



В.И. БАРСУКОВ

ФИЗИКА

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

ИЗДАТЕЛЬСТВО ТГТУ

УДК 535.338(0765)
ББК В36я73-5
Б261

Р е ц е н з е н т

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры
"Электрооборудование и автоматизация"
Тамбовского государственного технического университета
В.М. Иванов

Барсуков, В.И.

Б261 Физика. Электромагнетизм. Постоянный ток и его законы. магнитное поле в вакууме и в веществе : конспект лекций / В.И. Барсуков. – Тамбов : Изд-во тамб. гос. техн. ун-та, 2007. – Ч. 1. – 44 с. – 100 экз. – ISBN 5-8265-0545-1.

Дан конспект лекций по разделу "Электромагнетизм" курса общей физики, читаемого в соответствии с Государственным стандартом для высших технических учебных заведений.

Предназначен для студентов 1–2 курсов всех специальностей инженерного профиля дневного и заочного отделений.

УДК 535.338(0765)

ББК В36я73-5

ISBN 5-8265-0545-1

© Барсуков В.И., 2007
© ГОУ ВПО "Тамбовский государственный
технический университет" (ТГТУ), 2007

Министерство образования и науки Российской Федерации
ГОУ ВПО «Тамбовский государственный технический университет»

В.И. БАРСУКОВ

ФИЗИКА

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

**ПОСТОЯННЫЙ ТОК И ЕГО ЗАКОНЫ.
МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВАКУУМЕ
И В ВЕЩЕСТВЕ**

Часть 1

Конспект лекций



Тамбов

◆ Издательство ТГТУ ◆

2007

Учебное издание

БАРСУКОВ Владимир Иванович

ФИЗИКА

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

**ПОСТОЯННЫЙ ТОК И ЕГО ЗАКОНЫ. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ
В ВАКУУМЕ И В ВЕЩЕСТВЕ**

ЧАСТЬ 1

Конспект лекций

Редактор О.М. Я р ц е в а
Компьютерное макетирование М.А. Ф и л а т о в о й

Подписано в печать 13.12.06
Формат 60x84/16 Бумага офсетная. Гарнитура Times New Roman.
Объем 2,6 уч.изд. Тираж 100 экз. Заказ № 819

Издательско-полиграфический центр ТГТУ
392000, Тамбов, Советская, 106, к. 14

ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

Под *электрическим током* понимают упорядоченное движение заряженных частиц или заряженных макроскопических тел.

При этом различают токи проводимости и конвекционные токи.

Токи проводимости возникают под действием электрического поля, когда равновесное распределение зарядов в проводнике нарушается и касательная составляющая вектора напряженности отлична от нуля, т.е. $E_t \neq 0$ и потенциалы в разных его точках различны: $\varphi_1 \neq \varphi_2 \neq \dots \neq \varphi_n$.

Необходимыми условиями существования тока проводимости является наличие носителей заряда и электростатического поля.

Носителями зарядов могут быть свободные электроны, ионы, электроны проводимости, дырки и др. Для создания электрического поля необходимы источники электрической энергии.

Направление движения положительных зарядов в проводнике определяет направление тока, а их количество – силу тока.

Сила тока – скалярная физическая величина I , равная отношению заряда dq , переносимого при электрическом токе сквозь рассматриваемую поверхность S за малый промежуток времени, к длительности dt этого промежутка

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (1.1)$$

Если направление и величина тока с течением времени не меняются, то ток называется постоянным. Для этого необходимо, чтобы везде $E = \text{const}$. В противном случае ток будет называться переменным.

Широкое распространение получил переменный ток, изменяющийся по закону синуса или косинуса, например

$$I = I_0 \sin(\omega t + \varphi_0),$$

где I_0 – амплитуда тока; $\omega = \frac{2\pi}{T}$ – круговая (циклическая) частота; $\omega t + \varphi_0$ – фаза; φ_0 – начальная фаза.

Для характеристики направления электрического тока и распределения силы тока по поверхности вводится понятие вектора плотности тока \vec{j} .

Плотностью электрического тока проводимости называется вектор \vec{j} , совпадающий с направлением электрического тока в рассматриваемой точке и численно равен отношению силы тока dI сквозь малый элемент поверхности, расположенный перпендикулярно к направлению тока, к площади dS_{\perp} этого элемента

$$\vec{j} = \frac{dI}{dS} \vec{n}. \quad (1.2)$$

Тогда величину элементарного тока через эту площадку можно определить как

$$dI = j dS_{\perp} = j dS \cos \alpha = j_n dS = \vec{j} d\vec{S},$$

где $d\vec{S} = \vec{n} dS$.

Среднее значение тока через проводник будет

$$I = \int_S dI = \int_S \vec{j} d\vec{S} = \int_S j_n dS. \quad (1.3)$$

Для постоянного тока $j_n = \text{const}$ и $I = j_n S$.

Если поверхность, сквозь которую течет ток, замкнута, то поток вектора \vec{j} через эту поверхность равен убыли заряда, т.е. $\oint_S \vec{j} d\vec{S} = I = -\frac{dq}{dt}$. Для постоянного тока $q = \text{const}$ и

$$\oint_S \vec{j} d\vec{S} = 0, \quad (1.4)$$

последнее выражение получило название *уравнение неразрывности тока*.

ЗАКОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

2. ЗАКОН ОМА ДЛЯ ОДНОРОДНОГО УЧАСТКА ЦЕПИ

От чего зависит величина тока проводимости?

Немецкий физик Ом проводил эксперименты с различными проводниками, помещенными в различные электрические поля, и в 1826 г. установил закон

$$I = G(\varphi_1 - \varphi_2) = GU, \quad (2.1)$$

где G – проводимость проводника; $\frac{1}{G} = R$ – его сопротивление; $(\varphi_1 - \varphi_2) = U$ – разность потенциалов на концах проводника или падение напряжения на нем.

Сопротивление проводников зависит от их формы и размеров, химического состава и физического состояния (t° , p и др.). При однородном химическом составе $t = \text{const}$, $S = \text{const}$ сопротивление проводника определяется как

$$R_t = \rho_t \frac{l}{S},$$

где ρ_t – удельное сопротивление проводника, зависящее от температуры $\rho_t = \rho_0(1 + \alpha t)$.

Выражение (2.1) называется *интегральной записью* закона Ома для однородного участка цепи – оно определяет среднее значение тока через любое сечение проводника с разностью потенциалов ($\varphi_1 - \varphi_2$) на его концах. Это выражение можно преобразовать так, что в него войдут величины, характеризующие поле и свойство проводника в окрестностях одной точки. Выделим из проводника элементарный объем длиной dl , сечением dS в окрестностях точки M , где напряженность поля \vec{E} и плотность тока \vec{j} (рис.1).

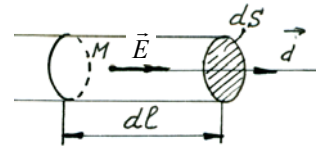


Рис. 1

Сопротивление выделенного объема проводника будет $dR = \rho \frac{dl}{dS}$, напряжение, приложенное к его концам, $dU = Edl$, ток через поперечное сечение $dI = jdS$.

Подставляя эти величины в закон Ома в виде

$$I = \frac{U}{R}, \text{ получим } jdS = \frac{EdldS}{\rho dl}, \text{ откуда } j = \frac{1}{\rho} E.$$

Так как векторы плотности тока и напряженности совпадают по направлению, то получим $\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E}$ или

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (2.2)$$

где $\sigma = \frac{1}{\rho}$ – удельная проводимость проводника.

Выражение (2.2) называется *дифференциальной записью* закона Ома для однородного участка цепи. Оба выражения можно проиллюстрировать графически (рис. 2 и рис. 3).

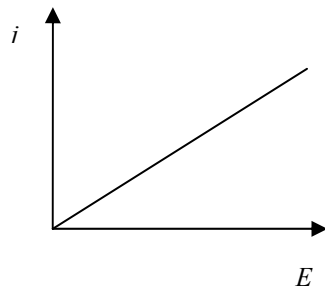


Рис. 2

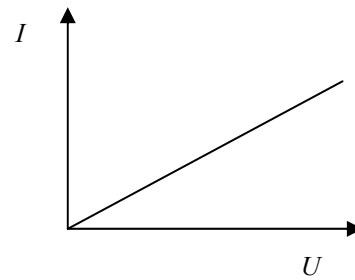


Рис. 3

3. ЗАКОН ДЖОУЛЯ–ЛЕНЦА

Опыт показывает, что при прохождении тока по проводникам в последних происходит превращение энергии электрического поля во внутреннюю энергию проводников, т.е. они нагреваются.

Ленц Э.Х. и Джоуль Д.П. экспериментально установили для стационарного тока зависимость между выделенным количеством тепла в проводнике и током, протекающим по нему, в виде

$$Q = I^2 Rt. \quad (3.1)$$

Если ток с течением времени изменяется, то можно применить выражение

$$dQ = i^2 R dt, \quad (3.2)$$

где $i = f(t)$.

Покажем, что нагревание происходит за счет работы электрического поля. При постоянном токе в проводнике $Q = I^2 Rt = IRIt = Uq$, но $Uq = A$ – работа поля по перемещению заряда. Получили, что $Q = A$.

Выражение (3.1) есть *интегральная форма* записи закона Джоуля–Ленца. Ее можно преобразовать в дифференциальную форму для количества тепла dQ , выделенного в элементарном объеме проводника dV за время dt :

$$dQ = i^2 R dt = (jdS)^2 \rho \frac{dl}{dS} dt = \rho j^2 dV dt. \quad (3.3)$$

Если определить количество теплоты, выделяющееся в единице объема проводника за единицу времени, то эта величина будет называться *плотностью тепловой мощности* или *удельной тепловой мощностью тока*

$$\omega = \frac{dQ}{dV dt}.$$

$$\text{Тогда получаем} \quad \omega = \rho j^2 = \rho(\sigma E^2) = \sigma E^2 \quad (3.4)$$

Выражение (3.4) и есть закон Джоуля–Ленца в *дифференциальной форме*.

4. ЭЛЕКТРОДВИЖУЩАЯ СИЛА ИСТОЧНИКА ТОКА И ЗАКОН ОМА ДЛЯ НЕОДНОРОДНОГО УЧАСТКА ЦЕПИ

Как отмечалось выше, для направленного движения зарядов в проводнике необходимо электрическое поле, создающее разность потенциалов между точками поля. Создать разность потенциалов значит разделить заряды на положительные и отрицательные. При этом разделение не может быть осуществлено электростатическими силами, ибо они стремятся соединить разноименные заряды.

Разделение может быть осуществлено только силами не электрического происхождения – так называемыми сторонними силами.

Природа сторонних сил определяется химическими процессами, диффузией носителей зарядов, контактными явлениями, вихревыми электрическими полями и др.

Устройства, в которых действуют сторонние силы, называются источниками тока или напряжения. При этом сторонние силы, действующие только в источнике тока, могут действовать на всем пути следования зарядов (в генераторе силы магнитного поля – сила Лоренца – действуют на заряды по всей длине проводника) или на отдельных участках (в гальванических элементах – тончайший слой около электродов). Поэтому источники тока называются с распределенными или сосредоточенными сторонними силами.

Так как сторонние силы действуют только в источнике тока, а электрические – и в источнике, и во внешней части цепи, то участок цепи, где действуют только электрические силы, называется однородным, а участок цепи, где действуют и сторонние, и электрические силы, называется неоднородным.

Неоднородный участок – это участок, на котором имеются источники тока (рис. 4).

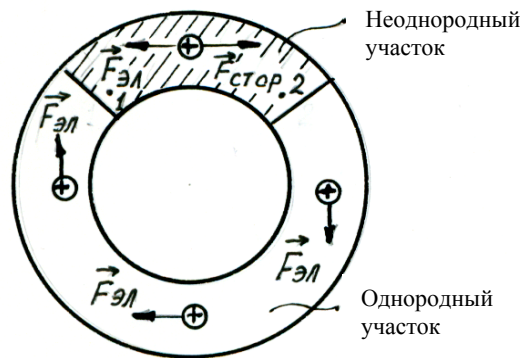


Рис. 4

На участке 1–2 сторонние силы совершают работу – ее характеризует величина, называемая электродвижущей силой источника тока – ЭДС.

Электродвижущей силой на участке 1–2 называется скалярная физическая величина, численно равная работе, совершаемой сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда из точки 1 в точку 2

$$\varepsilon_{1,2} = \frac{A_{1,2}^{\text{стор}}}{q_+} \quad (4.1)$$

Работу электрических сил характеризует разность потенциалов или "напряжение"

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{1,2}^{\text{элст}}}{q_+} \quad (4.2)$$

Совместную работу электростатических и сторонних сил на участке цепи характеризует величина, называемая падением напряжения.

Падением напряжения на участке 1–2 называется физическая скалярная величина, численно равная алгебраической сумме работ, совершаемых электростатическими и сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда из точки 1 в точку 2

$$\frac{A_{1,2}}{q_+} = \frac{A_{1,2}^{\text{элст}}}{q_+} + \frac{A_{1,2}^{\text{стор}}}{q_+} \quad \text{или} \quad \frac{A_{1,2}}{q_+} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{1,2} \quad (4.3)$$

Если сопротивление неоднородного участка $R_{1,2}$ и по нему течет ток I , то падение напряжения на этом участке будет равно $IR_{1,2}$. Покажем это.

По закону сохранения энергии для неподвижного проводника при стационарном токе результатом его прохождения является выделение тепла, т.е. полная работа электрических и сторонних сил за время t равна выделенному теплу или $A_{1,2} = Q_{1,2}$. Из (4.3) следует

$$A_{1,2} = q[(\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{1,2}], \quad \text{а так как } q = It \quad \text{и} \quad Q = I^2 R_{1,2} t, \quad \text{то получаем}$$

$$It[(\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{1,2}] = I^2 R_{1,2} t, \quad \text{откуда } (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{1,2} = IR_{1,2} \quad (4.4)$$

Величина $(\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{1,2}$, по определению, является падением напряжения на участке 1–2. Видим, что она равна $IR_{1,2}$.

Если (4.4) решить относительно тока, то получим закон Ома для неоднородного участка цепи в интегральной форме

$$I = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{1,2}}{R_{1,2}}, \quad (4.5)$$

где величины $I, (\varphi_1 - \varphi_2), \varepsilon_{1,2}, R_{1,2}$ – алгебраические, и знаки для $I, \varepsilon_{1,2}$ будут зависеть от выбора направления обхода участка (рис. 5).

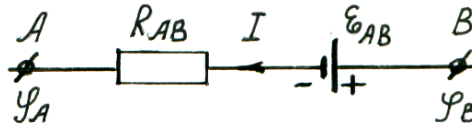


Рис. 5

При обходе от B к A $I = \frac{(\varphi_B - \varphi_A) - \varepsilon_{AB}}{R_{AB}}$, а при обходе от A к B

имеем
$$-I = \frac{(\varphi_A - \varphi_B) + \varepsilon_{AB}}{R_{AB}}.$$

Если рассматривать контур в целом, то говорят об ЭДС, действующей в замкнутой цепи, замкнутом контуре

$$\varepsilon = \frac{A_O^{\text{стор}}}{q}, \quad (4.6)$$

т.е. ЭДС равна работе сторонних сил по перемещению заряда q по всему контуру.

Действие сторонних сил на заряженные частицы эквивалентно действию некоторого электрического поля

$$\frac{\vec{F}^{\text{стор}}}{q} = \vec{E}^{\text{стор}},$$

где $\vec{E}^{\text{стор}}$ – напряженность поля сторонних сил.

Работа, совершаемая сторонними силами при перемещении заряда по замкнутой цепи, есть криволинейный интеграл:

$$A_O^{\text{стор}} = \oint_L \vec{F}_l^{\text{стор}} dl = q \oint_L \vec{E}_l^{\text{стор}} dl = q\varepsilon,$$

где
$$\varepsilon = \oint_L \vec{E}_l^{\text{стор}} dl. \quad (4.7)$$

Выражение (4.7) показывает, что ЭДС равна циркуляции вектора напряженности сторонних сил по замкнутому контуру.

При наличии сторонних сил закон Ома (2.2) примет вид

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E}^{\text{элст}} + \vec{E}^{\text{стор}}). \quad (4.8)$$

Из закона Ома для неоднородного участка цепи (4.5) вытекает следующее:

а) если на участке отсутствует ЭДС, т.е. участок однородный, то

$$I = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2)}{R_{1,2}}, \quad (4.9)$$

откуда, $IR_{1,2} = \varphi_1 - \varphi_2$, т.е. падение напряжения на участке цепи равно разности потенциалов на его концах;

б) при обходе по замкнутой цепи $\varphi_1 \equiv \varphi_2$ и работа электростатических сил $A^{\text{элст}} = q(\varphi_1 - \varphi_2) = 0$, тогда $\oint_L \vec{E}_l^{\text{элст}} dl = 0$ и

отлична от нуля будет только циркуляция вектора напряженности сторонних сил, т.е. работают, в конечном счете, сторонние силы. При $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ ток в цепи

$$I = \frac{\varepsilon}{R_{\text{полн}}}, \quad (4.10)$$

где $R_{\text{полн}} = R + r$ – сумма сопротивлений внешней и внутренней (источника тока) части цепи. Из (4.10) имеем

$$IR + Ir = \varepsilon. \quad (4.11)$$

Выражение (4.11) есть закон Ома для замкнутой цепи: *сумма падений напряжения на всех участках замкнутой цепи равна ЭДС, действующей в этой цепи;*

в) при разомкнутой электрической цепи, когда ток $I = 0$ и $IR = 0$, работа, совершаемая по перемещению единичного заряда электростатическими силами, равна работе, совершаемой сторонними силами, т.е.

$$\varepsilon = -(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (4.12)$$

5. РАЗВЕТВЛЕННЫЕ ЦЕПИ. ПРАВИЛА КИРХГОФФА

При решении сложных разветвленных электрических цепей обычно применяют правила Кирхгоффа, которые являются следствием законов сохранения заряда и энергии.

Первое правило. Алгебраическая сумма токов, сходящихся в узле, равна нулю.

$$\sum_{k=1}^{k=n} I_k = 0. \quad (5.1)$$

Узлом называется точка, где сходятся не менее трех токов (рис. 6).

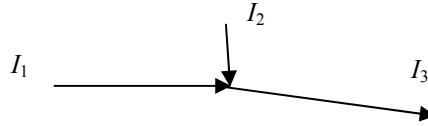


Рис. 6

Второе правило. В любом замкнутом контуре алгебраическая сумма падений напряжения равна алгебраической сумме ЭДС, встречающихся в этом контуре

$$\sum_{k=1}^{k=n} I_k R_k = \sum_{i=0}^{i=m} \varepsilon_i. \quad (5.2)$$

Выражение (5.2) легко выводится из закона Ома для неоднородного участка цепи (рис. 7).

$$\begin{aligned} I_2 R_2 &= \varphi_B - \varphi_A + \varepsilon_2 \\ -I_1 R_1 &= \varphi_A - \varphi_B - \varepsilon_1 \end{aligned} \quad \left| \begin{aligned} I_2 R_2 - I_1 R_1 &= \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \end{aligned} \right.$$

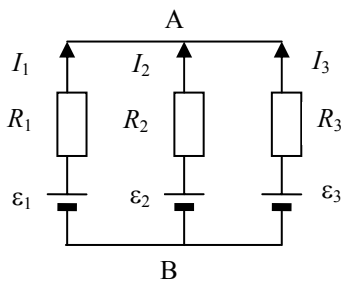


Рис. 7

Замечания. Количество уравнений, записанных по первому правилу, должно быть на одно меньше количества узлов.

Количество уравнений, записанных по второму правилу, соответствует количеству независимых контуров.

Независимый контур – контур, отличающийся хотя бы одной деталью от ранее рассмотренных.

Ток считается положительным, если совпадает с направлением обхода контура.

ЭДС считается положительной, если действие сторонних сил (возрастание потенциала) совпадает с направлением обхода контура.

КЛАССИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ ПРОВОДИМОСТИ МЕТАЛЛОВ

6. ПРИРОДА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В МЕТАЛЛЕ

До начала XX в. не было достаточного теоретического обоснования законам постоянного тока. Поэтому для выяснения природы носителей тока в металлах был поставлен ряд специальных опытов. Наиболее интересным из них является опыт Рикке (Германия, 1901 г.). Он должен был ответить на вопрос: связано ли прохождение тока по проводникам с переносом атомов вещества. (Опыт проводился больше года с пришлифованными стержнями из меди и алюминия, при этом пропущен заряд $q \approx n \cdot 10^6$ кулонов).

Из полученных результатов следовало, что носителями тока являются частицы свободные, не связанные с атомами вещества; одинаковые для всех веществ.

Друде П. (Германия) и Лоренц Г. (Нидерланды) предположили, что носителями заряда являются электроны. Это предположение было проверено качественными опытами (с помощью вращающейся катушки, замкнутой на телефон) Л.И. Мандельштама и Н.Д. Папалекси (Россия, 1913 г.) и количественными опытами Р. Толмэна и Т. Стюарта (США, 1916 г.). Было показано, что носители тока в металле заряжены отрицательно. Удельный заряд этих частиц оказался приблизительно одинаковым для всех исследованных металлов и близким к удельному заряду электрона, равному $-1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг. Таким образом, экспериментально доказано, что носителями тока в металлах являются электроны.

Все металлы в твердом состоянии являются кристаллами. Атомы образуют кристаллическую решетку. В решетке связи внешних (валентных) электронов с ядрами атомов ослабляются. Они легко отрываются и становятся свободными. Тогда металлы представляют собой решетку из положительных ионов, заполненную своеобразным "газом" свободных электронов, концентрацию которых можно определить по формуле

$$n = \frac{D}{A} N_A,$$

где $D \approx (1-20)10^3$ – кг/м³ плотность металлов; $A \approx (10-250)$ кг/кат – масса килоатома; $N_A = 6 \cdot 10^{26}$ кат⁻¹ – число Авогадро; тогда концентрация равна

$$n \approx (10^{28} - 10^{29}) \text{ 1/м}^3.$$

7. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ ДРУДЕ–ЛОРЕНЦА

В основе этой теории лежит модель идеального электронного газа, к которому применимы выводы классической теории газов. При этом электроны не взаимодействуют ни друг с другом на расстоянии, ни с ионами решетки. В отсутствие электрического поля их движение хаотичное, столкновения случайные и то только с узлами решетки. Сталкиваясь с узлами решетки, электроны обмениваются с ней энергией – устанавливается тепловое равновесие. Можно оценить порядок скорости хаотического движения электронов

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT \rightarrow v = \sqrt{\frac{3kT}{m}}, \quad (7.1)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град – постоянная Больцмана; $T \approx 300$ К, $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона. Получаем $v \approx 10^5$ м/с.

При наличии электрического поля в проводнике на хаотичное движение электронов накладывается упорядоченное, в направлении, противоположном полю.

Найдем связь между плотностью тока \vec{j} и скоростью упорядоченного движения электронов \vec{U} (рис. 8).

Пусть через выделенную в проводнике площадку dS за время dt проходят те электроны, которые находятся на расстоянии $\vec{U}dt$ от нее.

Если концентрация электронов в выделенной трубке – n , то их полное число равно $N = ndS\vec{U}dt$, а переносимый заряд $dq = Ne = nedS\vec{U}dt$. Тогда плотность тока

$$j = \frac{I}{dS} = \frac{dq}{dt dS} = neU \text{ или } \vec{j} = ne\vec{U}. \quad (7.2)$$

Оценим среднюю скорость упорядоченного движения электронов.

Так, для меди $j = 10^7$ А/м², $n \approx 10^{29}$ 1/м³, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, тогда из (7.2) получим $U = \frac{j}{ne} = 0,6 \cdot 10^{-3}$ м/с, что на восемь порядков меньше скорости хаотичного движения.

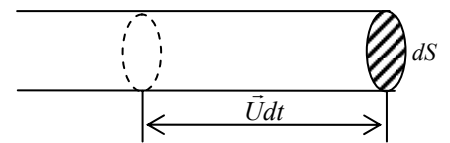


Рис. 8

8. ВЫВОД ЗАКОНА ОМА НА ОСНОВЕ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПРОВОДИМОСТИ МЕТАЛЛОВ

Причиной электрического сопротивления проводников по классической теории является тормозящее действие со стороны узлов кристаллической решетки – ионов.

Так как направленное движение электронов обусловлено действием электрических и сторонних сил, то, очевидно, существует связь между скоростью упорядоченного движения электронов \vec{U} и вектором напряженности поля этих сил \vec{E} .

Для примера рассмотрим однородный участок цепи. Друде полагал, что при столкновении с ионом электрон полностью теряет скорость упорядоченного движения (абсолютно неупругий удар). В промежутке между столкновениями электрон движется под действием поля ускоренно. Следовательно, средняя скорость

$$\bar{U} = \frac{U_0 + U_{\max}}{2} = \frac{U_{\max}}{2}, \text{ где } U_{\max} = a\tau, \quad a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m}; \quad \tau = \frac{\bar{\lambda}}{v + \bar{U}} = \frac{\bar{\lambda}}{v},$$

так как $\bar{U} \leq v$.

Получаем, что

$$\bar{U} = \frac{U_{\max}}{2} = \frac{1}{2} \frac{eE \bar{\lambda}}{m v} = bE, \quad (8.1)$$

где $b = \frac{1}{2} \frac{e\bar{\lambda}}{m v}$ – подвижность электронов.

$$\text{Тогда } j = ne\bar{U} = \frac{ne^2\bar{\lambda}}{2mv} E = \sigma E \text{ или } \vec{j} = \sigma\vec{E}, \quad (8.2)$$

где $\sigma = \frac{ne^2\bar{\lambda}}{2mv}$ – электропроводность.

Выражение (8.2) и есть закон Ома, соответствующий (2.2).

9. ВЫВОД ЗАКОНА ДЖОУЛЯ–ЛЕНЦА НА ОСНОВЕ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПРОВОДИМОСТИ МЕТАЛЛОВ

Электронная теория Друде–Лоренца позволяет в общих чертах понять механизм выделения энергии в проводнике с током.

Свободные электроны приобретают дополнительную кинетическую энергию за счет работы электрических и сторонних сил.

Эта энергия упорядоченного движения электронов при взаимодействии их с решеткой переходит в энергию хаотического колебания узлов решетки – во внутреннюю энергию проводника – происходит его нагрев.

При столкновении одного электрона передается энергия $\frac{mU_{\max}^2}{2}$.

Если в единице объема находится n электронов и каждый из них за единицу времени сталкивается $\frac{1}{\tau}$ раз, то выделяемая в единице объема энергия будет равна

$$\omega = \frac{mU_{\max}^2}{2} n \frac{1}{\tau}, \quad (9.1)$$

где $U_{\max} = \frac{eE}{m} \tau$; $\tau = \frac{\bar{\lambda}}{v}$, тогда

$$\omega = \frac{me^2 E^2 \tau^2}{2m^2} n \frac{1}{\tau} = \frac{ne^2 \bar{\lambda}}{2mv} E^2 = \sigma E^2,$$

что и требовалось доказать $\omega = \sigma E^2$ (9.2)

10. ЗАКОН ВИДЕМАНА–ФРАНЦА И ЕГО ОБЪЯСНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕОРИЕЙ

Опыт показывает, что хорошие проводники электричества одновременно являются хорошими проводниками тепла. Очевидно, в металлах перенос энергии в процессе теплопередачи осуществляется, в основном, свободными электронами. Следовательно, между электропроводностью и теплопроводностью должна существовать связь.

Немецкие физики Г. Видеман и Р. Франц на основе экспериментов установили (1853 г.), что для всех металлов при одной и той же температуре отношение коэффициента теплопроводности χ к коэффициенту электропроводности σ одинаково, а при изменении температуры прямо пропорционально абсолютной температуре

$$\frac{\chi}{\sigma} = cT. \quad (10.1)$$

Если на электроны распространить выводы кинетической теории идеальных газов, то коэффициент теплопроводности электронного газа будет иметь вид

$$\chi = \frac{1}{3} v \bar{\lambda} \rho C_V, \quad (10.2)$$

тогда отношение

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{1}{3} v \bar{\lambda} \rho C_V : \frac{ne^2 \bar{\lambda}}{2mv} = \frac{2v^2 \rho C_V m}{3ne^2},$$

где плотность электронного газа $\rho = nm$, теплоемкость единицы массы $C_V = \frac{3}{2} R \frac{1}{N_A m} = \frac{3}{2} \frac{k}{m}$ и скорость $v = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$, в итоге получим

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T = cT, \quad (10.3)$$

где $c = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2$, его теоретическое значение оказалось близким к экспериментальному.

11. ЗАТРУДНЕНИЯ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПРОВОДИМОСТИ МЕТАЛЛОВ

Теория Друде–Лоренца не смогла объяснить целый ряд экспериментально установленных закономерностей для металлов.

1. Экспериментально установлено, что в довольно широком интервале температур T удельное электрическое сопротивление ρ пропорционально температуре $\rho_t = \rho_0(1 + \alpha t^0)$, т.е. $\rho \sim T$. Согласно же теории Друде–Лоренца,

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2mv}{ne^2 \bar{\lambda}} = \frac{2m \sqrt{\frac{3kT}{m}}}{ne^2 \bar{\lambda}}, \text{ т.е. } \rho \sim \sqrt{T}.$$

2. Еще большие затруднения возникли с теплоемкостью металлов. Согласно закону Дюлонга и Пти, а также опытных данных, молярная теплоемкость металлов мало отличается от молярной теплоемкости кристаллических диэлектриков и при обычных температурах близка к $3R$.

По классической электронной теории Друде–Лоренца, она должна быть в 1,5 раза больше, так как состоит из теплоемкости решетки ($3R$) и электронного газа ($1,5R$), т.е. $C = 3R + \frac{3}{2}R = \frac{9}{2}R$.

Необходимо сделать вывод, что энергия теплового движения свободных электронов в металлах практически не изменяется при нагревании проводника, электроны не принимают участия в аккумуляции сообщенной проводнику энергии – все это берет на себя решетка. Классическая электронная теория не может объяснить этот результат.

3. Возникли трудности и при оценке средней длины свободного пробега электронов в металле. Чтобы согласовать теоретические и экспериментальные значения электропроводности металлов (σ), приходится предположить, что свободные электроны пробегают без столкновения с ионами решетки сотни межузельных расстояний. Такое предположение непонятно в рамках классической электронной теории.

Лоренц предпринял попытку усовершенствовать электронную теорию. Он применил к электронному газу статистику Максвелла–Больцмана. Однако это "уточнение" привело в ряде случаев к результатам, которые еще хуже согласуются с опытом, чем выводы классической электронной теории. Требовалась качественно новая теория металлов. Такой теорией явилась *квантовая электронная теория металлов*, разработанная А. Зоммерфельдом (1928 г.). Зоммерфельд применил к электронному газу в металле не статистику Максвелла–Больцмана, а квантовую статистику Ферми–Дирака. Ему удалось получить правильное значение молярной теплоемкости электронного газа и объяснить малый вклад электронов проводимости в теплоемкость металлов.

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

12. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТОКА

До сих пор мы интересовались лишь теми явлениями, связанными с прохождением тока, которые разыгрывались внутри проводника. Сюда относились тепловые и химические действия тока.

Теперь займемся явлениями, происходящими за пределами проводника, по которому идет электрический ток.

Насыпем железные опилки вокруг проводника (рис. 9) с током – прямым или круговым. Видим, что они как бы слипаются друг с другом в цепочки, образуя замкнутые петли. Это явление свидетельствует о действии в пространстве вокруг тока некоторых сил.

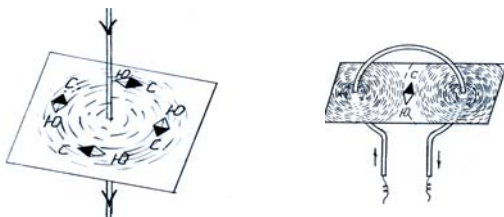


Рис. 9

Цепочки похожи на силовые линии электростатического поля, но, в отличие от последних, всегда замкнуты.

Легко убедиться в том, что имеем дело не с электрическим полем – опилки из диэлектрика не образуют вокруг проводников с током замкнутых цепочек.

Заряженный легкий шарик около проводника с током (рис. 10) не испытывает силового воздействия, а контур с током – вращается. К тому же, проводник с током втягивается или выталкивается из магнитного поля постоянного магнита (рис. 11).

Следовательно, *проводник с током окружает поле, которое принято называть магнитным*.

Поскольку электрический ток есть упорядоченное движение электрических зарядов, то приходим к выводу, что движущиеся электрические заряды сверх электростатического поля создают еще и магнитное, которое действует лишь на движущиеся электрические заряды.

Это заключение с большой убедительностью подтверждают опыты А.А. Эйхенвальда (1901 г.) по определению магнитного поля, созданного вращающимися пластинами плоского заряженного конденсатора (рис. 13), и опыты А.Ф. Иоффе (1911 г.) по измерению действия магнитного поля пучков движущихся электронов на магнитную стрелку и магнитного поля на эти пучки (рис. 12).

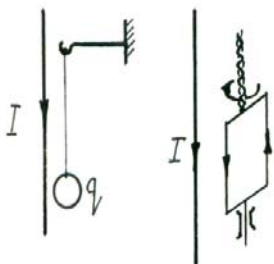


Рис. 10

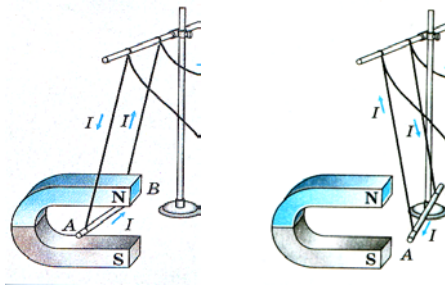


Рис. 11

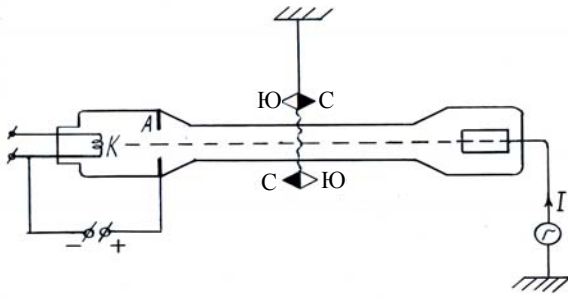


Рис. 12

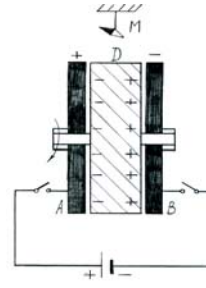


Рис. 13

13. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВИЖУЩИХСЯ ЗАРЯДОВ И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ТОКОВ

Рассмотрим взаимодействие двух элементарных зарядов dq и dq' , движущихся со скоростями \vec{v} и \vec{v}' (рис. 14), при этом вектор скорости $\vec{v} \subset P$, а вектор скорости \vec{v}' пересекает плоскость P .

Электрическая сила, с которой взаимодействуют эти заряды, определяется по формуле

$$d\vec{F}_{\text{электр}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dqdq'}{r^3} \vec{r}. \quad (13.1)$$

Магнитная сила, действующая со стороны заряда dq на заряд dq' , определяется по формуле

$$d\vec{F}'_{\text{магн}} = k \frac{[dq\vec{v}'][dq\vec{v}\vec{r}]}{r^3}, \quad (13.2)$$

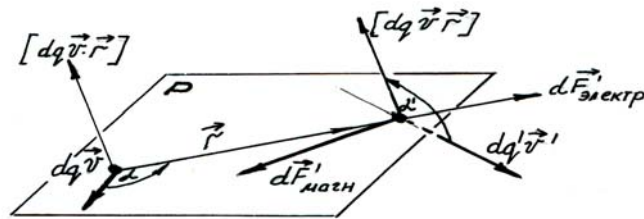


Рис. 14

где k – коэффициент, зависящий от выбора системы единиц. Из опыта установлено, что $k = 10^{-7}$ Гн/м (Н/м³), а из соображений рационализации, в системе СИ $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$. Тогда (13.2) примет вид

$$d\vec{F}'_{\text{магн}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[dq\vec{v}'][dq\vec{v}\vec{r}]}{r^3}, \quad (13.3)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, равная $4\pi k = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м.

Направление силы $d\vec{F}'_{\text{магн}}$ определяется следующим образом:

1. Определяется направление "внутреннего векторного произведения" $[dq\vec{v}\vec{r}]$.
2. Определяется направление "внешнего векторного произведения" $d\vec{F}'_{\text{магн}}$.

Из рис. 14 видно, что под действием магнитных сил движущиеся одноименные заряды сближаются.

На практике чаще имеют дело не с точечными зарядами, а с их совокупностью – токами.

Выделим в проводнике (рис. 15) элементарные объемы

$$dV = Sdl \text{ и } dV' = S'dl',$$

где $d\vec{l}$ и $d\vec{l}'$ совпадают с направлениями токов I и I' .

Тогда величина $I d\vec{l}$ называется элементарным током.

Покажем, что

$$dq\vec{v} = I d\vec{l}.$$

$$dq\vec{v} = nedV\vec{v} = ne\vec{v}Sdl = jS_n dl = I d\vec{l}.$$

Точно так же и $dq'\vec{v}' = I' d\vec{l}'$. Тогда будем иметь

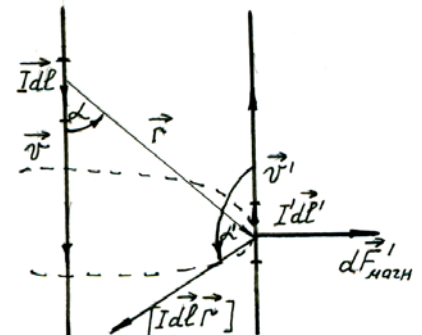


Рис. 15

$$d\vec{F}'_{\text{магн}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[I'd\vec{l}'[Id\vec{l}\vec{r}]]}{r^3}, \quad (13.4)$$

Выражение (13.4) получило название *формулы Неймана* или *закона взаимодействия элементарных токов*. Численное значение силы имеет вид

$$dF'_{\text{магн}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin\alpha I'dl' \sin\alpha'}{r^2}. \quad (13.5)$$

При этом $dF'_{\text{магн}} = 0$ при $\alpha = 0$ или $\alpha = \pi$ (когда векторы $Id\vec{l}$ и \vec{r} направлены вдоль одной прямой в одну или противоположные стороны), при $\alpha' = 0$ или $\alpha' = \pi$ (вектор $I'd\vec{l}'$ перпендикулярен к плоскости, в которой лежат векторы $Id\vec{l}$ и \vec{r}).

14. ИНДУКЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Часть закона (13.4) взаимодействия элементарных токов $\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[Id\vec{l}\vec{r}]}{r^3}$ зависит только от элементарного тока $Id\vec{l}$ и положения точки, в которой находится другой элемент $I'd\vec{l}'$. Следовательно, это выражение может служить характеристикой магнитного поля, созданного элементарным током $Id\vec{l}$. Оно называется *индукцией магнитного поля*

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[Id\vec{l}\vec{r}]}{r^3}. \quad (14.1)$$

Вектор $d\vec{B}$ перпендикулярен плоскости, в которой лежат векторы $Id\vec{l}$ и \vec{r} . Для вектора индукции справедлив принцип суперпозиции

$$\vec{B} = \int d\vec{B}.$$

Введя вектор магнитной индукции в закон взаимодействия элементарных токов, получим закон Ампера, определяющий силу, действующую на элементарный ток $I'd\vec{l}'$ со стороны магнитного поля элементарного тока $Id\vec{l}$

$$d\vec{F}'_{\text{магн}} = [I'd\vec{l}'\vec{B}]. \quad (14.2)$$

Модуль этой силы равен

$$dF'_{\text{магн}} = I'dl'BS\sin\alpha, \quad (14.3)$$

где α – угол между $I'd\vec{l}'$ и \vec{B} .

Индукция магнитного поля – физическая векторная величина, характеризующая силовое действие магнитного поля на движущиеся в нем электрические заряды и численно равная величине силы, с которой магнитное поле действует в данной точке на единичный элемент тока, расположенный перпендикулярно полю.

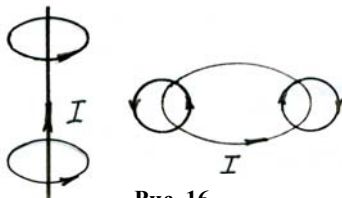


Рис. 16

Графически магнитное поле изображается с помощью силовых линий вектора \vec{B} (рис. 16).

Силовые линии вектора индукции \vec{B} замкнуты вокруг тока. Если вектор \vec{B} везде одинаков по направлению и численно, то поле считается однородным.

Единицей измерения индукции магнитного поля является Тесла.

Тесла – индукция однородного поля, в котором на элемент тока – 1 Ам, расположенный перпендикулярно полю, действует сила 1 Н

$$1 \text{ Тл} = \frac{1 \text{ Н}}{1 \text{ Ам}}.$$

15. ЗАКОН БИО–САВАРА–ЛАПЛАСА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ РАСЧЕТА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Этот закон вытекает из закона взаимодействия элементарных токов и принципа суперпозиции полей. Он позволяет найти индукцию поля как отдельных элементов тока (рис. 17) (дифференциальная запись закона), так и токов, текущих в проводниках конечных размеров (интегральная запись).

Так как $d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[Id\vec{l}\vec{r}]}{r^3}$, то его модуль

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin\alpha}{r^2} \text{ – дифференциальная запись.}$$

Для проводника конечной длины L интегральная запись закона будет иметь вид

$$\vec{B} = \int_L \frac{\mu_0 [Id\vec{l}\vec{r}]}{4\pi r^3}.$$

Рассмотрим примеры применения закона Био–Савара–Лапласа для расчета полей проводников с током.

1. *Магнитное поле прямого проводника с током* (рис. 18).

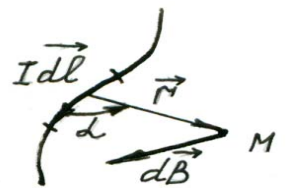


Рис. 17

Выделим на проводнике элементарный ток $I d\vec{l}$ и воспользуемся принципом суперпозиции полей $\vec{B} = \int d\vec{B}$.

Для проводника длиной L будем иметь

$$B = \int_L \frac{\mu_0 I dl \sin \alpha}{4\pi r^2},$$

где dl, r, α – переменные величины.

Заменяем их в соответствии с рис. 18.

$$r = \frac{r_0}{\sin \alpha}; \quad dl = \frac{rd\alpha}{\sin \alpha} = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2 \alpha}.$$

Получим

$$B = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\mu_0 I \sin \alpha d\alpha}{4\pi r_0} = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (15.1)$$

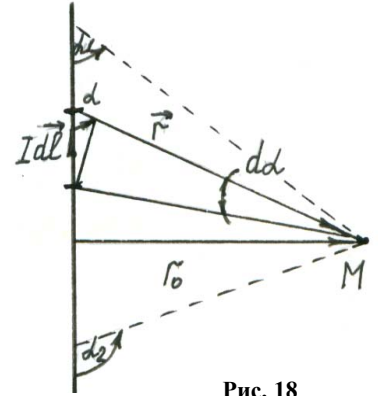


Рис. 18

Для бесконечно длинного прямого проводника, когда $\alpha_1 = 0$ и $\alpha_2 = \pi$, индукция поля будет равна

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}. \quad (15.2)$$

2. Магнитное поле на оси кругового тока (рис. 19).

Разобьем круговой ток на элементарные токи $I d\vec{l}$, а созданное ими поле $d\vec{B}$ разложим по двум направлениям: вдоль оси OM и перпендикулярно к ней – $d\vec{B} = d\vec{B}_\perp + d\vec{B}_\parallel$. Как видно из рис. 19, все перпендикулярные составляющие будут взаимно скомпенсированы. Останутся только составляющие вдоль оси. Численно $dB_\parallel = dB \sin \beta = dB \frac{R}{r}$, их суммарное значение

$$\int_L dB_\parallel = B.$$

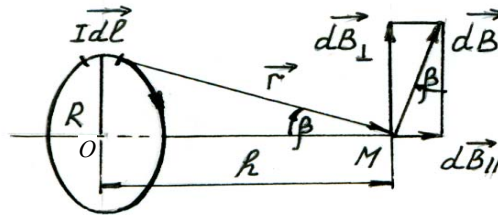


Рис. 19

Так как

$$dB = \frac{\mu_0 I dl \sin \alpha}{4\pi r^2} = \frac{\mu_0 I dl}{4\pi r^2},$$

где $\alpha = \pi/2$, $\sin \alpha = 1$, то

$$B = \int_0^{2\pi R} \frac{\mu_0 I dl R}{4\pi r^3} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{R}{r^3} 2\pi R = \frac{\mu_0 R^2 I}{2(R^2 + h^2)^{3/2}}, \quad (15.3)$$

где $(R^2 + h^2)^{1/2} = r$.

В центре контура, при $h = 0$,

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R}. \quad (15.4)$$

16. ЦИРКУЛЯЦИЯ ВЕКТОРА МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ. ВИХРЕВОЙ ХАРАКТЕР МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В электростатике было показано, что поле потенциально, если циркуляция его силовой характеристики (вектора напряженности) по замкнутому контуру равна нулю, т.е. $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0$.

Какой будет циркуляция вектора индукции для магнитного поля? Найдем ее. Для этого рассмотрим поле тока проводимости (в проводнике, расположенном перпендикулярно плоскости чертежа – рис. 20).

Контур обхода L расположен перпендикулярно току I . Для элементарного перемещения $d\vec{l}$ вдоль контура $\vec{B} d\vec{l} = B dl \cos \alpha = B dl_B$, а так как $dl_B = r d\varphi$, $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$, то $\vec{B} d\vec{l} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} d\varphi$ и циркуляция по всему контуру будет

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi = \mu_0 I, \quad (16.1)$$

т.е. циркуляция вектора индукции магнитного поля не равна нулю.

Если контур обхода не охватывает тока, то $\oint_L \vec{B} d\vec{l} = 0$.

Если контур обхода охватывает ток N раз, то $\oint d\varphi = 2\pi N$ и

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 IN. \quad (16.2)$$

Для m токов

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{i=1}^{i=m} I_i. \quad (16.3)$$

Циркуляция вектора индукции стационарного магнитного поля в вакууме равна произведению магнитной постоянной μ_0 на алгебраическую сумму токов проводимости, охватываемых контуром интегрирования.

Так как циркуляция вектора \vec{B} не равна "0", то, в отличие от электростатического поля, магнитное поле не потенциально, оно называется *вихревым полем*.

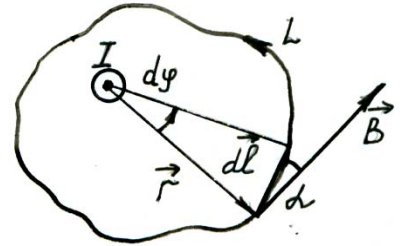


Рис. 20

17. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРЕМЫ О ЦИРКУЛЯЦИИ ВЕКТОРА ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ К РАСЧЕТУ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Эта теорема в электромагнетизме играет такую же роль, что и теорема Остроградского – Гаусса в электростатике.

Приведем схему расчета полей с применением теоремы о циркуляции вектора индукции.

1. Выясняется характер симметрии поля.
2. Выбирается замкнутый контур обхода так, чтобы численное значение \vec{B} во всех точках контура или на отдельных его участках было одинаковым, а угол между \vec{B} и $d\vec{l}$ равен 0 или $\pi/2$.
3. Вычисляется циркуляция \vec{B} по контуру. Найденное значение циркуляции приравнивается алгебраической сумме токов, охватываемых контуром обхода.
4. Составленное равенство решается относительно \vec{B} .

Примеры расчета полей:

1. *Магнитное поле соленоида* (рис. 21).

Выберем контур обхода так, как показано на рис. 21. Пусть ток в соленоиде I , число витков на единицу длины – n . Линии индукции вектора \vec{B} внутри соленоида проходят через конечное сечение S .

Вне соленоида индукция поля очень мала. Из соображения симметрии видно, что индукция поля внутри соленоида одинакова, а проекции \vec{B} на остальные элементы контура обхода равны 0. Тогда $\oint_L \vec{B} d\vec{l} = Bl$, а так как

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 IN,$$

где $N = nl$, то $Bl = \mu_0 nIl$

и
$$B = \mu_0 nI. \quad (17.1)$$

2. *Магнитное поле тороида* (рис. 22).

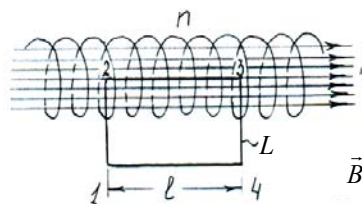


Рис. 21

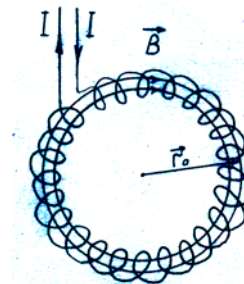


Рис. 22

Линии индукции поля тороида представляют собой окружности, центры которых совпадают с центром тороида. Пусть r_0 – радиус осевой линии, n – число витков на единицу длины; I – ток в тороиде.

Так как геометрическое место для одинаковых \vec{B} – окружности, то контур обхода L выберем в виде окружности.

Тогда $\oint_L \vec{B} d\vec{l} = B2\pi r_0$, а так как $\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 IN$, то $B2\pi r_0 = \mu_0 NI$,

откуда
$$B = \mu_0 nI . \quad (17.2)$$

18. ПОТОК ВЕКТОРА ИНДУКЦИИ

Элементарным потоком вектора индукции магнитного поля $d\Phi$ сквозь элементарную площадку dS (рис. 23) называется скалярная физическая величина, определяемая выражением

$$d\Phi = \vec{B} d\vec{S} = B dS \cos \alpha .$$

Знак $d\Phi$ зависит от выбора направления нормали \vec{n} . Для конечной поверхности

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} . \quad (18.1)$$

При $\vec{B} = \text{const}$ и плоской поверхности $\Phi = BS \cos \alpha$.

Если поверхность замкнута, то поток через любую замкнутую поверхность будет равен нулю (рис. 24).

$$\Phi = \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 . \quad (18.2)$$

Выражение (18.2) есть теорема Гаусса для магнитного поля.

Измеряется магнитный поток в Веберах $1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot \text{м}^2$.

ДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТОК

19. ЗАКОН АМПЕРА

Закон Ампера позволяет определить силу, с которой усредненное магнитное поле действует как на отдельный элемент тока, так и на проводник с током конечных размеров.

Этот закон является следствием закона взаимодействия элементарных токов и принципа суперпозиции магнитных полей:

$$d\vec{F}'_{\text{магн}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[I'd\vec{l}'[Id\vec{l}\vec{r}]]}{r^3} \quad \text{и} \quad \vec{B} = \int_L d\vec{B};$$

$$d\vec{F} = [Id\vec{l}\vec{B}]. \quad (19.1)$$

Численное значение силы, действующей на элемент тока (рис. 25)

$$dF = IdlB \sin \alpha .$$

Для конечного проводника с током

$$\vec{F} = \int_L dF = \int_L [Id\vec{l}\vec{B}]. \quad (19.2)$$

20. ЗАДАЧИ НА ЗАКОН АМПЕРА

1. Определение силы воздействия на прямолинейный проводник с током.

Если магнитное поле \vec{B} везде однородно, проводник с током I прямой, то угол α везде один и тот же; все $d\vec{F}$ параллельны, и модуль результирующей будет равен сумме модулей

$$F = \int dF = \int_0^l IdlB \sin \alpha = IlB \sin \alpha . \quad (20.1)$$

Значение силы зависит от ориентации тока: $F = 0$ при $\alpha = 0$ и $F = \text{max}$ при $\alpha = \pi/2$.

2. Взаимодействие двух бесконечно длинных параллельных токов.

Пусть токи I_1 и I_2 расположены на расстоянии r_0 друг от друга (рис. 26). Ток I_1 создает поле, ток I_2 испытывает действие. Так как токи параллельны, то каждый элемент второго тока испытывает одинаковую силу со стороны постоянной \vec{B}_1 . Для тока I_1

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r_0},$$

тогда $F_{2,1} = I_2 l B_1 \sin \alpha$.

При $\alpha = \pi/2$ получим

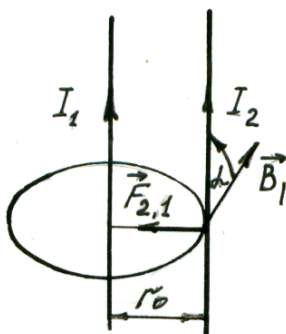


Рис. 26

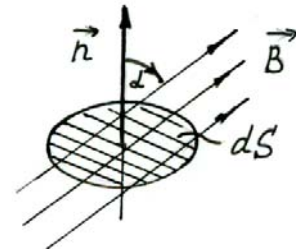


Рис. 23



Рис. 24

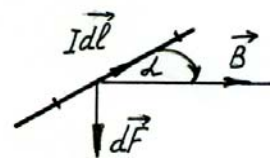


Рис. 25

$$F_{2,1} = I_2 l \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r_0}. \quad (20.2)$$

Сила, действующая на единицу длины второго проводника, равна

$$\frac{F_{2,1}}{l} = \frac{\mu_0}{2\pi r_0} I_1 I_2. \quad (20.3)$$

Такая же сила действует со стороны второго проводника на первый.

Закон взаимодействия параллельных токов (20.2) и (20.3) используется для установления единицы силы тока в системе СИ – Ампера.

Ампер – сила не изменяющегося тока, который, проходя по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого кругового сечения, расположенным на расстоянии 1 м один от другого в вакууме, вызывал бы между этими проводниками силу, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н на каждый метр длины.

3. *Замкнутый плоский контур с током в однородном магнитном поле.*

А. Пусть плоский контур расположен в магнитном поле так, как показано на рис. 27. Магнитный момент контура $\vec{p}_m = I \vec{S}_n$ образует с \vec{B} угол α . На стороны b , в соответствии с законом Ампера, действуют силы \vec{F} , растягивающие рамку и лежащие в ее плоскости. Силы, действующие на стороны a , образуют пару сил, механический вращательный момент которой относительно какой-либо стороны a равен

$$M = F_a h = F_a b \sin \alpha.$$

Величина силы \vec{F}_a равна $F_a = IaB \sin \pi/2$, следовательно, момент

$$M = IaBbs \sin \alpha = ISB \sin \alpha = p_m B \sin \alpha. \quad (20.4)$$

Учитывая взаимную ориентацию векторов \vec{p}_m и \vec{B} , получим

$$\vec{M} = [\vec{p}_m \vec{B}]. \quad (20.5)$$

Вращательный момент будет равен нулю при $\alpha = 0$ или $\alpha = \pi$, т.е. когда $\vec{p}_m \uparrow \vec{B}$ или $\vec{p}_m \updownarrow \vec{B}$. Положение рамки, при $\alpha = 0$, называется *устойчивым равновесием* (при малейшем отклонении от этого положения возникают силы, возвращающие рамку в исходное состояние).

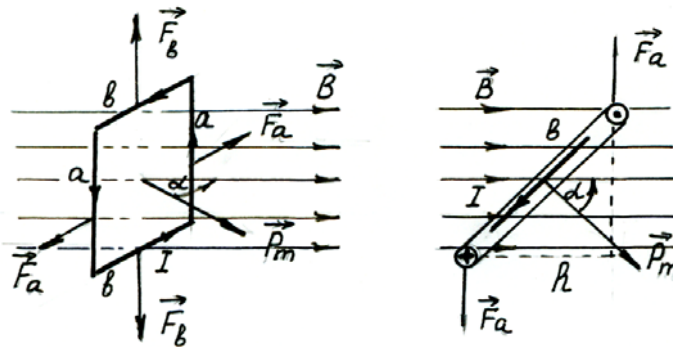


Рис. 27

Положение рамки при $\alpha = \pi$ называется *неустойчивым равновесием* (даже малейшее отклонение способствует дальнейшему повороту рамки от равновесного состояния). Пояснение на рис. 28.

Б. Контур, находящийся в магнитном поле, обладает механической энергией.

Мерой приращения этой энергии является работа, совершаемая вращательным моментом $dW = dA$. Из механики известно, что элементарная работа, совершаемая вращательным моментом, действующим на контур, равна

$$dA = M d\alpha,$$

где $d\alpha$ – угол поворота контура.

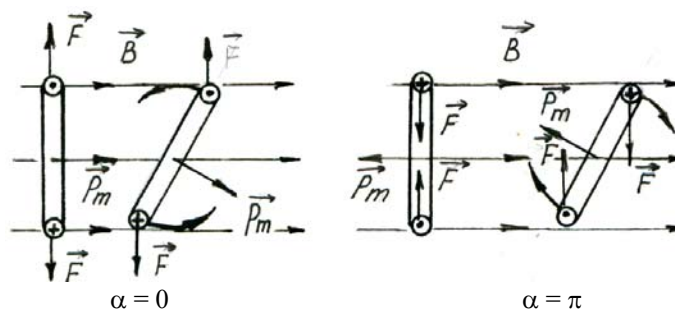


Рис. 28

С учетом того, что $M = p_m B \sin \alpha$, получим

$$dW = p_m B \sin \alpha d\alpha. \quad (20.6)$$

Проинтегрировав (20.6), имеем $W = -p_m B \cos \alpha + C$, где C можно взять равной 0, тогда

$$W = -p_m B \cos \alpha = -\vec{p}_m \vec{B}. \quad (20.7)$$

При увеличении угла α энергия контура возрастает, она максимальна $(+p_m B)$, когда $\vec{p}_m \uparrow \vec{B}$, и минимальна $(-p_m B)$, когда $\vec{p}_m \uparrow \uparrow \vec{B}$.

4. Контур с током в неоднородном магнитном поле.

Пусть изначально плоский круговой контур расположен так, что $\vec{p}_m \uparrow \vec{B}$ (рис. 29), вектор \vec{r} показывает направление возрастания поля \vec{B} (силовые линии не параллельны). Силы $d\vec{F}$, действующие на элементы тока, не будут лежать в плоскости контура. Разложим их по направлениям, параллельным плоскости контура – $d\vec{F}_n$ и перпендикулярным к ней – $d\vec{F}_\perp$.

Параллельные составляющие дадут силу, растягивающую или сжимающую плоский контур, а перпендикулярные составляющие, складываясь, дадут результирующую силу, вызывающую поступательное движение контура. При этом, если $\vec{p}_m \uparrow \vec{B}$, сила направлена по полю и контур втягивается в область более сильного поля. Если $\vec{p}_m \uparrow \downarrow \vec{B}$, то сила направлена против поля и контур будет выталкиваться из него (рис. 30).

Величину и направление силы можно определить из выражения для энергии контура

$$F_r = -\frac{\partial W}{\partial r} = -(-p_m \frac{\partial B}{\partial r} \cos \alpha) = p_m \frac{\partial B}{\partial r} \cos \alpha.$$

Если $\alpha = 0$, то $F > 0$ и направлена в сторону возрастания \vec{B} , при $\alpha = \pi$ сила $F < 0$ и направлена в сторону убывания поля \vec{B} .

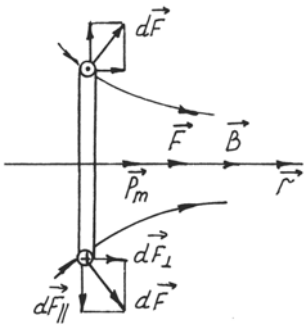


Рис. 29

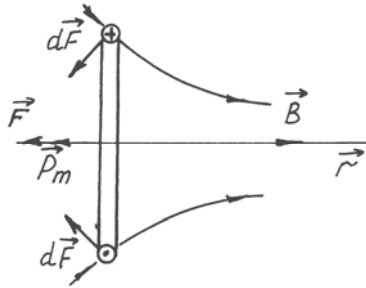


Рис. 30

21. РАБОТА СИЛ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

1. При перемещении проводника с током магнитная сила, действующая на ток, совершает работу. Если перемещение $d\vec{r}$ перпендикулярно полю \vec{B} , то элементарная работа

$$dA = F dr \cos \alpha = F dr,$$

где $F = IlB \sin \beta$. При $\beta = \pi/2$ (рис. 31)

$$dA = IlB dr = IBdS = Id\Phi,$$

где $d\Phi = BdS$ – магнитный поток, ометаемый проводником l .

При перемещении проводника на конечное расстояние

$$A_{1,2} = \int_1^2 dA = \int_0^\Phi Id\Phi = I\Phi. \quad (21.1)$$

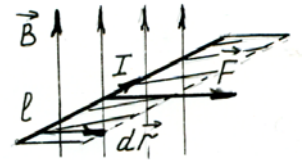


Рис. 31

2. При произвольном перемещении проводника с током (рис. 32) работа будет определяться как

$$dA = F dr \cos \alpha = IlB dr \cos \alpha = IBdS \cos \alpha,$$

где α – угол между перемещением $d\vec{r}$ и силой \vec{F} или между нормалью \vec{n} и полем \vec{B} . И в этом случае

$$dA = Id\Phi, \quad (21.2)$$

где $d\Phi = BdS \cos \alpha$.

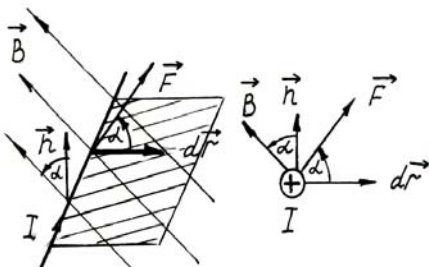


Рис. 32

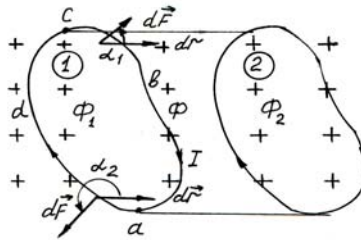


Рис. 33

3. Работа, совершаемая силами магнитного поля при перемещении замкнутого контура с током, равна произведению тока на приращение магнитного потока сквозь поверхность, опирающуюся на контур (рис. 33). Разобьем контур на два участка abc и cda . На участке abc угол между перемещением $d\vec{r}$ и силой $d\vec{F}$ острый, и работа по его перемещению положительна $A'_{1,2} > 0$, на участке cda угол тупой и работа $A'_{1,2} < 0$.

Учитывая, что $A'_{1,2} = I(\Phi + \Phi_2)$,

$A''_{1,2} = -I(\Phi_1 + \Phi)$, получим полную работу

$$A_{1,2} = A'_{1,2} + A''_{1,2} = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi. \quad (21.3)$$

Для элементарного перемещения $dA = Id\Phi$.

Такой же результат (21.3) можно получить, основываясь на выражении энергии контура с током. Так как $A_{1,2} = W_1 - W_2$, а энергия

$$W_1 = -p_m B_1 \cos \alpha_1; \quad W_2 = -p_m B_2 \cos \alpha_2,$$

где α_1 и α_2 – углы между \vec{p}_m и \vec{B}_1, \vec{B}_2 . Индукция поля внутри контура в обоих случаях не изменяется. Тогда $W_1 = -ISB_1 \cos \alpha_1 = -I\Phi_1$, $W_2 = -ISB_2 \cos \alpha_2 = -I\Phi_2$, и работа $A_{1,2} = W_1 - W_2 = -I(\Phi_1 - \Phi_2) = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi$, что и требовалось доказать.

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

22. СИЛА ЛОРЕНЦА

Силой Лоренца принято называть силу, с которой магнитное поле действует на отдельно движущуюся заряженную частицу.

На все носители тока, заключенные в элементарном токе $Id\vec{l}$, действует сила

$$d\vec{F} = [Id\vec{l} \vec{B}],$$

где $Id\vec{l} = dq\vec{v} = nqdV\vec{v}$, тогда $d\vec{F} = nqdV[\vec{v}\vec{B}]$, и на одну частицу действует сила Лоренца

$$\vec{F}_Л = \frac{d\vec{F}}{ndV} = q[\vec{v}\vec{B}]. \quad (22.1)$$

Направление силы определяется по правилу левой руки или правой тройкой векторов. Модуль силы равен $F_Л = qvB \sin \alpha$.

Так как сила Лоренца перпендикулярна к скорости, то она не совершает работы. Ее действие сводится к сообщению заряженной частице центростремительного ускорения.

23. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Движущаяся заряженная частица со стороны электрического поля испытывает силу $\vec{F}_{эл} = q\vec{E}$, оказывающую ускоряющее или отклоняющее действие.

Ускоряющее действие электрического поля используется в электронных лампах, электронно-лучевых трубках, ускорителях и т.п.

Связь между изменением скорости и ускоряющим напряжением определяется соотношениями:

$$A_{1,2} = W_{2,кин} - W_{1,кин}; \quad A_{1,2} = qU_{1,2},$$

где для нерелятивистских скоростей ($v \leq c$) – $W_{кин} = \frac{mv^2}{2}$, а для релятивистских скоростей ($v \approx c$) кинетическая энергия определяется полной энергией mc^2 движущегося тела и его энергией покоя m_0c^2 , т.е.

$$W_{кин} = mc^2 - m_0c^2,$$

где m_0 – масса покоя, а

$$m = m_0 / \sqrt{1 - v^2 / c^2}.$$

Тогда при $v \leq c$

$$qU_{1,2} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2}, \quad (23.1)$$

а при $v \rightarrow c$

$$qU_{1,2} = m_0c^2 (1/\sqrt{1 - v_2^2 / c^2} - 1/\sqrt{1 - v_1^2 / c^2}). \quad (23.2)$$

Отклоняющее действие электростатического поля используется для управления движением заряженных частиц в устройствах, называемых электростатическими отклоняющими системами.

Пусть положительно заряженная частица пролетает с начальной скоростью v_0 сквозь заряженный конденсатор длиной x_1 и попадает на экран (рис. 34). Ее отклонение относительно первоначального положения будет $y = y_1 + y_2$, где y_1 – отклонение внутри конденсатора под действием электрического поля

$$y_1 = \frac{at_1^2}{2}; \quad a = \frac{F}{m} = \frac{qE}{m}; \quad t_1 = \frac{x_1}{v_0}; \quad y_1 = \frac{qEx_1^2}{2mv_0^2}. \quad (23.3)$$

За пределами конденсатора частица летит прямолинейно под углом α к первоначальному направлению и отклоняется на величину

$$y_2 = x_2 \operatorname{tg} \alpha; \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_0} = \frac{at_1}{v_0} = \frac{qEx_1}{mv_0^2}; \quad y_2 = \frac{qEx_1x_2}{mv_0^2}. \quad (23.4)$$

Таким образом, полное отклонение

$$y = \frac{qEx_1}{m\nu_0^2} \left(\frac{x_1}{2} + x_2 \right). \quad (23.5)$$

Форма траектории будет определяться начальным углом входа частицы в поле, однородностью поля и начальной скоростью частицы.

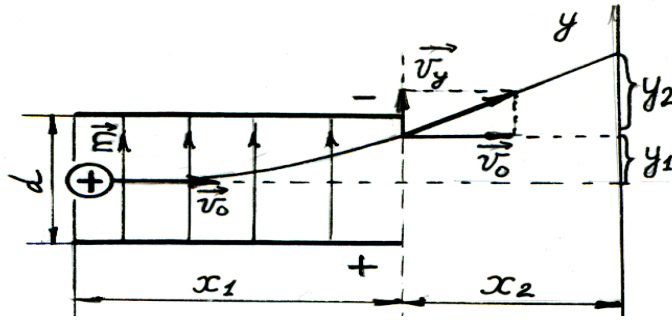


Рис. 34

24. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Как уже отмечалось, на заряженную частицу, движущуюся в магнитном поле, действует сила Лоренца $F_{Л} = q\nu B \sin \alpha$. В зависимости от значения угла α , эта сила принимает любые значения от $F = 0$ до $F = q\nu B$:

а) при $\alpha = 0$ или $\alpha = \pi$, т.е. когда $\vec{\nu} \uparrow \uparrow \vec{B}$ или $\vec{\nu} \uparrow \downarrow \vec{B}$, $\vec{F}_{Л} = 0$. Частица движется прямолинейно и равномерно, по инерции;

б) при $\alpha = \pi/2$ $F_{Л} = q\nu B$ и является центростремительной силой, т.е.

$$q\nu B = \frac{m\nu^2}{r}, \quad (24.1)$$

откуда можно определить радиус криволинейной траектории

$$r = \frac{\nu}{Bq/m} \quad (24.2)$$

Если $\vec{B} = \text{const}$ и $\vec{\nu} = \text{const}$, то и $r = \text{const}$, т.е. траектория – окружность (рис. 35). Период обращения частицы по окружности

$$T = \frac{2\pi r}{\nu} = \frac{2\pi}{Bq/m}, \quad (24.3)$$

при $\nu \leq c$ период не зависит от скорости;

в) при $0 < \alpha < \pi/2$ и $\vec{B} = \text{const}$ имеем винтовую линию.

Разложим начальную скорость $\vec{\nu}_0$ на две – вдоль поля и перпендикулярно к нему: $\vec{\nu}_{\parallel} = \vec{\nu}_0 \cos \alpha$ и $\vec{\nu}_{\perp} = \vec{\nu}_0 \sin \alpha$ (рис. 36). Сила Лоренца $F_{Л} = q\nu_{\perp} B = q\nu_0 B \sin \alpha$ вызывает движение по окружности.

Так как $\vec{\nu}_{\parallel} \uparrow \uparrow \vec{B}$ и не меняется по величине, то частица одновременно перемещается поступательно, в результате имеем движение по винтовой линии. Шаг винта определим как

$$h = \nu_{\parallel} T = \nu_0 \cos \alpha T = \frac{2\pi \nu_0 \cos \alpha}{Bq/m}. \quad (24.4)$$

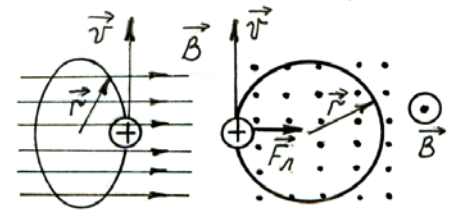


Рис. 35

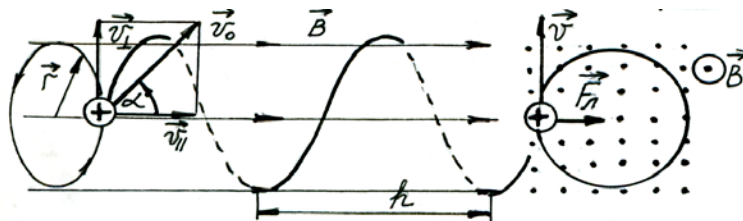


Рис. 36

25. ЭФФЕКТ ХОЛЛА

В 1880 г. Э. Холл (США) обнаружил явление, названное поперечным гальваномагнитным эффектом или эффектом Холла.

Суть явления заключается в возникновении ЭДС на гранях, поперечных току, в пластине, помещенной в магнитное поле, где вектор индукции магнитного поля \vec{B} перпендикулярен току I (рис. 37)

$$\varepsilon_{1,2\text{холл}} = R \frac{I}{b} B, \quad (25.1)$$

где R – коэффициент Холла.

Возникновение ЭДС на гранях пластины означает появление в проводнике сторонних сил.

В явлении Холла эту роль играют силы Лоренца. Разделение зарядов продолжается до выравнивания электрических и сторонних сил

$$\vec{F}_{\text{электр}} = \vec{F}_{\text{Л}}, \quad \text{при этом } U_{1,2} = -\varepsilon_{1,2\text{холл}}.$$

Для длинной и широкой пластины поле однородно.

$$\text{Поэтому } |U_{1,2}| = Ea. \quad (25.2)$$

$$\text{Так как } F_{\text{Л}} = qvB; \quad F_{\text{электр}} = qE; \quad \rightarrow vB = E.$$

Скорость v можно определить из плотности тока, $j = nqv$, где, в свою очередь, $j = \frac{I}{S} = \frac{I}{ab}$. Тогда

$$|U_{1,2}| = |\varepsilon_{1,2\text{холл}}| = Ea = vBa = \frac{j}{nq} Ba = \frac{IBa}{abnq} = \frac{1}{nqb} B. \quad (25.3)$$

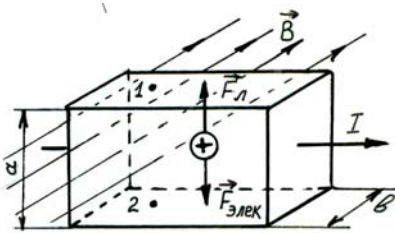


Рис. 37

Если в (25.3) $\frac{1}{nq}$ заменить на R , то получим формулу (25.1).

Полярность ЭДС определяется носителями зарядов в образце. Определяя $\varepsilon_{\text{холл}}$ на опыте, можно определить характер проводимости в проводниках и полупроводниках.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

26. НАМАГНИЧЕННОСТЬ МАГНЕТИКОВ

Все вещества, помещенные в магнитное поле, намагничиваются, т.е. приобретают вполне определенные магнитные моменты и сами становятся источниками магнитного поля. При этом полное поле \vec{B} в веществе (усредненное) складывается из намагничивающего поля \vec{B}_0 и поля, возникшего в веществе \vec{B}' , т.е. $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$.

Вещества, способные намагничиваться, называются магнетиками. В зависимости от того, как направлены в каждой точке магнетика поля \vec{B}' и \vec{B}_0 и как велико \vec{B}' , по сравнению с \vec{B}_0 , все вещества делятся на *диамагнетики* ($\vec{B}' \leq \vec{B}_0$, $\vec{B}' \uparrow \downarrow \vec{B}_0$), *парамагнетики* ($\vec{B}' \leq \vec{B}_0$, $\vec{B}' \uparrow \uparrow \vec{B}_0$) и *ферромагнетики* ($\vec{B}' \geq \vec{B}_0$, $\vec{B}' \uparrow \uparrow \vec{B}_0$).

Действие любого из магнетиков можно формально свести к совокупности замкнутых элементарных токов. Ампер назвал их молекулярными токами (или микротоки). Каждый микроток имеет свое магнитное поле, характеризуемое магнитным моментом \vec{p}_m (рис. 38)

$$\vec{p}_m = i_{\text{микро}} \vec{S},$$

где $i_{\text{микро}}$ – микроток; \vec{S} – вектор, численно равный площади, охватываемой микротоком.

В намагниченном веществе магнитные поля микротоков, складываясь, дают результирующее поле \vec{B}' , а магнитные моменты – некоторый результирующий момент.

Магнитное состояние намагниченного вещества характеризуется вектором намагниченности или намагничивания.

Вектор намагниченности \vec{J} – физическая векторная величина, характеризующая интенсивность намагничивания вещества и равная магнитному моменту единицы объема вещества. Для однородного магнетика

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_m}{\Delta V},$$

для неоднородного

$$\vec{J} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{p}_m}{\Delta V}. \quad (26.1)$$



Рис. 38

Магнетик называется однородным, если его магнитные свойства одинаковы во всех его точках.

Магнетик называется изотропным, если его магнитные свойства одинаковы по всем направлениям.

Теория и опыт показывают, что в однородной, изотропной неферромагнитной среде, в не очень сильных полях и при не очень высоких частотах изменения внешнего поля \vec{B}_0 имеет место соотношение

$$\vec{J} = \chi \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}, \quad (26.2)$$

где χ – безразмерный коэффициент, зависящий от природы вещества и называемый магнитной восприимчивостью; $\frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$ и \vec{J} по размерности одинаковы

$$\left| \frac{B_0}{\mu_0} \right| = \frac{H/Am}{H/A^2} = A/m; \quad |J| = \frac{Am^2}{m^3} = A/m.$$

Между магнитной индукцией поля микротоков \vec{B}' и вектором намагниченности \vec{J} существует связь. Установим ее.

В магнитное поле с индукцией \vec{B}_0 внесем металлический стержень, все его микротоки установятся перпендикулярно \vec{J} . Рассмотрим поперечное сечение цилиндра (рис. 39).

Смежные микротоки компенсируются. Не компенсируются только микротоки во внешнем слое (10^{-10} м).

Эти токи дают результирующий поверхностный ток, который и создает поле \vec{B}' . Оно подобно полю соленоида

$$B' = \mu_0 I_{\text{микро}},$$

где $I_{\text{микро}}$ – поверхностный ток, приходящийся на единицу длины, или поверхностная плотность тока (для соленоида

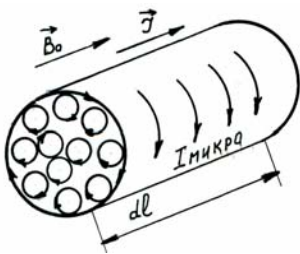


Рис. 39

$$B = \frac{\mu_0 NI}{l}.$$

Микроток i , приходящийся на отрезок dl цилиндра, равен $i = I_{\text{микро}} dl$, его магнитный момент $p_m = iS = I_{\text{микро}} dl dS$, где dS – сечение стержня. Поделив магнитный момент на элементарный объем $dV = dl dS$, получим магнитный момент единицы объема, т.е. намагниченность

$$\frac{I_{\text{микро}} dl dS}{dl dS} = J = I_{\text{микро}},$$

тогда

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}, \quad (26.3)$$

т.е. векторы \vec{B}' и \vec{J} совпадают. Учитывая, что $\vec{J} = \chi \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$ (26.2), получим $\vec{B}' = \chi \vec{B}_0$, и полное поле в веществе станет равным

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0 + \chi \vec{B}_0 = (1 + \chi) \vec{B}_0 = \mu \vec{B}_0, \quad (26.4)$$

где μ – относительная магнитная проницаемость вещества. Она показывает, во сколько раз изменяется поле в веществе, по сравнению с вакуумом $\mu = B / B_0$.

27. ЗАКОН ПОЛНОГО ТОКА ДЛЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЕЩЕСТВЕ

Установлено, что магнитное поле создается любыми токами, как макроскопическими, так и микротоками. Следовательно, выражение (16.1) примет вид

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I_{\text{пров}} + \mu_0 \sum i_{\text{микро}}. \quad (27.1)$$

Между вектором намагничения \vec{J} и микротоками $i_{\text{микро}}$ существует связь. Проведем внутри материала проводника замкнутый контур L (рис. 40) и подсчитаем число микротоков, нанизанных на элемент контура dl . Нанизываются будут те токи, центры которых лежат внутри наклонного цилиндра с площадью основания dS и длиной dl .

При концентрации микротоков n их полное число в цилиндре

$$ndV = ndS dl \cos \alpha,$$

где α – угол между dl и \vec{J} . Суммарный ток будет равен $i_{\text{микро}} ndS dl \cos \alpha$. Учитывая, что по определению

$$i_{\text{микро}} dS n = p_m = J$$

есть вектор намагничения, получаем, что суммарный микроток, связанный с элементом dl контура обхода, равен

$$i_{\text{микро}} ndS dl \cos \alpha = J dl \cos \alpha = \vec{J} d\vec{l},$$

т.е. полный микроток, охватываемый контуром L , будет $\sum i_{\text{микро}} = \oint_L \vec{J} d\vec{l}$ и тогда (27.1)

примет вид

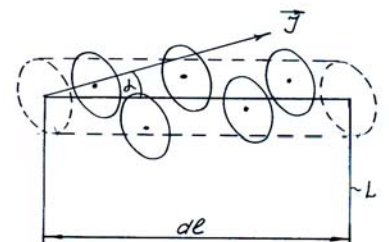


Рис. 40

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I_{\text{пров}} + \mu_0 \oint_L \vec{J} d\vec{l} . \quad (27.2)$$

Разделим выражение (27.2) на μ_0 и объединим интегралы

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{l} = \sum I_{\text{пров}} , \quad (27.3)$$

где выражение $\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \vec{H}$ называется напряженностью магнитного поля. Единицей напряженности является А/м, что следует из (27.3).

$$|\vec{H}|_{\text{м}} = A , \text{ откуда } |\vec{H}| = A/\text{м} .$$

Выполнив замену в (27.3), получим

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \sum I_{\text{пров}} . \quad (27.4)$$

Выражение (27.4) называется *законом полного тока* или *теоремой о циркуляции вектора напряженности магнитного поля*.

Циркуляция вектора напряженности стационарного магнитного поля равна полному току проводимости, протекающему через любую поверхность, опирающуюся на контур интегрирования.

Таким образом, для характеристики магнитного поля введены два вектора \vec{B} и \vec{H} . Основным является \vec{B} . Поскольку \vec{H} зависит от макротокков, то по ним легче следить за изменениями поля.

\vec{H} зависит от среды μ , в ограниченных магнетиках – от их формы и размеров. \vec{H} не зависит от среды, когда однородная среда заполняет все пространство поля или эта среда не пересекается с линиями внешнего поля.

Примеры определения напряженности поля в магнетиках.

1. Напряженность магнитного поля в вакууме.

Так как для вакуума $\vec{J} = 0$, то и $\vec{B}' = 0$. Следовательно,

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0 \text{ и } \vec{H}_0 = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} . \quad (27.5)$$

Напряженность магнитного поля в вакууме \vec{H}_0 равна \vec{B}_0 , деленному на μ_0 .

2. Напряженность магнитного поля в безграничной однородной изотропной среде.

Рассмотрим безграничный соленоид. Если в нем сердечника нет, то $\vec{H}_0 = \vec{B}_0 / \mu_0$. После заполнения соленоида однородным изотропным веществом $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \frac{\vec{B}_0 + \vec{B}'}{\mu_0} - \vec{J}$, но так как $\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}$ (26.3),

то, $\vec{H} = \vec{B}_0 / \mu_0$, т.е. поле в однородном изотропном магнетике равно полю в вакууме $\vec{H} = \vec{H}_0$ (27.5) и совпадает с напряженностью внешнего поля. Для изотропной неферромагнитной среды связь между \vec{B} и \vec{H} проста, так как $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$, то из $\vec{B} = \mu \vec{B}_0$ следует, что

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} . \quad (27.6)$$

3. Напряженность поля в ограниченных магнетиках.

Рассмотрим бесконечно длинный соленоид с однородным, изотропным сердечником. Удалим части А и Б (рис. 41).

Тогда индукция \vec{B}_1 станет меньше \vec{B} , а так как $\vec{B}_1 < \vec{B}$, то и напряженность поля в коротком сердечнике $\vec{H}_1 = \vec{B}_1 / \mu_0 \mu$ будет меньше напряженности поля длинного сердечника $\vec{H} = \vec{B} / \mu_0 \mu$, т.е. $\vec{H}_1 < \vec{H}$, но $\vec{H} = \vec{H}_0$, следовательно $\vec{H}_1 < \vec{H}_0$.

В ограниченных магнетиках напряженность магнитного поля меньше напряженности внешнего поля.

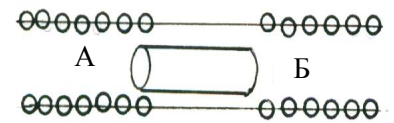


Рис. 41

28. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ВЕКТОРОВ \vec{H} И \vec{B}

Для ограниченных магнетиков большое значение приобретают граничные условия, определяющие поведение \vec{B} и \vec{H} на границе раздела сред. Эти условия вытекают из теоремы о циркуляции вектора напряженности и теоремы Гаусса для вектора индукции.

На границе раздела двух магнетиков с магнитными проницаемостями μ_1 и μ_2 вырежем небольшой цилиндр так, чтобы его образующая была перпендикулярна границе раздела магнетиков (рис. 42).

Для рассматриваемого цилиндра по теореме Гаусса поток Φ равен нулю

$$\Phi = B_{n_2} S - B_{n_1} S = 0 ,$$

откуда $B_{n_2} = B_{n_1}$, (28.1)

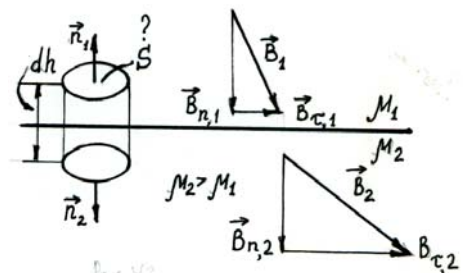


Рис. 42

нормальные составляющие вектора индукции при переходе границы раздела магнетиков не изменяются.

Выразив вектор индукции через напряженность поля, получим

$$\mu_0 \mu_1 H_{n1} = \mu_0 \mu_2 H_{n2},$$

откуда

$$\frac{H_{n1}}{H_{n2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}. \quad (28.2)$$

Вычислим циркуляцию вектора напряженности по прямоугольному контуру, стороны которого параллельны границе раздела магнетиков (рис. 43)

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = H_{\tau_2} l - H_{\tau_1} l = \sum I = 0,$$

так как контур обхода не охватывает токов.

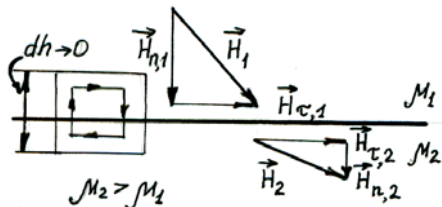


Рис. 43

Из последнего равенства получаем

$$H_{\tau_2} = H_{\tau_1}, \quad (28.3)$$

еще раз учитывая, что

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H},$$

имеем

$$\frac{B_{\tau_1}}{B_{\tau_2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}. \quad (28.4)$$

Таким образом, при переходе через границу раздела двух магнетиков нормальная составляющая вектора индукции \vec{B}_n и тангенциальная составляющая вектора напряженности \vec{H}_τ не изменяется; тангенциальная составляющая вектора индукции \vec{B}_τ и нормальная составляющая вектора напряженности \vec{H}_n изменяются скачкообразно (рис. 44).

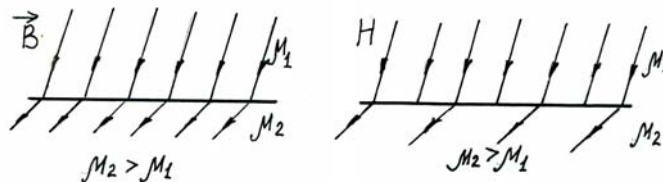


Рис. 44

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Детлаф, А.А. Курс физики / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М. : Высшая школа, 1989.
2. Зисман, Г.А. Курс общей физики / Г.А. Зисман, О.М. Тодес. – М. : Наука, 1971. – Т.2.
3. Савельев, И.В. Курс общей физики / И.В. Савельев. – М. : Наука, 1989. – Т. 2.
4. Яворский, Б.М. Курс физики / Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. – М. : Наука, 1989. – Т.2.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК	3
1. Электрический ток и его характеристики	3
ЗАКОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА	4
2. Закон Ома для однородного участка цепи	4
3. Закон Джоуля–Ленца	6
4. Электродвижущая сила источника тока и закон Ома для неоднородного участка цепи	6
5. Разветвленные цепи. Правила Кирхгофа	10
КЛАССИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ ПРОВОДИМОСТИ МЕТАЛЛОВ	11
6. Природа носителей тока в металле	11
7. Классическая теория электропроводности металлов Друде–Лоренца	12
8. Вывод закона Ома на основе классической теории проводимости металлов	13
9. Вывод закона Джоуля–Ленца на основе классической теории проводимости металлов	14
10. Закон Видемана–Франца и его объяснение электронной теорией	14
11. Затруднения классической теории проводимости металлов ...	15
ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ	16
12. Магнитное поле тока	16
13. Электромагнитное взаимодействие движущихся зарядов и элементарных токов	18
14. Индукция магнитного поля	20
15. Закон Био–Савара–Лапласа и его применение для расчета магнитных полей	21
16. Циркуляция вектора магнитной индукции. Вихревой характер магнитного поля	23
17. Применение теоремы о циркуляции вектора индукции магнитного поля к расчету магнитных полей	24
18. Поток вектора индукции	25
ДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТОК	25
19. Закон Ампера	25
20. Задачи на закон Ампера	26
21. Работа сил магнитного поля	29
ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ	31
22. Сила Лоренца	31
23. Движение заряженной частицы в электрическом поле	31
24. Движение заряженной частицы в магнитном поле	33
25. Эффект Холла	34
МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ	35
26. Намагниченность магнетиков	35
27. Закон полного тока для магнитного поля в веществе	37
28. Граничные условия для векторов \vec{H} и \vec{B}	39
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	