называется вебером (Вб). Магнитный поток, равный 1 Вб, создается магнитным полем с индукцией 1 Тл, пронизывающим по направлению нормали плоский контур площадью 1 м^2 : $1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot 1 \text{ м}^2$.

Фарадей экспериментально установил, что при изменении магнитного потока в проводящем контуре возникает ЭДС индукции $E_{\text{инд}}$, равная скорости изменения магнитного потока через поверхность, ограниченную контуром, взятой со знаком минус: $\mathcal{E}_{\text{инд}} = - \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$.

Опыт показывает, что индукционный ток, возбуждаемый в замкнутом контуре при изменении магнитного потока, всегда направлен так, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызывающего индукционный ток. Это утверждение называется **правилом Ленца** (1833 г.).

Рис. 1.13.2 иллюстрирует правило Ленца на примере неподвижного проводящего контура, который находится в однородном магнитном поле, модуль индукции которого увеличивается во времени.

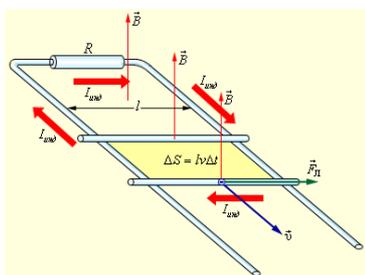


Правило Ленца отражает тот экспериментальный факт, что $\mathcal{E}_{\text{инд}}$ и $B_{\text{инд}}$ всегда имеют противоположные знаки (знак "минус" в формуле Фарадея). Правило Ленца имеет глубокий физический смысл – оно выражает закон сохранения энергии.

Рисунок 1.13.2. Изменение магнитного потока, пронизывающего замкнутый контур, может происходить по двум причинам. **Иллюстрация правила Ленца.**

1. Магнитный поток изменяется вследствие перемещения контура или его частей в постоянном во времени магнитном поле. Это случай, когда проводники, а вместе с ними и свободные носители заряда, движутся в магнитном поле. Возникновение ЭДС индукции объясняется действием силы Лоренца на свободные заряды в движущихся проводниках. Сила Лоренца играет в этом случае роль сторонней

Рисунок 1.13.3.
Возникновение ЭДС индукции в движущемся проводнике.
СИЛЫ.



Рассмотрим в качестве примера возникновение ЭДС индукции в прямоугольном контуре, помещенном в однородное магнитное поле перпендикулярное плоскости

контура. Пусть одна из сторон контура длиной l скользит со скоростью v по двум другим сторонам (рис. 1.13.3).

На свободные заряды на этом участке контура действует сила Лоренца. Одна из составляющих этой силы, связанная с переносной скоростью зарядов, направлена вдоль проводника. Эта составляющая указана на рис. 1.13.3. Она играет роль сторонней силы. Ее модуль равен $F_L = e v B$

Работа силы F_L на пути l равна $A = F_L \cdot l = e v B l$.

По определению ЭДС $\mathcal{E}_{\text{инд}} = \frac{A}{e} = v B l$.

В других неподвижных частях контура сторонняя сила равна нулю. Соотношению для $\mathcal{E}_{\text{инд}}$ можно придать привычный вид. За время Δt площадь контура изменяется на $\Delta S = l v \Delta t$. Изменение магнитного потока за это время равно $\Delta \Phi = B l v \Delta t$.

Следовательно,

$$|\mathcal{E}_{\text{инд}}| = \left| \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \right|$$

Для того, чтобы установить знак в формуле, связывающей $\mathcal{E}_{\text{инд}}$ и $\frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$, нужно выбрать согласованные между собой по правилу правого буравчика направление нормали \vec{n} и положительное направление обхода контура \vec{j} , как это сделано на рис. 1.13.1 и 1.13.2. Если это сделать, то легко прийти к формуле Фарадея.

Если сопротивление всей цепи равно R , то по ней будет протекать индукционный ток, равный $I_{\text{инд}} = \mathcal{E}_{\text{инд}}/R$. За время Δt на сопротивлении R выделится джоулево тепло.

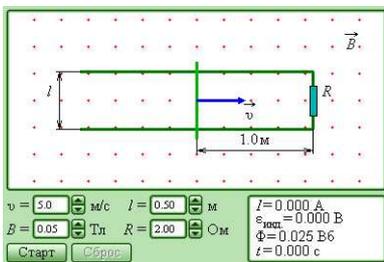
$$\Delta Q = R I_{\text{инд}}^2 \Delta t = \frac{v^2 B^2 l^2}{R} \Delta t$$

Возникает вопрос: откуда берется эта энергия, ведь сила Лоренца работы не совершает! Этот парадокс возник потому, что мы учли работу только одной составляющей силы Лоренца. При протекании индукционного тока по проводнику, находящемуся в магнитном поле, на свободные заряды действует еще одна составляющая силы Лоренца, связанная с относительной скоростью движения зарядов вдоль проводника. Эта составляющая ответственна за появление силы Ампера. Для случая, изображенного на рис. 1.13.3, модуль силы Ампера равен $F_A = I B l$. Сила Ампера направлена навстречу движению проводника; поэтому она совершает отрицательную механическую работу. За время Δt эта работа $A_{\text{мех}}$ равна $A_{\text{мех}} = -F_A v \Delta t = -I B l v \Delta t$. Движущийся в магнитном поле проводник, по которому протекает индукционный ток, испытывает магнитное торможение. Полная работа силы Лоренца равна нулю. Джоулево тепло в контуре выделяется либо за счет работы внешней силы, которая

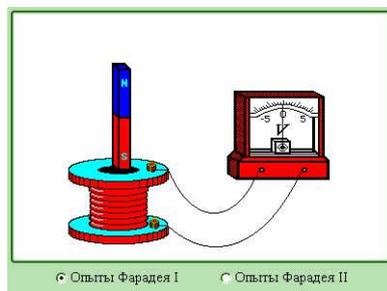
поддерживает скорость проводника неизменной, либо за счет уменьшения кинетической энергии проводника. $A_{\text{мех}} = -Fv\Delta t = -IBlv\Delta t = -\frac{v^2 B^2 l^2}{R}\Delta t$.

2. Вторая причина изменения магнитного потока, пронизывающего контур, – изменение во времени магнитного поля при неподвижном контуре. В этом случае возникновение ЭДС индукции уже нельзя объяснить действием силы Лоренца. Электроны в неподвижном проводнике могут приводиться в движение только электрическим полем. Это электрическое поле порождается изменяющимся во времени магнитным полем. Работа этого поля при перемещении единичного положительного заряда по замкнутому контуру равна ЭДС индукции в неподвижном проводнике. Следовательно, электрическое поле, порожденное изменяющимся магнитным полем, не является потенциальным. Его называют вихревым электрическим полем. Представление о вихревом электрическом поле было введено в физику великим английским физиком Дж. Максвеллом (1861 г.).

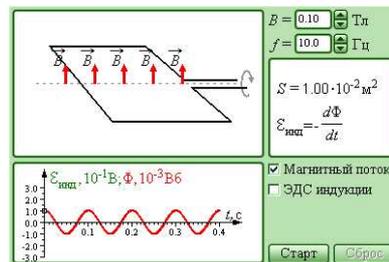
Явление электромагнитной индукции в неподвижных проводниках, возникающее при изменении окружающего магнитного поля, также описывается формулой Фарадея. Таким образом, явления индукции в движущихся и неподвижных проводниках протекают одинаково, но физическая причина возникновения индукционного тока оказывается в этих двух случаях различной: в случае движущихся проводников ЭДС индукции обусловлена силой Лоренца; в случае неподвижных проводников ЭДС индукции является следствием действия на свободные заряды вихревого электрического поля, возникающего при изменении магнитного поля.



**Модель.
Электромагнитная индукция.**



**Модель.
Опыты Фарадея.**



**Модель.
Генератор переменного**

Самоиндукция.

Энергия магнитного поля

Индуктивность соленоида

Самоиндукция является важным частным случаем электромагнитной индукции, когда изменяющийся магнитный поток, вызывающий ЭДС индукции, создается током в самом контуре. Если ток в рассматриваемом контуре по каким-то причинам изменяется, то изменяется и магнитное поле этого тока, а, следовательно, и собственный магнитный поток, пронизывающий контур. В контуре возникает ЭДС самоиндукции, которая согласно правилу Ленца препятствует изменению тока в контуре.

Собственный магнитный поток Φ , пронизывающий контур или катушку с током, пропорционален силе тока I : $\Phi = LI$.

Коэффициент пропорциональности L в этой формуле называется коэффициентом самоиндукции или индуктивностью катушки. Единица индуктивности в СИ называется генри (Гн). Индуктивность контура или катушки равна 1 Гн, если при силе постоянного тока 1 А собственный поток равен 1 Вб: $1 \text{ Гн} = 1 \text{ Вб} / 1 \text{ А}$.

В качестве примера рассчитаем индуктивность длинного соленоида, имеющего N витков, площадь сечения S и длину l . Магнитное поле соленоида определяется формулой: $B = \mu_0 In$,

где I – ток в соленоиде, $n = N / l$ – число витков на единицу длины соленоида.

Магнитный поток, пронизывающий все N витков соленоида, равен

$$\Phi = B \cdot S \cdot N = \mu_0 n^2 S l I.$$

Следовательно, индуктивность соленоида равна $L = \mu_0 n^2 S l = \mu_0 n^2 V$,

где $V = S l$ – объем соленоида, в котором сосредоточено магнитное поле.

Полученный результат не учитывает краевых эффектов, поэтому он приближенно справедлив только для достаточно длинных катушек. Если соленоид заполнен веществом с магнитной проницаемостью μ , то при заданном токе I индукция магнитного поля возрастает по модулю в μ раз; поэтому индуктивность катушки с сердечником также увеличивается в μ раз:

$$L_\mu = \mu L = \mu_0 \mu n^2 V.$$

ЭДС самоиндукции, возникающая в катушке с постоянным значением индуктивности, согласно формуле Фарадея равна $\mathcal{E}_{\text{всп}} = \mathcal{E}_L = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -L\frac{\Delta I}{\Delta t}$.

ЭДС самоиндукции прямо пропорциональна индуктивности катушки и скорости изменения силы тока в ней.

Магнитное поле обладает энергией. Подобно тому, как в заряженном конденсаторе

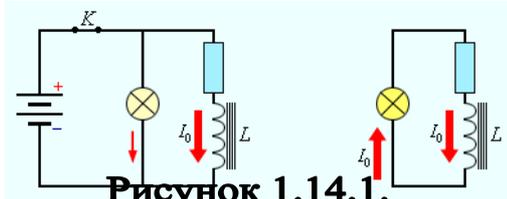


Рисунок 1.14.1.

имеется запас электрической энергии, в катушке, по виткам которой протекает ток, имеется запас магнитной энергии. Если включить

Магнитная энергия катушки.

электрическую лампу параллельно катушке с большой индуктивностью в электрическую цепь постоянного тока, то при размыкании ключа наблюдается кратковременная вспышка лампы (рис. 1.14.1). Ток в цепи возникает под действием ЭДС самоиндукции. Источником энергии, выделяющейся при этом в электрической цепи, является магнитное поле катушки.

Из закона сохранения энергии следует, что вся энергия, запасенная в катушке, выделится в виде джоулева тепла. Если обозначить через R полное сопротивление цепи, то за время Δt выделится количество теплоты $\Delta Q = I^2 R \Delta t$.

Ток в цепи равен $I = \frac{\mathcal{E}_L}{R} = -\frac{L \Delta I}{R \Delta t}$.

Выражение для ΔQ можно записать в виде $\Delta Q = -LI\Delta I = -\Phi(I)\Delta I$.

В этом выражении $\Delta I < 0$; ток в цепи постепенно убывает от первоначального значения I_0 до нуля. Полное количество теплоты, выделившейся в цепи, можно получить, выполнив операцию интегрирования в пределах от I_0 до 0.

Это дает $Q = \frac{LI_0^2}{2}$.

Кривые намагничивания

Графики, таблицы или формулы, показывающие зависимость намагниченности J или магнитной индукции B от напряжённости магнитного поля H . Если известна зависимость $J(H)$, то по ней можно построить для того же вещества кривую индукции $B(H)$, т. к. одновременные значения B , J , H , относящиеся к одному элементу объёма вещества, связаны тождеством: $B = H + 4\pi J$ (в СГС системе единиц) или $B = m_0 (H + J)$ (в единицах СИ, здесь m_0 – магнитная постоянная).

Кривые намагничивания магнитных материалов зависят не только от физических свойств материалов и внешних условий, но и от последовательности прохождения различных магнитных состояний, в связи с чем рассматривают несколько видов:

- а) кривые первого намагничивания – последовательности значений J или B , которые проходятся веществом при монотонном возрастании H из начального состояния с $B = H = J = 0$ (при этом H не меняет направления);
- б) кривые циклического перемагничивания (или статические петли гистерезиса) – зависимости $B(H)$ или $J(H)$, получаемые после многократного прохождения определённого интервала значений H в прямом и обратном
- в) основные (или коммутационные) кривые – геометрическое место вершин симметричных петель перемагничивания и др.

По кривым намагничивания определяют характеристики магнитных материалов (намагниченность остаточную, коэрцитивную силу, магнитную проницаемость и др.), они служат для расчётов магнитных цепей электромагнитов, магнитных пускателей, реле и др. электротехнических устройств и приборов.

Уравнения Максвелла

Поток вектора напряженности через произвольную замкнутую поверхность равен отношению заряда, охватываемого этой поверхностью, к электрической постоянной: $N = \frac{q}{\epsilon_0}$ (1)

Если произвольную поверхность разделить на малые площадки (элементы площадью S_j), то поток напряженности через каждый элемент будет $N_i = E_{ni} S_i$ где E_{ni} — проекция напряженности электрического поля на нормаль к элементарной площадке.

Поток напряженности через всю поверхность будет равен сумме потоков через элементарные площадки: $N = \sum E_{ni} S_i$ (2)

Если от малых элементов перейти к бесконечно малым элементам площадью dS , следует записать так: $N = \oint_S E_n dS$

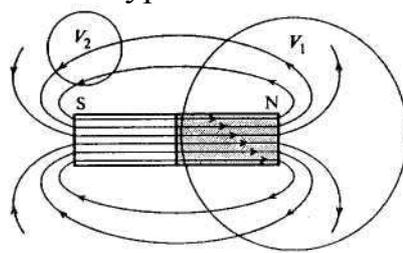
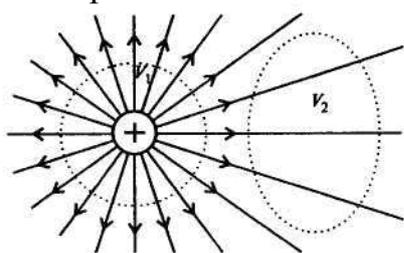
где \oint_S интеграл по замкнутой поверхности S . Тогда с учетом выражения (1) получим: $\oint_S E_n dS = \frac{q}{\epsilon_0}$ (3)

Поток вектора напряженности электрического поля через произвольную замкнутую поверхность равен отношению заряда, охватываемого этой поверхностью, к электрической постоянной.

Формула (3) - это одно из уравнений Максвелла для вакуума.

Постоянное (стационарное, не меняющееся со временем) электрическое поле создают неподвижные (относительно рассматриваемой системы отсчета) заряженные тела. Постоянное магнитное поле создают как постоянные магниты, так и постоянный электрический ток. Исследуем каждое из полей следующим образом. В произвольном месте поля выделим сферу (или другой произвольный объем) и подсчитаем число силовых линий (линий напряженности), входящих в объем и выходящих из него. Иначе говоря, сравним поток вектора напряженности электрического поля N_1 (или магнитный поток Φ_1), входящий в выделенный объем, с потоком вектора напряженности N_2 (или с магнитным потоком Φ_2), выходящим из объема. И в электрическом, и в магнитном поле можно найти области, где для выделенных объемов число входящих и выходящих линий одинаково, т.е. $N_1=N_2$ и $\Phi_1=\Phi_2$.

Особенностью электрического поля, созданного неподвижными зарядами, является то, что в нем можно выделить такие объемы, где N_1 не равно N_2 . Если тело несет отрицательный заряд, то силовые линии на нем кончаются. Математически рассмотренное положение выражается уравнением Максвелла (2.25).



Попытки найти в магнитном поле объем, для которого выполнялось бы условие

$\Phi_1=\Phi_2$, не приведут к успеху (см., например, объем V_1 на рис. 2.39). Это говорит о том, что не существует «магнитных зарядов», аналогичных электрическим зарядам, магнитные линии индукции всегда замкнуты.

Наши выводы приводят еще к одному уравнению Максвелла. Магнитный поток Φ через произвольную замкнутую поверхность равен нулю: $\oint B_n dS = 0$

Как отмечалось выше, ЭДС индукции равна отношению работы по перемещению положительного заряда к заряду: $\mathcal{E} = \frac{A}{q}$

Работа вихревого поля совершается при перемещении заряда вдоль замкнутого контура l , где напряженность электрического поля не равна нулю. Если этот контур можно разделить на малые прямолинейные элементы, рассматривая их как перемещения по направлению обхода контура \vec{l}_i , то работа на каждом элементе будет равна $A_i = F_i l_i$

Где F_i — проекция силы, действующей на заряд q при его движении вдоль этого элемента. Но $F_i = E_i q$. Следовательно, $A_i = E_i q l_i$

Работа по замкнутому контуру l равна сумме элементарных работ A_i ;

$$A = \sum A_i \text{ или } A = \sum E_i q l_i$$

$$\text{Получим } \mathcal{E} = \sum E_i l_i$$

Если контур представляет собой замкнутую кривую линию, то необходимо перейти от суммы к интегралу. Тогда выражение для ЭДС принимает вид $\mathcal{E} = \oint_l E_i dl$

Правая часть полученного выражения представляет собой циркуляцию вектора по замкнутому контуру l .

По закону Фарадея, или $\mathcal{E} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$. На основе двух полученных выражений для ЭДС индукции можно записать еще одно уравнение-Максвелла: $\oint_l E_i dl = -\frac{d\Phi}{dt}$

Циркуляция вектора напряженности по замкнутому контуру равна взятой с противоположным знаком скорости изменения магнитного потока, охватываемого контуром.

Предыдущее уравнение можно записать с учетом тока смещения в виде

$$\oint_l B_i dl = \mu_0 (I + I_c) \quad (5)$$

Найдем, чему равен ток смещения.

Получим

$$\frac{dQ}{dt} = \varepsilon_0 \frac{dN}{dt} \quad (6)$$

где $\frac{dQ}{dt}$ — скорость изменения заряда на пластинах. Эта производная эквивалентна силе тока смещения I_c . Следовательно, можно записать $I_c = \varepsilon_0 \frac{dN}{dt}$

Если $\frac{dN}{dt} = 0$, т.е. если поток вектора напряженности электрического поля не меняется со временем, то $I_c = 0$ — ток смещения отсутствует.

Получим следующее выражение Максвелла:

$$\oint_l B_i dl = \mu_0 I + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{dN}{dt} \quad (7)$$

Циркуляция вектора магнитной индукции по произвольному замкнутому контуру равна сумме произведения магнитной постоянной на силу тока, охватываемого контуром, и произведения электрической и магнитной постоянных на скорость изменения потока вектора напряженности электрического поля, охватываемого контуром.

Обратим внимание на величины ϵ_0 и μ_0 . Если исходить из законов Кулона и Ампера, то в качестве единицы электрической постоянной можно взять $1 \text{ Кл}^2/(\text{Н}\cdot\text{м}^2)$, а единицей магнитной постоянной будет $1 \text{ Н}\cdot\text{м}/(\text{А}^2\cdot\text{м})$.

Рассмотрим произведение единиц:

$$\frac{\text{Кл}^2}{\text{Н}\cdot\text{м}^2} \cdot \frac{\text{Н}\cdot\text{м}}{\text{А}^2\cdot\text{м}} = \frac{\text{А}^2 \cdot \text{с}^2}{\text{А}^2 \cdot \text{м}^2} = \frac{\text{с}^2}{\text{м}^2} = \frac{1}{(\text{м}/\text{с})^2};$$

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{1}{(\text{м}/\text{с})^2} = \frac{1}{9 \cdot 10^{16}} \frac{1}{(\text{м}/\text{с})^2}.$$

Но $c^2 = 9 \cdot 10^{16} (\text{м}/\text{с})^2$ – квадрат скорости электромагнитной волны в вакууме!

Следовательно, $\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$ (8)

Плотность потока электромагнитного излучения

Одной из характеристик электромагнитных волн является плотность электромагнитного излучения.

Рассмотрим поверхность площадью S , через которую электромагнитные волны переносят энергию. ct

Плотностью потока электромагнитного излучения I называют отношение электромагнитной энергии W , проходящей за время t через перпендикулярную лучам поверхность площадью S , к произведению площади S на время t .

Плотность потока излучения, в СИ выражают в ваттах на квадратный метр ($Вт/м^2$). Иногда эту величину называют интенсивностью волны.

После проведения ряда преобразований мы получаем что $I = wc$.

т. е. плотность потока излучения равна произведению плотности электромагнитной энергии на скорость ее распространения.

Мы не раз встречались с идеализацией реальных источников принятие в физике: материальная точка, идеальный газ и т. д. Здесь мы встретимся еще с одним.

Источник излучения считается точечным, если его размеры много меньше расстояния, на котором оценивается его действие. Кроме того, предполагается, что такой источник посылает электромагнитные волны по всем направлениям с одинаковой интенсивностью.

Рассмотрим зависимость плотности потока излучения от расстояния до источника.

Энергия, которую несут с собой электромагнитные волны, с течением времени распределяется по все большей и большей поверхности. Поэтому энергия, переносимая через единичную площадку за единицу времени, т. е. плотность потока излучения, уменьшается по мере удаления от источника. Выяснить зависимость плотности потока излучения от расстояния до источника можно, поместив точечный источник в центр сферы радиусом R . площадь поверхности сферы $S = 4\pi R^2$. Если считать, что источник по всем направлениям за время t излучает энергию W .

Плотность потока излучения от точечного источника убывает обратно пропорционально квадрату расстояния до источника.

Теперь рассмотрим зависимость плотности потока излучения от частоты. Как известно излучение электромагнитных волн происходит при ускоренном движении заряженных частиц. Напряженность электрического поля и магнитная индукция электромагнитной волны пропорциональны ускорению, а излучающих частиц. Ускорение при гармонических колебаниях пропорционально квадрату частоты. Поэтому напряженность электрического поля и магнитная индукция пропорциональны квадрату частоты

Плотность энергии электрического поля пропорциональна квадрату напряженности поля. Энергия магнитного поля пропорциональна квадрату магнитной индукции. Полная плотность энергии электромагнитного поля равна сумме плотностей энергий электрического и магнитного полей.

Плотность потока излучения пропорциональна четвертой степени частоты.

ГЛАВА 3.

Оптика – раздел физики, изучающий свойства и физическую природу света, а также его взаимодействие с веществом.

Закон прямолинейного распространения света

В оптически однородной среде свет распространяется прямолинейно. Опытным доказательством этого закона могут служить резкие тени, отбрасываемые непрозрачными телами при освещении светом источника достаточно малых размеров ("точечный источник"). Другим доказательством может служить известный опыт по прохождению света далекого источника сквозь небольшое отверстие, в результате чего образуется узкий световой пучок. Этот опыт приводит к представлению о световом луче как о геометрической линии, вдоль которой распространяется свет. Следует отметить, что закон прямолинейного распространения света нарушается и понятие светового луча утрачивает смысл, если свет проходит через малые отверстия, размеры которых сравнимы с длиной волны. Таким образом, геометрическая оптика, опирающаяся на представление о световых лучах, есть предельный случай волновой оптики при $\lambda \rightarrow 0$. Границы применимости геометрической оптики будут рассмотрены в разделе о дифракции света.

На границе раздела двух прозрачных сред свет может частично отразиться так, что часть световой энергии будет распространяться после отражения по новому направлению, а частично пройти через границу и распространяться во второй среде.

Закон отражения света: падающий и отраженный лучи, а также перпендикуляр к границе раздела двух сред, восстановленный в точке падения луча, лежат в одной плоскости (плоскость падения). Угол отражения γ равен углу падения α .

Закон преломления света: падающий и преломленный лучи, а также перпендикуляр к границе раздела двух сред, восстановленный в точке падения луча, лежат в одной плоскости. Отношение синуса угла падения α к синусу угла преломления β есть величина, постоянная для двух данных сред:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n.$$

Закон преломления был экспериментально установлен голландским ученым В. Снеллиусом (1621 г.).

Постоянную величину n называют относительным показателем преломления второй среды относительно первой. Показатель преломления среды относительно вакуума называют абсолютным показателем преломления.

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления: $n = n_2 / n_1$.

Законы отражения и преломления находят объяснение в волновой физике. Согласно волновым представлениям, преломление является следствием изменения скорости распространения волн при переходе из одной среды в другую.

Физический смысл показателя преломления – это отношение скорости распространения волн в первой среде v_1 к скорости их распространения во второй среде v_2 :

$$n = \frac{v_1}{v_2}.$$

Абсолютный показатель преломления равен отношению скорости света в вакууме к скорости света v в среде:

$$n = \frac{c}{v}.$$

Рис 1.15.1 иллюстрирует законы отражения и преломления света.

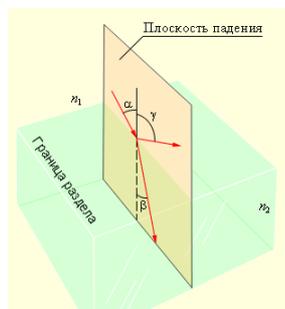


Рисунок 1.15.1.
Законы отражения и преломления

Среду с меньшим абсолютным показателем преломления называют оптически менее плотной.

При переходе света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную $n_2 < n_1$ (например, из стекла в воздух) можно наблюдать явление полного отражения, то есть

исчезновение преломленного луча. Это явление наблюдается при углах падения, превышающих некоторый критический угол $\alpha_{\text{пр}}$, который называется предельным углом полного внутреннего отражения (см. рис. 1.15.2).

Для угла падения $\alpha = \alpha_{\text{пр}}$ $\sin \beta = 1$ значение $\sin \alpha_{\text{пр}} = n_2 / n_1 < 1$.

Если второй средой является воздух ($n_2 \approx 1$), то формулу удобно переписать в виде

$$\sin \alpha_{\text{пр}} = 1 / n,$$

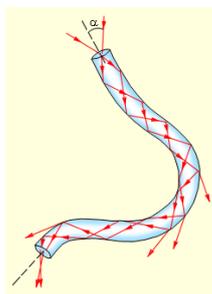
где $n = n_1 > 1$ – абсолютный показатель преломления первой среды.



Для границы раздела стекло–воздух ($n = 1,5$) критический угол равен $\alpha_{\text{пр}} = 42^\circ$, для границы вода–воздух ($n = 1,33$) – $\alpha_{\text{пр}} = 48,7^\circ$.

Явление полного внутреннего отражения находит применение во многих оптических устройствах. Наиболее интересным и практически важным применением является создание волоконных световодов, которые представляют собой тонкие (от нескольких микрон до миллиметров) произвольно изогнутые нити из оптически прозрачного материала (стекло, кварц). Свет, попадающий на торец световода, может распространяться по нему на большие расстояния за счет полного внутреннего отражения от боковых поверхностей (рис 1.15.3). Научно–техническое направление, занимающееся разработкой и применением оптических световодов, называется волоконной оптикой.

Рисунок 1.15.3.
Распространение света в волоконном световоде.



Полное внутренне отражение (ПВО)

Отражение света при падении на границу раздела двух прозрачных сред из среды с большим показателем преломления n_1 в среду с меньшим показателем преломления n_2 ($n_1 > n_2$) под углом большим критического угла α_0 , для которого $\sin \alpha_0 = n_2 / n_1$. Коэффициент отражения при ПВО равен единице а преломленная волна отсутствует. Расчетный угол преломления в случае падения света под углом, равным критическому углу ПВО, составляет 90 градусов. Критический угол на границе раздела между кварцем и воздухом равен 43.50.

Волноводное распространение света в оптическом волокне основано на полном внутреннем отражении света на границе раздела между сердцевиной и оболочкой, показатели преломления которых немного отличаются друг от друга. Типичными значениями показателей преломления сердцевины и оболочки являются: $n_2 = 1.47$ и $n_1 = 1.46$. Это дает значение критического угла: $\alpha_0 = 83.30$.

Когерентность

Когерентность (от лат. *cohaerens* — "находящийся в связи") — скоррелированность (согласованность) нескольких колебательных или волновых процессов во времени, проявляющаяся при их сложении. Колебания когерентны, если разность их фаз постоянна во времени и при сложении колебаний получается колебание той же частоты.

Классический пример двух когерентных колебаний — это два синусоидальных колебания одинаковой частоты.

Когерентность волны означает, что в различных точках волны осцилляции происходят синхронно, то есть разность фаз между двумя точками не зависит от времени. Отсутствие когерентности, следовательно, ситуация, когда разность фаз между двумя точками не константа, а почти случайно "скачет" со временем (сбои фаз). Такая ситуация может иметь место, если волна была сгенерирована не единым излучателем, а совокупностью одинаковых, но независимых (то есть нескоррелированных) излучателей.

Изучение когерентности световых волн приводит к понятиям временной и пространственной когерентности. При распространении электромагнитных волн в волноводах могут иметь место фазовые сингулярности. В случае волн на воде когерентность волны определяет так называемая вторая периодичность.

Без когерентности невозможно наблюдать такое явление, как интерференция.

Радиус когерентности — расстояние, при смещении на которое вдоль псевдодолновой поверхности, случайное изменение фазы достигает значения $\sim \pi$.

Интерференция световых волн

Теория Юнга

Интерференция — одно из ярких проявлений волновой природы света. Это интересное и красивое явление наблюдается при определенных условиях при наложении двух или нескольких световых пучков. Интенсивность света в области перекрытия пучков имеет характер чередующихся светлых и темных полос, причем в максимумах интенсивность больше, а в минимумах меньше суммы

интенсивностей пучков. При использовании белого света интерференционные полосы оказываются окрашенными в различные цвета спектра. С интерференционными явлениями мы сталкиваемся довольно часто: цвета масляных пятен на асфальте, окраска замерзающих оконных стекол, причудливые цветные рисунки на крыльях некоторых бабочек и жуков – все это проявление интерференции света.

Первый эксперимент по наблюдению интерференции света в лабораторных условиях принадлежит И. Ньютону. Он наблюдал интерференционную картину, возникающую при отражении света в тонкой воздушной прослойке между плоской

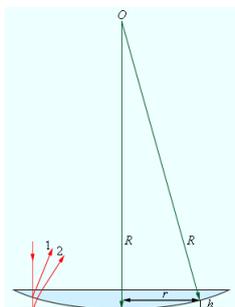


Рисунок 1.16.1.
Наблюдение колец Ньютона.

стеклянной пластиной и плосковыпуклой линзой большого радиуса кривизны (рис. 1.16.1). Интерференционная картина имела вид концентрических колец, получивших название колец Ньютона (рис. 1.16.2).

Ньютон не смог объяснить с точки зрения корпускулярной теории, почему возникают кольца, однако он понимал, что это связано с какой-то периодичностью световых процессов.

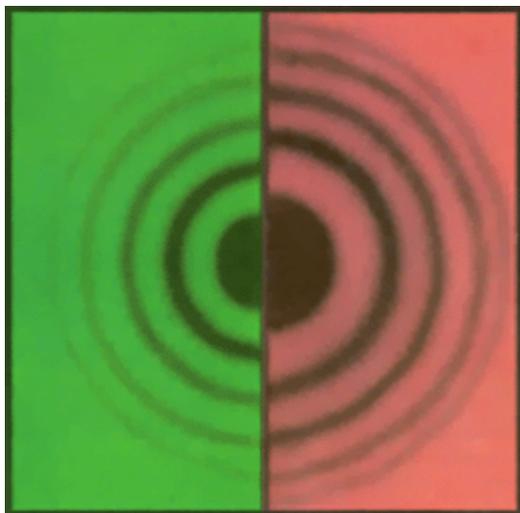


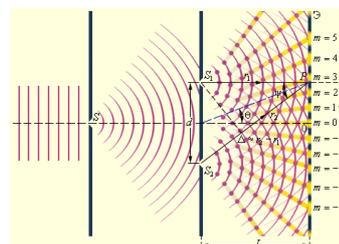
Рисунок 1.16.2. вследствие дифракции, поэтому на белом экране Э **Кольца Ньютона в зеленом и красном свете.**

перекрывались. В области перекрывания световых пучков наблюдалась интерференционная картина в виде чередующихся светлых и темных полос.

Исторически первым интерференционным опытом, получившим объяснение на основе волновой теории света, явился опыт Юнга (1802 г.). В опыте Юнга свет от источника, в качестве которого служила узкая щель S , падал на экран с двумя близко расположенными щелями S_1 и S_2 (рис. 1.16.3). Проходя через каждую из щелей, световой пучок уширялся

Рисунок 1.16.3.
Схема

интерференционного опыта Юнга.



Юнг был первым, кто понял, что нельзя наблюдать интерференцию при сложении волн от двух независимых источников. Поэтому в его опыте щели S_1 и S_2 , которые можно рассматривать в соответствии с принципом Гюйгенса как источники вторичных волн, освещались светом одного источника S . При симметричном расположении щелей вторичные волны, испускаемые источниками S_1 и S_2 , находятся в фазе, но эти волны проходят до точки наблюдения P разные расстояния r_1 и r_2 . Следовательно, фазы колебаний, создаваемых волнами от источников S_1 и S_2 в точке P , вообще говоря, различны. Таким образом, задача об интерференции волн сводится к задаче о сложении колебаний одной и той же частоты, но с разными фазами. Утверждение о том, что волны от источников S_1 и S_2 распространяются независимо друг от друга, а в точке наблюдения они просто складываются, является опытным фактом и носит название принципа суперпозиции.

Монохроматическая волна, распространяющаяся в направлении

радиус-вектора \vec{r} , записывается в виде $\mathbf{E} = \mathbf{a} \cos(\omega t - \mathbf{k}r)$,

где a – амплитуда волны, $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число, λ – длина волны, $\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота. В оптических задачах под E следует понимать модуль вектора напряженности электрического поля волны. При сложении двух волн в точке P результирующее колебание также происходит на частоте ω и имеет некоторую амплитуду A и фазу φ : $\mathbf{E} = \mathbf{a}_1 \cdot \cos(\omega t - \mathbf{k}r_1) + \mathbf{a}_2 \cdot \cos(\omega t - \mathbf{k}r_2) = A \cdot \cos(\omega t - \varphi)$.

Не существует приборов, которые способны были бы следить за быстрыми изменениями поля световой волны в оптическом диапазоне; наблюдаемой величиной является поток энергии, который прямо пропорционален квадрату амплитуды электрического поля волны. Физическую величину, равную квадрату амплитуды электрического поля волны, принято называть интенсивностью: $I = A^2$.

Несложные тригонометрические преобразования приводят к следующему выражению для интенсивности результирующего колебания в точке P :

$$I = A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos k\Delta = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos k\Delta,$$

где $\Delta = r_2 - r_1$ – так называемая разность хода.

Из этого выражения следует, что интерференционный максимум (светлая полоса) достигается в тех точках пространства, в которых $\Delta = m\lambda$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). При этом $I_{\max} = (a_1 + a_2)^2 > I_1 + I_2$. Интерференционный минимум (темная полоса)

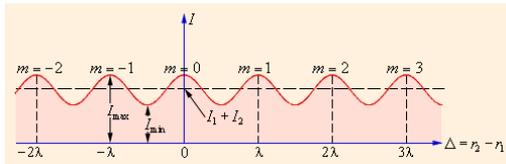
достигается при $\Delta = m\lambda + \lambda / 2$. Минимальное значение интенсивности $I_{\min} = (a_1 - a_2)^2 < I_1 + I_2$.

На рис. 1.16.4. показано распределение интенсивности света в интерференционной картине в зависимости от разности хода Δ .

В частности, если $I_1 = I_2 = I_0$, т. е. интенсивности обеих интерферирующих волн одинаковы, выражение приобретает вид:

$$I = 2I_0(1 + \cos k\Delta).$$

В этом случае $I_{\max} = 4I_0$, $I_{\min} = 0$.



Данные формулы универсальны, они применимы к любой интерференционной схеме, в которой

происходит сложение двух монохроматических волн одной и той же частоты. Различия проявляются только в том, как зависит разность хода Δ от положения точки наблюдения P. Если в схеме Юнга через y обозначить смещение точки наблюдения от плоскости симметрии, то для случая, когда $d \ll L$ и $y \ll L$ (в оптических экспериментах эти условия обычно выполняются), можно приближенно получить:

$$\Delta \approx d \cdot \theta \approx \frac{d \cdot y}{L}$$

Длина волны

При смещении вдоль координатной оси y на расстояние, равное ширине интерференционной полосы Δl , т. е. при смещении из одного интерференционного максимума в соседний, разность хода Δ изменяется на одну длину волны λ .

Следовательно, $\frac{d \cdot \Delta l}{L} = \lambda$ или $\Delta l = \frac{L \cdot \lambda}{d} \approx \frac{\lambda}{\psi}$,

где ψ – угол схождения "лучей" в точке наблюдения P. Выполним количественную оценку. Допустим, что расстояние d между щелями S_1 и S_2 равно 1 мм, а расстояние от щелей до экрана Э составляет $L = 1$ м, тогда $\psi = d / L = 0,001$ рад. Для зеленого света ($\lambda = 500$ нм) получим $\Delta l = \lambda / \psi = 5 \cdot 10^5$ нм = 0,5 мм. Для красного света ($\lambda = 600$ нм) $\Delta l = 0,6$ мм. Таким путем Юнг впервые измерил длины световых волн, хотя точность этих измерений была невелика.

Следует подчеркнуть, что в волновой оптике, в отличие от геометрической оптики, понятие луча света утрачивает физический смысл. Термин "луч" употребляется

здесь для краткости для обозначения направления распространения волны. В дальнейшем этот термин будет употребляться без кавычек.

В эксперименте Ньютона при нормальном падении волны на плоскую поверхность линзы разность хода приблизительно равна удвоенной толщине $2h$ воздушного промежутка между линзой и плоскостью. Для случая, когда радиус кривизны R линзы велик по сравнению с h , можно приближенно получить: $h \approx \frac{r^2}{2R}$,

где r – смещение от оси симметрии. При написании выражения для разности хода следует также учесть, что волны 1 и 2 отражаются при разных условиях. Первая волна отражается от границы стекло–воздух, а вторая – от границы воздух–стекло.

Во втором случае происходит изменение фазы колебаний отраженной волны на π , что эквивалентно увеличению разности хода на $\lambda / 2$. Поэтому $\Delta = 2h + \frac{\lambda}{2} \approx \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$.

При $r = 0$, то есть в центре (точка соприкосновения) $\Delta = \lambda / 2$; поэтому в центре колец Ньютона всегда наблюдается интерференционный минимум – темное пятно.

Радиусы r_m последующих темных колец определяются выражением

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}.$$

Эта формула позволяет экспериментально определить длину волны света λ , если известен радиус кривизны R линзы.

Проблема когерентности волн. Теория Юнга позволила объяснить интерференционные явления, возникающие при сложении двух монохроматических волн одной и той же частоты. Однако повседневный опыт учит, что интерференцию света в действительности наблюдать не просто. Если в комнате горят две одинаковые лампочки, то в любой точке складываются интенсивности света и никакой интерференции не наблюдается. Возникает вопрос, в каких случаях нужно складывать напряженности (с учетом фазовых соотношений), и в каких случаях нужно складывать интенсивности волн, т. е. квадраты напряженностей полей? Теория интерференции монохроматических волн не может дать ответа на этот вопрос.

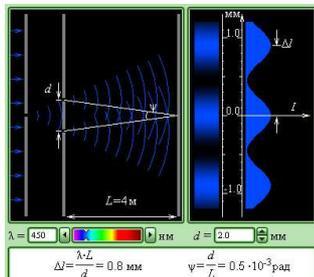
Реальные световые волны не являются строго монохроматическими. В силу фундаментальных физических причин излучение всегда имеет статистический характер. Атомы светового источника излучают независимо друг от друга в случайные моменты времени, и излучение каждого атома длится очень короткое

время ($\tau \leq 10^{-8}$ с). Результирующее излучение источника в каждый момент времени состоит из вкладов огромного числа атомов. Через время порядка τ вся совокупность излучающих атомов обновляется. Поэтому суммарное излучение будет иметь другую амплитуду и, что особенно важно, другую фазу. Фаза волны, излучаемой реальным источником света, остается приблизительно постоянной только на интервалах времени порядка τ . Отдельные "обрывки" излучения длительности τ называются цугами. Цуги имеют пространственную длину, равную $c\tau$, где c – скорость света. Колебания в разных цугах не согласованы между собой. Таким образом, реальная световая волна представляет собой последовательность волновых цугов с беспорядочно меняющейся фазой. Принято говорить, что колебания в разных цугах некогерентны. Интервал времени τ , в течение которого фаза колебаний остается приблизительно постоянной, называют временем когерентности.

Интерференция может возникнуть только при сложении когерентных колебаний, т. е. колебаний, относящихся к одному и тому же цугу. Хотя фазы каждого из этих колебаний также подвержены случайным изменениям во времени, но эти изменения одинаковы, поэтому разность фаз когерентных колебаний остается постоянной. В этом случае наблюдается устойчивая интерференционная картина и, следовательно, выполняется принцип суперпозиции полей. При сложении некогерентных колебаний разность фаз оказывается случайной функцией времени. Интерференционные полосы испытывают беспорядочные перемещения из стороны в сторону, и за время Δt их регистрации, которая в оптических экспериментах значительно больше времени когерентности ($\Delta t \gg \tau$), происходит полное усреднение. Регистрирующее устройство (глаз, фотопластинка, фотоэлемент) зафиксирует в точке наблюдения усредненное значение интенсивности, равное сумме интенсивностей $I_1 + I_2$ обоих колебаний. В этом случае выполняется закон сложения интенсивностей.

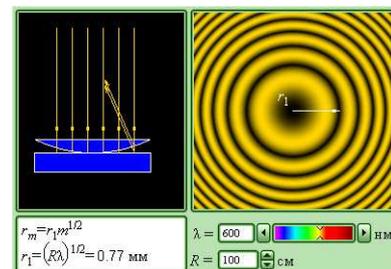
Таким образом, интерференция может возникнуть только при сложении когерентных колебаний. Волны, создающие в точке наблюдения когерентные колебания, также называются когерентными. Волны от двух независимых источников некогерентны и не могут дать интерференции. Т. Юнг интуитивно

угадал, что для получения интерференции света нужно волну от источника разделить на две когерентные волны и затем наблюдать на экране результат их сложения. Так делается во всех интерференционных схемах. Однако, даже в этом случае интерференционная картина исчезает, если разность хода Δ превысит длину когерентности ст.



**Модель.
Интерференционный
опыт Юнга.**

**Модель.
Кольца Ньютона.**



Дифракция света

Принцип Гюйгенса–Френеля

Дифракцией света называется явление отклонения света от прямолинейного направления распространения при прохождении вблизи препятствий. Как показывает опыт, свет при определенных условиях может заходить в область геометрической тени. Если на пути параллельного светового пучка расположено круглое препятствие (круглый диск, шарик или круглое отверстие в непрозрачном экране), то на экране, расположенном на достаточно большом расстоянии от препятствия, появляется дифракционная картина – система чередующихся светлых и темных колец. Если препятствие имеет линейный характер (щель, нить, край экрана), то на экране возникает система параллельных дифракционных полос.

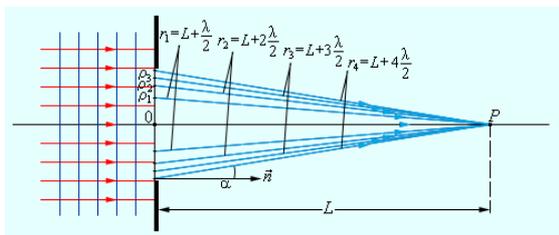
Дифракционные явления были хорошо известны еще во времена Ньютона, но объяснить их на основе корпускулярной теории света оказалось невозможным. Первое качественное объяснение явления дифракции на основе волновых представлений было дано английским ученым Т. Юнгом. Независимо от него французский ученый О. Френель разработал количественную теорию дифракционных явлений (1818 г.). В основу теории Френель положил принцип Гюйгенса, дополнив его идеей об интерференции вторичных волн. Принцип Гюйгенса в его первоначальном виде позволял находить только положения волновых фронтов в последующие моменты времени, т. е. определять направление распространения волны. По существу, это был принцип геометрической оптики. Гипотезу Гюйгенса об огибающей вторичных волн Френель заменил физически ясным положением,

согласно которому вторичные волны, приходя в точку наблюдения, интерферируют друг с другом. Принцип Гюйгенса–Френеля также представлял собой определенную гипотезу, но последующий опыт подтвердил ее справедливость. В ряде практически важных случаев решение дифракционных задач на основе этого принципа дает достаточно хороший результат. Рис. 1.17.1 иллюстрирует принцип Гюйгенса–Френеля.

Пусть поверхность S представляет собой положение волнового фронта в некоторый момент. Для того чтобы определить колебания в некоторой точке P , вызванное волной, по Френелю нужно сначала определить колебания, вызываемые в этой точке отдельными вторичными волнами, приходящими в нее от всех элементов поверхности S ($\Delta S_1, \Delta S_2$ и т. д.), и затем сложить эти колебания с учетом их амплитуд и фаз. При этом следует учитывать только те элементы волновой поверхности S , которые не загораживаются каким-либо препятствием.

Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске

Рассмотрим в качестве примера простую дифракционную задачу о прохождении плоской монохроматической волны от удаленного источника через небольшое круглое отверстие радиуса R в непрозрачном экране (рис. 1.17.2).

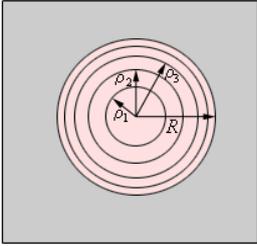


Точка наблюдения P находится на оси симметрии на расстоянии L от экрана. В соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля

Рисунок 1.17.2. следует мысленно заселить волновую поверхность, **Дифракция плоской волны на экране с круглым отверстием.** совпадающую с плоскостью отверстия, вторичными источниками, волны от которых достигают точки P . В результате интерференции вторичных волн в точке P возникает некоторое результирующее колебание, квадрат амплитуды которого (интенсивность) нужно определить при заданных значениях длины волны λ , амплитуды A_0 падающей волны и геометрии задачи. Для облегчения расчета Френель предложил разбить волновую поверхность падающей волны в месте расположения препятствия на кольцевые зоны (зоны Френеля) по следующему правилу: расстояние от границ соседних зон до точки P должны отличаться на полдлины волны, т. е.

$$r_1 = L + \frac{\lambda}{2}, r_2 = L + 2 \frac{\lambda}{2}, r_3 = L + 3 \frac{\lambda}{2} \dots$$

Если смотреть на волновую поверхность из точки Р, то границы зон Френеля будут представлять собой концентрические окружности (рис. 1.17.3).



Из рис. 1.17.2 легко найти радиусы ρ_m зон Френеля:

$$\rho_m = \sqrt{R^2 - L^2} = \sqrt{m\lambda L + m^2 \frac{\lambda^2}{4}} \approx \sqrt{m\lambda L}.$$

Так в оптике $\lambda \ll L$, вторым членом под корнем можно пренебречь. Количество зон Френеля, укладывающихся на

Рисунок 1.17.3.

Границы зон Френеля отверстия, определяется его радиусом R:

в плоскости отверстия.

Здесь m – не обязательно целое число. Результат интерференции вторичных волн в точке Р зависит от числа m открытых зон Френеля.

Легко показать, что все зоны имеют одинаковую площадь: $S_m = \pi\rho_m^2 - \pi\rho_{m-1}^2 = \pi\lambda L = S_1$.

Одинаковые по площади зоны должны были бы возбуждать в точке наблюдения колебания с одинаковой амплитудой. Однако у каждой последующей зоны угол α между лучом, проведенным в точку наблюдения, и нормалью к волновой поверхности возрастает. Френель высказал предположение (подтвержденное экспериментом), что с увеличением угла α амплитуда колебаний уменьшается, хотя и незначительно: $A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_m$,

где A_m – амплитуда колебаний, вызванных m -й зоной.

С хорошим приближением можно считать, что амплитуда колебаний, вызываемых некоторой зоной, равна среднему арифметическому из амплитуд колебаний, вызываемых двумя соседними зонами, т. е.

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}.$$

Так как расстояния от двух соседних зон до точки наблюдения отличаются на $\lambda / 2$, следовательно, возбуждаемые этими зонами колебания находится в противофазе.

Поэтому волны от любых двух соседних зон почти гасят друг друга. Суммарная амплитуда в точке наблюдения есть

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots = A_1 - (A_2 - A_3) - (A_4 - A_5) - \dots < A_1.$$

Таким образом, суммарная амплитуда колебаний в точке Р всегда меньше амплитуды колебаний, которые вызвала бы одна первая зона Френеля. В частности, если бы были открыты все зоны Френеля, то до точки наблюдения дошла бы

невозмущенная препятствием волна с амплитудой A_0 . В этом случае можно записать:

$$A = A_0 = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2},$$

так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Следовательно, действие (амплитуда), вызванное всем волновым фронтом, равно половине действия одной первой зоны.

Итак, если отверстие в непрозрачном экране оставляет открытой только одну зону Френеля, то амплитуда колебаний в точке наблюдения возрастает в 2 раза (а интенсивность в 4 раза) по сравнению с действием невозмущенной волны. Если открыть две зоны, то амплитуда колебаний обращается в нуль. Если изготовить непрозрачный экран, который оставлял бы открытыми только несколько нечетных (или только несколько четных) зон, то амплитуда колебаний резко возрастает. Например, если открыты 1, 3 и 5 зоны, то $A = 6A_0$, $I = 36I_0$.

Такие пластинки, обладающие свойством фокусировать свет, называются зонными пластинками.

При дифракции света на круглом диске закрытыми оказываются зоны Френеля первых номеров от 1 до m . Тогда амплитуда колебаний в точке наблюдения будет равна

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} - \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots$$

или $A = A_{m+1} / 2$, так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Если диск закрывает зоны не слишком больших номеров, то $A_{m+1} \approx 2A_0$ и $A \approx A_0$, т. е. в центре картины при дифракции света на диске наблюдается интерференционный максимум. Это – так называемое пятно Пуассона, оно окружено светлыми и темными дифракционными кольцами.

Оценим размеры зон Френеля. Пусть, например, дифракционная картина наблюдается на экране, расположенном на расстоянии $L = 1$ м от препятствия.

Длина волны света $\lambda = 600$ нм (красный свет). Тогда радиус первой зоны Френеля есть $r_1 = \sqrt{L\lambda} \approx 0,77$ мм.

Таким образом, в оптическом диапазоне вследствие малости длины волны размер зон Френеля оказывается достаточно малым. Дифракционные явления проявляются наиболее отчетливо, когда на препятствии укладывается лишь небольшое число зон:

$$m = \frac{R^2}{L\lambda} \geq 1 \quad \text{или} \quad R^2 \geq L\lambda.$$

Это соотношение можно рассматривать как критерий наблюдения дифракции. Если число зон Френеля, укладываемых на препятствии, становится очень большим, дифракционные явления практически незаметны: $m = \frac{R^2}{L\lambda} \gg 1$ или $R^2 \gg L\lambda$.

Это сильное неравенство определяет границу применимости геометрической оптики. Узкий пучок света, который в геометрической оптике называется лучом, может быть сформирован только при выполнении этого условия. Таким образом, геометрическая оптика является предельным случаем волновой оптики.

Выше был рассмотрен случай дифракции света от удаленного источника на препятствиях круглой формы. Если точечный источник света находится на конечном расстоянии, то на препятствие падает сферически расходящаяся волна. В этом случае геометрия задачи несколько усложняется, так как зоны Френеля теперь нужно строить не на плоской, а на сферической поверхности (рис. 1.17.4).

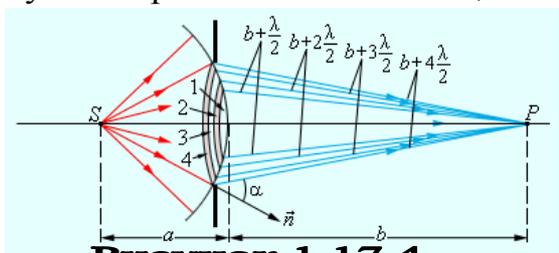


Рисунок 1.17.4.
Зоны Френеля на сферическом фронте волны.

Расчет приводит к следующему выражению для радиусов ρ_m зон Френеля на сферическом фронте волны:

$$\rho_m = \sqrt{m \frac{ab}{a+b} L}$$

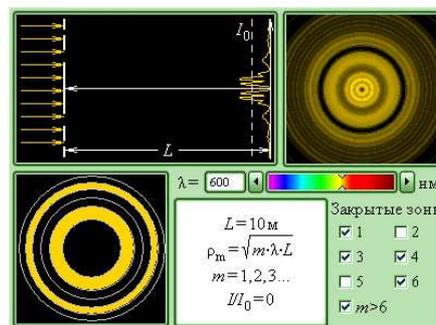
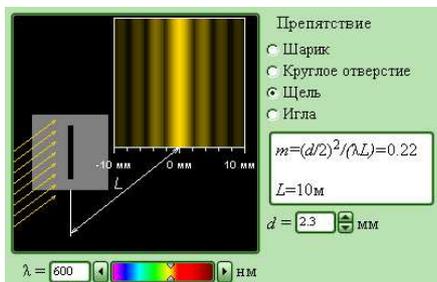
Все выводы изложенной выше теории Френеля остаются справедливыми и в этом случае.

Следует отметить, что теория дифракции (и интерференции) световых волн применима к волнам любой физической природы. В этом проявляется общность волновых закономерностей. Физическая природа света в начале XIX века, когда Т. Юнг, О. Френель и другие ученые развивали волновые представления, еще не была известна.

Модель. Зоны Френеля.

Модель.

Дифракция света.

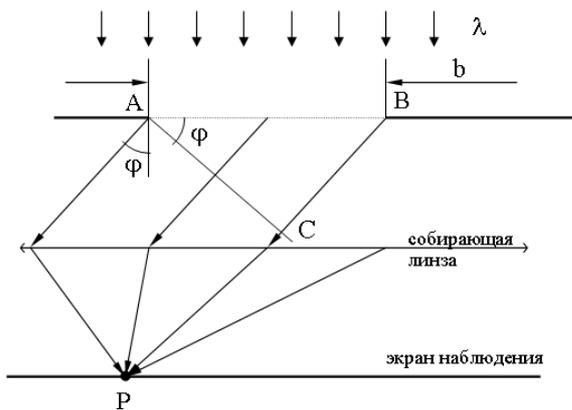


Дифракция Фраунгофера на щели

В случае дифракции Фраунгофера параметр $b_2/(L\lambda) \ll 1$. Это значит, что если размер препятствия $b \sim \lambda$, то расстояние до экрана наблюдения $L \gg b$.

Пусть на длинную щель шириной b падает плоская монохроматическая волна с длиной λ .

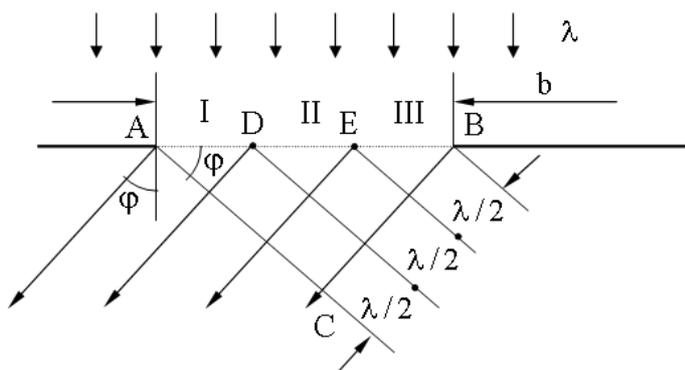
Поместим между щелью и экраном наблюдения линзу так, чтобы экран наблюдателя находился в фокальной плоскости линзы. Линза позволяет наблюдать на экране дифракцию в параллельных лучах ($L \rightarrow \infty$).



Собирающая линза обладает свойством, называемым таутохронностью: лучи, идущие от волновой поверхности AC до точки наблюдения P имеют одинаковую оптическую длину. Таким образом результат суперпозиции вторичных волн,

который определяет амплитуду колебаний световой волны в точке P, зависит от разности хода, набегающей в треугольнике ABC.

Для нахождения положений максимумов и минимумов интенсивности воспользуемся методом зон Френеля: разобьем сторону BC на отрезки длиной $\lambda/2$.



Из концов этих отрезков проведем линии, параллельные фронту вторичной плоской волны, идущей под углом ϕ . Эти линии разобьют AB – фронт первичной плоской волны на зоны Френеля. На рисунке их изображено три: AD, DE и EB.

Число зон Френеля k зависит от λ и длины отрезка $BC = b \sin \phi$. Если k целое, то

$$b \cdot \sin \phi = k \frac{\lambda}{2}.$$

При четном числе зон Френеля $k = 2m$, где $m = \pm 1, \pm 2 \dots$ все зоны можно разбить на соседние пары, которые гасят друг друга (19.3). Следовательно условие минимума при дифракции Фраунгофера на щели имеет вид:

$$b \sin \varphi = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2 \dots$$

При нечетном $k = 2m + 1$ одна зона остается без пары и ее колебания не будут погашены, следовательно, условие максимума при дифракции Фраунгофера на щели будет иметь вид:

$$b \sin \varphi = m\lambda + \frac{\lambda}{2}.$$

Условия формально противоположны условиям максимумов и минимумов при интерференции от двух источников.

Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

Большое практическое значение имеет дифракция, наблюдаемая при прохождении света через одномерную дифракционную решетку – систему параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками. Рассматривая дифракцию Фраунгофера на щели, видим, что распределение интенсивности на экране определяется направлением дифрагированных лучей. Это означает, что перемещение щели параллельно самой себе влево или вправо не изменит дифракционной картины. Следовательно, если перейти от одной щели ко многим (к дифракционной решетке), то дифракционные картины, создаваемые каждой щелью в отдельности, будут одинаковыми.

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т.е. в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально к плоскости решетки. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

$$\Delta = CF = (a + b)\sin \varphi = d \sin \varphi \quad . (1)$$

Очевидно, что в тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т.е. прежние (главные) минимумы интенсивности будут наблюдаться в направлениях, определяемых условием

$$a \sin \varphi = \pm mn \quad (m=1, 2, 3, \dots). (2)$$

Кроме того, вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, т.е. возникнут дополнительные минимумы. Очевидно, что эти дополнительные минимумы будут наблюдаться в тех направлениях, которым соответствует разность

хода лучей $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \lambda, \dots$, посылаемых,

например, от крайних левых точек М и С обеих щелей. Таким образом, с учетом (4.8) условие дополнительных минимумов

$$d \sin \varphi = \pm(2m + 1) \lambda/2 \quad (m=0, 1, 2, 3, \dots).$$

И наоборот: действие одной щели будет усиливать действие другой, если

$$d \sin \varphi = \pm \frac{2m\lambda}{2} = \pm m\lambda \quad (m=0, 1, 2, 3, \dots), \quad (4.10)$$

т.е. выражение (4.10) задает условие главных максимумов.

Таким образом, полная дифракционная картина для двух щелей определяется из условия: главные минимумы

$$a \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda,$$

Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды.

Если пропустить естественный свет через два поляризатора, плоскости которых образуют угол α , то из первого выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого $I_0 = 1/2 I_{\text{ЮСТ}}$

$$I = 1/2 I_{\text{ЮСТ}} \cos^2 \alpha$$

Естественный свет

Поляризация света

Закон Малюса

В начале XIX века, когда Т. Юнг и О. Френель развивали волновую теорию света, природа световых волн была неизвестна. На первом этапе предполагалось, что свет представляет собой продольные волны, распространяющиеся в некоторой гипотетической среде – эфире. При изучении явлений интерференции и дифракции вопрос о том, являются ли световые волны продольными или поперечными, имел второстепенное значение. В то время казалось невероятным, что свет – это поперечные волны, так как по аналогии с механическими волнами пришлось бы предполагать, что эфир – это твердое тело (поперечные механические волны не могут распространяться в газообразной или жидкой среде).

Однако, постепенно накапливались экспериментальные факты, свидетельствующие в пользу поперечности световых волн. Еще в конце XVII века было обнаружено, что кристалл исландского шпата (CaCO_3) раздваивает проходящие через него лучи. Это явление получило название двойного лучепреломления (рис. 1.18.1).

В 1809 году французский инженер Э. Малюс открыл закон, названный его именем.

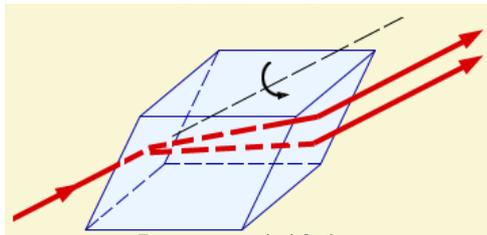


Рисунок 1.18.1.

Прохождение света через кристалл исландского шпата (двойное лучепреломление).

Интенсивность прошедшего света оказалась прямо пропорциональной $\cos^2 \varphi$: $I \sim \cos^2 \varphi$.

В опытах Малюса свет последовательно пропускался через две одинаковые пластинки из турмалина (прозрачное кристаллическое вещество

зеленоватой окраски). Пластинки могли поворачиваться

друг относительно друга на угол φ (рис. 1.18.2).

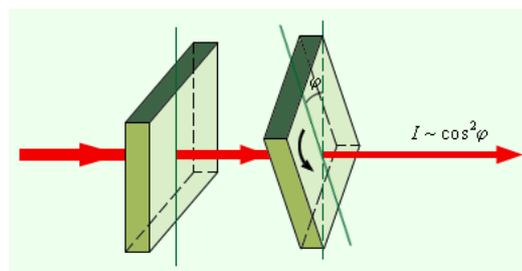
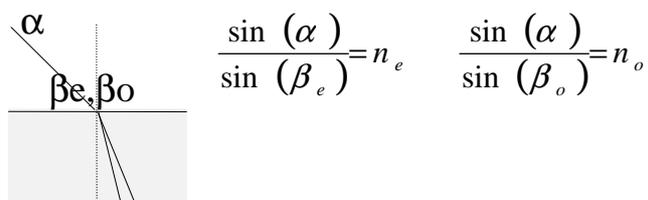


Рисунок 1.18.2.
Иллюстрация к
закону Малюса.

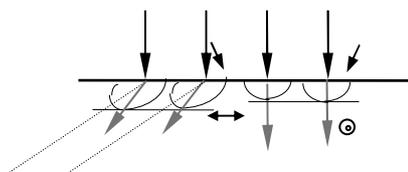
Двойное лучепреломление



Естественно, при наличии двух разных показателей преломления, как правило возникает двойное лучепреломление. Рассмотрим сначала простой случай, когда оптическая ось кристалла направлена перпендикулярно плоскости падения луча.

Естественный неполяризованный свет при входе в кристалл разделяется на лучи обыкновенный и необыкновенный. У них разные показатели преломления, поэтому различны и углы преломления. Естественно, преломленные лучи оказываются уже поляризованными: у обыкновенного луча плоскость поляризации совпадает с плоскостью рисунка - направление поляризации перпендикулярно оси кристалла.

рис.
направления поляризации

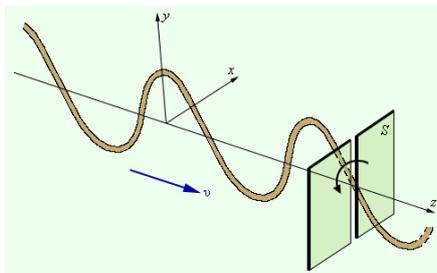


Рассмотрим теперь более сложный случай, когда оптическая ось кристалла направлена под некоторым углом к поверхности. Тогда луч с направлением поляризации, перпендикулярном плоскости чертежа, будет обыкновенным. Сечения его лучевых поверхностей будет окружностями, и он пройдет в кристалл без преломления (на рисунке справа).

Для лучей, показанных слева, сечения лучевых поверхностей будут эллипсами. Направление распространения света будет от центров этих эллипсов к точкам касательной их огибающей. Таким образом, даже при нормальном падении на поверхность кристалла эти лучи будут преломляться!

Продольные и поперечные волны

Ни двойное лучепреломление, ни закон Малюса не могут найти объяснение в рамках теории продольных волн. Для продольных волн направление распространения луча является осью симметрии. В продольной волне все направления в плоскости, перпендикулярной лучу, равноправны. В поперечной волне (например, в волне, бегущей по резиновому жгуту) направление колебаний и перпендикулярное ему направление не равноправны (рис. 1.18.3).



Таким образом, асимметрия относительно луча является решающим признаком, который отличает поперечную волну от продольной. Впервые догадку о поперечности световых волн высказал Т. Юнг

Рисунок 1.18.3. (1816 г.). Френель, независимо от Юнга, также выдвинул

Поперечная волна в резиновом жгуте. концепцию поперечности световых волн, обосновал ее многочисленными экспериментами и создал теорию двойного лучепреломления света в кристаллах.

В середине 60-х годов XIX века Максвелл сделал вывод о том, что свет – это электромагнитные волны. Этот вывод был сделан на основе совпадения известного значения скорости света со скоростью распространения предсказанных Максвеллом электромагнитных волн. К тому времени, когда Максвелл сделал вывод о существовании электромагнитных волн, поперечность световых волн уже была доказано экспериментально. Поэтому Максвелл справедливо полагал, что поперечность электромагнитных волн является еще одним важнейшим доказательством электромагнитной природы света.

В электромагнитной теории света исчезли все затруднения, связанные с необходимостью введения особой среды распространения волн – эфира, который приходилось рассматривать как твердое тело.

В электромагнитной волне вектора \vec{E} и \vec{B} перпендикулярны друг другу и лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Во всех процессах взаимодействия света с веществом основную роль играет электрический вектор \vec{E} , поэтому его называют световым вектором. Если при распространении электромагнитной волны световой вектор сохраняет свою ориентацию, такую

волну называют линейно-поляризованной или плоско-поляризованной (термин поляризация волн был введен Малюсом применительно к поперечным механическим волнам). Плоскость, в которой колеблется световой вектор называется плоскостью колебаний, а плоскость, в которой совершает колебание магнитный вектор \vec{B} – плоскостью поляризации

Если вдоль одного и того же направления распространяются две монохроматические волны, поляризованные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, то в результате их сложения в общем случае возникает эллиптически-поляризованная волна (рис. 1.18.4).

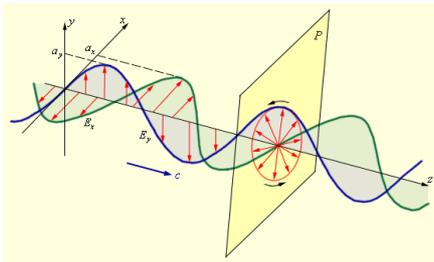


Рисунок 1.18.4.
Сложение двух взаимно перпендикулярно поляризованных волн и образование эллиптически поляризованной волны.

В эллиптически-поляризованной волне в любой плоскости Р, перпендикулярной направлению распространения волны, конец результирующего

вектора \vec{E} за один период светового колебания обегает эллипс, который называется эллипсом поляризации. Форма и размер эллипса поляризации определяются амплитудами a_x и a_y линейно-поляризованных волн и фазовым сдвигом $\Delta\phi$ между ними. Частным случаем эллиптически-поляризованной волны является волна с круговой поляризацией ($a_x = a_y, \Delta\phi = \pm \pi / 2$).

Рис. 1.18.5 дает представление о пространственной структуре эллиптически-поляризованной волны.

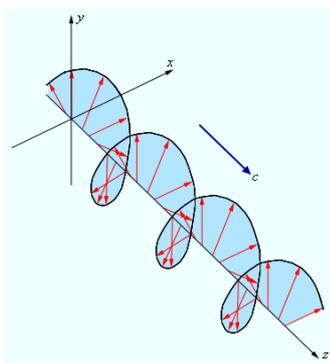


Рисунок 1.18.5. Электрическое поле в эллиптически-поляризованной волне.

испускаемый обычными источниками (например, солнечный свет, излучение ламп накаливания и т. п.), неполяризован. Свет таких источников состоит в каждый момент из вкладов огромного числа независимо излучающих атомов с различной ориентацией светового вектора в излучаемых этими атомами волнах. Поэтому в результирующей волне вектор беспорядочно изменяет свою ориентацию во времени, так что в среднем все

направления колебаний оказываются равноправными. Неполаризованный свет называют также естественным светом.

В каждый момент времени вектор \vec{E} может быть спроектирован на две взаимно перпендикулярные оси (рис. 1.18.6).

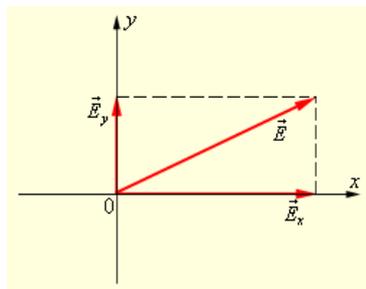


Рисунок 1.18.6.
Разложение
вектора по осям.

Это означает, что любую волну (поляризованную и неполяризованную) можно представить как суперпозицию двух линейно-поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях волн: Но в

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_x(t) + \vec{E}_y(t)$$

поляризованной волне обе

составляющие $E_x(t)$ и $E_y(t)$ когерентны, а в неполяризованной – некогерентны, т. е. в первом случае разность фаз между $E_x(t)$ и $E_y(t)$ постоянна, а во втором она является случайной функцией времени.

Явление двойного лучепреломления света объясняется тем, что во многих кристаллических веществах показатели преломления для двух взаимно перпендикулярно поляризованных волн различны. Поэтому кристалл раздваивает проходящие через него лучи (рис. 1.18.1). Два луча на выходе кристалла линейно поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях. Кристаллы, в которых происходит двойное лучепреломление, называются анизотропными.

С помощью разложения вектора \vec{E} на составляющие по осям можно объяснить закон Малюса (рис. 1.18.2).

У многих кристаллов поглощение света сильно зависит от направления электрического вектора в световой волне. Это явление называют дихроизмом. Этим свойством, в частности, обладают пластины турмалина, использованные в опытах Малюса. При определенной толщине пластинка турмалина почти полностью поглощает одну из взаимно перпендикулярно поляризованных волн (например, E_x) и частично пропускает вторую волну (E_y). Направление колебаний электрического вектора в прошедшей волне называется разрешенным направлением пластинки. Пластинка турмалина может быть использована как для получения поляризованного света, так и для анализа характера поляризации света (поляризатор и анализатор). В настоящее время широко применяются искусственные дихроичные пленки, которые называются поляроидами. Поляриды

почти полностью пропускают волну разрешенной поляризации и не пропускают волну, поляризованную в перпендикулярном направлении. Таким образом, поляроиды можно считать идеальными поляризационными фильтрами.

Рассмотрим прохождение естественного света последовательно через два идеальных поляроида Π_1 и Π_2 (рис. 1.18.7), разрешенные направления которых развернуты на некоторый угол φ . Первый поляроид играет роль поляризатора. Он превращает естественный свет в линейно-поляризованный. Второй поляроид служит для анализа падающего на него света.

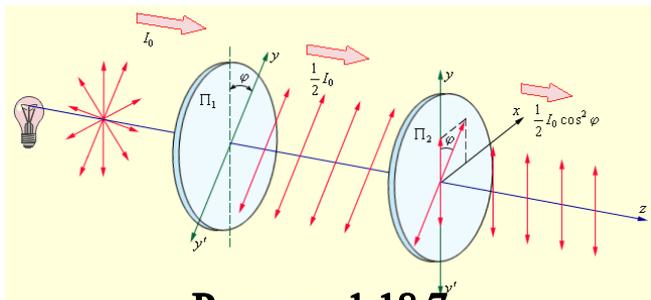


Рисунок 1.18.7.

Прохождение естественного света через два идеальных поляроида.

Если обозначить амплитуду линейно-поляризованной волны после прохождения света через первый поляроид через то волна, пропущенная вторым поляроидом,

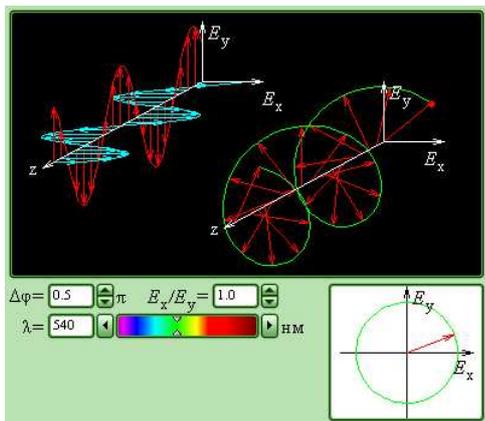
$$E_0 = \sqrt{I_0 / 2},$$

вторым поляроидом,

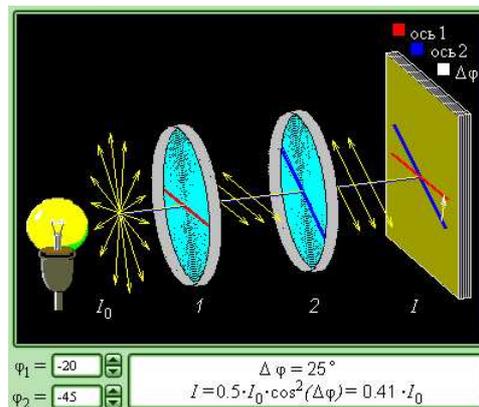
будет иметь амплитуду $E = E_0 \cos \varphi$.

Следовательно, интенсивность I линейно-поляризованной волны на выходе второго поляроида будет равна $I = E^2 = E_0^2 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi$.

Таким образом, в электромагнитной теории света закон Малюса находит естественное объяснение на основе разложения вектора \vec{E} на составляющие.



Модель. Поляризация света.



Модель. Закон Малюса.

Тепловое излучение тел

Абсолютно черное тело

Испускаемый источником свет уносит с собой энергию. Существует много различных механизмов подвода энергии к источнику света. В тех случаях, когда необходимая энергия сообщается нагреванием, т. е. подводом тепла, излучение называется тепловым или температурным. Этот вид излучения представлял для физиков конца XIX века особый интерес, так как в отличие от всех других видов люминесценции, тепловое излучение может находиться в состоянии термодинамического равновесия с нагретыми телами.

Изучая закономерности теплового излучения тел, физики надеялись установить мост между термодинамикой и оптикой.

Если в замкнутую полость с зеркально отражающими стенками поместить несколько тел, нагретых до различной температуры, то, как показывает опыт, такая система с течением времени приходит в состояние теплового равновесия, при котором все тела приобретают одинаковую температуру. Тела обмениваются энергией только путем испускания и поглощения лучистой энергии. В состоянии равновесия процессы испускания и поглощения энергии каждым телом в среднем компенсируют друг друга, и в пространстве между телами плотность энергии излучения достигает определенного значения, зависящего только от установившейся температуры тел. Это излучение, находящееся в термодинамическом равновесии с телами, имеющими определенную температуру, называется равновесным или черным излучением. Плотность энергии равновесного излучения и его спектральный состав зависят только от температуры.

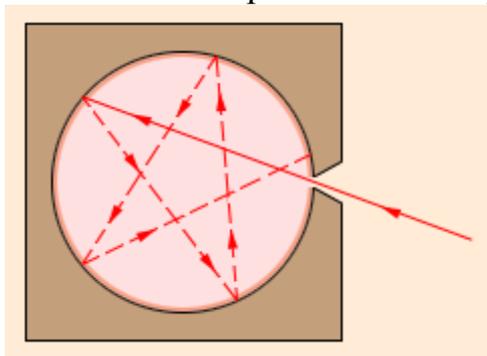
Если через малое отверстие заглянуть внутрь полости, в которой установилось термодинамическое равновесие между излучением и нагретыми телами, то глаз не различит очертаний тел и зафиксирует лишь однородное свечение всей полости в целом.

Пусть одно из тел в полости обладает свойством поглощать всю падающую на его поверхность лучистую энергию любого спектрального состава. Такое тело называют абсолютно черным. При заданной температуре собственное тепловое излучение абсолютно черного тела, находящегося в состоянии теплового

равновесия с излучением, должно иметь тот же спектральный состав, что и окружающее это тело равновесное излучение. В противном случае равновесие между абсолютно черным телом и окружающим его излучением не могло бы установиться. Поэтому проблема сводится к изучению спектрального состава излучения абсолютно черного тела. Решить эту проблему классическая физика оказалась не в состоянии.

Для установления равновесия в полости необходимо, чтобы каждое тело испускало ровно столько лучистой энергии, сколько оно и поглощает. Это одна из важнейших закономерностей теплового излучения. Отсюда следует, что абсолютно черное тело при заданной температуре испускает с поверхности единичной площади в единицу времени больше лучистой энергии, чем любое другое тело.

Абсолютно черных тел в природе не бывает. Хорошей моделью такого тела



является небольшое отверстие в замкнутой полости (рис. 1.19.1). Свет, падающий через отверстие внутрь полости, после многочисленных отражений будет практически полностью поглощен стенками, и отверстие снаружи будет казаться совершенно

Рисунок 1.19.1. черным. Но если полость нагрета до определенной температуры T , и внутри установилось тепловое равновесие, то собственное излучение полости, выходящее через отверстие, будет излучением абсолютно черного тела. Именно таким образом моделируется абсолютно черное тело во всех экспериментах по исследованию теплового излучения.

С увеличением температуры внутри полости будет возрастать энергия выходящего из отверстия излучения и изменяться его спектральный состав.

Распределение энергии по длинам волн в излучении абсолютно черного тела при заданной температуре T характеризуется излучательной способностью $r(\lambda, T)$, равной мощности излучения с единицы поверхности тела в единичном интервале длин волн. Произведение $r(\lambda, T)\Delta\lambda$ равно мощности излучения, испускаемого единичной площадкой поверхности по всем направлениям в интервале $\Delta\lambda$ длин волн. Аналогично можно ввести распределение энергии по частотам $r(\nu, T)$.

Функцию $r(\lambda, T)$ (или $r(\nu, T)$) часто называют спектральной светимостью, а полный поток $R(T)$ излучения всех длин волн, равный

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} r(\nu, T) d\nu,$$

называют интегральной светимостью тела.

К концу XIX века излучение абсолютно черного тела было хорошо изучено экспериментально.

Закон Стефана–Больцмана

В 1879 году Йозеф Стефан на основе анализа экспериментальных данных пришел к заключению, что интегральная светимость $R(T)$ абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры T : $R(T) = \sigma T^4$.

Несколько позднее, в 1884 году, Л. Больцман теоретически получил эту зависимость из термодинамических соображений. Этот закон получил название закона Стефана–Больцмана. Числовое значение постоянной σ , по современным измерениям, составляет $\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

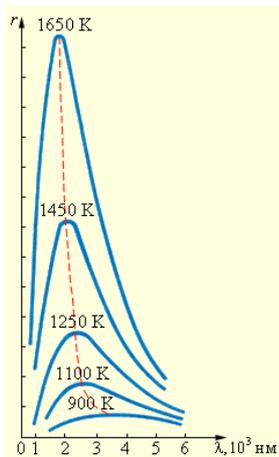


Рисунок 1.19.2.
Спектральное распределение $r(\lambda, T)$ излучения черного тела при различных температурах.

К концу 90-х годов XIX века были выполнены тщательные экспериментальные измерения спектрального распределения излучения абсолютно черного тела, которые показали, что при каждом значении температуры T зависимость $r(\lambda, T)$ имеет ярко выраженный максимум (рис. 1.19.2). С увеличением температуры максимум смещается в область коротких длин волн, причем произведение температуры T на длину волны λ_m , соответствующую максимуму, остается постоянным: $\lambda_m T = b$ или $\lambda_m = b / T$.

Это соотношение ранее было получено Вином из термодинамики. Оно выражает так называемый закон смещения Вина: длина волны λ_m , на которую приходится максимум энергии излучения абсолютно черного тела, обратно пропорциональна абсолютной температуре T . Значение постоянной Вина $b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$.

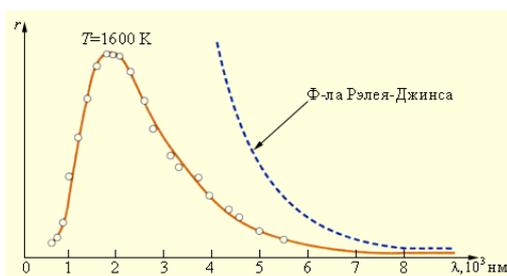
При практически достижимых в лабораторных условиях температурах максимум излучательной способности $r(\lambda, T)$ лежит в инфракрасной области. Только при $T \geq 5 \cdot 10^3 \text{ К}$ максимум попадает в видимую область спектра. Максимум энергии излучения Солнца приходится примерно на 470 нм (зеленая область спектра), что

При практически достижимых в лабораторных условиях температурах максимум излучательной способности $r(\lambda, T)$ лежит в инфракрасной области. Только при $T \geq 5 \cdot 10^3 \text{ К}$ максимум попадает в видимую область спектра. Максимум энергии излучения Солнца приходится примерно на 470 нм (зеленая область спектра), что

соответствует температуре наружных слоев Солнца около 6200 К (если рассматривать Солнце как абсолютно черное тело).

Успехи термодинамики, позволившие теоретически вывести законы Стефана–Больцмана и Вина, вселяли надежду, что из термодинамических соображений удастся получить всю кривую спектрального распределения излучения черного тела $r(\lambda, T)$. В 1900 году эту проблему пытался решить знаменитый английский физик Д. Релей, который в основу своих рассуждений положил теорему классической статистической механики о равномерном распределении энергии по степеням свободы в состоянии термодинамического равновесия. Эта теорема была применена Релеем к равновесному излучению в полости. Несколько позже эту идею подробно развил Джинс. Таким путем удалось получить зависимость излучательной способности абсолютно черного тела от длины волны λ и температуры T : $r(\lambda, T) = 8\pi k T \lambda^{-4}$.

Это соотношение называют формулой Релея–Джинса. Она согласуется с экспериментальными данными только в области достаточно длинных волн (рис. 1.19.3.). Кроме того, из нее следует абсурдный вывод о том, что интегральная светимость $R(T)$ черного тела должна обращаться в бесконечность, а, следовательно, равновесие между нагретым телом и излучением в замкнутой полости может установиться только при абсолютном нуле температуры.



Формула Планка

Таким образом, безупречный с точки зрения классической физики вывод приводит к формуле, которая находится в резком противоречии с

Рисунок 1.19.3. Сравнение закона распределения энергии по длинам волн $r(\lambda, T)$ в излучении опытом. Стало ясно, что решить задачу о спектральном распределении излучения абсолютно черного тела в рамках существующих теорий невозможно. Эта задача была успешно решена М. Планком на основе новой идеи, чуждой классической физике.

Планк пришел к выводу, что процессы излучения и поглощения нагретым телом электромагнитной энергии, происходят не непрерывно, как это принимала

классическая физика, а конечными порциями – квантами. Квант – это минимальная порция энергии, излучаемой или поглощаемой телом. По теории Планка, энергия кванта E прямо пропорциональна частоте света: $E = h\nu$, где h – так называемая постоянная Планка, равная $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Постоянная Планка – это универсальная константа, которая в квантовой физике играет ту же роль, что и скорость света в СТО.

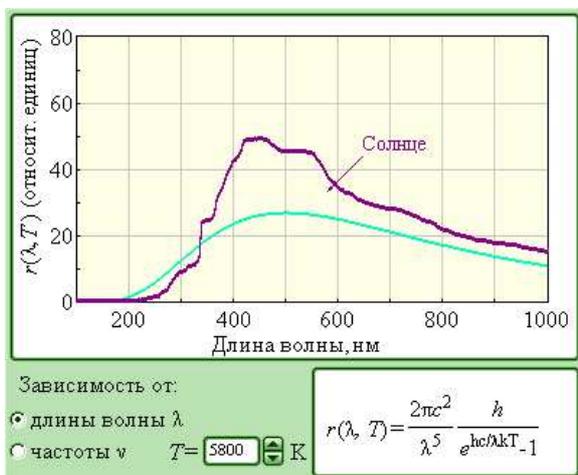
На основе гипотезы о прерывистом характере процессов излучения и поглощения телами электромагнитного излучения Планк получил формулу для спектральной светимости абсолютно черного тела. Формулу Планка удобно записывать в форме, выражающей распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела по частотам ν , а не по длинам волн λ .

$$r(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

Здесь c – скорость света, h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Формула Планка хорошо описывает спектральное распределение излучения черного тела при любых частотах. Она прекрасно согласуется с экспериментальными данными. Из формулы Планка можно вывести законы Стефана–Больцмана и Вина. При $h\nu \ll kT$ формула Планка переходит в формулу Релея–Джинса.

Решение проблемы излучения черного тела ознаменовало начало новой эры в физике. Нелегко было примириться с отказом от классических представлений, и сам Планк, совершив великое открытие, в течение нескольких лет безуспешно пытался понять квантование энергии с позиции классической физики.



Модель. Излучение абсолютно черного тела.

Законы Кирхгофа

Первый закон Кирхгофа: алгебраическая сумма всех токов, втекающих в любой узел, равна нулю. Токи, втекающие в узел, условно принимаются положительными, а вытекающие из него — отрицательными (или наоборот). Если, например, в узел втекает ток I , а вытекают токи I_2 и I_3 , то первый закон Кирхгофа может быть записан в виде выражения: $I - I_2 - I_3 = 0$.

Второй закон Кирхгофа: алгебраическая сумма ЭДС любого замкнутого контура равна алгебраической сумме падений напряжений на всех участках контура.

При применении второго закона Кирхгофа необходимо учитывать знаки ЭДС и выбранное направление токов на всех участках контура. Направление обхода контура выбирается произвольным; при записи левой части равенства ЭДС, направления которых совпадают с выбранным направлением обхода независимо от направления протекающего через них тока, принимаются положительными, а ЭДС обратного направления принимаются отрицательными. При записи правой части равенства со знаком плюс берутся падения напряжения на тех участках, в которых положительное направление тока совпадает с направлением обхода независимо от направления ЭДС на этих участках, и со знаком минус — на участках, в которых положительное направление тока противоположно направлению обхода.

Общая методика применения законов Кирхгофа для расчета сложных многоконтурных цепей такова. Устанавливается число неизвестных токов, которое равно числу ветвей r . Для каждой ветви задается положительное направление тока. Число независимых уравнений, составляемых по первому закону Кирхгофа, равно числу узлов q (точек соединения не менее чем трех проводников) минус единица, т.е. $q - 1$. Число независимых уравнений, составляемых по второму закону Кирхгофа, равно числу контуров $n = r - q + 1$. Общее число уравнений, составляемых по первому и второму законам Кирхгофа, равно числу неизвестных токов r . Решение этой системы уравнений и дает значения искомых токов.

Фотоэффект.

ФОТОНЫ

Фотоэлектрический эффект был открыт в 1887 году немецким физиком Г. Герцем и в 1888–1890 годах экспериментально исследован А. Г. Столетовым. Наиболее полное исследование явления фотоэффекта было выполнено Ф. Ленардом в 1900 г. К этому времени уже был открыт электрон (Д. Томсон, 1897 г.), и стало ясно, что фотоэффект (или точнее – внешний фотоэффект) состоит в вырывании электронов из вещества под действием падающего на него света.

Схема экспериментальной установки для исследования фотоэффекта изображена на рис. 1.20.1.

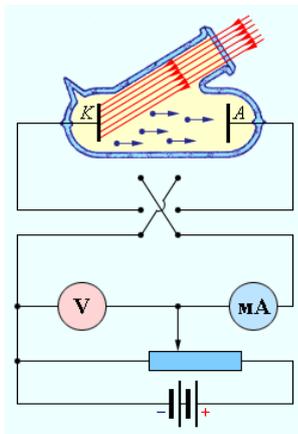


Рисунок 1.20.1.
Схема экспериментальной установки для изучения фотоэффекта.

В экспериментах использовался стеклянный вакуумный баллон с двумя металлическими электродами, поверхность которых была тщательно очищена. К электродам прикладывалось некоторое напряжение U , полярность которого можно было изменять с помощью двойного ключа. Один из электродов (катод К) через кварцевое окошко освещался монохроматическим светом некоторой длины волны λ , и при неизменном световом потоке снималась зависимость силы фототока I от приложенного напряжения. На рис. 1.20.2 изображены типичные кривые такой зависимости, полученные при двух значениях интенсивности светового потока, падающего на катод.

Кривые показывают, что при достаточно больших положительных напряжениях на

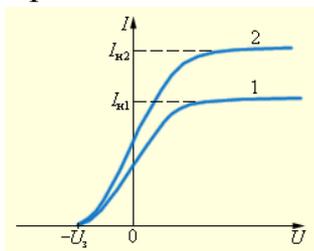


Рисунок 1.20.2.
Зависимость силы фототока от приложенного напряжения. Кривая 2 соответствует большей интенсивности светового потока.

аноде А фототок достигает насыщения, так как все электроны, вырванные светом из катода, достигают анода. Тщательные измерения показали, что ток насыщения I_n прямо пропорционален интенсивности падающего света. Когда напряжение на аноде отрицательно, электрическое поле между катодом и анодом тормозит электроны. Анода могут достичь только те электроны, кинетическая энергия которых

превышает $|eU|$. Если напряжение на аноде меньше, чем $-U_3$, фототок прекращается. Измеряя U_3 , можно определить максимальную кинетическую энергию фотоэлектронов:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU_3$$

К удивлению ученых, величина U_3 оказалась не зависящей от интенсивности падающего светового потока. Тщательные измерения показали, что запирающий потенциал линейно возрастает с увеличением частоты ν света (рис. 1.20.3).

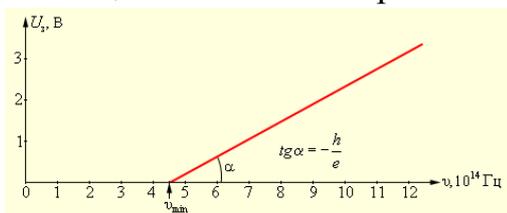


Рисунок 1.20.3.
Зависимость запирающего потенциала U_3 от частоты ν падающего света.

Многочисленными экспериментаторами были установлены следующие основные закономерности фотоэффекта:

Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты света ν и не зависит от его интенсивности.

Для каждого вещества существует так называемая красная граница фотоэффекта, т. е. наименьшая частота ν_{\min} , при которой еще возможен внешний фотоэффект.

Число фотоэлектронов, вырываемых светом из катода за 1 с, прямо пропорционально интенсивности света.

Фотоэффект практически безынерционен, фототок возникает мгновенно после начала освещения катода при условии, что частота света $\nu > \nu_{\min}$.

Все эти закономерности фотоэффекта в корне противоречили представлениям классической физики о взаимодействии света с веществом. Согласно волновым представлениям электрон при взаимодействии с электромагнитной световой волной должен был бы постепенно накапливать энергию, и потребовалось бы значительное время, зависящее от интенсивности света, чтобы электрон накопил достаточно энергии для того, чтобы вылететь из катода. Как показывают расчеты, это время должно было бы исчисляться минутами или часами. Однако, опыт показывает, что фотоэлектроны появляются немедленно после начала освещения катода. В этой модели невозможно было также понять существование красной границы фотоэффекта. Волновая теория света не могла объяснить независимость энергии фотоэлектронов от интенсивности светового потока, пропорциональность максимальной кинетической энергии частоте света.

Таким образом, электромагнитная теория света оказалась неспособной объяснить эти закономерности.

Уравнение Эйнштейна

Выход был найден А. Эйнштейном в 1905 г. Теоретическое объяснение наблюдаемых закономерностей фотоэффекта было дано Эйнштейном на основе гипотезы М. Планка о том, что свет излучается и поглощается определенными порциями, причем энергия каждой такой порции определяется формулой $E = h\nu$, где h – постоянная Планка Эйнштейн сделал следующий шаг в развитии квантовых представлений. Он пришел к выводу, что и свет имеет прерывистую дискретную структуру. Электромагнитная волна состоит из отдельных порций – квантов, впоследствии названных фотонами. При взаимодействии с веществом фотон целиком передает всю свою энергию $h\nu$ одному электрону. Часть этой энергии электрон может рассеять при столкновениях с атомами вещества. Кроме того, часть энергии электрона затрачивается на преодоление потенциального барьера на границе металл–вакуум. Для этого электрон должен совершить работу выхода A , зависящую от свойств материала катода. Наибольшая кинетическая энергия, которую может иметь вылетевший из катода фотоэлектрон, определяется законом сохранения энергии:
$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU_s = h\nu - A.$$

Эту формулу принято называть уравнением Эйнштейна для фотоэффекта.

С помощью уравнения Эйнштейна можно объяснить все закономерности внешнего фотоэффекта. Из уравнения Эйнштейна следуют линейная зависимость максимальной кинетической энергии от частоты и независимость от интенсивности света, существование красной границы, безынерционность фотоэффекта. Общее число фотоэлектронов, покидающих за 1 с поверхность катода, должно быть пропорционально числу фотонов, падающих за то же время на поверхность. Из этого следует, что ток насыщения должен быть прямо пропорционален интенсивности светового потока.

Как следует из уравнения Эйнштейна, тангенс угла наклона прямой, выражающей зависимость запирающего потенциала U_s от частоты ν (рис. 1.20.3), равен отношению постоянной Планка h к заряду электрона e : $\text{tg } \alpha = \frac{h}{e}$.

Это позволяет экспериментально определить значение постоянной Планка. Такие измерения были выполнены Р. Милликенем (1914 г.) и дали хорошее согласие со значением, найденным Планком. Эти измерения позволили также определить работу выхода A : $A = h\nu_{\min} = \frac{hc}{\lambda_{\text{кр}}}$, где c – скорость света, $\lambda_{\text{кр}}$ – длина волны, соответствующая красной границе фотоэффекта. У большинства металлов работа выхода A составляет несколько электрон-вольт ($1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). В квантовой физике часто используется электрон-вольт в качестве энергетической единицы измерения. Значение постоянной Планка, выраженное в электрон-вольтах в секунду, равно

$$h = 4,136 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}.$$

Среди металлов наименьшей работой выхода обладают щелочные металлы. Например, у натрия $A = 1,9 \text{ эВ}$, что соответствует красной границе фотоэффекта $\lambda_{\text{кр}} \approx 680 \text{ нм}$. Поэтому соединения щелочных металлов используют для создания катодов в фотоэлементах, предназначенных для регистрации видимого света.

Итак, законы фотоэффекта свидетельствуют, что свет при испускании и поглощении ведет себя подобно потоку частиц, получивших название фотонов или световых квантов.

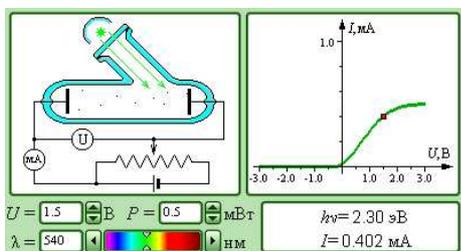
Энергия фотонов равна $E = h\nu$.

Фотон движется в вакууме со скоростью c . Фотон не имеет массы, $m = 0$. Из общего соотношения специальной теории относительности, связывающего энергию, импульс и массу любой частицы, $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$, следует, что фотон обладает импульсом $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$.

Таким образом, учение о свете, совершив виток длительностью в два столетия, вновь возвратилось к представлениям о световых частицах – корпускулах.

Но это не был механический возврат к корпускулярной теории Ньютона. В начале XX века стало ясно, что свет обладает двойственной природой. При распространении света проявляются его волновые свойства (интерференция, дифракция, поляризация), а при взаимодействии с веществом – корпускулярные (фотоэффект). Эта двойственная природа света получила название корпускулярно-волнового дуализма. Позже двойственная природа была открыта у электронов и других элементарных частиц. Классическая физика не может дать наглядной

модели сочетания волновых и корпускулярных свойств у микрообъектов. Движением микрообъектов управляют не законы классической механики Ньютона, а законы квантовой механики. Теория излучения абсолютно черного тела, развитая М. Планком, и квантовая теория фотоэлектрического эффекта Эйнштейна лежат в основании этой современной науки.



Модель. Фотоэффект.

Спектральные приборы.

Дифракционная решетка

В состав видимого света входят монохроматические волны с различными значениями длин волн. В излучении нагретых тел (нить лампы накаливания) длины волн непрерывно заполняют весь диапазон видимого света. Такое излучение называется белым светом. Свет, испускаемый, например, газоразрядными лампами и многими другими источниками, содержит в своем составе отдельные монохроматические составляющие с некоторыми выделенными значениями длин волн. Совокупность монохроматических компонент в излучении называется спектром. Белый свет имеет непрерывный спектр, излучение источников, в которых свет испускается атомами вещества, имеет дискретный спектр. Приборы, с помощью которых исследуются спектры излучения источников, называются

спектральными приборами.



Рисунок 1.21.1.
Разложение излучения в спектр при помощи призмы.

призмы основано на явлении дисперсии, то есть зависимости показателя преломления n вещества от длины волны света λ .

Щель S , на которую падает исследуемое излучение, находится в фокальной плоскости линзы L_1 . Эта часть прибора называется коллиматором. Выходящий из

линзы параллельный пучок света падает на призму Р. Вследствие дисперсии свет разных длин волн выходит из призмы под разными углами. В фокальной плоскости линзы L_2 располагается экран или фотопластинка, на которой фокусируется излучение. В результате в разных местах экрана возникает изображение входной щели S в свете разных длин волн. У всех прозрачных твердых веществ (стекло, кварц), из которых изготавливаются призмы, показатель преломления n в диапазоне видимого света убывает с увеличением длины волны λ , поэтому наиболее сильно призма отклоняет от первоначального направления синие и фиолетовые лучи и наименее – красные. Монотонно убывающая зависимость $n(\lambda)$ называется нормальной дисперсией.

Первый опыт по разложению белого света в спектр был осуществлен И. Ньютоном (1672 г.).

В спектральных приборах высокого класса вместо призм применяются дифракционные решетки. Решетки представляют собой периодические структуры, выгравированные специальной делительной машиной на поверхности стеклянной или металлической пластинки (рис. 1.21.2). У хороших решеток параллельные друг другу штрихи имеют длину порядка 10 см, а на каждый миллиметр приходится до 2000 штрихов. При этом общая длина решетки достигает 10^{-15} см. Изготовление таких решеток требует применения самых высоких технологий. На практике применяются также и более грубые решетки с 50 – 100 штрихами на миллиметр, нанесенными на поверхность прозрачной пленки. В качестве дифракционной решетки может быть использован кусочек компакт-диска или даже осколок граммофонной пластинки.



Простейшая дифракционная решетка состоит из прозрачных участков (щелей), разделенных непрозрачными промежутками. На решетку с помощью коллиматора направляется параллельный пучок исследуемого света. Наблюдение ведется в фокальной плоскости линзы, установленной за решеткой (рис. 1.21.3).

В каждой точке Р на экране в фокальной плоскости линзы соберутся лучи, которые до линзы были параллельны между собой

Рисунок 1.21.3.
Дифракция света
на решетке.

и распространялись под определенным углом θ к направлению падающей волны. Колебание в точке Р является результатом интерференции вторичных волн, проходящих в эту точку от разных щелей. Для того, чтобы в точке Р наблюдался интерференционный максимум, разность хода Δ между волнами, испущенными соседними щелями, должна быть равна целому числу длин волн: $\Delta = d \sin \theta m = m\lambda$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$).

Здесь d – период решетки, m – целое число, которое называется порядком дифракционного максимума. В тех точках экрана, для которых это условие выполнено, располагаются так называемые главные максимумы дифракционной картины.

В фокальной плоскости линзы расстояние y_m от максимума нулевого порядка ($m = 0$) до максимума m -го порядка при малых углах дифракции равно $y_m = m \frac{\lambda}{\alpha} F$, где F – фокусное расстояние.

Следует обратить внимание на то, что в каждой точке фокальной плоскости линзы происходит интерференция N волн, приходящих в эту точку от N щелей решетки. Это так называемая многоволновая (или "многолучевая") интерференция. Распределение световой энергии в плоскости наблюдения резко отличается от того, которое наблюдается в обычных "двухлучевых" интерференционных схемах. В главные максимумы все волны приходят в фазе, потому амплитуда колебаний возрастает в N раз, а интенсивность в N^2 раз по сравнению с колебанием, которое возбуждает волна только от одной щели.

При смещении из главных максимумов интенсивность колебаний быстро падает. Чтобы N волн погасили друг друга, разность фаз должна измениться на $2\pi / N$, а не на π , как при интерференции двух волн. На рис. 1.21.4 изображена векторная диаграмма колебаний, возбуждаемых волнами от всех N щелей при условии, что сдвиг фаз волн от соседних щелей равен $2\pi / N$, а соответствующая разность хода равна λ / N . Вектора, изображающие N колебаний, образуют в этом случае замкнутый многоугольник. Таким образом, при переходе из главного максимума в соседний минимум разность хода $\Delta = d \sin \theta$ должна измениться на λ / N . Из этого условия можно оценить угловую полуширину $\delta\theta$ главных максимумов:

$$\delta\Delta = \delta(d \sin \theta) = d \cos \theta \delta\theta \approx d \cdot \delta\theta = \frac{\lambda}{N}$$

Здесь для простоты полагается, что дифракционные углы достаточно малы. Следовательно, $\delta\theta = \frac{\lambda}{Nd}$, где Nd – полный размер решетки. Это соотношение находится в полном согласии с теорией дифракции в параллельных лучах, согласно которой дифракционная расходимость параллельного пучка лучей равна отношению длины волны λ к поперечному размеру препятствия.

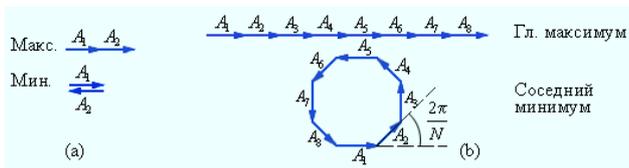


Рисунок 1.21.4.
Сложение колебаний в максимуме и минимуме интерференционной картины

Можно сделать важный вывод: главные максимумы при дифракции света на решетке чрезвычайно узки. Рис. 1.21.5 дает представление о том, как меняется острота главных максимумов при увеличении числа щелей решетки.

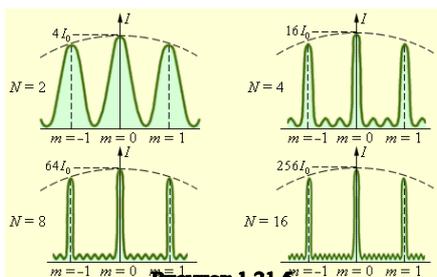


Рисунок 1.21.5.
Распределение интенсивности при дифракции монохроматического света на решетках с различным числом щелей.

Как следует из формулы дифракционной решетки, положение главных максимумов (кроме нулевого) зависит от длины волны λ . Поэтому решетка способна разлагать излучение в спектр, то есть она является спектральным прибором. Если на решетку падает

немонохроматическое излучение, то в каждом порядке дифракции (т. е. при каждом значении m) возникает спектр исследуемого излучения, причем фиолетовая часть спектра располагается ближе к максимуму нулевого порядка. На рис. 1.21.6 изображены спектры различных порядков для белого света. Максимум нулевого порядка остается неокрашенным.

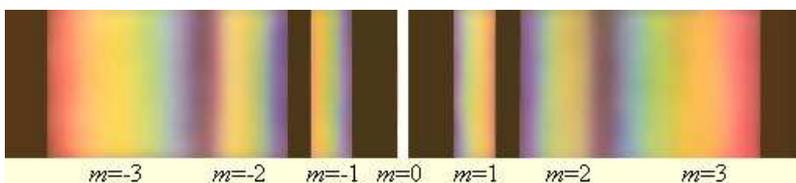


Рисунок 1.21.6.
Разложение белого света в спектр с помощью дифракционной решетки.

С помощью дифракционной решетки можно производить очень точные измерения длины волны. Если период d решетки известен, то определение длины

сводится к измерению угла θ_m , соответствующего направлению на выбранную линию в спектре m -го порядка. На практике обычно используются спектры 1-го или 2-го порядков.

Если в спектре исследуемого излучения имеются две спектральные линии с длиной волн λ_1 и λ_2 , то решетка в каждом спектральном порядке (кроме $m = 0$) может отделить одну волну от другой.

Одной из важнейших характеристик дифракционной решетки является ее разрешающая способность, характеризующая возможность разделения с помощью данной решетки двух близких спектральных линий с длинами волн λ и $\lambda + \Delta\lambda$. Спектральной разрешающей способностью R называется отношение длины волны λ к минимальному возможному значению $\Delta\lambda$, то есть

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$$

Разрешающая способность спектральных приборов, и, в частности, дифракционной решетки, также как и предельное разрешение оптических инструментов, создающих изображение объектов (телескоп, микроскоп) определяется волновой природой света. Принято считать, что две близкие линии в спектре m -го порядка различимы, если главный максимум для длины волны $\lambda + \Delta\lambda$ отстоит от главного максимума для длины волны λ не менее, чем на полуширину главного максимума, т. е. на $\delta\theta = \lambda / Nd$. По существу, это критерий Релея, примененный к спектральному прибору. Из формулы решетки следует:

$$d \cos \theta \Delta\theta = m \Delta\lambda \quad \text{или} \quad \Delta\theta = \frac{m}{d \cos \theta} \Delta\lambda \approx \frac{m}{d} \Delta\lambda,$$

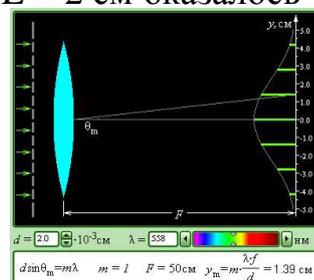
где $\Delta\theta$ – угловое расстояние между двумя главными максимумами в спектре m -го порядка для двух близких спектральных линий с разницей длин волн $\Delta\lambda$. Для простоты здесь предполагается, что углы дифракции малы ($\cos \theta \approx 1$). Приравнявая $\Delta\theta$ и $\delta\theta$, получаем оценку разрешающей силы решетки:

$$\frac{\lambda}{Nd} = \frac{m}{d} \Delta\lambda \quad \text{или} \quad R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN.$$

Таким образом, предельное разрешение дифракционной решетки зависит только от порядка спектра m и от числа периодов решетки N .

Пусть решетка имеет период $d = 10^{-3}$ мм, ее длина $L = 10$ см. Тогда, $N = 10^5$ (это хорошая решетка). В спектре 2-го порядка разрешающая способность решетки оказывается равной $R = 2 \cdot 10^5$. Это означает, что минимально разрешимый интервал длин волн в зеленой области спектра ($\lambda = 550$ нм) равен $\Delta\lambda = \lambda / R \approx 2,8 \cdot 10^{-3}$ нм. В этих же условиях предельное разрешение решетки с $d = 10^{-2}$ м и $L = 2$ см оказалось бы равным $\Delta\lambda = 1,4 \cdot 10^{-1}$ нм.

Модель. Дифракционная решетка.



ГЛАВА 4

Ядерная модель атома

Опыт Резерфорда

Первая попытка создания модели атома на основе накопленных экспериментальных данных принадлежит Дж. Томсону (1903 г.). Он считал, что атом представляет собой электронейтральную систему шарообразной формы радиусом примерно равным 10^{-10} м. Положительный заряд атома равномерно распределен по всему объему шара, а отрицательно заряженные электроны находятся внутри него (рис. 1.22.1). Для объяснения линейчатых спектров испускания атомов Томсон пытался определить расположение электронов в атоме и рассчитать частоты их колебаний около положений равновесия. Однако эти попытки не увенчались успехом. Через несколько лет в опытах великого

английского физика Э. Резерфорда было доказано, что модель Томсона неверна.

Первые прямые эксперименты по исследованию внутренней структуры атомов были выполнены Э. Резерфордом и его сотрудниками Э. Марсденом и Х. Гейгером в 1909–1911 годах.

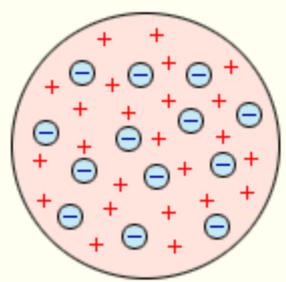


Рисунок 1.22.1. Резерфорд предложил применить зондирование атома с помощью α -частиц, которые возникают при радиоактивном распаде радия и некоторых других элементов. Масса α -частиц приблизительно в 7300 раз больше массы электрона, а положительный заряд равен удвоенному элементарному заряду. В своих опытах Резерфорд использовал α -частицы с кинетической энергией около 5 МэВ (скорость таких частиц очень велика – порядка 10^7 м/с, но она все же значительно меньше скорости света). α -частицы – это полностью ионизированные атомы гелия. Они были открыты Резерфордом в 1899 году при изучении явления радиоактивности. Этими частицами Резерфорд бомбардировал атомы тяжелых элементов (золото, серебро, медь и др.). Электроны, входящие в состав атомов, вследствие малой массы не могут заметно изменить траекторию α -частицы. Рассеяние, то есть изменение направления движения α -

частиц, может вызвать только тяжелая положительно заряженная часть атома. Схема опыта Резерфорда представлена на рис. 1.22.2.

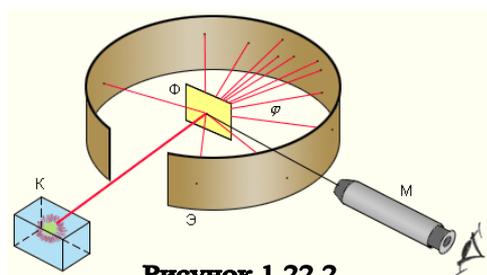


Рисунок 1.22.2.
Схема опыта Резерфорда
по рассеянию
α-частиц.

От радиоактивного источника, заключенного в свинцовый контейнер, α-частицы направлялись на тонкую металлическую фольгу. Рассеянные частицы попадали на экран, покрытый слоем кристаллов сульфида цинка, способных светиться

под ударами быстрых заряженных частиц. Сцинтилляции (вспышки) на экране наблюдались глазом с помощью микроскопа. Наблюдения рассеянных α-частиц в опыте Резерфорда можно было проводить под различными углами φ к первоначальному направлению пучка. Было обнаружено, что большинство α-частиц проходит через тонкий слой металла, практически не испытывая отклонения. Однако небольшая часть частиц отклоняется на значительные углы, превышающие 30° . Очень редкие α-частицы (приблизительно одна на десять тысяч) испытывали отклонение на углы, близкие к 180° .

Этот результат был совершенно неожиданным даже для Резерфорда. Он находился в резком противоречии с моделью атома Томсона, согласно которой положительный заряд распределен по всему объему атома. При таком распределении положительный заряд не может создать сильное электрическое поле, способное отбросить α-частицы назад. Электрическое поле однородного заряженного шара максимально на его поверхности и убывает до нуля по мере приближения к центру шара. Если бы радиус шара, в котором сосредоточен весь положительный заряд атома, уменьшился в n раз, то максимальная сила отталкивания, действующая на α-частицу по закону Кулона, возросла бы в n^2 раз. Следовательно, при достаточно большом значении n α-частицы могли бы испытать рассеяние на большие углы вплоть до 180° . Эти соображения привели Резерфорда к выводу, что атом почти пустой, и весь его положительный заряд сосредоточен в малом объеме. Эту часть атома Резерфорд назвал атомным ядром. Так возникла ядерная модель атома. Рис. 1.22.3 иллюстрирует рассеяние α-частицы в атоме Томсона и в атоме Резерфорда.

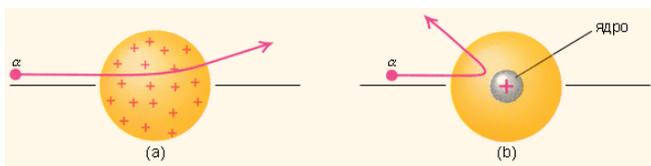


Рисунок 1.22.3. Рассеяние α -частицы в атоме Томсона (а) и в атоме Резерфорда (б).

положительно заряженное ядро, диаметр которого не превышает 10^{-14} – 10^{-15} м. Это ядро занимает только 10^{-12} часть полного объема атома, но содержит весь положительный заряд и не менее 99,95 % его массы. Веществу, составляющему ядро атома, следовало приписать колоссальную плотность порядка $\rho \approx 10^{15}$ г/см³. Заряд ядра должен быть равен суммарному заряду всех электронов, входящих в состав атома. Впоследствии удалось установить, что если заряд электрона принять за единицу, то заряд ядра в точности равен номеру данного элемента в таблице Менделеева.

Радикальные выводы о строении атома, следовавшие из опытов Резерфорда, заставляли многих ученых сомневаться в их справедливости. Не исключением был и сам Резерфорд, опубликовавший результаты своих исследований только через два года (в 1911 г.) после выполнения первых экспериментов. Опираясь на классические представления о движении микрочастиц, Резерфорд предложил планетарную модель атома. Согласно этой модели, в центре атома располагается положительно заряженное ядро, в котором сосредоточена почти вся масса атома. Атом в целом нейтрален. Вокруг ядра, подобно планетам, вращаются под действием кулоновских сил со стороны ядра электроны (рис. 1.22.4). Находясь в состоянии покоя электроны не могут, так как они упали бы на ядро.

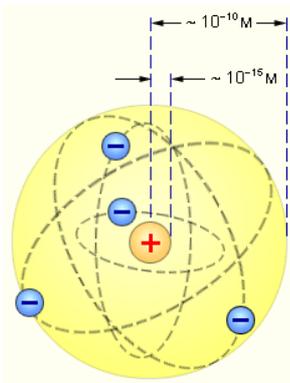


Рисунок 1.22.4. Планетарная модель атома Резерфорда.

Планетарная модель атома, предложенная Резерфордом, несомненно явилась крупным шагом в развитии знаний о строении атома. Она была совершенно необходимой для объяснения опытов по рассеянию α -частиц. Однако она оказалась неспособной объяснить сам факт длительного существования атома, т. е. его устойчивости. По законам классической электродинамики, движущийся с ускорением заряд должен излучать электромагнитные волны, уносящие энергию. За короткое время (порядка 10^{-8} с) все электроны в атоме Резерфорда должны растратить всю свою

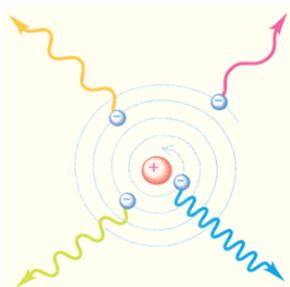
Таким образом, опыты Резерфорда и его сотрудников привели к выводу, что в центре атома находится плотное

энергию и упасть на ядро. То, что этого не происходит в устойчивых состояниях атома, показывает, что внутренние процессы в атоме не подчиняются классическим законам.

Квантовые постулаты Бора

Планетарная модель атома, предложенная Резерфордом, – это попытка применения классических представлений о движении тел к явлениям атомных масштабов. Эта попытка оказалась несостоятельной. Классический атом неустойчив. Электроны, движущиеся по орбите с ускорением, должны неизбежно упасть на ядро, растратив всю энергию на излучение электромагнитных волн (рис. 1.23.1).

Следующий шаг в развитии представлений об устройстве атома сделал в 1913 году



выдающийся датский физик Н. Бор. Проанализировав всю совокупность опытных фактов, Бор пришел к выводу, что при описании поведения атомных систем следует отказаться от многих представлений классической физики. Он

Рисунок 1.23.1. сформулировал постулаты, которым должна удовлетворять новая **Неустойчивость** теория о строении атомов. **классического атома.**

Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний) гласит: атомная система может находиться только в особых стационарных или квантовых состояниях, каждому из которых соответствует определенная энергия E_n . В стационарных состояниях атом не излучает.

Этот постулат находится в явном противоречии с классической механикой, согласно которой энергия движущегося электрона может быть любой. Он находится в противоречии и с электродинамикой, так как допускает возможность ускоренного движения электронов без излучения электромагнитных волн. Согласно первому постулату Бора, атом характеризуется системой энергетических уровней, каждый из которых соответствует определенному стационарному состоянию (рис. 1.23.2).

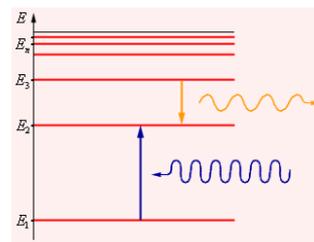


Рисунок 1.23.2.
Энергетические уровни атома и условное изображение процессов поглощения и испускания фотонов.

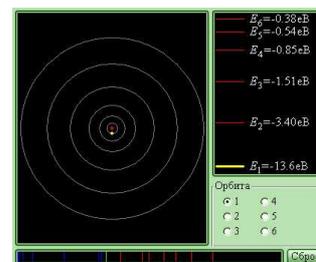
Механическая энергия электрона, движущегося по замкнутой траектории вокруг положительно заряженного ядра, отрицательна. Поэтому всем стационарным состояниям соответствуют значения энергии $E_n < 0$. При $E_n \geq 0$ электрон удаляется от ядра (ионизация). Величина $|E_1|$ называется энергией ионизации. Состояние с энергией E_1 называется основным состоянием атома.

Второй постулат Бора (правило частот) формулируется следующим образом: при переходе атома из одного стационарного состояния с энергией E_n в другое стационарное состояние с энергией E_m излучается или поглощается квант, энергия которого равна разности энергий стационарных состояний: $h\nu_{nm} = E_n - E_m$, где h – постоянная Планка. Отсюда можно выразить частоту излучения:

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h}$$

Второй постулат Бора также противоречит электродинамике Максвелла, так как частота излучения определяется только изменением энергии атома и никак не зависит от характера движения электрона.

Теория Бора не отвергла полностью законы классической физики при описании поведения атомных систем. В ней сохранились представления об орбитальном движении электронов в кулоновском поле ядра. Классическая ядерная модель атома Резерфорда была дополнена в теории Бора идеей о квантовании электронных орбит. Поэтому теорию Бора иногда называют полуклассической.



Модель. Постулаты Бора.

Закономерность в атомных спектрах

Во второй половине XIX века ученые интенсивно занимались изучением спектров испускания различных элементов, а также звезд. В 1885 г. Бальмер показал, что длины волн четырех линий спектра излучения, лежащих в видимой области, и обозначаемых символами H_α , H_β , H_γ , H_δ , могут быть очень точно представлены эмпирической формулой:

Рассчитанные значения длин волн указанных линий с очень высокой точностью совпали с экспериментальными.

По мере увеличения числа n расстояние между соседними линиями в см^{-1} уменьшается

Спектральные линии по частоте приближаются к постоянному значению $= 27419,4 \text{ см}^{-1}$

Совокупность спектральных линий, обнаруживающих в своей последовательности и в распределении интенсивности закономерности называют спектральной серией.

Состав атомных ядер

К 20–м годам XX века физики уже не сомневались в том, что атомные ядра, открытые Э. Резерфордом в 1911 г., также как и сами атомы, имеют сложную структуру. В этом их убеждали многочисленные экспериментальные факты, накопленные к этому времени: открытие радиоактивности, экспериментальное доказательство ядерной модели ядра, измерение отношения e/m для электрона, α -частицы и для так называемой Н-частицы – ядра атома водорода, открытие искусственной радиоактивности и ядерных реакций, измерение зарядов атомных ядер и т. д.

В настоящее время твердо установлено, что атомные ядра различных элементов состоят из двух частиц – протонов и нейтронов.

Первая из этих частиц представляет собой атом водорода, из которого удален единственный электрон. Эта частица наблюдалась уже в опытах Дж. Томсона (1907 г.), которому удалось измерить у нее отношение e/m . В 1919 году Э. Резерфорд обнаружил ядра атома водорода в продуктах расщепления ядер атомов многих элементов. Резерфорд назвал эту частицу протоном. Он высказал предположение, что протоны входят в состав всех атомных ядер. Схема опытов Резерфорда представлена на рис. 1.24.1.

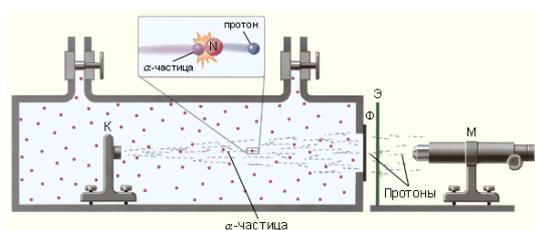


Рисунок 1.24.1.
Схема опытов Резерфорда
по обнаружению протонов
в продуктах расщепления ядер.

Прибор Резерфорда состоял из вакуумированной камеры, в которой был расположен контейнер К с источником α -частиц. Окно камеры было закрыто металлической фольгой Ф, толщина которой была подобрана так, чтобы α -частицы не могли через нее проникнуть. За окном располагался экран Э, покрытый сернистым цинком. С помощью микроскопа М можно было наблюдать сцинтилляции в точках попадания на экран тяжелых заряженных частиц. При заполнении камеры азотом при низком давлении на экране возникали световые вспышки, указывающие на появление потока каких-то частиц, способных проникать через фольгу Ф, практически полностью задерживающую поток α -

частиц. Отодвигая экран Э от окна камеры, Резерфорд измерил среднюю длину свободного пробега наблюдаемых частиц в воздухе. Она оказалась приблизительно равной 28 см, что совпадало с оценкой длины пробега Н-частиц, наблюдавшихся ранее Дж. Томсоном. Исследования действия на частицы, выбиваемые из ядер азота, электрических и магнитных полей показали, что эти частицы обладают положительным элементарным зарядом и их масса равна массе ядра атома водорода. Впоследствии опыт был выполнен с целым рядом других газообразных веществ. Во всех случаях было обнаружено, что из ядер этих веществ α -частицы выбивают Н-частицы или протоны.

По современным измерениям, положительный заряд протона в точности равен элементарному заряду $e = 1,60217733 \cdot 10^{-19}$ Кл, то есть равен по модулю отрицательному заряду электрона. В настоящее время равенство зарядов протона и электрона проверено с точностью 10^{-22} . Такое совпадение зарядов двух непохожих друг на друга частиц вызывает удивление и остается одной из фундаментальных загадок современной физики. Масса протона, по современным измерениям, равна $m_p = 1,67262 \cdot 10^{-27}$ кг. В ядерной физике массу частицы часто выражают в атомных единицах массы (а. е. м.), равной 1/12 массы атома углерода с массовым числом 12: $1 \text{ а. е. м.} = 1,66057 \cdot 10^{-27}$ кг.

Следовательно, $m_p = 1,007276 \cdot \text{а. е. м.}$ Во многих случаях массу частицы удобно выражать в эквивалентных значениях энергии в соответствии с формулой $E = mc^2$. Так как $1 \text{ эВ} = 1,60218 \cdot 10^{-19}$ Дж, в энергетических единицах масса протона равна 938,272331 МэВ.

Таким образом, в опыте Резерфорда было открыто явление расщепления ядер азота и других элементов при ударах быстрых α -частиц и показано, что протоны входят в состав ядер атомов.

После открытия протона было высказано предположение, что ядра атомов состоят из одних протонов. Однако это предположение оказалось несостоятельным, так как отношение заряда ядра к его массе не остается постоянным для разных ядер, как это было бы, если бы в состав ядер входили одни протоны. Для более тяжелых ядер это отношение оказывается меньше, чем для легких, т. е. при переходе к более тяжелым ядрам масса ядра растет быстрее, чем заряд.

В 1920 г. Резерфорд высказал гипотезу о существовании в составе ядер жестко связанной компактной протон–электронной пары, представляющей собой электрически нейтральное образование – частицу с массой, приблизительно равной массе протона. Он даже придумал название этой гипотетической частице – нейтрон. Это была очень красивая, но, как выяснилось впоследствии, ошибочная идея. Электрон не может входить в состав ядра. Квантово–механический расчет на основании соотношения неопределенностей показывает, что электрон, локализованный в ядре, т. е. области размером $R \approx 10^{-13}$ см, должен обладать колоссальной кинетической энергией, на много порядков превосходящей энергию связи ядер в расчете на одну частицу. Идея о существовании тяжелой нейтральной частицы казалась Резерфорду настолько привлекательной, что он незамедлительно предложил группе своих учеников во главе с Дж. Чедвиком заняться поиском такой частицы. Через 12 лет в 1932 г. Чедвик экспериментально исследовал излучение, возникающее при облучении бериллия α –частицами, и обнаружил, что это излучение представляет собой поток нейтральных частиц с массой, примерно равной массе протона. Так был открыт нейтрон. На рис. 1.24.2 приведена упрощенная схема установки для обнаружения нейтронов.

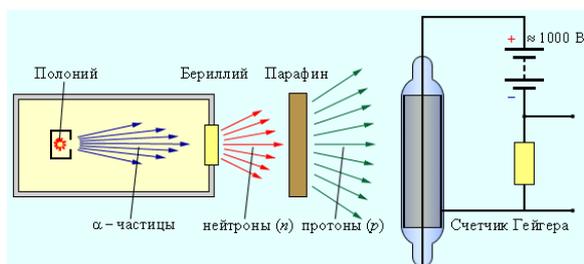


Рисунок 1.24.2.
Схема установки для обнаружения нейтронов.

При бомбардировке бериллия α –частицами, испускаемыми радиоактивным полонием, возникает сильное проникающее излучение, способное преодолеть такую преграду, как слой свинца толщиной в 10^{-20} см. Это излучение почти одновременно с Чедвиком наблюдали супруги Жолио–Кюри Ирен и Фредерик (Ирен – дочь Марии и Пьера Кюри), но они предположили, что это γ –лучи большой энергии. Они обнаружили, что если на пути излучения бериллия поставить парафиновую пластину, то ионизирующая способность этого излучения резко возрастает. Они доказали, что излучение бериллия выбивает из парафина протоны, которые в большом количестве имеются в этом водородосодержащем веществе. По

длине свободного пробега протонов в воздухе они оценили энергию γ -квантов, способных при столкновении сообщить протонам необходимую скорость. Она оказалась огромной – порядка 50 МэВ.

Дж. Чедвик в 1932 г. выполнил серию экспериментов по всестороннему изучению свойств излучения, возникающего при облучении бериллия α -частицами. В своих опытах Чедвик использовал различные методы исследования ионизирующих излучений. На рис. 1.24.2 изображен счетчик Гейгера, предназначенный для регистрации заряженных частиц. Он состоит из стеклянной трубки, покрытой изнутри металлическим слоем (катод), и тонкой нити, идущей вдоль оси трубки (анод). Трубка заполняется инертным газом (обычно аргоном) при низком давлении. Заряженная частица, пролетая в газе, вызывает ионизацию молекул. Появившиеся в результате ионизации свободные электроны ускоряются электрическим полем между анодом и катодом до энергий, при которых начинается ударная ионизация. Возникает лавина ионов, и через счетчик проходит короткий разрядный импульс тока. Другим важнейшим прибором для исследования частиц является так называемая камера Вильсона, в которой быстрая заряженная частица оставляет след (трек). Траекторию частицы можно наблюдать непосредственно или фотографировать. Действие камеры Вильсона, созданной в 1912 г., основано на конденсации перенасыщенного пара на ионах, образующихся в рабочем объеме камеры вдоль траектории заряженной частицы. С помощью камеры Вильсона можно наблюдать искривление траектории заряженной частицы в электрическом и магнитном полях.

Дж. Чедвик в своих опытах наблюдал в камере Вильсона треки ядер азота, испытавших столкновение с бериллиевым излучением. На основании этих опытов он сделал оценку энергии γ -кванта, способного сообщить ядрам азота наблюдаемую в эксперименте скорость. Она оказалась равной 100–150 МэВ. Такой огромной энергией не могли обладать γ -кванты, испущенные бериллием. На этом основании Чедвик заключил, что из бериллия под действием α -частиц вылетают не безмассовые γ -кванты, а достаточно тяжелые частицы. Поскольку эти частицы обладали большой проникающей способностью и непосредственно не ионизировали газ в счетчике Гейгера, следовательно, они были электронейтральны.

Так было доказано существование нейтрона – частицы, предсказанной Резерфордом более чем за 10 лет до опытов Чедвика.

Нейтрон – это элементарная частица. Ее не следует представлять в виде компактной протон–электронной пары, как первоначально предполагал Резерфорд.

По современным измерениям, масса нейтрона $m_n = 1,67493 \cdot 10^{-27}$ кг = 1,008665 а. е. м.

В энергетических единицах масса нейтрона равна 939,56563 МэВ. Масса нейтрона приблизительно на две электронные массы превосходит массу протона.

Сразу же после открытия нейтрона российский ученый Д. Д. Иваненко и немецкий физик В. Гейзенберг выдвинули гипотезу о протонно–нейтронном строении атомных ядер, которая полностью подтвердилась последующими исследованиями. Протоны и нейтроны принято называть нуклонами.

Для характеристики атомных ядер вводится ряд обозначений. Число протонов, входящих в состав атомного ядра, обозначают символом Z и называют зарядовым числом или атомным номером (это порядковый номер в периодической таблице Менделеева). Заряд ядра равен Ze , где e – элементарный заряд. Число нейтронов обозначают символом N .

Общее число нуклонов (т. е. протонов и нейтронов) называют массовым числом A :
 $A = Z + N$.

Ядра химических элементов обозначают символом ${}^A_Z X$ где X – химический символ элемента.

Например, ${}^1_1\text{H}$ – водород, ${}^4_2\text{He}$ – гелий, ${}^{16}_8\text{O}$ – кислород, ${}^{12}_6\text{C}$ – углерод, ${}^{238}_{92}\text{U}$ – уран.

Ядра одного и того же химического элемента могут отличаться числом нейтронов.

Такие ядра называются изотопами. У большинства химических элементов имеется несколько изотопов. Например, у водорода три изотопа: ${}^1_1\text{H}$ – обычный водород, ${}^2_1\text{H}$ – дейтерий и ${}^3_1\text{H}$ – тритий. У углерода – 6 изотопов, у кислорода – 3.

Химические элементы в природных условиях обычно представляют собой смесь изотопов. Присутствие изотопов определяет значение атомной массы природного элемента в периодической таблице Менделеева. Так, например, относительная атомная масса природного углерода равна 12,011.

Энергия связи ядер

Физики научились с большой точностью определять массы микрочастиц: атомов, протонов и др. Об этом можно судить по таблице 2.7.1

Пользуясь формулой $E = mc^2$, вычислим энергию ядра гелия и отдельно сумму энергий частиц, входящих в состав ядра гелия.

Масса ядра гелия равна 4,00260 а.е.м., следовательно, энергия ядра

$$E_1 = 931,5 \times 4,00260 \text{ МэВ} = 3728,4 \text{ МэВ}.$$

Сумма масс двух протонов и двух нейтронов составляет

$$2 \times 1,007825 \text{ а.е.м.} + 2 \times 1,008665 \text{ а.е.м.} = 4,03298 \text{ а.е.м.}$$

Тогда энергия этих частиц оказывается равной $E_2 = 3756,7 \text{ МэВ}$. Получается, что

$$E_2 > E_1.$$

Эксперимент показывает, что масса атома всегда меньше массы составляющих его частиц (протонов, нейтронов, электронов). Следовательно, энергия ядра должна быть меньше суммы энергий системы невзаимодействующих частиц, из которых состоит ядро, на величину $\Delta E = E_2 - E_1$. Для ядра гелия эта величина составляет 28,3 МэВ.

На первый взгляд создается впечатление, что при образовании ядер нарушается фундаментальный закон природы — закон сохранения энергии. Но это не так.. Допустим, что каплю воды необходимо превратить в пар. С этой целью достаточно нагреть и испарить каплю, т.е. необходимо затратить энергию. Следовательно, энергия молекул, объединенных в каплю, меньше энергии тех же молекул, находящихся в газообразном состоянии.

Аналогичная картина получается и с ядром. Чтобы разделить ядро на нуклоны, необходимо затратить энергию. Следовательно, энергия ядра должна быть меньше энергии составляющих его частиц в свободном состоянии.

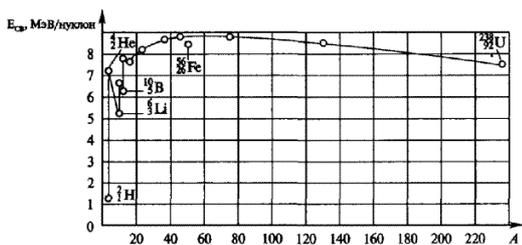
Энергия, которую необходимо затратить, чтобы разделить ядро на не взаимодействующие между собой протоны и нейтроны, называется энергией связи:

Здесь m_p — масса протона, m_n - масса нейтрона, $m_{\text{я}}$ - масса ядра атома, Z — число протонов в ядре, $A - Z$ — число нейтронов. $E_{\text{св}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}] \cdot c^2$

Энергия связи ядра значительно превышает энергию связи электронов с атомом.

Вспомним, что для ионизации атома водорода требуется энергия 13,6 эВ.

Следовательно, энергия связи ядра гелия приблизительно в 2×10^6 раза больше энергии связи электрона с атомом.



Максимальную энергию связи, близкую к значению 8,7 МэВ/нуклон, имеют элементы с массовым числом 50—60. У тяжелых элементов удельная энергия связи меньше 8 МэВ, а у самого тяжелого природного урана она порядка

7,5 МэВ/нуклон.

Теперь представим себе, что в каких-то условиях два атома дейтерия ${}^1_1\text{H}$ объединились в один атом гелия ${}^4_2\text{He}$. Удельная энергия связи атомов дейтерия равна 1,1 МэВ/нуклон, следовательно, на 4 нуклона дейтерия приходится энергия $E_1 = 4,4$ МэВ. А у гелия энергия связи $E_2 = 28,3$ МэВ. Оказывается, $E_1 < E_2$, следовательно, при объединении двух атомов дейтерия в атом гелия может быть выделена энергия, равная $E_2 - E_1 \approx 24$ МэВ.

Теперь допустим, что атом урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ делится на два атома с массовыми числами 119. У этих атомов удельная энергия связи порядка 8,5 МэВ/нуклон. Удельная энергия связи урана 7,5 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении ядер урана в рассматриваемом случае должна выделиться энергия, равная $(8,5 \times 7,5) \times 238 \text{ МэВ} = 238 \text{ МэВ}$.

Таким образом, возможны два способа высвобождения ядерной энергии:

- 1) путем слияния ядер легких элементов в ядра более тяжелых и
- 2) путем деления ядер тяжелых элементов на ядра более легких.

Ядерные силы

Силы, удерживающие нуклоны в ядре, называются ядерными. Они представляют собой проявление самого интенсивного из всех известных в физике видов взаимодействия — так называемого сильного взаимодействия. Ядерные силы примерно в 100 раз превосходят электростатические силы и на десятки порядков превосходят силы гравитационного взаимодействия нуклонов. Важной особенностью ядерных сил является их короткодействующий характер. Ядерные силы заметно проявляются, как показали опыты Резерфорда по рассеянию α -

частиц, лишь на расстояниях порядка размеров ядра (10–12–10–13 см). На больших расстояниях проявляется действие сравнительно медленно убывающих кулоновских сил.

На основании опытных данных можно заключить, что протоны и нейтроны в ядре ведут себя одинаково в отношении сильного взаимодействия, т. е. ядерные силы не зависят от наличия или отсутствия у частиц электрического заряда.

Важнейшую роль в ядерной физике играет понятие энергии связи ядра.

Энергия связи ядра равна минимальной энергии, которую необходимо затратить для полного расщепления ядра на отдельные частицы. Из закона сохранения энергии следует, что энергия связи равна той энергии, которая выделяется при образовании ядра из отдельных частиц.

Энергию связи любого ядра можно определить с помощью точного измерения его массы. В настоящее время физики научились измерять массы частиц – электронов, протонов, нейтронов, ядер и др. – с очень высокой точностью. Эти измерения показывают, что масса любого ядра $M_{\text{я}}$ всегда меньше суммы масс входящих в его состав протонов и нейтронов: $M_{\text{я}} < Z_{\text{пр}} + N_{\text{нн}}$.

Разность масс $\Delta M = Z_{\text{пр}} + N_{\text{нн}} - M_{\text{я}}$.

называется дефектом массы.

По дефекту массы можно определить с помощью формулы Эйнштейна $E = mc^2$ энергию, выделившуюся при образовании данного ядра, т. е. энергию связи ядра $E_{\text{св}}$: $E_{\text{св}} = \Delta Mc^2 = (Z_{\text{пр}} + N_{\text{нн}} - M_{\text{я}})c^2$.

Эта энергия выделяется при образовании ядра в виде излучения γ -квантов.

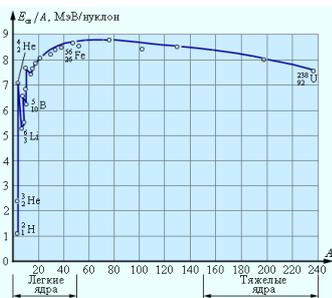
Рассчитаем в качестве примера энергию связи ядра гелия ${}^4_2\text{He}$ в состав которого входят два протона и два нейтрона. Масса ядра гелия $M_{\text{я}} = 4,00260$ а. е. м. Сумма масс двух протонов и двух нейтронов составляет $2m_{\text{пр}} + 2m_{\text{нн}} = 4,03298$ а. е. м.

Дефект массы атомного ядра

Следовательно, дефект массы ядра гелия ${}^4_2\text{He}$ равен $\Delta M = 0,03038$ а. е. м. Расчет по формуле $E_{\text{св}} = \Delta Mc^2$ приводит к следующему значению энергии связи ядра ${}^4_2\text{He}$: $E_{\text{св}} = 28,3$ МэВ. Это огромная величина. Образование всего 1 г гелия сопровождается выделением энергии порядка 10^{12} Дж. Примерно такая же энергия выделяется при сгорании почти целого вагона каменного угля. Энергия связи ядра

на много порядков превышает энергию связи электронов с атомом. Для атома водорода ${}^1_1\text{H}$ например, энергия ионизации равна 13,6 эВ.

В таблицах принято указывать удельную энергию связи, т. е. энергию связи на один нуклон. Для ядра гелия удельная энергия связи приблизительно равна 7,1 МэВ/нуклон. На рис. 1.25.1 приведен график зависимости удельной энергии связи от массового числа A . Как видно из графика, удельная энергия связи нуклонов у разных атомных ядер неодинакова. Для легких ядер удельная энергия связи сначала круто возрастает от 1,1 МэВ/нуклон у дейтерия до 7,1 МэВ/нуклон у гелия ${}^4_2\text{He}$. Затем, претерпев ряд скачков, удельная энергия медленно возрастает до максимальной величины 8,7 МэВ/нуклон у элементов с массовым числом $A = 50-60$, а потом сравнительно медленно уменьшается у тяжелых элементов. Например, у урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ она составляет 7,6 МэВ/нуклон.

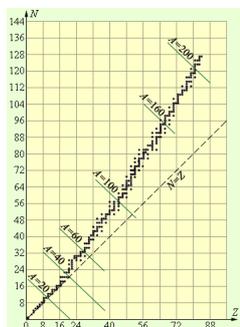


Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым элементам объясняется увеличением энергии кулоновского отталкивания протонов. В тяжелых ядрах связь между нуклонами ослабевает, а сами ядра становятся менее

Рисунок 1.25.1. прочными.

Удельная энергия связи ядер.

В случае стабильных легких ядер, где роль кулоновского взаимодействия невелика, числа протонов и нейтронов Z и N оказываются одинаковыми. Под действием ядерных сил как бы образуются протон–нейтронные пары. Но у тяжелых ядер, содержащих большое число протонов, из-за возрастания энергии кулоновского отталкивания протонов для обеспечения устойчивости



требуются дополнительные нейтроны. На рис. 1.25.2 приведена диаграмма, показывающая числа протонов и нейтронов в стабильных ядрах. У ядер, следующих за висмутом ($Z > 83$), из-за большого числа протонов полная стабильность оказывается вообще невозможной.

Рисунок 1.25.2. Числа протонов и нейтронов в стабильных ядрах.

Из рис. 1.25.1 видно, что наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения ядра элементов средней части таблицы Менделеева.

Это означает, что существуют две возможности получения положительного энергетического выхода при ядерных превращениях: 1) деление

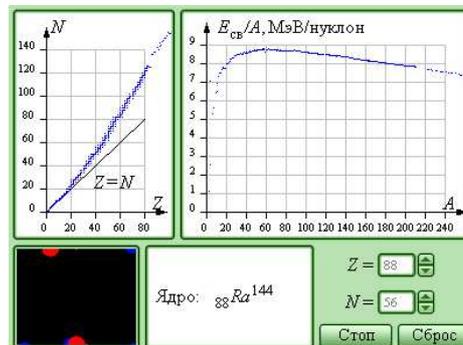
тяжелых ядер на более легкие; 2) слияние легких ядер в более тяжелые. В обоих этих процессах выделяется огромное количество энергии. В настоящее время оба процесса осуществлены практически: реакции деления и термоядерные реакции.

Выполним некоторые оценки. Пусть, например, ядро урана делится на два одинаковых ядра с массовыми числами 119. У этих ядер, как видно из рис. 1.25.1, удельная энергия связи порядка 8,5 МэВ/нуклон. Удельная энергия связи ядра урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ 7,6 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении ядра урана выделяется энергия, равная 0,9 МэВ/нуклон или более 200 МэВ на один атом урана.

Рассмотрим теперь другой процесс. Пусть при некоторых условиях два ядра дейтерия ${}_{1}^2\text{H}$ сливаются в одно ядро гелия ${}_{2}^4\text{He}$. Удельная энергия связи ядер дейтерия равна 1,1 МэВ/нуклон, а удельная энергия связи ядра гелия равна 7,1 МэВ/нуклон. Следовательно, при синтезе одного ядра гелия из двух ядер дейтерия выделится энергия, равная 6 МэВ/нуклон или 24 МэВ на атом гелия.

Следует обратить внимание на то, что синтез легких ядер сопровождается примерно в 6 раз большим выделением энергии на один нуклон по сравнению с делением тяжелых ядер.

Модель. Энергия связи ядер.



Формула Бальмера

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Данная формула определяет длину волны, соответствующую последовательным линиям серии Бальмера, как функцию целого числа.

R – постоянная Ридберга, $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$

Ядерные реакции

Ядерная энергетика

Ядерная реакция – это процесс взаимодействия атомного ядра с другим ядром или элементарной частицей, сопровождающийся изменением состава и структуры ядра и выделением вторичных частиц или γ -квантов.

В результате ядерных реакций могут образовываться новые радиоактивные изотопы, которых нет на Земле в естественных условиях.

Первая ядерная реакция была осуществлена Э. Резерфордом в 1919 году в опытах по обнаружению протонов в продуктах распада ядер. Резерфорд бомбардировал атомы азота α -частицами. При соударении частиц происходила ядерная реакция, протекавшая по следующей схеме: ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$

При ядерных реакциях выполняется несколько законов сохранения: импульса, энергии, момента импульса, заряда. В дополнение к этим классическим законам сохранения при ядерных реакциях выполняется закон сохранения так называемого барионного заряда (т. е. числа нуклонов – протонов и нейтронов). Выполняется также ряд других законов сохранения, специфических для ядерной физики и физики элементарных частиц.

Ядерные реакции могут протекать при бомбардировке атомов быстрыми заряженными частицами (протоны, нейтроны, α -частицы, ионы). Первая реакция такого рода была осуществлена с помощью протонов большой энергии, полученных на ускорителе, в 1932 году: ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$

Однако наиболее интересными для практического использования являются реакции, протекающие при взаимодействии ядер с нейтронами. Так как нейтроны лишены заряда, они беспрепятственно могут проникать в атомные ядра и вызывать

их превращения. Выдающийся итальянский физик Э. Ферми первым начал изучать реакции, вызываемые нейтронами. Он обнаружил, что ядерные превращения вызываются не только быстрыми, но и медленными нейтронами, движущимися с тепловыми скоростями.

Ядерные реакции сопровождаются энергетическими превращениями. Энергетическим выходом ядерной реакции называется величина

$$Q = (M_A + M_B - M_C - M_D)c^2 = \Delta M c^2.$$

где M_A и M_B – массы исходных продуктов, M_C и M_D – массы конечных продуктов реакции. Величина ΔM называется дефектом масс. Ядерные реакции могут протекать с выделением ($Q > 0$) или с поглощением энергии ($Q < 0$). Во втором случае первоначальная кинетическая энергия исходных продуктов должна превышать величину $|Q|$, которая называется порогом реакции.

Для того чтобы ядерная реакция имела положительный энергетический выход, удельная энергия связи нуклонов в ядрах исходных продуктов должна быть меньше удельной энергии связи нуклонов в ядрах конечных продуктов. Это означает, что величина ΔM должна быть положительной.

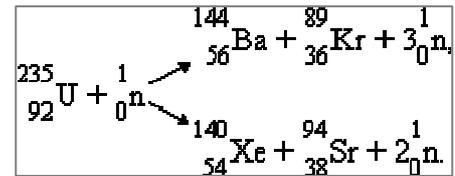
Возможны два принципиально различных способа освобождения ядерной энергии.

1. Деление тяжелых ядер. В отличие от радиоактивного распада ядер, сопровождающегося испусканием α - или β -частиц, реакции деления – это процесс, при котором нестабильное ядро делится на два крупных фрагмента сравнимых масс.

В 1939 году немецкими учеными О. Ганом и Ф. Штрассманом было открыто деление ядер урана. Продолжая исследования, начатые Ферми, они установили, что при бомбардировке урана нейтронами возникают элементы средней части периодической системы – радиоактивные изотопы бария ($Z = 56$), криптона ($Z = 36$) и др.

Уран встречается в природе в виде двух изотопов: ${}_{92}^{238}\text{U}$ (99,3 %) и ${}_{92}^{235}\text{U}$ (0,7 %). При бомбардировке нейтронами ядра обоих изотопов могут расщепляться на два осколка. При этом реакция деления ${}_{92}^{235}\text{U}$ наиболее интенсивно идет на медленных (тепловых) нейтронах, в то время как ядра ${}_{92}^{238}\text{U}$ вступают в реакцию деления только с быстрыми нейтронами с энергией порядка 1 МэВ.

Основной интерес для ядерной энергетики представляет реакция деления ядра $^{235}_{92}\text{U}$. В настоящее время известны около 100 различных изотопов с массовыми числами примерно от 90 до 145, возникающих при делении этого ядра. Две типичные реакции деления этого ядра имеют вид:



Обратите внимание, что в результате деления ядра, инициированного нейтроном, возникают новые нейтроны, способные вызвать реакции деления других ядер. Продуктами деления ядер урана–235 могут быть и другие изотопы бария, ксенона, стронция, рубидия и т. д.

Кинетическая энергия, выделяющаяся при делении одного ядра урана, огромна – порядка 200 МэВ. Оценку выделяющейся при делении ядра энергии можно сделать с помощью удельной энергии связи нуклонов в ядре. Удельная энергия связи нуклонов в ядрах с массовым числом $A \approx 240$ порядка 7,6 МэВ/нуклон, в то время как в ядрах с массовыми числами $A = 90–145$ удельная энергия примерно равна 8,5 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении ядра урана освобождается энергия порядка 0,9 МэВ/нуклон или приблизительно 210 МэВ на один атом урана. При полном делении всех ядер, содержащихся в 1 г урана, выделяется такая же энергия, как и при сгорании 3 т угля или 2,5 т нефти.

Продукты деления ядра урана нестабильны, так как в них содержится значительное избыточное число нейтронов. Действительно, отношение N/Z для наиболее тяжелых ядер порядка 1,6 для ядер с массовыми числами от 90 до 145 это отношение порядка 1,3–1,4. Поэтому ядра–осколки испытывают серию последовательных β –распадов, в результате которых число протонов в ядре увеличивается, а число нейтронов уменьшается до тех пор, пока не образуется стабильное ядро.

При делении ядра урана–235, которое вызвано столкновением с нейтроном, освобождается 2 или 3 нейтрона. При благоприятных условиях эти нейтроны могут попасть в другие ядра урана и вызвать их деление. На этом этапе появятся уже от 4 до 9 нейтронов, способных вызвать новые распады ядер урана и т. д. Такой лавинообразный процесс называется цепной реакцией. Схема развития цепной реакции деления ядер урана представлена на рис. 1.26.1.



Рисунок 1.26.1.
Схема развития цепной реакции.

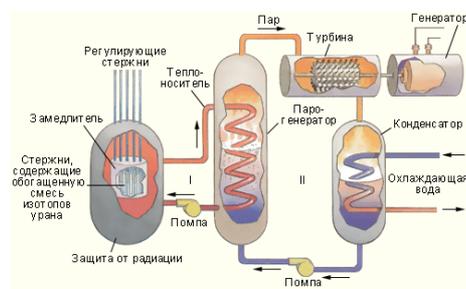
Для осуществления цепной реакции необходимо, чтобы так называемый коэффициент размножения нейтронов был больше единицы. Другими словами, в каждом последующем поколении нейтронов должно быть больше, чем в предыдущем. Коэффициент размножения определяется не только числом нейтронов, образующихся в каждом элементарном акте, но и условиями, в которых протекает реакция – часть нейтронов может поглощаться другими ядрами или выходить из зоны реакции. Нейтроны, освободившиеся при делении ядер урана–235, способны вызвать деление лишь ядер этого же урана, на долю которого в природном уране приходится всего лишь 0,7 %. Такая концентрация оказывается недостаточной для начала цепной реакции. Изотоп также может поглощать нейтроны, но при этом не возникает цепной реакции.

Цепная реакция в уране с повышенным содержанием урана–235 может развиваться только тогда, когда масса урана превосходит так называемую критическую массу. В небольших кусках урана большинство нейтронов, не попав ни в одно ядро, вылетают наружу. Для чистого урана–235 критическая масса составляет около 50 кг. Критическую массу урана можно во много раз уменьшить, если использовать так называемые замедлители нейтронов. Дело в том, что нейтроны, рождающиеся при распаде ядер урана, имеют слишком большие скорости, а вероятность захвата медленных нейтронов ядрами урана–235 в сотни раз больше, чем быстрых. Наилучшим замедлителем нейтронов является тяжелая вода D₂O. Обычная вода при взаимодействии с нейтронами сама превращается в тяжелую воду.

Хорошим замедлителем является также графит, ядра которого не поглощают нейтронов. При упругом взаимодействии с ядрами дейтерия или углерода нейтроны замедляются до тепловых скоростей.

Применение замедлителей нейтронов и специальной оболочки из бериллия, которая отражает нейтроны, позволяет снизить критическую массу до 250 г.

В атомных бомбах цепная неуправляемая ядерная реакция возникает при быстром соединении двух



В атомных бомбах цепная неуправляемая ядерная реакция возникает при быстром соединении двух

Рисунок 1.26.2.
Схема устройства ядерного реактора.

кусков урана–235, каждый из которых имеет массу несколько ниже критической. Устройство, в котором поддерживается управляемая реакция деления ядер, называется ядерным (или атомным) реактором. Схема ядерного реактора на медленных нейтронах приведена на рис. 1.26.2.

Ядерная реакция протекает в активной зоне реактора, которая заполнена замедлителем и пронизана стержнями, содержащими обогащенную смесь изотопов урана с повышенным содержанием урана–235 (до 3 %). В активную зону вводятся регулирующие стержни, содержащие кадмий или бор, которые интенсивно поглощают нейтроны. Введение стержней в активную зону позволяет управлять скоростью цепной реакции.

Активная зона охлаждается с помощью прокачиваемого теплоносителя, в качестве которого может применяться вода или металл с низкой температурой плавления (например, натрий, имеющий температуру плавления 98°C). В парогенераторе теплоноситель передает тепловую энергию воде, превращая ее в пар высокого давления. Пар направляется в турбину, соединенную с электрогенератором. Из турбины пар поступает в конденсатор. Во избежание утечки радиации контуры теплоносителя I и парогенератора II работают по замкнутым циклам.

Турбина атомной электростанции является тепловой машиной, определяющей в соответствии со вторым законом термодинамики общую эффективность станции. У современных атомных электростанций коэффициент полезного действия приблизительно равен 1/3. Следовательно, для производства 1000 МВт электрической мощности тепловая мощность реактора должна достигать 3000 МВт. 2000 МВт должны уноситься водой, охлаждающей конденсатор. Это приводит к локальному перегреву естественных водоемов и последующему возникновению экологических проблем.

Однако, главная проблема состоит в обеспечении полной радиационной безопасности людей, работающих на атомных электростанциях, и предотвращении случайных выбросов радиоактивных веществ, которые в большом количестве накапливаются в активной зоне реактора. При разработке ядерных реакторов этой проблеме уделяется большое внимание. Тем не менее, после аварий на некоторых АЭС, в частности на АЭС в Пенсильвании (США, 1979 г.) и на Чернобыльской

АЭС (1986 г.), проблема безопасности ядерной энергетики встала с особенной остротой.

Наряду с описанным выше ядерным реактором, работающим на медленных нейтронах, большой практический интерес представляют реакторы, работающие без замедлителя на быстрых нейтронах. В таких реакторах ядерным горючим является обогащенная смесь, содержащая не менее 15 % изотопа $^{235}_{92}\text{U}$.

Преимущество реакторов на быстрых нейтронах состоит в том, что при их работе ядра урана-238, поглощая нейтроны, посредством двух последовательных β^- -распадов превращаются в ядра плутония, которые затем можно использовать в качестве ядерного топлива:

$$^{238}_{92}\text{U} + {}^1_0\text{n} \rightarrow ^{239}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{93}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{94}\text{Pu}$$

Коэффициент воспроизводства таких реакторов достигает 1,5, т. е. на 1 кг урана-235 получается до 1,5 кг плутония. В обычных реакторах также образуется плутоний, но в гораздо меньших количествах.

Первый ядерный реактор был построен в 1942 году в США под руководством Э. Ферми. В нашей стране первый реактор был построен в 1946 году под руководством И. В. Курчатова.

Деление атомных ядер

Явление деления тяжелых атомных ядер на два осколка было открыто Ганом и Штрассманом в 1939 г. При изучении взаимодействия нейтронов различных энергий и ядер урана. Несколько позже, в 1940 г. Советские физики К.А.Петржак и Г.И. Флеров обнаружили самопроизвольное (спонтанное) деление ядер урана. При спонтанном делении и делении, вызванном нейтронами, как правило, образуется асимметричные осколки, отношение масс которых примерно равно 3:2.

При реакции деления выделяется очень большая энергия. Энергия деления высвобождается в виде кинетической энергии ядер-осколков, кинетической энергии испускаемых ядрами-осколками электронов, гамма-квантов, нейтрино, нейтронов.

Основная часть энергии деления приходится на энергию ядер-осколков, поскольку под действием кулоновских сил отталкивания они приобретают

большую кинетическую энергию. Основная часть энергии деления выделяется в виде кинетической энергии ядер-осколков.

Замечательным и чрезвычайно важным свойством реакции деления является то, что в результате деления образуется несколько нейтронов. Это обстоятельство позволяет создать условия для поддержания стационарной или развивающейся во времени цепной реакции деления ядер. Действительно, если в среде, содержащей делящиеся ядра, один нейтрон вызывает реакцию деления, то образующиеся в результате реакции нейтроны могут с определенной вероятностью вызвать деление ядер, что может привести при соответствующих условиях к развитию неконтролируемого процесса деления. Число вторичных нейтронов не постоянно для всех тяжелых ядер и зависит как от энергии вызвавшего деление нейтрона, так и от свойств ядра-мишени. Среди нейтронов деления кроме так называемых мгновенных нейтронов, испускаемых за 10^{-15} с после процесса деления, есть также и запаздывающие нейтроны. Они испускаются в течении нескольких минут с постепенно убывающей интенсивностью. Мгновенные нейтроны составляют более 99% полного числа нейтронов деления, а их энергия заключена в широком диапазоне: от тепловой энергии и до энергии приблизительно равной 10 МэВ.

Запаздывающие нейтроны испускаются возбужденными ядрами образующихся после бета-распада продуктов деления - ядер-предшественников. Поскольку испускание нуклонов возбужденным ядром происходит мгновенно, то во время испускания запаздывающего нейтрона после акта деления будет определяться постоянной распада ядра-предшественника.

Продукты деления

В результате деления тяжелых ядер образуются, как правило, два ядра-осколка с различной массой. В среднем отношение масс легких и тяжелых осколков равно 2:3. Как правило, ядра-осколки имеют большой избыток нейтронов и поэтому неустойчивы относительно бета-распада. Массовые числа A продуктов деления меняются от 72 до 161, а атомные номера от 30 до 65. Вероятность симметричного деления на два осколка с приблизительно равными массами

составляет всего 0,04%. Доля симметричного деления возрастает по мере увеличения энергии первичного нейтрона, вызывающего деление атомного ядра.

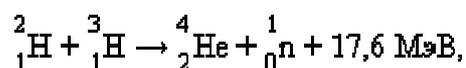
Синтез легких элементов

Термоядерные реакции.

Второй путь освобождения ядерной энергии связан с реакциями синтеза. При слиянии легких ядер и образовании нового ядра должно выделяться большое количество энергии. Вплоть до ядер с массовым числом около 60 удельная энергия связи нуклонов растет с увеличением A . Поэтому синтез любого ядра с $A < 60$ из более легких ядер должен сопровождаться выделением энергии. Общая масса продуктов реакции синтеза будет в этом случае меньше массы первоначальных частиц.

Реакции слияния легких ядер носят название термоядерных реакций, так как они могут протекать только при очень высоких температурах. Чтобы два ядра вступили в реакцию синтеза, они должны сблизиться на расстояние действия ядерных сил порядка $2 \cdot 10^{-15}$ м, преодолев электрическое отталкивание их положительных зарядов. Для этого средняя кинетическая энергия теплового движения молекул должна превосходить потенциальную энергию кулоновского взаимодействия. Расчет необходимой для этого температуры T приводит к величине порядка $10^8 - 10^9$ К. Это чрезвычайно высокая температура. При такой температуре вещество находится в полностью ионизированном состоянии, которое называется плазмой.

Энергия, которая выделяется при термоядерных реакциях, в расчете на один нуклон в несколько раз превышает удельную энергию, выделяющуюся в цепных реакциях деления ядер. Так, например, в реакции слияния ядер дейтерия и трития

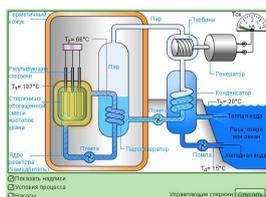


выделяется 3,5 МэВ/нуклон. В целом в этой реакции выделяется 17,6 МэВ. Это одна из наиболее перспективных термоядерных реакций.

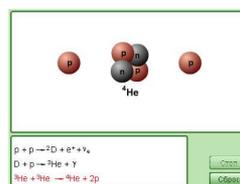
Осуществление управляемых термоядерных реакций даст человечеству новый экологически чистый и практически неисчерпаемый источник энергии. Однако получение сверхвысоких температур и удержание плазмы, нагретой до миллиарда градусов, представляет собой труднейшую научно-техническую задачу на пути осуществления управляемого термоядерного синтеза.

На данном этапе развития науки и техники удалось осуществить только неуправляемую реакцию синтеза в водородной бомбе. Высокая температура, необходимая для ядерного синтеза, достигается здесь с помощью взрыва обычной урановой или плутониевой бомбы.

Термоядерные реакции играют чрезвычайно важную роль в эволюции Вселенной. Энергия излучения Солнца и звезд имеет термоядерное происхождение.



**Модель.
Ядерный реактор.**



**Модель.
Синтез гелия.**



**Модель.
Ядерные превращения.**

Ядерная энергетика

Энергетическая проблема – одна из важнейших проблем, которые сегодня приходится решать человечеству. Уже стали привычными такие достижения науки и техники, как средства мгновенной связи, быстрый транспорт, освоение космического пространства. Но все это требует огромных затрат энергии. Резкий рост производства и потребления энергии выдвинул новую острую проблему загрязнения окружающей среды, которое представляет серьезную опасность для человечества.

Мировые энергетические потребности в ближайшее десятилетие будут интенсивно возрастать. Какой-либо один источник энергии не сможет их обеспечить, поэтому необходимо развивать все источники энергии и эффективно использовать энергетические ресурсы.

На ближайшем этапе развития энергетики (до 2000 г.) и первые десятилетия XXI в. Наиболее перспективными останутся угольная энергетика и ядерная энергетика с реакторами на тепловых и быстрых нейтронах.

Сегодня масштабы потребления энергии цивилизаций даже второго класса выглядит фантастикой.

Однако можно надеяться, что человечество не остановится на пути прогресса, связанного с потреблением энергии во всевозрастающих количествах.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ

Задача №1

На концах медного провода, длиной $\ell = 130$ м. поддерживается напряжение $U = 4$ В.

Определить плотность тока в проводе j – ?

Удельное сопротивление меди $P = 1,7 \times 10^{-7}$ Ом/м

Решение:

Получаем силу тока, применив Закон Ома ($I = \frac{U}{R}$):

$j = \frac{I}{S}$; I – сила тока; S – площадь сечения

$$R = p \times \frac{\ell}{S}$$

$$j = \frac{U}{R \times S} = \frac{U}{p \frac{\ell}{S} \times S} = \frac{U}{p \times \ell} = \frac{4}{130 \times 1,7 \cdot 10^{-8}} = \frac{4}{22,1 \cdot 10^{-7}} = 0,18 \cdot 10^{-7} (A/m^2)$$

Ответ: $j = 0,18 \cdot 10^{-7} (A/m^2)$

Задача № 2

Сила тока в проводнике, сопротивлением $R = 23$ Ом, изменяется с течением времени по закону:

$$I = I_0 e^{-4\alpha t}$$

$$I_0 = 14 \text{ A}, e = 2,71, \alpha = 14^2 \text{ c}^{-1}$$

Определить количество теплоты Q , которое выделится в проводнике за время $\tau = 14^2 \text{ c}$

Решение:

$$R = 23 \text{ Ом}, \tau = 14^2 \text{ c}, I_0 = 14 \text{ A}, I = I_0 e^{-4\alpha t}, \alpha = 14^2 \text{ c}^{-1}$$

$$dQ = I^2 \times R \times dt$$

$$dQ = (I_0 e^{-4\alpha t})^2 \times 23 dt = I_0^2 e^{-8\alpha t}$$

$$Q = \int_0^{\tau} dQ = \int_0^{\tau} I_0^2 \times e^{-8\alpha t} \times 23 dt = I_0^2 \times 23 \int_0^{\tau} e^{-8\alpha t} dt = I_0^2 \times 23 \int_0^{\tau} e^{-8\alpha t} - d(\alpha t)$$

Выносим за знак интеграла, вместо $t - \tau$

$$Q = \frac{14 \times 23}{-8 \times 14} \times e^{-8\alpha t} \Big|_0^{\tau} = -\frac{23}{8} (e^{-8 \cdot 14^2 \cdot 14^2} - e) = \frac{23}{8} (1 - \frac{1}{e^8}) = \frac{23}{8} (\frac{e^8 - 1}{e^8}) = \frac{23}{8} (\frac{2,71^8 - 1}{2,71^8})$$

$$= 2,875 \times 0,99 = 2,845 (\text{Дж.})$$

Ответ: $Q = 2,845 \text{ Дж.}$

Задача № 3

Температура одного из абсолютно черных тел $T_1 = 2500 \text{ K}$.

Найти T_2 второго тела., если длина волны λ , отвечающая максимуму его испускательной способности на $\Delta\lambda = 0,56 \text{ мкм} = 0,56 \times 10^{-6} \text{ м}$. больше длины волны, соответствующей максимуму испускательной способности первого тела.

Решение:

При решении задачи используем закон смещения Вина, где b – постоянная Вина, $\lambda m = \frac{b}{T}$ – абсолютная температура волны, на которую приходится max. испускательной способности абсолютно черного тела.

$$b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

$$\lambda_{1m} = \frac{b}{T_1}$$

для второго тела

$$\lambda_{2m} = \frac{b}{T_2}$$

$$\Delta\lambda = \lambda_{2m} - \lambda_{1m} = \frac{b}{T_2} - \frac{b}{T_1}$$

$$\Delta\lambda = b \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\Delta\lambda}{b} + \frac{1}{T_1}$$

$$\lambda m = \frac{b}{T}$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\Delta\lambda}{b} + \frac{1}{T_1} = \frac{0,56 \cdot 10^{-6}}{2,898 \cdot 10^{-3}} + \frac{1}{2500} = 0,193 \cdot 10^{-3} \times 0,0004 = 0,1934 \cdot 10^{-3}$$

$$\frac{1}{T_2} = 0,1934 \cdot 10^{-3}$$

$$T_2 = \frac{1}{0,1934 \cdot 10^{-3}} = 5,177 \cdot 10^3 = 5177(K)$$

Ответ: $T_2 = 5177 \text{ K}$

Задача № 4

На зеркальную поверхность, площадью $S=4,3 \text{ см}^2$. падает нормально поток излучений (перпендикулярно) $\Phi = 0,83 \text{ Вт}$.

Определить давление P света и силу F , действующую со стороны света на эту поверхность.

Решение:

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Акулов Н. С., Ферромагнетизм, М. – Л., 1939;
2. Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956;
3. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М. – Л., 1948;
4. Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955;
5. Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963;
6. Теория ферромагнетизма металлов и сплавов. Сб., пер. с англ., М., 1963;
7. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967г.
8. Туров Е. А., Петров М. П., Ядерный магнитный резонанс в ферро– и антиферромагнетиках, М., 1969;
9. Сверхтонкие взаимодействия в твердых телах, пер. с англ., М., 1970;
10. Вонсовский С. В., Магнетизм. М., 1971;
11. Кифер И. И., Испытания ферромагнитных материалов, 3 изд., М., 1969;
12. Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956
13. Каганов М.И., Цукерник В.М. Природа магнетизма. М.: Наука, 1982. 192 с. (Б–ка "Квант"; вып. 16).
14. Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А. В мире магнитных доменов. Киев: Наук. думка, 1986. 159 с.
15. Т.И.Трофимова "Краткий справочник по физике". – М. "Мир и образование". 2002 г. 406 стр.
16. Г.В.Меледин "Физика в задачах". – М. изд. Наука. 1989 г. 270 стр.
17. Ю.Г.Павленко "Физика ОТВЕТЫ НА ВОПРОСЫ для абитуриентов и учащихся". – М. ЭКЗАМЕН, 2003 г. 191 стр.
18. Першинзон Е.М., Малов Н.Н., Эткин В.С. «Курс общей физики. Оптика и атомная физика.» Москва, Просвещение, 1981.
19. Ландсберг Г.С. «Оптика.» Москва, Наука, 1976.
20. Михайличенко Ю.П. «Двойное лучепреломление сантиметровых электромагнитных волн. Методические указания.» Томск, 1986.

21. А. Портис. «Берклевский курс физики. Физическая лаборатория.» Москва, Наука, 1972.
22. Г. Кесслер «Ядерная энергетика» Москва : Энергоиздат, 1986 г.
23. Т.Х. Маргулова «Атомная энергетика сегодня и завтра» Москва: Высшая школа, 1989 г.
24. В.П. Кашеев «Ядерные энергетические установки» Минск: Высшая школа, 1989 г.
25. Дж. Коллиер, Дж. Хьюитт «Введение в ядерную энергетику» Москва: Энергоатомиздат, 1989 г.
26. Григорьев В.И., Мякишев Г.Я. Силы в природе. // М., Наука, 1983 г.
27. Кудрявцев П.С. Курс истории физики. // М., Просвещение, 1982 г.
- 28.3. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. // М., Наука, 1990 г.
29. Савельев И.В. Курс общей физики: Учеб. Пособие: для вузов. В 5 кн. Кн.2. Электричество и магнетизм – 4-е изд., перераб.– М.: Наука, Физматлит., 1998, сс. 30–41, 72–113.
- 30.2. Трофимова Т.И. Курс физики: Учеб. Пособие: для вузов.– 5-е изд., стер.– М.: Высш. шк., 1998, с. 164–179.
- 31.3. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики: Учеб. пособие для вузов.– 2-е изд., испр. и доп.– М.: Высш. шк., 1999, с. 190–193, 202–231.
- 32.4. Иродов И. Е. Электромагнетизм. Основные законы.– 3-е изд., испр.–М.: Лаборатория базовых знаний, 2000, с. 34–40, 47–56, 60–63, 72–92.
33. И.В. Савельев. Курс общей физики: Учеб. пособие: Для вузов. В 5 кн. - 4-е изд. перераб. -М.: Наука. Физматлит. 1998.
34. Курс общей физики. Механика. Молекулярная физика и термодинамика: Конспект лекций: Учебное пособие. Д.А. Иванов, И.В. Иванова, А.Н. Седов; Под ред. А.В. Кириченко; - М.: Издательство МЭИ, 2000. - 180 с.

35. Сборник задач по общей физике. Учеб. пособие для вузов. Абражевич Э.Б., Белокопытов В.М., Иванова И.В. и др.: под редакцией В.М. Белокопытова. - М.: Изд-во МЭИ, 1999.-373 с.
36. Курс общей физики. Механика. Молекулярная физика и термодинамика: Лабораторный практикум: Учебное пособие/ А.Н. Варава, Д.А. Иванов, А.Н. Седов и др.; Под ред. А.Н. Седова; М: Издательство МЭИ, 2002. 120 с.
37. Курс общей физики. Электричество и магнетизм: Лабораторный практикум: Учебное пособие/ А.Т. Комов. А.Н. Седов, М.Г. Тимошин и др.; Под ред. А.Н. Седова; - М.: Издательство МЭИ, 2000. - 92 с.
38. Курс общей физики. Оптика. Атомная физика: Лабораторный практикум. / К.С. Болотина, Ю.И. Малахов, С.Д. Федорович и др.; - М.: Издательство МЭИ, 1996. - 176 с.
39. Чертов А.Г. Физические величины (терминология, определения, обозначения, единицы): Справ. пособие.- М.: Высш. шк. 1990.-335с.
40. Компьютерный курс физики. Часть I. Механика. Молекулярная физика и термодинамика/ Седов А.Н., Иванов Д.А., Иванова И.В., Тимошин М.Г.; -М.: ЦНИТ МЭИ. 2002.
41. Компьютерный курс физики. Часть II. Электричество и магнетизм/ Седов А.Н., Иванов Д.А., Иванова И.В., Белокопытов В.М.; -М.: ЦНИТ МЭИ. 2002.
42. Компьютерный курс физики. Часть III. Оптика. Атомная и ядерная физика/ Седов А.Н., Иванов Д.А., Белокопытов В.М.; -М.: ЦНИТ МЭИ. 2002.