

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

С. В. Родин

**ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

Под общей редакцией В. И. Мурзова

*Рекомендовано УМО по образованию в области информатики
и радиоэлектроники для специальностей, закрепленных за УМО,
в качестве учебно-методического пособия*

Минск БГУИР 2013

УДК 537.8(076.5)
ББК 22.336я73
Р60

Р е ц е н з е н т ы:

кафедра профессионального обучения и педагогики
Белорусского национального технического университета
(протокол №7 от 23 февраля 2012 г.);

доцент кафедры технической физики Белорусского национального
технического университета, кандидат физико-математических наук
Е. А. Шашков

Родин, С. В.

Р60 Электромагнетизм. Лабораторный практикум : учеб.-метод. пособие /
С. В. Родин ; под общ. ред. В. И. Мурзова. – Минск : БГУИР, 2013. –
58 с. : ил.
ISBN 978-985-488-910-8.

Лабораторный практикум предназначен для организации самостоятельной работы студентов на лабораторных занятиях по электричеству и магнетизму по дисциплине «Физика». Изложены теоретические основы четырех лабораторных работ по данному разделу, в которых дано методическое обоснование лабораторных работ, сформулированы цели, представлены задания и контрольные вопросы.

Для студентов всех специальностей всех форм обучения БГУИР.

УДК 537.8(076.5)
ББК 22.336я73

ISBN 978-985-488-910-8

© Родин С. В., 2013
© УО «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», 2013

СОДЕРЖАНИЕ

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2.5. ИЗУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСА НАПРЯЖЕНИЙ И ТОКОВ	4
Цель работы.....	4
Краткие теоретические сведения.....	4
2.5.1. Собственные электрические колебания	4
2.5.2. Вынужденные электрические колебания.....	9
2.5.3. Резонанс. Характеристики электрического колебательного контура	11
2.5.4. Изучение резонанса напряжений в цепях переменного тока	13
2.5.5. Изучение резонанса токов в цепях переменного тока.....	17
2.5.6. Описание установки.....	19
Задание	21
2.5.7. Резонанс напряжений.....	21
2.5.8. Резонанс токов	22
Содержание отчета	23
Контрольные вопросы	23
Литература	23
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2.6а. ИЗМЕРЕНИЕ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСИ СОЛЕНОИДА	24
Цель работы.....	24
Краткие теоретические сведения.....	24
2.6.1. Основные понятия и величины	24
2.6.2. Свойства магнитных полей.....	28
2.6.3. Магнитное поле равномерно движущегося заряда.....	30
2.6.4. Закон Био–Савара–Лапласа и его применение к расчету поля	31
2.6.5. Магнитное поле кругового тока и на его оси.....	32
2.6.6. Поле соленоида конечной длины.....	33
2.6.7. Описание установки.....	37
Задание	39
Содержание отчета	40
Контрольные вопросы	40
Литература	40
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2.7. ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ.....	41
Цель работы.....	41
Краткие теоретические сведения.....	41
Задание	45
Содержание отчета.....	46
Контрольные вопросы	46
Литература	47
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2.8. ИЗУЧЕНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОСТОЯННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ НА ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ	48
Цель работы.....	48
Краткие теоретические сведения.....	48
Задание	53
Содержание отчета.....	54
Контрольные вопросы	54
Литература	54
ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ ОТЧЁТА ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ.....	55

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2.5

ИЗУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСА НАПРЯЖЕНИЙ И ТОКОВ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

1. Изучить вынужденные электромагнитные колебания.
2. Определить резонансные частоты и параметры цепей для различных типов соединений.
3. Изучить резонанс напряжений в цепях переменного тока.
4. Изучить резонанс токов в цепях переменного тока.

КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

2.5.1. Собственные электрические колебания

Среди различных электрических явлений важное место занимают электромагнитные колебания, при которых электрические величины (заряды, токи, электрические и магнитные поля) изменяются периодически.

Для возбуждения и поддержания электромагнитных колебаний существуют определенные системы, простейшая из которых *колебательный контур* – замкнутая электрическая цепь, состоящая из последовательно включенных катушки индуктивностью L , конденсатора емкостью C и резистора сопротивлением R (рис. 2.5.1).

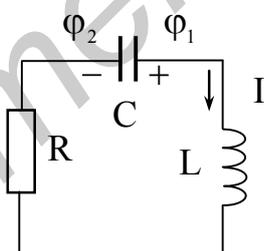


Рис. 2.5.1

Если конденсатор емкостью C первоначально был заряжен, то он начинает разряжаться, и в цепи возникает ток I , вызывающий появление ЭДС самоиндукции $\varepsilon_c = -L \frac{dI}{dt}$, препятствующей изменению этого тока. В момент, когда конденсатор полностью разрядится, в цепи протекает ток I . ЭДС самоиндукции препятствует его мгновенному исчезновению, и он, постепенно затухая, начинает перезаряжать конденсатор.

Затем конденсатор снова разряжается, ток течет в противоположном направлении и т. д. (рис. 2.5.2). Электрические колебания происходят за счет преобразования электрической энергии заряженного конденсатора в магнитную энергию тока в цепи и наоборот.

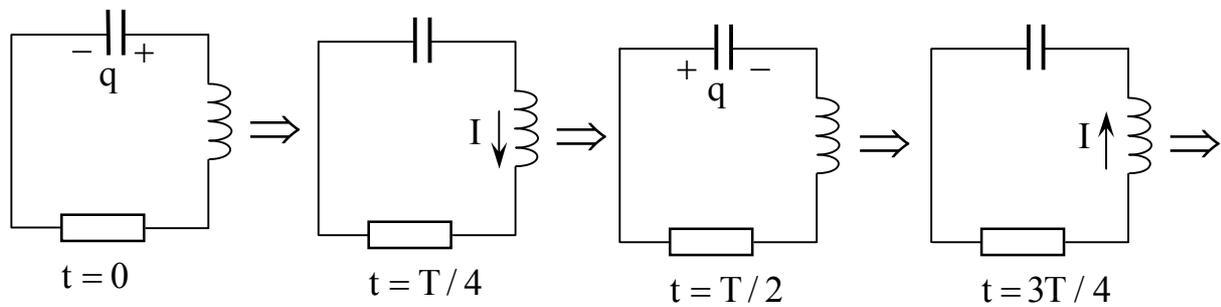


Рис. 2.5.2

Если к электрическому контуру не подключены никакие внешние источники переменной ЭДС, то колебания называются **собственными**. Изменяться по периодическому закону будет величина заряда на конденсаторе, величины тока и напряжения в цепи.

Получим уравнение этих колебаний. Пусть ток в контуре будет **квазистационарным** (меняющимся достаточно медленно, чтобы можно было применять законы постоянного тока). Квазистационарными можно считать токи, меняющиеся с частотой $\nu = 1/T \leq 10^3 - 10^9$ Гц. Закон Ома для неоднородного участка цепи (рис. 2.5.1) имеет вид

$$RI = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_S. \quad (2.5.1)$$

Подставляя в это выражение $I = -\frac{dq}{dt}$, (т. к. заряд на положительной обкладке уменьшается), получаем

$$\begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{C} = U_C, \quad \varepsilon_S = -L \frac{dI}{dt}, \\ L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \end{aligned} \quad (2.5.2)$$

это уравнение собственных затухающих колебаний, где $2\beta = \frac{R}{L}$; $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$.

Величину ω_0 называют **собственной частотой** контура, β – **коэффициентом затухания**.

Решение уравнения (2.5.2) ищем в виде $q = Ae^{\lambda t}$, где A , λ – некоторые постоянные. Подставляя это решение в уравнение колебаний, находим:

$$A(\lambda^2 + 2\beta\lambda + \omega_0^2) = 0.$$

Корни этого характеристического уравнения $\lambda_{1,2} = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2}$. При $\beta^2 \geq \omega_0^2$ или $\frac{R^2}{4L^2} \geq \frac{1}{LC}$ гармонические колебания в контуре отсутствуют, конденсатор разряжается аperiodически (рис 2.5.3).

Электрические колебания в контуре не возникают, если его омическое сопротивление R велико, или очень мала индуктивность L контура, или слишком велика его емкость C , т. е. если выполнено условие $R \geq 2\sqrt{L/C}$.

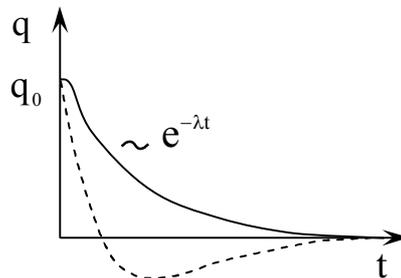


Рис. 2.5.3

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}.$$

Но если $\beta^2 < \omega_0^2$, то введем обозначение $\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2$. Тогда $\lambda_{1,2} = -\beta \pm i\omega$, и общее решение уравнения затухающих колебаний является суммой двух частных решений:

$$q = A_1 e^{\lambda_1 t} + A_2 e^{\lambda_2 t} = e^{-\beta t} (A_1 e^{i\omega t} + A_2 e^{-i\omega t}).$$

Это решение должно быть вещественным:

$$q = q^* = e^{-\beta t} (A_1^* e^{-i\omega t} + A_2^* e^{i\omega t}),$$

т. е. $A_2 = A_1^*$.

Введем вместо величин A_1 и A_2 новые действительные постоянные q_0 и φ :

$$A_1 = \frac{q_0}{2} e^{i\varphi}.$$

Тогда $A_2 = A_1^* = \frac{q_0}{2} e^{-i\varphi}$ и $q = e^{-\beta t} \frac{q_0}{2} (e^{i(\omega t + \varphi)} + e^{-i(\omega t + \varphi)}).$

Но $\frac{e^{i\alpha} + e^{-i\alpha}}{2} = \cos \alpha$, следовательно,

$$q = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi). \quad (2.5.3)$$

Собственные электрические колебания в контуре происходят с частотой ω (это *частота собственных затухающих колебаний*):

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}},$$

и с уменьшающейся по экспоненциальному закону амплитудой $q_{\max}(t) = q_0 e^{-\beta t}$ (рис. 2.5.4).

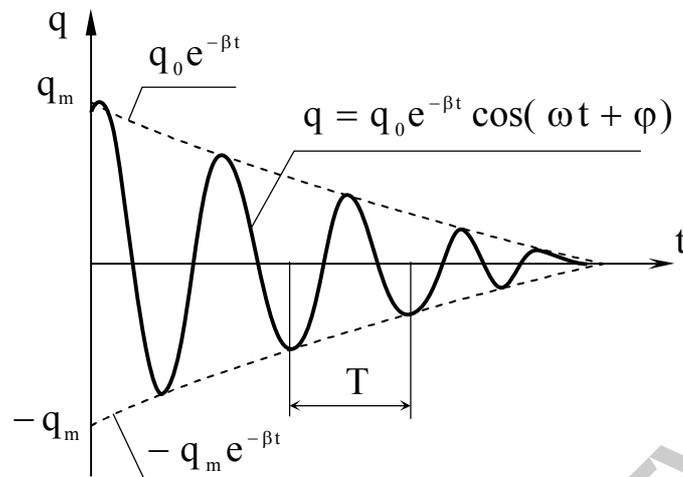


Рис. 2.5.4

Причиной затухания колебаний в электрическом колебательном контуре является превращение части энергии тока в джоулево тепло на омическом сопротивлении R : $dQ = I^2 R dt$ и рассеянии этого тепла в окружающую среду.

Если сопротивление контура R пренебрежимо мало или отсутствует (для сверхпроводящего контура $R=0$), то колебания в контуре будут незатухающими:

$$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi),$$

с частотой $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ (это – *собственная частота незатухающих колебаний*)

и с периодом $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}$ (*формула Томсона*).

Найдем силу тока в контуре:

$$I = \frac{dq}{dt} = q_0 \frac{d}{dt} (e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi)) = -\beta q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) - \omega q_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t + \varphi).$$

Разделим и умножим это выражение на $\sqrt{\omega^2 + \beta^2} = \omega_0$ и обозначим:

$$-\frac{\beta}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} = \cos \delta; \quad \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} = \sin \delta.$$

Тогда

$$I = q_0 \sqrt{\omega^2 + \beta^2} e^{-\beta t} [\cos \delta \cos(\omega t + \varphi) - \sin \delta \sin(\omega t + \varphi)].$$

Но $\cos \delta \cos(\omega t + \varphi) - \sin \delta \sin(\omega t + \varphi) = \cos(\omega t + \varphi + \delta)$. Следовательно, ток в контуре изменяется по закону

$$I = I_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi + \delta),$$

где $I_0 = q_0 \omega_0 = \frac{q_0}{\sqrt{LC}}$.

Итак, затухающие колебания тока происходят с той же частотой, что и колебания заряда q на конденсаторе (или напряжения U_0 конденсатора), но опережают их по фазе на $\delta = \arctg(-\omega/\beta)$ и так как $\cos \delta \leq 0$ и $\sin \delta > 0$, то $\pi/2 \leq \delta < \pi$.

Выясним: есть ли ток в электрическом колебательном контуре в тот момент, когда конденсатор заряжается до амплитудного значения.

Когда конденсатор разрядится полностью ($q = 0$, $\omega t + \varphi = \pi/2$), ток в контуре $I = I_0 e^{-\beta t} \cos(\pi/2 + \delta)$ еще не максимален. И наоборот, когда конденсатор заряжается до амплитудного значения и энергия электрического поля в нем максимальна, в цепи течет разряжающий конденсатор ток, и часть энергии системы уже перешла в энергию магнитного поля.

Только в том случае, когда электрический контур не имеет омического сопротивления ($R = 0$, $\beta = 0$, $\sin \delta = 1$, $\cos \delta = 0$ и $\delta = \pi/2$), колебания тока в контуре опережают колебания напряжения на конденсаторе на четверть периода ($\delta = \pi/2$), и ток максимален в тот момент, когда конденсатор разряжен. В этом случае энергия электрического поля заряженного конденсатора полностью преобразуется в энергию магнитного поля и наоборот:

$$W_{\text{эл}} = \frac{q_0^2}{2C} = \frac{q_0^2 L}{2CL} = q_0^2 \omega_0^2 \frac{L}{2} = \frac{LI_0^2}{2} = W_{\text{магн}},$$

где $I_0 = q_0 \omega_0$.

Для описания затухающих колебаний вводят характеристики:

1. *Время релаксации* τ – промежуток времени, в течение которого амплитуда колебаний уменьшается в e раз. Нетрудно видеть, что $\tau = 1/\beta$, где β – коэффициент затухания.

2. *Логарифмический декремент затухания* λ . Он определяется как натуральный логарифм отношения двух значений амплитуд, взятых через период колебания T :

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \beta T \quad \text{или} \quad \lambda = 1/N_e,$$

где A – амплитуда соответствующей величины (q , U , I), N_e – число колебаний за время τ , релаксации.

3. *Добротность* Q колебательного контура:

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N_e,$$

где λ – логарифмический декремент затухания. Чем меньше затухание, тем больше Q . При слабом затухании $\beta^2 \ll \omega_0^2$ добротность $Q \approx \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$.

2.5.2. Вынужденные электрические колебания

Подключим к электрическому колебательному контуру (рис. 2.5.5) внешнюю ЭДС ε , изменяющуюся по гармоническому закону с частотой ω :

$$\varepsilon = \varepsilon_m \cos \omega t.$$

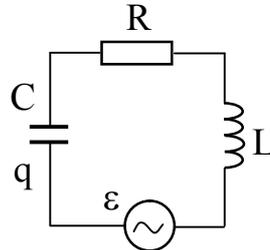


Рис. 2.5.5

Добавляя ε в правую часть уравнения (2.5.1) и записывая в виде:

$$RI = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_s + \varepsilon, \quad (2.5.4)$$

получим **уравнение вынужденных колебаний**:

$$\begin{cases} L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = \varepsilon_m \cos \omega t, \\ \ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{\varepsilon_m}{L} \cos \omega t. \end{cases} \quad (2.5.5)$$

Решение неоднородного дифференциального уравнения (2.5.5) складывается из общего решения однородного уравнения:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0$$

и любого частного решения неоднородного уравнения.

Но собственные затухающие колебания заряда на обкладках конденсатора $q = q_0 e^{-\beta t} \cos(\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} t + \varphi)$ (общее решение однородного уравнения) быстро затухают, и в контуре устанавливаются вынужденные колебания, происходящие с постоянной амплитудой и частотой ω внешней вынуждающей ЭДС.

Решением уравнения (2.5.5) называют такую функцию $q(t)$, которая обращает его в тождество, т. е. в равенство, справедливое при любом значении аргумента t из области определения функции $q(t)$. Будем искать решение уравнения (1.5) в виде

$$q = A \cos(\omega t - \varphi), \quad (2.5.6)$$

где A и φ – некоторые константы, выбор значений которых должен обеспечить обращение уравнения (2.5.5) в тождество. Для их определения дважды продифференцируем функцию (2.5.6) по времени:

$$\dot{q} = -A\omega \sin(\omega t - \varphi), \quad (2.5.7)$$

$$\ddot{q} = -A\omega^2 \cos(\omega t - \varphi). \quad (2.5.8)$$

Подставляя (2.5.6), (2.5.7) и (2.5.8) в (2.5.5), получим

$$(A_3 - A_1) \cos(\omega t - \varphi) - A_2 \sin(\omega t - \varphi) = f_0 \cos \omega t, \quad (2.5.9)$$

где для краткости введены обозначения:

$$A_1 = A\omega^2, \quad A_2 = 2\beta\omega A, \quad A_3 = A\omega_0^2. \quad (2.5.10)$$

Раскрывая далее $\cos(\omega t - \varphi)$ и $\sin(\omega t - \varphi)$ с помощью известных тригонометрических формул, преобразуем (2.5.8) к виду

$$((A_3 - A_1) \cos \varphi + A_2 \sin \varphi) \cos \omega t + ((A_3 - A_1) \sin \varphi - A_2 \cos \varphi) \sin \omega t = f_0 \cos \omega t.$$

Это уравнение будет справедливо при любых значениях аргумента t , если положить

$$(A_3 - A_1) \cos \varphi + A_2 \sin \varphi = f_0, \quad (2.5.11)$$

$$(A_3 - A_1) \sin \varphi - A_2 \cos \varphi = 0. \quad (2.5.12)$$

Возводя уравнения (2.5.11) и (2.5.12) в квадрат и складывая их, получаем

$$(A_3 - A_1)^2 + A_2^2 = f_0^2,$$

или, с учетом (2.5.10)

$$A^2((\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2) = f_0^2,$$

откуда следует, что

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega^2 - (\omega_0^2 - 2\beta^2))^2 + 4\beta^2(\omega_0^2 - \beta^2)}},$$

или

$$A = \frac{\varepsilon_m / L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} = \frac{\varepsilon_m / L}{\sqrt{(\omega^2 - (\omega_0^2 - 2\beta^2))^2 + 4\beta^2(\omega_0^2 - \beta^2)}}. \quad (2.5.13)$$

Из (2.5.13) очевидно вытекает, что если $\omega_0 > \beta\sqrt{2}$, то при частоте $\omega = \omega_{\text{рез}}$, где

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}, \quad (2.5.14)$$

амплитуда вынужденных колебаний достигает максимума, определяемого формулой

$$A_{\max} = \frac{f_0}{2\beta\sqrt{\omega^2 - \beta^2}}. \quad (2.5.15)$$

Таким образом, зависимость амплитуды вынужденных колебаний от частоты вынуждающей силы приводит к тому, что при некоторой определенной для данной системы частоте амплитуда колебаний становится максимальной.

Это явление называется **резонансом**, а частота (2.5.14) и амплитуда (2.5.15) – соответственно **резонансной частотой** и **резонансной амплитудой**.

Далее из (2.5.12) следует, что

$$\operatorname{ctg}\varphi = \frac{A_3 - A_1}{A_2},$$

откуда с учетом (1.10) получаем

$$\varphi = \operatorname{arccctg} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{2\beta\omega}, \quad 0 \leq \varphi \leq \pi. \quad (2.5.16)$$

Формулы (2.5.13) и (2.5.16) определяют именно те константы A и φ , при которых функция (2.5.6) является решением уравнения (2.5.5).

2.5.3. Резонанс. Характеристики электрического колебательного контура

Если в цепь (рис. 2.5.5) подключен источник переменного напряжения $\varepsilon = \varepsilon_m \cos \omega t$, то амплитуды ЭДС и тока в цепи связаны соотношением

$$I_0 = \frac{\varepsilon_m}{Z},$$

где величина

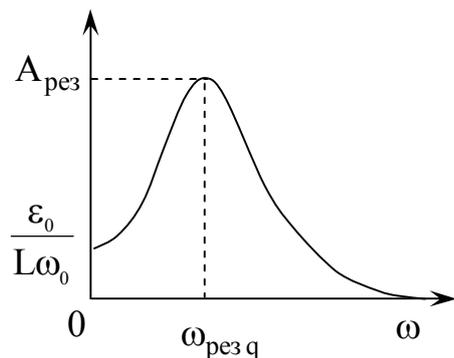
$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} \quad (2.5.17)$$

называется **полным сопротивлением** или **импедансом цепи**. Составляющая R называется **активным сопротивлением**, $X_L = L\omega$ – **индуктивным сопротивлением**, $X_C = 1/C\omega$ – **емкостным сопротивлением**, а $X = L\omega - 1/C\omega$ – **реактивным сопротивлением цепи**. Это выражение представляет собой закон Ома для данной цепи, поскольку связывает амплитудные значения тока и напряжения постоянным коэффициентом Z (при постоянных R , L , C и ω).

Главное различие активного и реактивного сопротивления состоит в том, что на активном сопротивлении R выделяется джоулево тепло, а на реактивных сопротивлениях X_L и X_C – нет.

Амплитуда вынужденных колебаний зависит от частоты ω внешнего источника ЭДС. График зависимости амплитуды от частоты ω называется **амплитудно-частотной характеристикой контура** (рис. 2.5.6, 2.5.7).

Как уже отмечалось выше, при некоторой частоте внешнего источника амплитуда колебаний достигает максимума. Это явление называется **резонансом**, а соответствующая частота **резонансной частотой** $\omega_{\text{рез}}$.



Амплитуда заряда на конденсаторе

$$A(\omega) = \frac{\varepsilon_0 / L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$$

Рис. 2.5.6

Резонанс тока в контуре (рис. 2.5.7) наступает при наименьшем значении полного сопротивления $Z_{\text{min}} = R$, т. е. при

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0 \quad \text{или} \quad \omega^2 = \frac{1}{LC}.$$

Резонансная частота для тока

$$\omega_{\text{резI}} = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

резонансная частота для напряжения (заряда) на конденсаторе:

$$\omega_{\text{резq}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}.$$

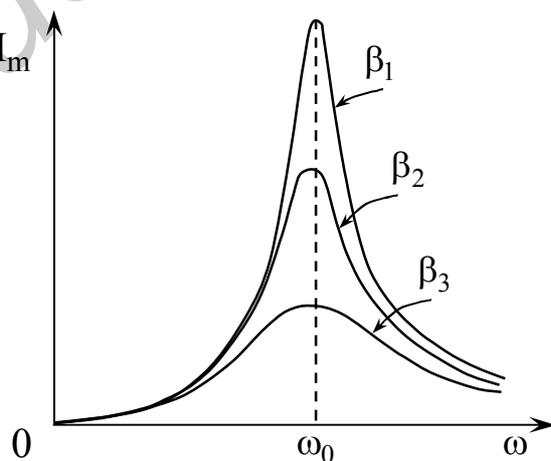


Рис. 2.5.7

В случаях когда $\beta = \frac{R}{2L} \rightarrow 0$ (отсутствие активного сопротивления или очень большая индуктивность L) амплитуда тока на конденсаторе стремится к бесконечности (рис. 2.5.7). Максимум при резонансе оказывается тем выше и острее, чем меньше коэффициент затухания $\beta = R/2L$ ($\beta_1 < \beta_2 < \beta_3$).

2.5.4. Изучение резонанса напряжений в цепях переменного тока

Резонанс напряжений возникает при определенных условиях в цепи переменного тока с последовательно соединенным активным сопротивлением R , соленоидом индуктивностью L и конденсатором емкостью C (рис. 2.5.5, 2.5.8).

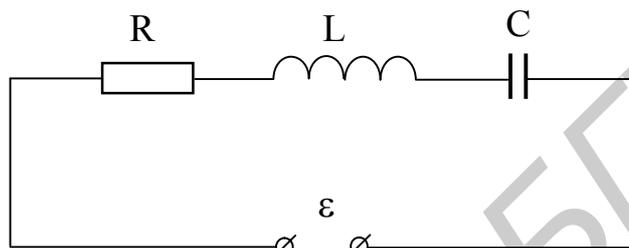


Рис. 2.5.8

Пусть цепь подключена к источнику синусоидального напряжения $\varepsilon = \varepsilon_m \sin \omega t$, которое изменяется с циклической частотой ω . Представим уравнение (1.5) в виде

$$L \frac{dI}{dt} + IR + \frac{q}{C} = \varepsilon. \quad (2.5.18)$$

Для решения дифференциального уравнения (2.5.18) используем метод векторных диаграмм.

Этот метод основан на том, что синусоидально изменяющуюся со временем величину (например $A = A_0 \sin(\omega t + \varphi_0)$) графически можно представить в виде проекции на вертикальную ось вращающегося вектора, длина которого равна максимальному (амплитудному) значению A_0 . Угловая скорость вращения вектора равна циклической частоте ω , а угол, образованный вектором с горизонтальной осью в начальный момент времени, равен начальной фазе φ_0 синусоидальной величины (рис. 2.5.9).

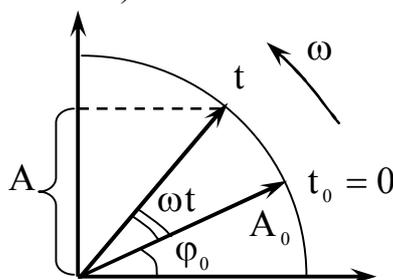


Рис. 2.5.9

Пользуясь методом векторных диаграмм, можно алгебраическое сложение мгновенных значений синусоидально изменяющихся со временем величин одинаковой частоты заменить геометрическим сложением векторов их представляющих. Тогда длина результирующего вектора даст амплитуду результирующей синусоиды, а угол, образованный им с горизонтальной осью – ее начальную фазу.

Построим векторную диаграмму напряжений нашей цепи. Для этого заметим, что если источник в цепи создает синусоидальное напряжение U , изменяющееся с частотой ω , то ток в цепи будет также синусоидальным с той же частотой. Для простоты удобно принять начальную фазу тока равной нулю:

$$I = I_0 \sin \omega t, \quad (2.5.19)$$

где I_0 – амплитуда тока.

Тогда мгновенное значение напряжения на активном сопротивлении:

$$U_R = RI = RI_0 \sin \omega t = U_{0R} \sin \omega t, \quad (2.5.20)$$

т. е. совпадает по фазе с силой тока, где $U_{0R} = RI_0$ – амплитуда напряжения на активном сопротивлении R .

Мгновенное значение напряжения на индуктивности

$$U_L = L \frac{dI}{dt} = I_0 L \omega \cos \omega t = I_0 L \omega \sin(\omega t + \pi/2) = U_{0L} \sin(\omega t + \pi/2), \quad (2.5.21)$$

т. е. опережает по фазе силу тока на $\pi/2$, где $U_{0L} = I_0 L \omega$ – амплитуда напряжения на катушке индуктивности L .

Мгновенное значение напряжения на емкости в предположении, что при $t = 0$ заряд на конденсаторе максимален:

$$\begin{aligned} U_C &= \frac{1}{C} \int I_0 \sin \omega t dt = -\frac{I_0}{C\omega} \cos \omega t = \frac{1}{C} \int Idt = \\ &= \frac{I_0}{C\omega} \sin(\omega t - \pi/2) = U_{0C} \sin(\omega t - \pi/2), \end{aligned} \quad (2.5.22)$$

т. е. отстает по фазе от силы тока на $\pi/2$, где $U_{0C} = I_0/C\omega$ – амплитуда напряжения на емкости C .

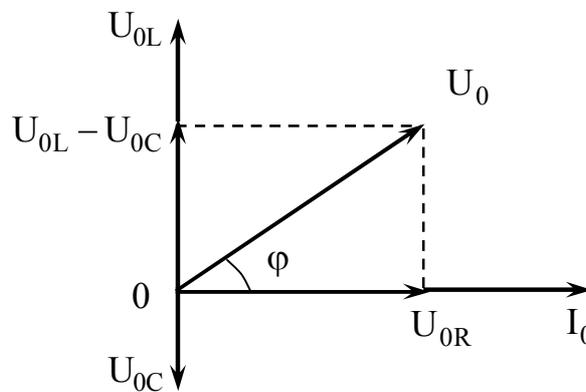


Рис. 2.5.10

При построении векторной диаграммы вектор тока откладывается горизонтально, поскольку он одинаков во всех последовательно соединенных элементах цепи R, L и C. Векторы, соответствующие напряжениям, откладываются с учетом соответствующего сдвига фаз относительно тока (рис. 2.5.10), где

$$U_{0R} = I_0 R, U_{0L} = I_0 L \omega \quad \text{и} \quad U_{0C} = I_0 / C \omega. \quad (2.5.23)$$

Первый из них совпадает с направлением вектора, соответствующего току, а второй и третий повернуты на углы $+\pi/2$ и $-\pi/2$ относительно тока. При сложении этих векторов получается результирующий вектор, модуль которого дает амплитуду приложенного напряжения U_0 , а угол φ – разность фаз напряжения и тока:

$$U_0 = \sqrt{U_{0R}^2 + (U_{0L} - U_{0C})^2} = I_0 \sqrt{R^2 + (L\omega - 1/C\omega)^2}. \quad (2.5.24)$$

Отсюда получим выражение для силы тока:

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} = \frac{U_0}{Z}. \quad (2.5.25)$$

Сдвиг фаз между током и напряжением также определяется из векторной диаграммы:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{R} (L\omega - 1/C\omega) = \frac{X}{R}. \quad (2.5.26)$$

Анализ выражений (1.25) и (1.26) показывает, что частоту ω (при постоянных значениях L и C) можно подобрать так, чтобы индуктивное и емкостное сопротивления были одинаковыми:

$$L\omega = 1/C\omega. \quad (2.5.27)$$

При этом реактивное сопротивление X цепи обращается в нуль, полное сопротивление Z минимально и равно только активному сопротивлению ($Z = R$), сила тока и напряжение совпадают по фазе ($\varphi = 0$), амплитуда силы тока I_0 достигает максимальной величины:

$$I_{0\max} = U_0 / R. \quad (2.5.28)$$

При этих условиях амплитудные значения напряжений на емкости и индуктивности противоположны по фазе и равны по величине:

$$U_{0L} = U_{0C} = I_0 L \omega = I_0 \frac{1}{C \omega} = \frac{L \omega}{R} U_0 = \frac{1}{RC \omega} U_0. \quad (2.5.29)$$

При малом активном сопротивлении в цепи эти напряжения могут во много раз превысить U_0 . Это явление в электротехнике называется резонансом напряжений, а частота $\omega_{\text{рез}}$, при которой достигается резонанс – *резонансной частотой*. Она находится из соотношения (2.5.29):

$$\omega_{\text{рез}} = 1/\sqrt{LC}. \quad (2.5.30)$$

Период колебаний тока и напряжений при резонансе $T_{\text{рез}} = 2\pi\sqrt{LC}$.

Поскольку напряжения на индуктивности и емкости изменяются в противоположных фазах, то суммарное напряжение на участке индуктивность–емкость равно нулю, хотя напряжения на индуктивности и емкости по отдельности могут быть весьма значительными и даже большими, чем напряжение на концах всей цепи.

Действительно, если $L\omega = 1/C\omega > R$, то, как следует из выражения (2.5.29), $U_{0L} = U_{0C} > U_0$, что может быть опасным для цепи.

Условие резонанса может быть достигнуто разными способами:

- 1) подбором частоты ω при постоянных значениях L и C ;
- 2) подбором индуктивности L при постоянных значениях ω и C ;
- 3) подбором емкости C при постоянных значениях ω и L .

Зависимость амплитуды силы тока I_0 от частоты ω в соответствии с (2.5.25) графически изображена на рис. 2.5.11. Представленные кривые называются резонансными. Чем меньше активное сопротивление R , тем круче и острее кривая, а чем больше R , тем кривая более пологая.

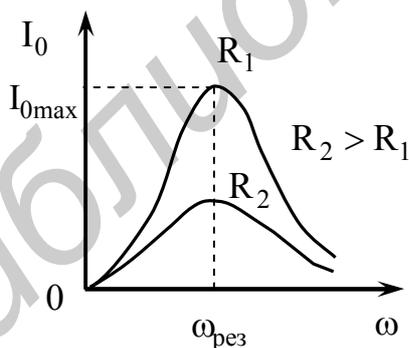


Рис. 2.5.11

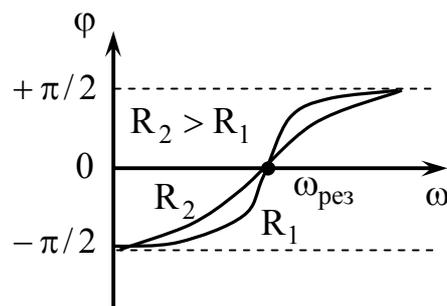


Рис. 2.5.12

Зависимость сдвига фаз φ от частоты ω графически изображена на рис. 2.5.12, где приведены две кривые для разных значений активного сопротивления R . При частотах $\omega < \omega_{\text{рез}}$ сдвиг фаз $\varphi < 0$, т. е. в цепи преобладает емкостное сопротивление. При $\omega > \omega_{\text{рез}}$ сдвиг фаз $\varphi > 0$, и в цепи преобладает индуктивное сопротивление. При резонансе ($\omega = \omega_{\text{рез}}$) величина $\varphi = 0$.

Все рассмотренные соотношения справедливы и для действующих значений I и U , так как последние отличаются от амплитудных только постоянным множителем. Например, для гармонически изменяющихся величин $I = I_0/\sqrt{2}$ и $U = U_0/\sqrt{2}$.

2.5.5. Изучение резонанса токов в цепях переменного тока

Резонанс токов возникает в электрических цепях при параллельном соединении нагрузок R , L и C (рис. 2.5.13). Обычно в катушках индуктивности активное сопротивление намного меньше индуктивного ($R_L \ll L\omega$). Поэтому в первом приближении величиной R_L можно пренебречь.

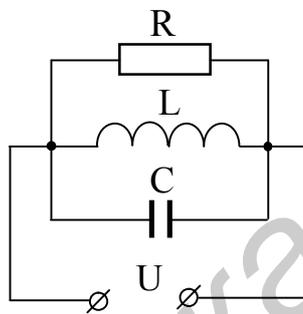


Рис. 2.5.13

Для определения силы тока (она равна сумме токов в отдельных ветвях) построим диаграмму токов (рис. 2.5.14). Поскольку в данном случае общим для всех ветвей является общее напряжение $U = U_0 \sin \omega t$, подведенное к цепи, то при построении векторной диаграммы за основу берется амплитуда напряжения U_0 .

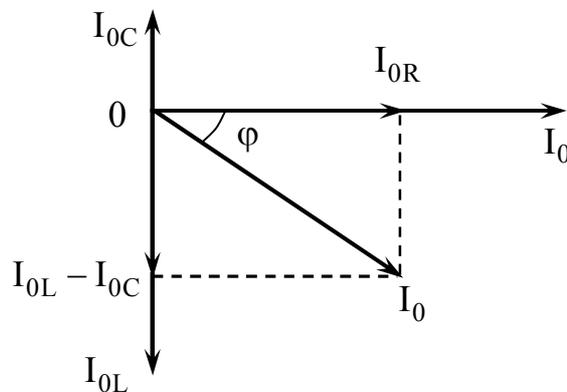


Рис. 2.5.14

Амплитудные значения силы токов в ветвях на диаграмме представляются соответствующими векторами:

$$I_{0R} = U_0 / R, \quad I_{0L} = U_0 / L\omega \quad \text{и} \quad I_{0C} = U_0 C\omega. \quad (2.5.31)$$

Первый из них совпадает с осью напряжения U_0 (горизонтальной осью), а второй и третий повернуты на углы $-\pi/2$ и $+\pi/2$ соответственно (в ветви L сила тока отстает от напряжения на $\pi/2$, а в ветви C опережает на $\pi/2$).

Из векторной диаграммы найдем амплитуду полного тока I_0 (тока в магистрали) и разность фаз φ между силой тока и напряжением:

$$I_0 = U_0 \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\frac{1}{L\omega} - C\omega\right)^2} = U_0 Y = \frac{U_0}{Z}; \quad \text{tg}\varphi = R\left(\frac{1}{L\omega} - C\omega\right). \quad (2.5.32)$$

Величина

$$Y = \frac{1}{Z} = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\frac{1}{L\omega} - C\omega\right)^2}$$

называется **полной проводимостью** цепи.

Если частоту $\omega_{\text{рез}}$ подобрать так (при постоянных величинах L и C), чтобы реактивные проводимости ветвей L и C были одинаковыми:

$$\frac{1}{L\omega_{\text{рез}}} = C\omega_{\text{рез}}, \quad \omega_{\text{рез}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (2.5.33)$$

то амплитуда силы тока в цепи достигнет минимального значения (рис. 2.5.15):

$$I_{0\text{min}} = \frac{U_0}{R}, \quad (2.5.34)$$

а сдвиг фаз станет равным нулю ($\varphi = 0$).

Участок цепи в этом случае эквивалентен «чисто активному» сопротивлению R . При этом возможно возникновение больших сил токов в ветвях L и C , даже превышающих силу тока в магистрали I_0 . Из выражения (2.5.29) следует, что при этих условиях колебания тока на катушке индуктивности и конденсаторе имеют одинаковые амплитуды:

$$I_{0L} = I_{0C} = \frac{U_0}{L\omega} = U_0 C\omega = \frac{R I_0}{L\omega} = R I_0 C\omega. \quad (2.5.35)$$

Если активное сопротивление $R > L\omega = 1/C\omega$, то $I_{0L} = I_{0C} > I_0$.

В частном случае, когда ветвь R отсутствует ($R \rightarrow \infty$), сила тока в магистрали станет равной нулю (рис. 2.5.15). Силы токов в ветвях L и C равны по величине, но различаются по фазе на π . Поэтому ток циркулирует только в контуре LC и отсутствует в магистральной цепи (рис. 2.5.16). Такое явление называется **резонансом токов** (в ветвях L и C).

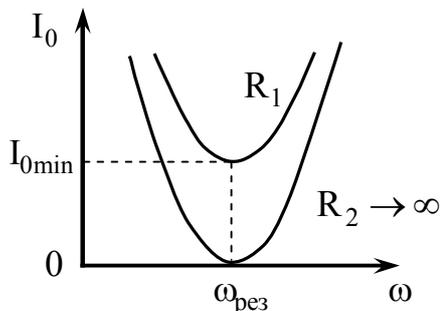


Рис. 2.5.15

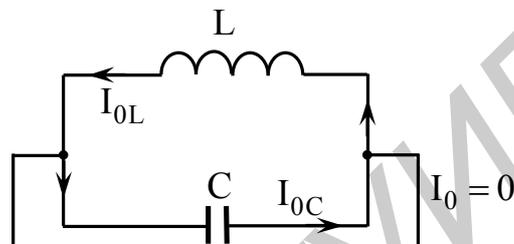


Рис. 2.5.16

Для реальных катушек индуктивности их активное сопротивление $R_L \neq 0$. Его учет несколько изменит величины φ и U_0 , но суть физического явления останется прежней.

Резонанс токов может быть достигнут не только подбором частоты φ , но и подбором величин L и C в соответствии с условием (2.5.30).

Все соотношения, установленные для значений амплитудных напряжений и для значений амплитудных сил токов будут справедливы и для их действующих значений.

Явление резонанса токов используется в фильтрах (поскольку контур для резонансной частоты является бесконечно большим сопротивлением), резонансных усилителях, нагревательных печах и т. д.

2.5.6. Описание установки

Лабораторная установка представляет собой микропроцессорную систему. Измерения действующих и мгновенных значений напряжения и тока производится с помощью аналого-цифрового преобразователя. Экран графического дисплея имеет разрешение 320×240 точек.

В автоматическом режиме для выбранной нагрузки на экран графического дисплея выводятся мгновенные значения напряжения и силы тока для частот в интервале от 10 до 648 Гц с шагом 2 Гц. После перебора всех частот на экран выводится график зависимости действующего значения силы тока от частоты $I = I(f)$. На цифровом дисплее высвечиваются действующие значения напряжения, силы тока и частота в выбранной точке.

Передняя панель установки представлена на рис. 2.5.17.

На передней панели прибора расположены элементы управления и информации. Круглые галетные переключатели вводят нагрузки R, L и C. Значения индуктивностей: $L_1 = 0,3$ Гн, $L_2 = 0,4$ Гн, $L_3 = 0,5$ Гн, $L_4 = 0,6$ Гн, $L_5 = 0,7$ Гн, $L_6 = 0,8$ Гн, $L_7 = 0,9$ Гн, $L_8 = 1,0$ Гн. Активная составляющая индуктивностей равна $R_{L1} = 3R$, $R_{L2} = 4R$, $R_{L3} = 5R$, $R_{L4} = 6R$, $R_{L5} = 7R$, $R_{L6} = 8R$, $R_{L7} = 9R$, $R_{L8} = 10R$, $R = 6,8$ Ом.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС

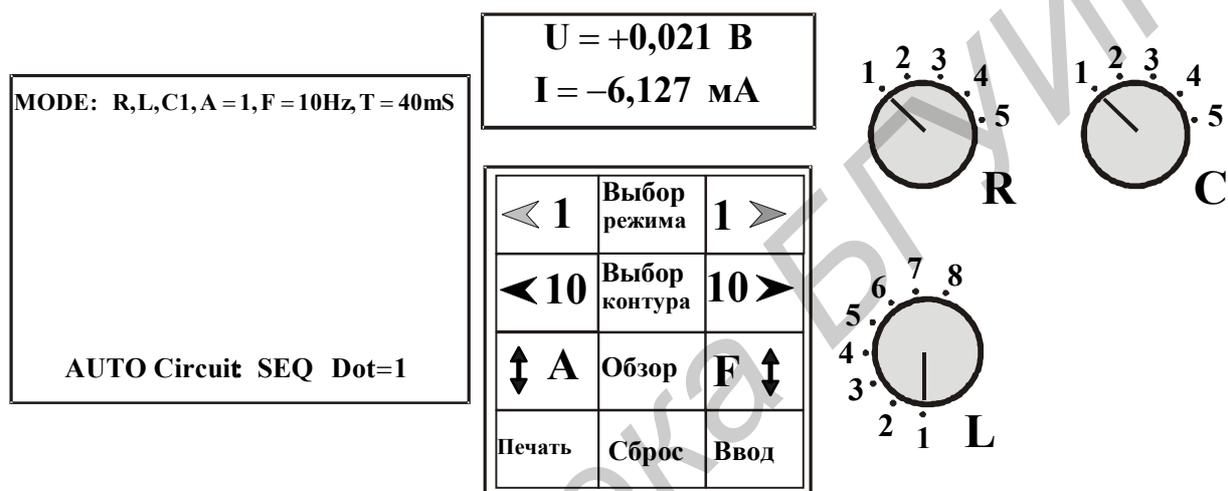


Рис. 2.5.17

Кнопкой **A** устанавливается амплитуда исследуемого сигнала в относительных единицах от 0,2 до 1,0. Кнопка **Ввод** запускает процесс исследования электрического резонанса. После вывода на экран графика зависимости действующего значения силы тока от частоты кнопками **1▶**, **◀1**, **10▶** и **◀10** вертикальная курсорная линия (в дальнейшем курсор) перемещается вдоль горизонтальной оси соответственно на 2 или 20 Гц. Кнопка **Выбор режима** переключает установку в автоматический или ручной режим. С помощью кнопки **Печать** можно вывести информацию на печать. Ручной режим и кнопка **F** в данной работе не используются. Кнопка **Выбор контура** устанавливает режим резонанса напряжения или тока.

На цифровом дисплее отображаются частота и действующее значение напряжения и силы тока (сила тока в мА, напряжение в В) в выбранной точке.

Задание

2.5.7. Резонанс напряжений

1. Включить лабораторную установку, нажав кнопку на задней стенке прибора.

2. Переключателями R, L и C на передней панели установить положения R_1 , L_4 и C_2 .

3. Кнопкой **Выбор контура** включить режим резонанса напряжений, кнопкой **A** установить амплитуду исследуемого сигнала 70 % $A = 0,7$, кнопкой **Выбор режима** включить режим **AUTO** (на экране графического дисплея высветится **AUTO Circuit:(SEQ), MODE:R₁, L₄, C₂ A=0,7; F = 10 Гц**).

4. Кнопкой **Ввод** запустить автоматический режим работы и наблюдать на экране графического дисплея как изменяются с увеличением частоты f графики мгновенных значений напряжения $U = U(t)$, силы тока $I = I(t)$, амплитуда силы тока I_0 и разность фаз φ между силой тока и напряжением. (Для всех нагрузок график для напряжений начинается в начале координат). Частота изменяется от 10 до 648 Гц с шагом 2 Гц.

5. После высвечивания на экране графика зависимости действующего значения силы тока от частоты $I = I(f)$ с помощью кнопок **10>** и **<10** передвигать курсор через 20 Гц в пределах графика. В области резонанса передвигать курсор кнопками **1>** и **<1** с интервалом 2 Гц. На цифровом дисплее будет высвечиваться действующее значение напряжения (оно не зависит от частоты), силы тока и частоты. Записать значения напряжения, силы и частоты тока в таблицу и построить график $I = I(f)$.

6. Используя график и таблицу, определить резонансную частоту $f_{рез}$, рассчитать активное сопротивление R_1 и емкость C_2 ($L_4 = 0,6$ Гн, $R_{L4} = 68$ Ом).

7. Переключателем **R** ввести активное сопротивление R_3 , значения L и C оставить без изменений. Повторить пп. 4 и 5. Определить резонансную частоту и рассчитать величину активного сопротивления R_3 . Сравнить резонансные частоты и действующие значения силы тока при резонансе для R_1 и R_3 .

8. Ввести индуктивность L_6 , активное сопротивление R_1 , емкость C_3 . Повторить пп. 4 и 5. Определить резонансную частоту, величину активного сопротивления R_1 и емкости C_3 . Сравнить резонансные частоты для C_2 и C_3 .

9. Ввести емкость C_2 и активное сопротивление R_1 . Рассчитать, какой должна быть величина индуктивности L, чтобы резонанс был на частоте, которая получалась в п. 8. Установить переключателем **L** соответствующую индуктивность и повторить пп. 4 и 5.

2.5.8. Резонанс токов

1. Кнопкой **Выбор контура** включить режим резонанса токов (нагрузки R, L и C включены параллельно).

2. Ввести индуктивность L_1 , емкость C_1 , активное сопротивление R_4 , амплитуду сигнала установить $A = 0,7$, кнопкой **Выбор режима** включить автоматический режим работы. В случае несовместимости нагрузок (на табло высвечивается **MODE=Error**) уточнить установку параметров контура, на экране графического дисплея высветится **AUTO Circuit: (ARS), MODE: R₄, L₁, C₁, A=0,7; F = 10 Гц**.

3. Кнопкой **Ввод** запустить автоматический режим работы и наблюдать на экране графического дисплея как изменяются с увеличением частоты f графики мгновенных значений $U = U(t)$, $I = I(t)$, амплитуда силы тока I_0 и разность фаз φ между силой тока и напряжением. (Для всех нагрузок график для напряжений начинается в начале координат).

4. После высвечивания на экране графика зависимости действующего значения силы тока от частоты $I = I(f)$ с помощью кнопок **10>** и **<10** передвигать курсор через 20 Гц, а в области резонанса передвигать курсор кнопками **1>** и **<1** с интервалом 2 Гц. Записать значения напряжения и силы тока в таблицу и построить график $I = I(f)$.

5. Определить резонансную частоту $f_{рез}$, рассчитать значения C_1 и R_4 .

6. Ввести активное сопротивление R_5 , значения L и C оставить без изменений. Повторить пп. 3 – 5. Сравнить резонансные частоты и действующие значения силы тока при резонансе для R_4 и R_5 .

7. Ввести индуктивность L_1 , емкость C_3 , активное сопротивление R_5 . Повторить пп. 3 – 5. Определить резонансную частоту $f_{рез}$, рассчитать значение C_3 . Сравнить с результатами предыдущих измерений.

8. Выключить лабораторную установку.

Содержание отчета

1. Формулировка цели работы.
2. Приборы и принадлежности, используемые в процессе выполнения работы (в виде таблицы).
3. Схема используемой установки.
4. Рабочие формулы и формулы расчета погрешности измерений.
5. Результаты измерений и расчетов (в виде таблиц).
6. Графический материал, полученный в результате проведенных измерений и расчетов.
7. Выводы по работе, окончательные результаты.

Контрольные вопросы

1. Что такое резонанс напряжений? При каких условиях возникает это явление?
2. Чему равны при резонансе напряжений: реактивное и полное сопротивление цепи, сила тока в цепи, сдвиг фаз между силой тока и напряжением, амплитудные напряжения и сдвиг фаз между напряжениями на участках L и C?
3. При каком условии напряжение на участках L и C больше напряжения, подведенного ко всей цепи?
4. Как зависит сдвиг фаз φ между силой тока и напряжением от частоты f ?
5. Каковы сила тока I_0 и сдвиг фаз φ между силой тока и напряжением в электрической цепи?
6. Что такое резонанс токов? При каких условиях он возникает?
7. Каковы полное сопротивление (импеданс) Z , амплитуда силы токов и сдвиг фаз между ними в ветвях L и C при резонансе токов?
8. При каких условиях токи в ветвях L и C больше, чем ток в общей цепи?

Литература

1. Савельев, И. В. Курс общей физики. В 5 кн. / И. В. Савельев. – М. : Астрель, АСТ, 2004.
2. Матвеев, А. Н. Электричество и магнетизм / А. Н. Матвеев. – М. : Высш. шк., 1983. – С. 356–359.
3. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. В 5 т. / Д. В. Сивухин. – М. : Физматлит, МФТИ, 2002 – 2005.
4. Физический практикум: под редакцией Г. С. Кембровского. – Минск: Изд-во Университетское, 1986. – С. 195–201.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2.6а

ИЗМЕРЕНИЕ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСИ СОЛЕНОИДА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

1. Изучить магнитное поле соленоида. Ознакомиться с одним из методов измерения индукции магнитного поля.
2. Исследовать зависимость индукции магнитного поля на оси соленоида от координат и силы тока в обмотке.
3. Проверить справедливость принципа суперпозиции магнитных полей.
4. Изучение эффекта Холла.

КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

2.6.1. Основные понятия и величины

Магнетизм – особая форма взаимодействия между электрическими токами и магнитами. Магнитные свойства присущи в той или иной степени всем без исключения телам, поэтому при рассмотрении магнитных свойств веществ введен общий термин – *магнетики*.

В наиболее общем виде магнетизм можно определить как особую форму материального взаимодействия, возникающую между движущимися электрически заряженными частицами. Передача магнитного взаимодействия, реализующая связь между пространственно разделенными телами, осуществляется магнитным полем. Магнитные поля существуют в космическом пространстве, они влияют на движение заряженных частиц, образующих космические лучи. Широкий диапазон явлений магнетизма, простирающийся от магнетизма элементарных частиц до магнетизма космического пространства, обуславливает его большую роль в науке и технике.

Основной задачей теории магнитного поля является расчет характеристик магнитного поля произвольной системы токов и движущихся электрических зарядов. В основе метода расчета магнитных полей лежит принцип суперпозиции.

Магнитным полем называют силовое поле $\vec{F} = \vec{F}(\vec{r})$, действующее на движущиеся в нем заряженные частицы ортогонально к их скорости \vec{v} , т. е. скалярное произведение $(\vec{F}(\vec{r}), \vec{v}) = 0$.

Магнитное поле возникает в результате движения заряженных микрочастиц (электронов, протонов, ионов), а также благодаря наличию у микрочастиц собственного (спинового) магнитного момента.

Силовой характеристикой магнитного поля является магнитная индукция \vec{B} . Значение \vec{B} определяет силу, действующую в данной точке поля на движущийся электрический заряд, проводник с током или на тело, обладающее магнитным моментом \vec{p}_m .

Принципиальное отличие магнитного поля от электростатического и гравитационного полей состоит в его **непотенциальности**:

$$\text{rot}\vec{B}(\vec{r}) = \mu\mu_0 \vec{j}(\vec{r}),$$

для электрического поля:

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

Векторное поле, ротор которого не равен тождественно нулю, называется **вихревым**.

Таким образом, магнитное поле является вихревым.

Линия, касательная к которой в некоторой точке содержит вектор $\vec{B}(\vec{r})$, называется **силовой линией магнитного поля**. Силовые линии магнитного поля замкнуты.

В общем случае магнитная индукция является функцией координат и времени, т. е. $\vec{B} = \vec{B}(x, y, z, t) \equiv \vec{B}(\vec{r}, t)$. Если $\vec{B} = \vec{B}(\vec{r}, t)$, то магнитное поле называется **нестационарным**. В случае $\vec{B} = \vec{B}(\vec{r})$ магнитное поле называют **стационарным**, или **статическим**. Если же в любой точке $\vec{r} = \vec{r}(x, y, z)$ $\vec{B} = \text{const}$, то магнитное поле называют **однородным**.

Магнитного аналога электрическому заряду в природе не существует. Пробным объектом, пригодным для определения и измерения магнитного поля, может быть элементарный контур с током, магнитным полем которого можно пренебречь (рис. 2.6.1).

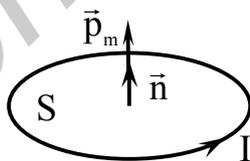


Рис. 2.6.1

Контур должен иметь малые размеры по сравнению с расстояниями, на которых магнитное поле заметно изменяется.

Магнитный момент \vec{p}_m пробного контура с током I , ограничивающего поверхность площадью S , равен

$$\vec{p}_m = IS\vec{n},$$

где \vec{n} – единичный вектор положительной нормали к контуру, направление которого связано с направлением тока I в контуре правилом правой руки (или правого винта): если четыре пальца правой руки согнуть по направлению тока I в контуре, то отогнутый большой палец укажет направление положительной нормали \vec{n} . Размерность $[p_m] = \text{А} \cdot \text{м}^2$ (ампер на метр в квадрате).

Если рамку с током поместить в магнитное поле (рис. 2.6.2) (пробный контур лежит в плоскости XOY), то рамка поворачивается. Как известно из курса механики, тело поворачивается под действием момента сил.

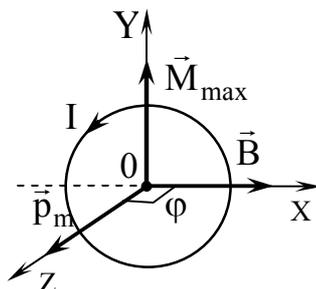


Рис. 2.6.2

Расчёт показывает, что для произвольной формы контура с током

$$\vec{M} = [\vec{r}_m, \vec{B}],$$

где вектор \vec{M} перпендикулярен \vec{r}_m и \vec{B} .

Модуль вектора \vec{M} равен

$$M = r_m B \sin \varphi,$$

где φ – угол между векторами \vec{r}_m и \vec{B} .

При $\varphi = \pi/2 \Rightarrow M = M_{\max}$.

В тех случаях, когда $\vec{r}_m \uparrow \uparrow \vec{B}$ момент сил $\vec{M} = 0$ – положение контура будет устойчивым. Если $\vec{r}_m \uparrow \downarrow \vec{B}$, то момент сил тоже $\vec{M} = 0$, но такое положение является неустойчивым.

Выбирая разные по площади рамки, с разными токами, убеждаемся, что моменты сил, действующие на эти рамки в данной точке поля, будут разными. Однако отношение максимального момента сил к произведению силы тока в рамке на ее площадь будет для данной точки поля одним и тем же. Это отношение принимают в качестве величины, характеризующей магнитное поле, и называют индукцией магнитного поля в данной точке.

Модуль вектора магнитной индукции (B) равен отношению максимального момента сил M_{\max} , действующего на рамку с током со стороны магнитного поля, к произведению силы тока I в рамке на ее площадь S :

$$B = \frac{M_{\max}}{IS}.$$

Направление вектора \vec{B} в каждой точке магнитного поля совпадает с направлением вектора магнитного момента \vec{r}_m небольшого контура с током (в пределах которого магнитное поле можно считать однородным), находящегося в положении устойчивого равновесия в данной точке поля.

Из опытов Ампера следует, что на проводник с током, помещенный в магнитное поле, действует сила, пропорциональная силе тока в проводнике и длине проводника. Величина силы также зависит от ориентации проводника в магнитном поле. Оказывается, что отношение максимальной силы, действующей на проводник с током, к произведению силы тока на длину проводника, для данной точки поля остается постоянным. Поэтому можно дать другое определение магнитной индукции:

Модуль вектора магнитной индукции равен отношению максимального значения силы, действующей на проводник с током, к произведению силы тока I в нем на длину проводника l :

$$B = \frac{F_{\max}}{Il}.$$

Еще одно определение магнитной индукции \vec{B} можно дать с помощью силы Лоренца:

Модуль вектора магнитной индукции в данной точке поля равен максимальной силе Лоренца, действующей на единичный положительный заряд, который в данной точке движется с единичной скоростью:

$$B = \frac{F_{\max}}{qv}.$$

Размерность: $[B] = \frac{H}{A \cdot m} = \frac{кг \cdot м}{A \cdot c^2 \cdot м} = \frac{кг}{A \cdot c^2} = \text{Тл (тесла)}.$

(Тесла Никола (1856 – 1943) американский ученый, физик, инженер, серб по происхождению).

Кроме вектора магнитной индукции для характеристики магнитного поля используют вспомогательную величину H называемую напряженностью магнитного поля. Магнитная индукция и напряженность магнитного поля связаны между собой соотношением

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

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ – магнитная постоянная; μ – относительная магнитная проницаемость среды; H – напряженность магнитного поля.

Магнитная проницаемость среды μ – это физическая величина, показывающая, во сколько раз магнитная индукция поля в данной среде отличается от магнитной индукции поля в вакууме. Для вакуума $\mu = 1$.

Напряженность магнитного поля \vec{H} – векторная величина, являющаяся количественной характеристикой магнитного поля. Напряженность магнитного поля определяет тот вклад в магнитную индукцию, который дают внешние источники поля. Размерность: $[H] = A/m$.

2.6.2. Свойства магнитных полей

- Магнитное поле может существовать как в вакууме, так и в любом веществе. При этом магнитное поле, созданное в различных веществах, может быть сильнее или слабее, чем поле, созданное теми же источниками в вакууме.

- Поля, силовые линии которых замкнуты, называются **вихревыми**.

- Для магнитных полей, справедлив принцип суперпозиции:

Магнитная индукция поля создаваемого N источниками, равна векторной сумме магнитных индукций полей, создаваемых каждым источником в отдельности (т. е. при отсутствии всех других):

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^N \vec{B}_i(\vec{r}, t).$$

- Магнитное поле, так же как и электрическое, можно изображать графически при помощи линий индукции – воображаемых линий, касательные к которым содержат вектор \vec{B} в данной точке поля (рис. 2.6.3). Подобно линиям напряженности электрического поля линии магнитного поля проводят с такой густотой, чтобы число линий, пересекающих единицу поверхности, перпендикулярную к ним, было равно (пропорционально) индукции магнитного поля (магнитному потоку) в данном месте.



Рис. 2.6.3

На примере прямого провода с током (рис. 2.6.3) можно видеть, что линии индукции магнитного поля представляют собой замкнутые concentрические окружности. Эрстед назвал такие воображаемые линии вихрями.

Вспомним, что линии напряженности электрического поля разомкнуты, они начинаются на положительных зарядах (заряженных телах), а заканчиваются на отрицательных. Такое векторное поле мы называем *потенциальным*.

Поскольку линии индукции магнитного поля не прерываются, то (по этому случаю) все векторные поля, обладающие непрерывными линиями, называют *соленоидальными (вихревыми)*. В этой ситуации нет оснований гово-

речь о магнитных зарядах. Магнитную среду такие линии пронизывают, также не прерываясь.

Опыт показывает, что сила \vec{F} , действующая на точечный заряд в электромагнитном поле, зависит в общем случае не только от положения этого заряда, но и от его скорости \vec{v} . Соответственно этому силу \vec{F} разделяют на две составляющие – электрическую составляющую \vec{F}_e (она не зависит от скорости движения заряда) и магнитную \vec{F}_m (она зависит от скорости заряда):

$$\vec{F}_e = q\vec{E}, \quad (2.6.1)$$

$$\vec{F}_m = q[\vec{v}, \vec{B}],$$

где квадратные скобки обозначают векторное произведение.

Тогда полная электромагнитная сила, действующая на заряд q :

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (2.6.2)$$

Эту силу называют **силой Лоренца**. Выражение (2.6.2) справедливо как для постоянных, так и для переменных электрических и магнитных полей, при любых значениях скорости \vec{v} заряда.

Модуль магнитной составляющей (2.6.1):

$$F_m = |q|vB \sin\alpha,$$

где α – угол между векторами \vec{v} и \vec{B} .

Направление \vec{F}_e для положительного заряда определяется направлением вектора \vec{E} . Вектор \vec{F}_m перпендикулярен к плоскости, в которой лежат векторы \vec{v} и \vec{B} , при этом направление вектора \vec{F}_m для положительного заряда определяется правилом правого винта (буравчика) (рис. 2.6.4, а).

Для отрицательного заряда, при такой же скорости, направление силы \vec{F}_m противоположно (рис. 2.6.4, б).

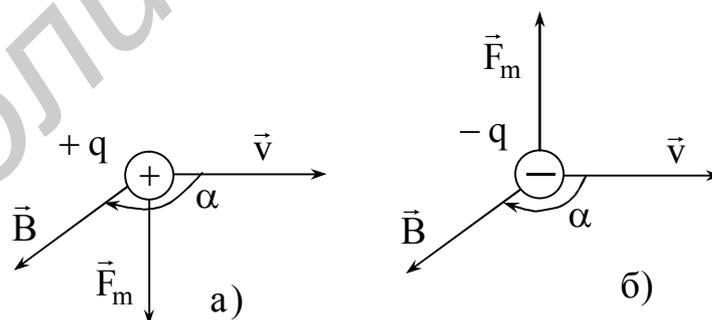


Рис. 2.6.4

Важной особенностью магнитной силы является то, что она всегда перпендикулярна вектору \vec{v} – скорости движения заряженной частицы и сообщает ей нормальное ускорение.

Не изменяя модуля скорости, а лишь изменяя ее направление, сила Лоренца *работы над зарядом не совершает и кинетическая энергия заряженной частицы при движении в магнитном поле не изменяется.*

2.6.3. Магнитное поле равномерно движущегося заряда

Мы знаем, что магнитное поле порождается движущимися зарядами (токами). В результате обобщения экспериментальных данных был получен, закон определяющий поле \vec{B} точечного заряда q , движущегося с постоянной нерелятивистской скоростью $v \ll c$ (c – скорость света в вакууме):

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0 q}{4\pi} \cdot \frac{[\vec{v}, \vec{R}]}{R^3}, \quad (2.6.3)$$

где μ – относительная магнитная проницаемость среды; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; \vec{v} – скорость заряда; $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$ – вектор, проведенный от заряда q к точке наблюдения (рис. 2.6.5).

Вектор \vec{B} направлен перпендикулярно плоскости, в которой расположены \vec{v} и \vec{R} .

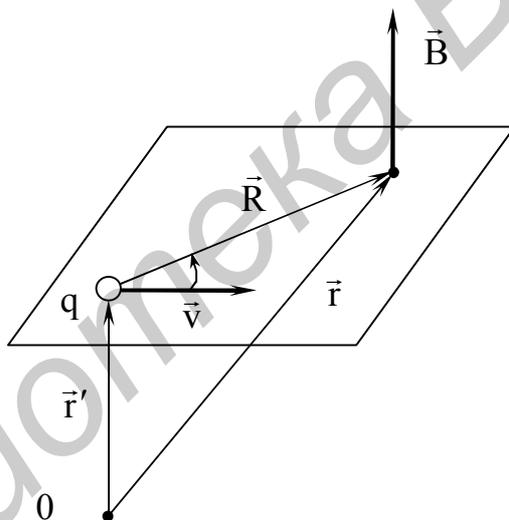


Рис. 2.6.5

Электрическое поле точечного заряда, движущегося в вакууме ($\mu = \epsilon = 1$) с нерелятивистской скоростью, описывается законом $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r}$, поэтому (2.3) можно преобразовать к виду

$$\vec{B} = \epsilon_0\mu_0 [\vec{v}, \vec{E}] = \frac{[\vec{v}, \vec{E}]}{c^2}, \quad (2.6.4)$$

где $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$ – электродинамическая постоянная, она равна скорости света в вакууме.

2.6.4. Закон Био–Савара–Лапласа и его применение к расчету поля

Для расчета индукции магнитного поля тонкого провода вводится понятие вектора элемента тока $I d\vec{l}$, направление, которого совпадает с направлением тока в проводнике, а модуль равен произведению силы тока на малый элемент длины проводника.

Если в проводнике, занимающим объем пространства (V), заряженные частицы, движущиеся со скоростью \vec{v} , распределены с объемной плотностью заряда ρ , то подставив в (2.6.3) вместо q заряд ρdV , где dV – элемент объема и учитывая, что по определению плотность тока $\vec{j} = \rho \vec{v}$, найдем вклад в магнитное поле зарядов, находящихся в элементе объема проводника dV :

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{[\vec{j}, \vec{R}]}{R^3} dV. \quad (2.6.5)$$

Если ток идет по тонкому проводу с площадью поперечного сечения ΔS , то $j dV = j \Delta S \cdot dl = I dl$, где dl – элемент длины провода. Введя вектор $d\vec{l}$ в направлении тока I , получим $\vec{j} dV = I d\vec{l}$. Векторы $\vec{j} dV$ и $I d\vec{l}$ называют соответственно *объемным* и *линейным элементами тока*.

Произведя замену объемного элемента тока на линейный элемент тока, можем представить (2.6.5) в виде

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi} \frac{[d\vec{l}, \vec{R}]}{R^3}. \quad (2.6.6)$$

Формулы (2.6.5) и (2.6.6) выражают закон Био–Савара–Лапласа. (Био Жан Батист (1774 – 1862), французский физик, Савар Феликс (1791 – 1841), французский физик, Лаплас Пьер Симон (1749 – 1827), французский астроном, математик и физик).

Тогда поле \vec{B} , создаваемое всем проводником с током, в соответствии с принципом суперпозиции определяется интегрированием (2.6.5) и (2.6.6) по всем элементам тока:

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \int_{(V)} \frac{[\vec{j}, \vec{R}]}{R^3} dv \quad \text{или} \quad B = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi} \oint_{(l)} \frac{[d\vec{l}, \vec{R}]}{R^3}. \quad (2.6.7)$$

Закон Био–Савара–Лапласа позволяет определить вектор магнитной индукции, созданный элементом тока $I d\vec{l}$ в произвольной точке пространства, определяемой радиус-вектором \vec{r} (рис. 2.6.6). Учитывая, что $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$, а $d\vec{l} = d\vec{r}$ из выражения (2.6.6) получаем

$$d\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I [d\vec{r}', \vec{r} - \vec{r}']}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}. \quad (2.6.8)$$

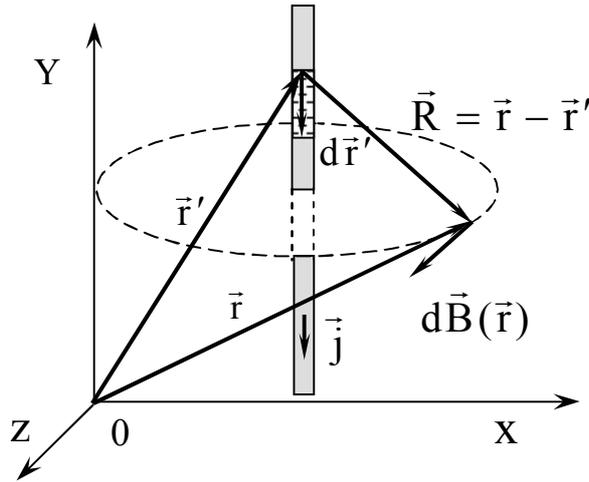


Рис. 2.6.6

В случае произвольного проводника с током вектор \vec{B} определяется как

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi} \oint_{(l)} \frac{[d\vec{r}', \vec{r} - \vec{r}']}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}. \quad (2.6.9)$$

2.6.5. Магнитное поле кругового тока и на его оси

Индукция $d\vec{B}$ поля (рис. 2.6.7), созданного элементом тока Idl , определяется согласно формуле (2.6.6). Разложим вектор $d\vec{B}$ на две составляющие: $d\vec{B}_{\parallel}$ – направленную вдоль оси OZ и $d\vec{B}_{\perp}$ – перпендикулярную к ней:

$$\vec{B} = \int_l d\vec{B}_{\parallel} + \int_l d\vec{B}_{\perp}.$$

При суммировании полей всех элементов тока по длине окружности, составляющие $d\vec{B}_{\perp}$, в сумме дадут нуль, т. е.

$$\int_l d\vec{B}_{\perp} = 0.$$

Векторы $d\vec{B}_{\parallel}$ сонаправлены, поэтому векторную сумму заменим скалярной:

$$B = \int_l dB_{z\parallel} = \int_l dB \cos \beta.$$

Таким образом, для случая, представленного на рис. 2.6.7, на расстоянии z на оси кругового витка элемент тока Idl создает магнитное поле:

$$dB_z = |d\vec{B}| \cos \beta, \quad (2.6.10)$$

где $dB = \frac{\mu\mu_0 Idl \cdot r \cdot \sin(\pi/2)}{4\pi \cdot r^2}$.

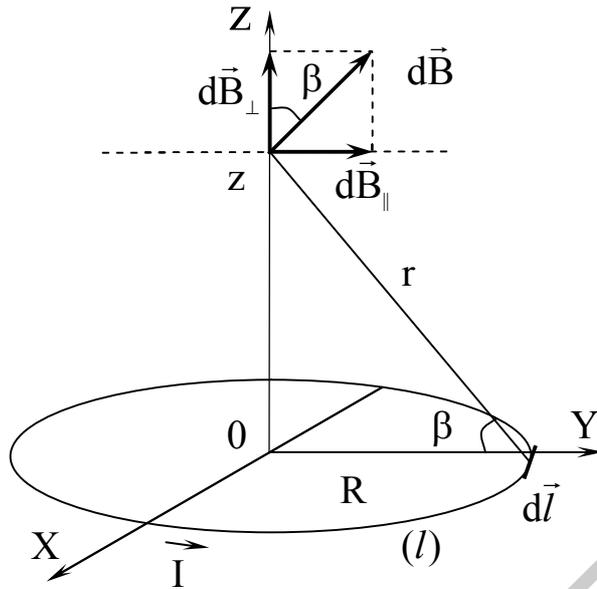


Рис. 2.6.7

Используя рис. 2.6.7, получим

$$r = \sqrt{z^2 + R^2}, \quad \cos \beta = \frac{R}{r} = \frac{R}{(z^2 + R^2)^{1/2}}.$$

Подставив полученные соотношения с учетом того, что $\sin(\pi/2) = 1$, имеем

$$dB_z = \frac{\mu\mu_0 I \cdot dl}{4\pi \cdot (z^2 + R^2)} \cos \beta = \frac{\mu\mu_0 I \cdot R \cdot dl}{4\pi \cdot (z^2 + R^2)^{3/2}}.$$

Интегрируя по l и учитывая то, что $\int_l dl = 2\pi R$, находим

$$B = B_z = \frac{\mu\mu_0 I \cdot R}{4\pi \cdot (z^2 + R^2)^{3/2}} \oint_{(l)} dl = \frac{\mu\mu_0 I \cdot R^2}{2 \cdot (z^2 + R^2)^{3/2}}, \quad (2.6.11)$$

где z – координата, R – радиус витка, I – ток в витке.

2.6.6. Поле соленоида конечной длины

Соленоидом называется трубкообразная катушка из провода, витки которого расположены вплотную друг к другу (рис. 2.6.8). Если шаг соленоида мал, то каждый виток соленоида можно приближенно заменить замкнутым витком. При протекании тока по одному витку вокруг него возникает неоднородное магнитное поле, каждая точка которого характеризуется вектором магнитной индукции \vec{B} .

Сложная структура магнитного поля изображается линиями вектора магнитной индукции (рис. 2.6.8), направление которых можно определить по эмпирическому правилу «правого винта».

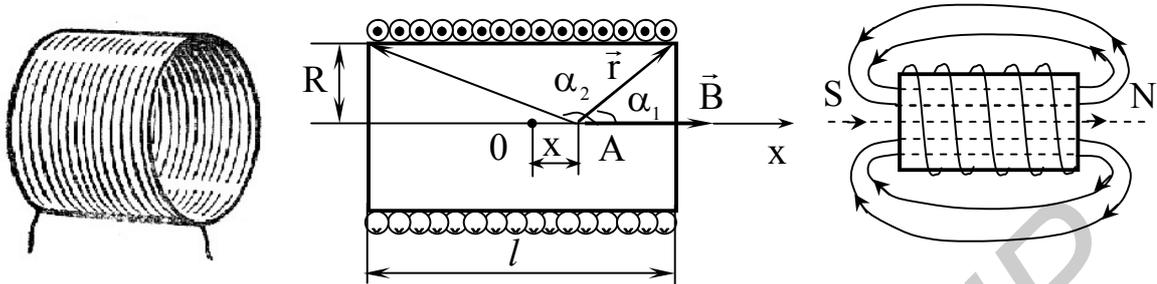


Рис. 2.6.8

Магнитная индукция \vec{B} поля соленоида конечной длины равна геометрической сумме магнитных индукций полей всех витков этого соленоида:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^N \vec{B}_i.$$

Внутри соленоида направление индукции \vec{B} на оси соленоида совпадает с направлением оси. Используя формулы (2.6.5), (2.6.6) и (2.6.8) можно получить формулу для расчета индукции магнитного поля в произвольной точке А, лежащей на оси соленоида конечной длины:

$$B = \frac{\mu\mu_0 nI}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2), \quad (2.6.12)$$

где $n = N/l$ – число витков на единицу длины соленоида (плотность намотки); α_1 и α_2 – углы, под которыми из точки А видны концы соленоида (рис. 2.6.8).

В учении об электромагнетизме большую роль играет воображаемый бесконечно длинный соленоид. Причина этого заключается в том, что поле такого соленоида однородно и ограничено объемом соленоида (аналогично электрическое поле бесконечного плоского конденсатора однородно и ограничено объемом конденсатора). Соленоид считается бесконечно длинным, если $l \gg R$.

Для бесконечно длинного соленоида $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = \pi$. Тогда:

$$B = \frac{\mu\mu_0 nI}{2} (\cos 0 - \cos \pi) = \frac{\mu\mu_0 nI}{2} \cdot 2 \Rightarrow B = \mu\mu_0 nI.$$

Магнитное поле соленоида представляет собой результирующее магнитное поле всех его витков. Для используемой в лабораторной работе установки рассчитаем индукцию поля соленоида для точек, расположенных на оси витка (рис. 2.6.8, 2.6.9), используя выражения (2.6.6), (2.6.11), поскольку вдоль оси соленоида направление магнитного поля всех витков совпадает.

В этом случае все элементы тока равноудалены от точки с координатой z на оси витка, а создаваемые ими векторы индукции составляют один и тот же угол β с осью OZ , проведенной из центра витка. Результирующий вектор индукции магнитного поля витка направлен вдоль этой оси, а его величину мы определили (2.6.11).

Проведем расчет магнитной индукции B исходя из выражения (2.6.11).

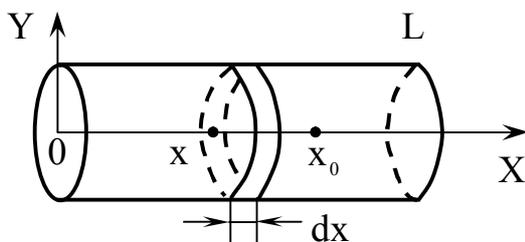


Рис. 2.6.9

Пусть длина соленоида L , общее число витков N , радиус каждого витка R . Рассмотрим, настолько малый элемент длины соленоида dx , чтобы число витков dN , расположенных на этом элементе, можно было рассматривать как один тонкий виток с током. Систему координат выберем так, как показано на рис. 2.6.9. Координата центра выбранного элемента соленоида x . В этом элементе течет ток $dI = IdN = I \frac{N}{L} dx$ (I – ток в одном витке, N – число витков на единицу длины соленоида). В точке на оси с координатой x_0 ($\mu = 1$) выбранный элемент создает магнитное поле

$$dB(x_0) = \frac{\mu_0 R^2 dI}{2[R^2 + (x - x_0)^2]^{3/2}} = \frac{\mu_0 nIR^2 dx}{2[R^2 + (x - x_0)^2]^{3/2}}. \quad (2.6.13)$$

Для нахождения значения магнитной индукции в точке z_0 необходимо проинтегрировать выражение (2.6.13) по z от 0 до L :

$$B(x_0) = \int_0^L \frac{\mu_0 nIR^2 dx}{2[R^2 + (x - x_0)^2]^{3/2}} = \frac{\mu_0 nI}{2} \left(\frac{L - x_0}{\sqrt{R^2 + (L - x_0)^2}} + \frac{x_0}{\sqrt{R^2 + x_0^2}} \right). \quad (2.6.14)$$

Формула (2.6.14) позволяет вычислить значение магнитной индукции в любой точке оси однослойного соленоида. Если провод намотан в несколько слоев, то индукция магнитного поля в любой точке оси z выражается формулой

$$B(x) = \frac{\mu_0 n I k}{2(R_2 - R_1)} \left((L - x_0) \ln \frac{R_2 + \sqrt{R_2^2 + (L - x_0)^2}}{R_1 + \sqrt{R_1^2 + (L - x_0)^2}} + x_0 \ln \frac{R_2 + \sqrt{R_2^2 + x_0^2}}{R_1 + \sqrt{R_1^2 + x_0^2}} \right), \quad (2.6.15)$$

где k – число слоев, R_1 и R_2 – внутренний и внешний радиусы намотанного провода.

Для практического измерения величины индукции магнитного поля на оси соленоида используется так называемый датчик Холла. Принцип работы датчика основан на явлении, которое открыл в 1879 г. Э. Холл (Холл Эдвин Герберт (1855 – 1938), американский физик).

Э. Холл обнаружил, что в металле (или в полупроводнике) с током плотностью \vec{j} , помещенном в магнитное поле, возникает электрическое поле \vec{E} , линии которого перпендикулярны линиям индукции \vec{B} магнитного поля и вектору плотности тока.

Рассмотрим однородную пластинку, которая имеет вид параллелепипеда размерами a , b , d и расположенную в однородном магнитном поле так, что вектор индукции магнитного поля \vec{B} перпендикулярен вектору плотности тока (рис. 2.10).

Если пластинка металлическая, то свободными носителями тока являются электроны, на которые в магнитном поле действует составляющая силы Лоренца:

$$\vec{F}_m = -e[\vec{v}, \vec{B}],$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд.

Смещение свободных электронов под действием \vec{F}_m приводит к увеличению их концентрации у верхней грани пластинки и уменьшению концентрации электронов у нижней грани пластинки. Поэтому между верхней и нижней гранями пластинки возникает дополнительное поперечное электрическое поле с напряженностью \vec{E}_\perp , направленной снизу вверх (рис. 2.6.10).

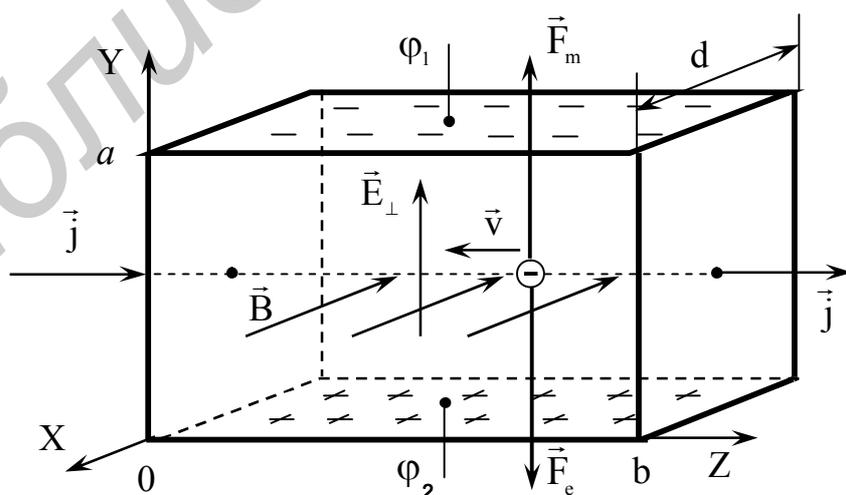


Рис. 2.6.10

Стационарное распределение зарядов в поперечном направлении установится при таком значении напряженности электрического поля \vec{E}_\perp , что его действие на заряды будет уравнивать магнитную составляющую силы Лоренца.

Для регистрации этого поля проще всего измерить разность потенциалов между гранями пластинки. Лишь для точек, расположенных в сечении, перпендикулярном направлению тока, потенциалы стационарного электрического поля одинаковы.

Именно поэтому разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$, обусловленную дополнительным поперечным электрическим полем, следует измерять между точками верхней и нижней грани, лежащими в одном, перпендикулярном току сечении.

Возникшую при этом поперечную разность потенциалов $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ можно вычислить из условия установившегося стационарного распределения зарядов:

$$eE = e(\varphi_1 - \varphi_2)/a = evB,$$

откуда

$$\varphi_1 - \varphi_2 = vBa,$$

где a – высота пластинки.

Учитывая, что сила тока в пластинке

$$I = jS = envS,$$

где $S = ad$ – площадь поперечного сечения пластинки, получим

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{I}{enS} Ba = \frac{1}{en} \frac{IBa}{ad} = \frac{1}{en} \frac{IB}{d} = R \frac{IB}{d}. \quad (2.6.16)$$

Величина $R = 1/ne$ – *постоянная Холла*, зависящая от вещества. Окончательно получим

$$\varphi_1 - \varphi_2 = R \frac{IB}{d}.$$

Впервые эту разность потенциалов измерил Э. Холл и обнаружил, что в эксперименте она пропорциональна силе тока, величине индукции магнитного поля и обратно пропорциональна толщине пластинки. Поскольку разность потенциалов пропорциональна индукции магнитного поля, то в измерительной технике используются датчики Холла для измерения B .

2.6.7. Описание установки

Измерительный блок (система регистрации) лабораторной установки представляет собой микропроцессорную систему. Измерение выходного значения напряжения с интегрального датчика Холла производят с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП) в каждом положении датчика.

Датчик Холла в виде тоненькой пластинки из полупроводника прикреплен на торце штока, который перемещается внутри соленоида (рис. 2.6.11) автоматически с шагом от 1 до 10 мм.

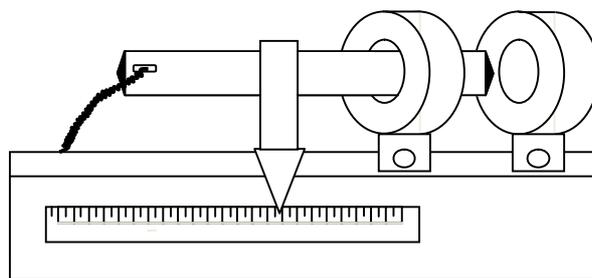


Рис. 2.6.11

Внешний вид передней панели установки представлен на рисунке 2.6.12. На экран графического дисплея с разрешением 320x240 точек выводится зависимость индукции магнитного поля от положения датчика внутри соленоида или от силы тока при фиксированном положении датчика.

Лабораторная установка позволяет провести исследование зависимости магнитного поля:

- 1) на оси соленоида от расстояния до его края;
- 2) в фиксированной точке на оси соленоида в зависимости от силы тока, протекающего по соленоиду.

Установка может работать в автоматическом и ручном режимах.

В первом автоматическом режиме двигатель перемещает датчик Холла на штоке внутри соленоида. При этом на графическое табло выводится график зависимости индукции от расстояния, а на числовое табло – соответствующие значения этих величин.

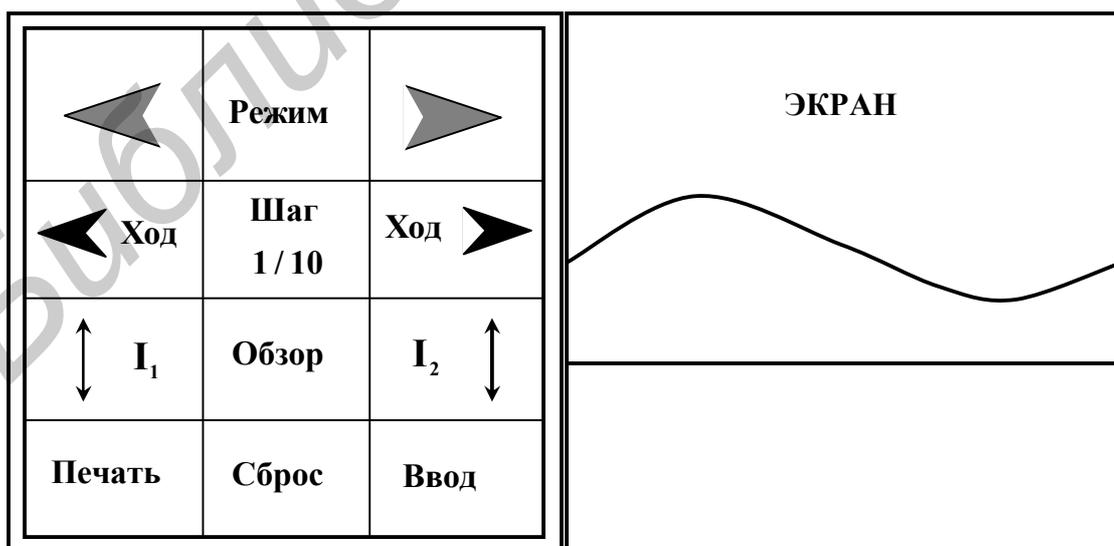


Рис. 2.6.12

Во втором автоматическом режиме при фиксированном положении датчика, выбранном и введенным с помощью рукоятки на панели, изменяется значение силы тока в обмотке соленоида с шагом 0,08 А, а на экран выводится график зависимости величины индукции магнитного поля от тока.

В ручном режиме работы установки соответствующими клавишами по экрану передвигается реперная линия с заданным шагом, а на цифровом табло высвечиваются соответствующие значения величин.

Задание

1. Подключить лабораторную установку в сеть, нажав выключатель на задней панели.

2. Переключателем на передней панели включить **Режим 1** по изучению зависимости индукции магнитного поля на оси соленоида от расстояния до его края, при силе тока в обмотке **0,6 А**. На экране графического дисплея высветится надпись **Mode 1**. Кнопкой «ввод» запустить работу установки в заданном режиме.

3. Подождать до окончания работы установки и высвечивания на экране графического дисплея графика процесса. С помощью клавиш $\boxed{1\triangleright}$, $\boxed{\triangleleft 1}$, $\boxed{20\triangleright}$ и $\boxed{\triangleleft 20}$, управляющих движением реперной линии по экрану с различным шагом, установить реперную линию на графике в положениях, соответствующих максимальному и половине максимального значениям индукции. Выписать соответствующие значения величин с экрана цифрового дисплея.

4. Вычислить по формуле (2.6.15) соответствующие значения магнитной индукции и сравнить с измеренными экспериментально. Параметры соленоида: $n = 1000 \text{ м}^{-1}$, $L = 30 \text{ мм}$, $k = 10$, $R_1 = 12 \text{ мм}$, $R_2 = 22 \text{ мм}$.

5. Кнопкой «сброс» подготовить установку к работе.

6. Переключателем на передней панели включить **Режим 2** по изучению зависимости индукции магнитного поля в фиксированном положении датчика от силы тока в обмотке соленоида, задав координату вне соленоида.

7. Подождать до окончания работы установки и высвечивания на экране графического дисплея графика процесса. Установить курсор на графике в положение, соответствующее максимальному значению индукции. Выписать соответствующие значения величин с экрана цифрового дисплея. Определить тангенс угла наклона графика как величину $\text{tg}\alpha = \frac{\Delta B}{\Delta I}$.

8. Повторить работу в положении переключателя **Режим 2** при расположении датчика внутри соленоида на таком же расстоянии от конца. Сравнить полученные результаты для двух положений датчика.

Содержание отчета

1. Формулировка цели работы.
2. Приборы и принадлежности, используемые в процессе выполнения работы (в виде таблицы).
3. Схема используемой установки.
4. Рабочие формулы и формулы расчета погрешности измерений.
5. Результаты измерений и расчетов (в виде таблиц).
6. Графический материал, полученный в результате проведенных измерений и расчетов.
7. Выводы по работе, окончательные результаты.

Контрольные вопросы

1. Дать определение магнитного поля. Назвать его источники. Сформулировать принцип суперпозиции магнитных полей.
2. Написать и проанализировать выражение для электромагнитной силы, действующей на движущийся заряд q .
3. Записать закон Био–Савара–Лапласа. Как определить направление вектора \vec{B} ?
4. Используя закон Био–Савара–Лапласа и принцип суперпозиции магнитных полей, получить формулу (2.6.13).
5. Перечислить все физические явления, лежащие в основе предложенного метода исследования магнитного поля катушек.
6. В чем заключается сущность эффекта Холла? Как объяснить возникновение холловской разности потенциалов с точки зрения электронной теории? Вывести формулу для ЭДС Холла.

Литература

1. Иродов, И. Е. Основные законы электромагнетизма / И. Е. Иродов. – М. : Высш. шк., 1983. С. 226 – 228.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики. В 5 кн. / И. В. Савельев. – М. : Астрель, АСТ, 2004.
3. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. В 5 т. / Д. В. Сивухин. – М. : Физматлит, МФТИ, 2002 – 2005.
4. Электромагнетизм: лаб. практик. по курсу «Физика» / М. С. Сергеева-Некрасова [и др.]; под общ. ред. В. И. Мурзова. – Минск : БГУИР, 2011. – 68 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2.7

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с одним из методов измерения индукции магнитного поля.
2. Проверить теорему Гаусса для поля вектора \vec{B} .
3. Проверить теорему о циркуляции вектора \vec{B} .

КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Две интегральные теоремы магнитного поля связаны с двумя важнейшими математическими характеристиками всех векторных полей: **поток**ом и **циркуляцией**.

Циркуляцией вектора \vec{B} по произвольному замкнутому контуру L называется интеграл

$$\oint_{(L)} \vec{B} d\vec{l} = \oint_{(L)} B dl \cos \alpha = \oint_{(L)} B_{\tau} dl, \quad (2.7.1)$$

где B_{τ} – проекция вектора \vec{B} на направление элементарного перемещения $d\vec{l}$ вдоль контура L в данной точке поля, α – угол между векторами \vec{B} и $d\vec{l}$ (рис. 2.7.1); $d\vec{l} = dl \vec{\tau}$; где $\vec{\tau}$ – единичный вектор касательной к контуру в заданном направлении (рис. 2.7.2).

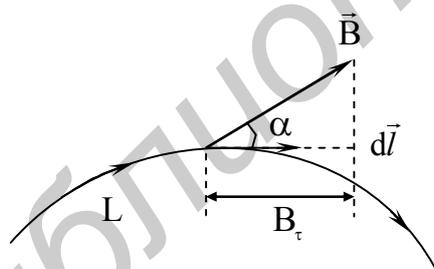


Рис. 2.7.1

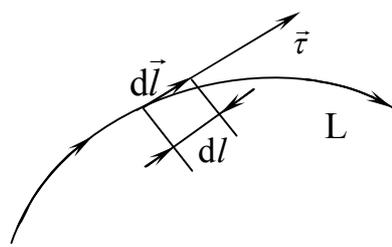


Рис. 2.7.2

Циркуляция является скаляром.

Теорема о циркуляции вектора \vec{B} :

Циркуляция вектора \vec{B} по произвольному замкнутому контуру L равна произведению μ_0 на алгебраическую сумму токов, охваченных контуром L :

$$\oint_{(L)} \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{j=1}^N I_j. \quad (2.7.2)$$

Ток считается положительным, если его направление связано с направлением обхода по контуру правилом правого винта (рис. 2.7.3).

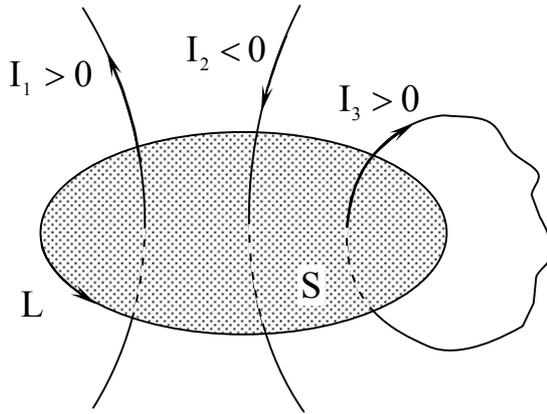


Рис. 2.7.3

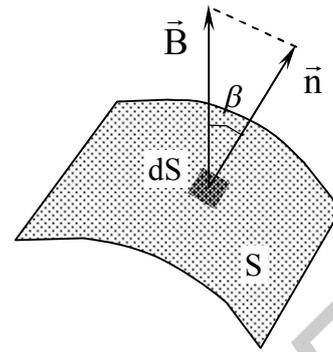


Рис. 2.7.4

Приближенное значение интеграла $\oint_{(L)} \vec{B} d\vec{l} = \oint_{(L)} B_{\tau} dl$ можно вычислить, переходя к суммированию по конечному числу отрезков Δl_i , на которые разбивается замкнутый контур L:

$$\oint_{(L)} B_{\tau} dl \approx \sum_{i=1}^N B_{\tau_i} \Delta l_i \approx \Delta l (B_{\tau_1} + B_{\tau_2} + \dots + B_{\tau_N}). \quad (2.7.3)$$

Таким образом, теорема о циркуляции вектора \vec{B} для токов проводимости **приближенно** может быть записана в виде

$$\sum_{i=1}^N B_{\tau_i} \Delta l_i \approx \mu_0 \sum_{j=1}^N I_j. \quad (2.7.4)$$

Поток Φ вектора магнитной индукции \vec{B} через произвольную поверхность S определяется интегралом

$$\int_{(S)} \vec{B} d\vec{S} = \int_{(S)} B dS \cos \beta = \int_{(S)} B_n dS, \quad (2.7.5)$$

где β – угол между векторами \vec{B} и $d\vec{S}$; B_n – проекция вектора \vec{B} на нормаль к поверхности S .

Направление вектора $d\vec{S}$ совпадает с направлением вектора нормали \vec{n} к поверхности dS (рис. 2.7.4): $d\vec{S} = dS \vec{n}$; dS – площадь элементарной поверхности, в пределах которой $\vec{B} = \text{const}$.

Поток является **скаляром**. В СИ магнитный поток измеряется в **веберах** (Вб):

$$1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot \text{м}^2 = 1 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{А}} = 1 \text{ В} \cdot \text{с}. \quad (2.7.6)$$

Теорема Гаусса для поля вектора \vec{B} : *магнитный поток через любую замкнутую поверхность S равен нулю:*

$$\oint_{(S)} \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (2.7.7)$$

В случае замкнутой поверхности, т. е. поверхности, ограничивающей не-

который объем, за положительное направление нормали обычно выбирают внешнюю нормаль (рис. 2.7.5).

Для проверки теоремы Гаусса целесообразно выбрать замкнутую поверхность площадью S произвольной формы, но заведомо такой, чтобы в её пределах векторы \vec{B} лежали в параллельных плоскостях (рис. 2.7.5).

Магнитный поток через замкнутую поверхность можно представить в виде суммы потоков через боковую S_6 и торцовые поверхности S_1 и S_2 .

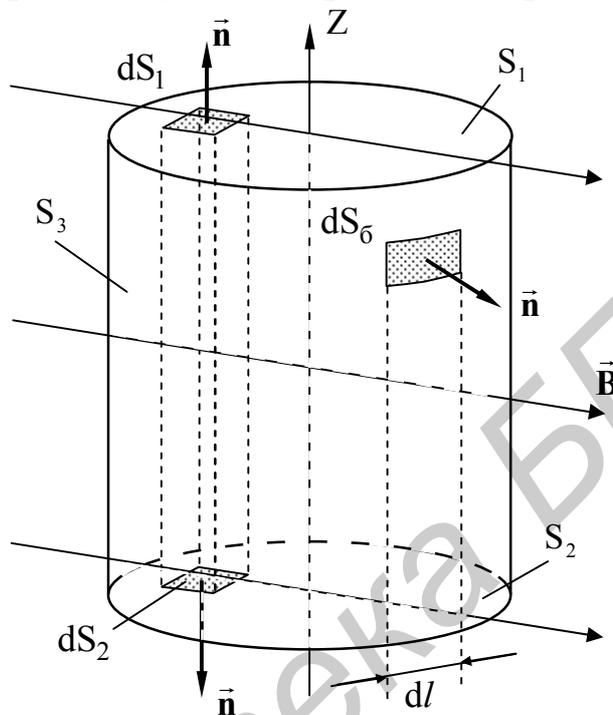


Рис. 2.7.5

Для упрощения измерений поверхности S_1 и S_2 следует ориентировать параллельно векторам \vec{B} . Тогда во всех точках этих поверхностей угол $\beta = \pi/2$ и потоки магнитной индукции сквозь торцовые поверхности будут равны нулю (рис. 2.7.5).

$$\oint_{(S)} \vec{B} d\vec{S} = \int_{(S_6)} \vec{B} d\vec{S} + \int_{(S_1)} \vec{B} d\vec{S} + \int_{(S_2)} \vec{B} d\vec{S}. \quad (2.7.8)$$

Интеграл $\int_{(S_6)} \vec{B} d\vec{S} = \int_{(S_6)} B_n dS$ приближенно можно представить в виде суммы

$$\int_{(S_6)} B_n dS \approx \sum_{k=1}^K B_{n_k} \Delta S_k \approx \Delta S (B_{n_1} + B_{n_2} + \dots + B_{n_K}). \quad (2.7.9)$$

В соответствии с теоремой Гаусса для поля вектора \vec{B} эта величина должна быть равна нулю:

$$\sum_{k=1}^K B_{n_k} \Delta S_k \approx 0. \quad (2.7.10)$$

В работе экспериментально изучаются теорема Гаусса для магнитного поля и закон полного тока.

Для измерения величины вектора магнитной индукции в работе применяется метод, основанный на явлении электромагнитной индукции.

Функциональная схема установки изображена на рис. 2.7.6. Установка состоит из кольцевого проволочного проводника L_1 , укрепленного на подставке и небольшой проволочной катушки L_2 , помещенной в зонд и соединенной с измерительной системой. В измерительную систему входят преобразователь (П) и измерительный прибор (ИП). Диаметр d измерительной катушки L_2 много меньше диаметра D кольцевого проводника L_1 . Измерительная катушка жестко закреплена внутри зонда и подключена к измерительному прибору. На поверхности зонда параллельно оси катушки L_2 нанесена стрелка.

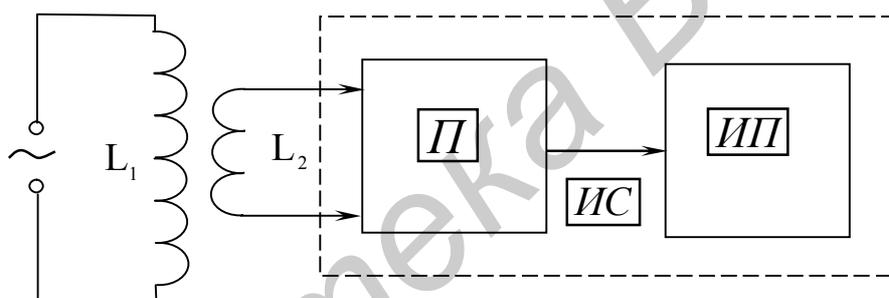


Рис. 2.7.6

Кольцевой проводник питается от сети через понижающий трансформатор. Индукция магнитного поля, созданного этим проводником, меняется со временем по закону $\vec{B} = \vec{B}_0 \cos(\omega t)$.

В зонде при этом наводится ЭДС и возникает индукционный ток, который идет в измерительную систему. Величина выходного напряжения U пропорциональна значению величины B и определяется по отсчетному устройству измерительного прибора:

$$U = k B, \quad (2.7.11)$$

где k – калибровочный коэффициент, учитывающий геометрию датчика, частоту тока и характеристики измерительного преобразователя.

Для проверки теорем выбираются контуры произвольной длины и формы охватывающие и не охватывающие токи, лежащие в плоскости, перпендикулярной плоскости кольцевого проводника и проходящей через его диаметр (рис. 2.7.8).

Выбранный контур делится точками на одинаковые участки Δl (рис. 2.7.7). Измерения величины магнитной индукции производятся в середине

каждого участка. При проверке теоремы Гаусса зонд ориентируется таким образом, чтобы направление стрелки на нем совпало с направлением нормали \vec{n} к участку контура, а при изучении теоремы о циркуляции вектора \vec{V} – с направлением касательной $\vec{\tau}$ к контуру в направлении его обхода, которое выбирается произвольно.

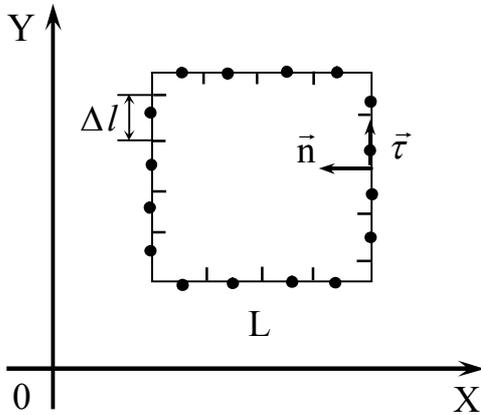


Рис. 2.7.7

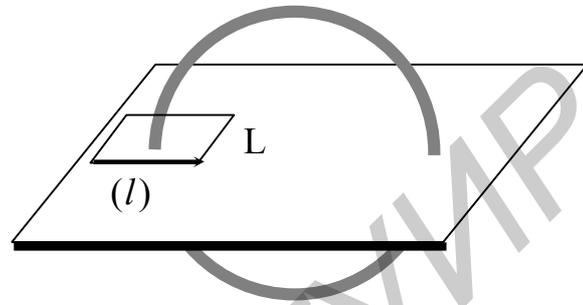


Рис. 2.7.8

Задание

1. Проверить теорему Гаусса поля вектора \vec{V} для произвольных контуров, охватывающих токи и неохватывающих токи:

а) выбрать два контура произвольной формы, охватывающий и не охватывающий токи. Зонд при измерениях ориентировать таким образом, чтобы направление стрелки совпадало с направлением внешней нормали \vec{n} к участку контура (рис. 2.7.7). Производить считывание результатов измерений при каждом перемещении зонда вдоль контура. Результаты измерений занести в табл. 2.7.1;

б) подсчитать сумму $\sum_{i=1}^k V_{ni} \Delta l_i$;

в) проанализировать полученные результаты.

2. Проверить справедливость теоремы о циркуляции вектора \vec{V} :

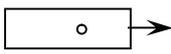
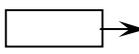
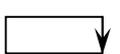
а) измерения производить для тех же контуров, что и в п. 1. Зонд при измерениях ориентировать таким образом, чтобы направление стрелки совпадало с направлением касательной $\vec{\tau}$ к участку контура. Производить считывание результатов измерений при каждом перемещении зонда вдоль контура. Результаты измерений занести в табл. 2.7.1;

б) подсчитать сумму $\sum_{i=1}^k V_{ni} \Delta l_i$ и сравнить ее с суммарным током, охваты-

ваемым соответствующим контуром $\mu_0 \sum_{j=1}^N I_j$, где N – количество витков в кольцевом проводнике;

в) проанализировать полученные результаты.

Таблица 2.7.1

 $U, \text{ mV}$	
 $U, \text{ mV}$	
 $U, \text{ mV}$	
 $U, \text{ mV}$	

Содержание отчета

1. Формулировка цели работы.
2. Приборы и принадлежности, используемые в процессе выполнения работы (в виде таблицы).
3. Схема используемой установки.
4. Рабочие формулы и формулы расчета погрешности измерений.
5. Результаты измерений и расчетов (в виде таблиц).
6. Графический материал, полученный в результате проведенных измерений и расчетов.
7. Выводы по работе, окончательные результаты.

Контрольные вопросы

1. Как подсчитать магнитный поток через некоторую поверхность?
2. Указать способы изменения потока.
3. Чему равен поток вектора магнитной индукции через любую замкнутую поверхность?
4. Дать определение единицы магнитного потока.
5. Сформулировать теорему о циркуляции вектора \vec{B} и записать её математическое выражение.
6. Изменится ли циркуляция вектора магнитной индукции по контуру, охватывающему проводник с током, если:
 - а) добавить ток за пределами контура;
 - б) контур деформировать?
7. Обосновать справедливость метода, использованного в данной работе для проверки законов магнитного поля.
8. Какой способ измерения индукции магнитного поля используется в данной работе?
9. В чем заключается явление электромагнитной индукции?
10. Записать основной закон электромагнитной индукции – закон Фарадея.
11. В чем причина возникновения ЭДС индукции в измерительной катушке L_2 зонда?

Литература

1. Иродов, И. Е. Основные законы электромагнетизма / И. Е. Иродов. – М. : Высш. шк., 1983. С. 226 – 228.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики. В 5 кн. / И. В. Савельев. – М. : Астрель, АСТ, 2004.
3. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. В 5 т. / Д. В. Сивухин. – М. : Физматлит, МФТИ, 2002 – 2005.
4. Электромагнетизм: лаб. практ. по курсу «Физика» / М.С. Сергеева-Некрасова [и др.]; под общ. ред. В. И. Мурзова. – Минск : БГУИР, 2011. – 68 с.

Библиотека БГУИР

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2.8

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОСТОЯННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ НА ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

1. Изучить движение электронов в поперечных электрическом и магнитном полях.
2. Определить удельный заряд и скорость электронов.
3. Определить зависимость скорости электронов от величины электрического поля.

КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Форма материи, посредством которой осуществляется взаимодействие между электрически заряженными частицами, называется **электромагнитным полем**. Частными формами проявления электромагнитного поля являются электрическое и магнитное поля.

Представление об электрическом поле было введено Фарадеем. Согласно Фарадею, каждый заряд q изменяет определенным образом свойства окружающего его пространства: создает в окружающем пространстве электрическое поле. Это поле проявляет себя в том, что помещенный в любую точку пространства \vec{r} другой заряд q' испытывает действие силы, пропорциональной величине заряда:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \vec{E}(\vec{r})q'.$$

Величина $\vec{E}(\vec{r})$ называется напряженностью электрического поля и является его силовой характеристикой. Напряженность численно равна силе, действующая на единичный положительный заряд, помещенный в данную точку поля \vec{r} :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\vec{F}(\vec{r})}{q'}. \quad (2.8.1)$$

На заряд q , движущийся в магнитном поле $\vec{B}(\vec{r})$ со скоростью \vec{v} , действует магнитная сила:

$$\vec{F}_M = q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (2.8.2)$$

Направление силы $\vec{F}_M(\vec{r})$ определяется по правилу правого винта (с учетом знака заряда q).

Модуль этой силы равен $F_M = qvB \sin\alpha$, где α – угол между вектором индукции $\vec{B}(\vec{r})$ и вектором скорости \vec{v} (см. лабораторную работу №2.6а).

Если заряженная частица движется одновременно в электрическом и магнитном полях, то полная электромагнитная сила (сила Лоренца), действующая на частицу, равна

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (2.8.3)$$

Для достижения поставленной цели работы используется двухэлектродная лампа (диод) с цилиндрическими коаксиальными электродами: катод располагается вдоль оси цилиндрического анода. Лампа помещается внутри цилиндрического соленоида (рис. 2.8.1).

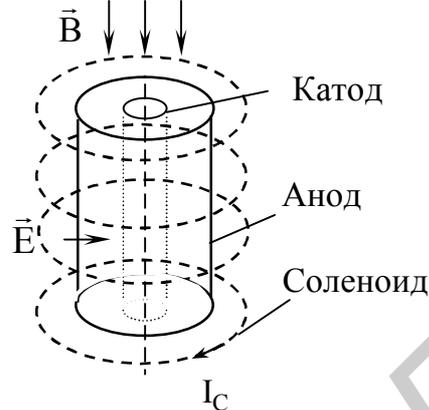


Рис. 2.8.1

Вектор магнитной индукции \vec{B} направлен параллельно оси электродов, а величина B определяется током соленоида I_c .

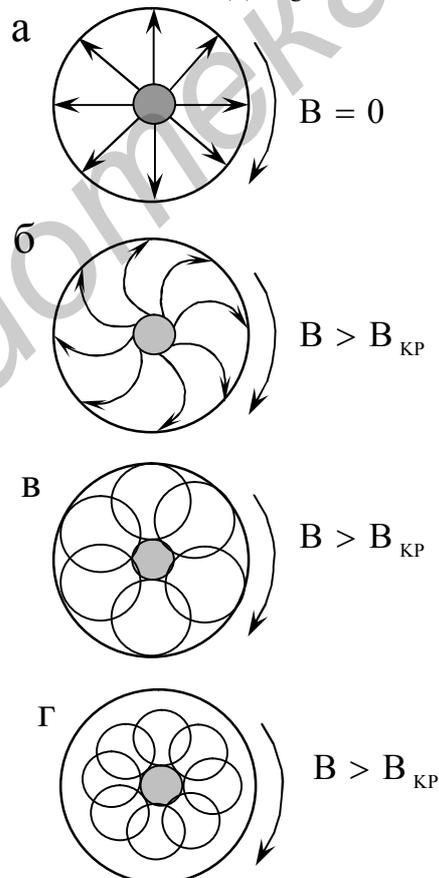


Рис. 2.8.2

Подобная конфигурация поля применяется в таких приборах, как магнетроны, в связи с чем описываемый метод определения удельного заряда носит название *метода магнетрона*.

При отсутствии магнитного поля ($I_C = 0$) электроны движутся по радиусу от катода к аноду, создавая анодный ток I_a (рис. 2.8.2, а). При включении магнитного поля на движущиеся электроны действует магнитная составляющая силы Лоренца \vec{F}_M , которая искривляет траектории электронов (рис. 2.8.2, б). Если скорости испускаемых катодом электронов одинаковы, то при некотором значении магнитной индукции $B = B_{кр}$ траектория электронов лишь касается поверхности анода (рис. 2.8.2, в). При дальнейшем увеличении индукции $B > B_{кр}$ электроны не долетают до анода (рис. 2.8.2, г), и анодный ток прекращается.

Зависимость анодного тока I_a от тока соленоида I_C представлена на рис. 2.8.3, а (кривая 1). Однако реальная зависимость анодного тока от тока соленоида имеет вид, изображенный на рис. 2.8.3, а (кривая 2). Постепенный спад анодного тока объясняется несовершенством вакуумных диодов и условий опыта, а также тем, что электроны покидают катод с различными начальными скоростями. Поэтому критические условия, при которых электроны лишь касаются анода, возникают для разных электронов при разных значениях индукции B .

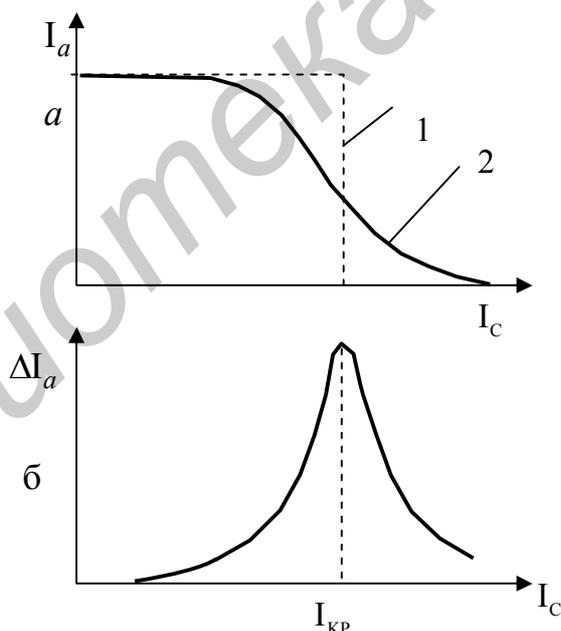


Рис. 2.8.3

Максимальное изменение анодного тока наблюдается в том случае, когда до анода не долетают электроны, обладающие наиболее вероятной скоростью. Магнитная индукция в этом случае считается критической $B_{кр}$, а значение тока соленоида – критическим током $I_{с.кр}$.

Критический ток соленоида $I_{c,кр}$ можно определить по графику зависимости изменения анодного тока ΔI_a от тока соленоида I_c (рис. 2.8.3, б)

$$\Delta I_a = I_{ai} - I_{ai-1},$$

где I_{ai} и I_{ai-1} – соответственно последующее и предыдущее значения анодного тока.

Удельный заряд электрона e/m , где e – элементарный заряд, m – масса электрона и скорость v – электрона определяются из следующих соображений.

Пусть \vec{v}_0 – наиболее вероятная скорость вылета электрона с поверхности катода; \vec{v} – конечная скорость электрона при достижении им анода. Изменение кинетической энергии электрона обусловлено только действием электрического поля:

$$\frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2} = eU, \quad (2.8.4)$$

где U – напряжение между катодом и анодом.

Учитывая, что $v \gg v_0$, скорость электрона у анода равна

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}. \quad (2.8.5)$$

Для простоты будем считать, что электроны движутся в магнитном поле с постоянной скоростью v . Тогда их траектории представляют собой окружности радиусом r , а уравнение движения для каждого электрона имеет вид

$$m \frac{v^2}{r} = e v B_{кр}, \quad (2.8.6)$$

где v^2/r – центростремительное ускорение, обусловленное действием магнитной составляющей силы Лоренца ($\vec{v} \perp \vec{B}$).

Так как радиус катода много меньше радиуса анода ($r_k \ll r_A$), будем считать, что в случае $B = B_{кр}$ электроны движутся по окружности, радиус которой $r = r_A/2$. Используя выражения (2.8.5) и (2.8.6), найдем удельный заряд электрона:

$$\frac{e}{m} = \frac{8U}{r_A^2 B_{кр}^2} \quad (2.8.7)$$

и наиболее вероятную скорость электронов, движущихся внутри диода:

$$v = \frac{4U}{r_A B_{кр}}. \quad (2.8.8)$$

Реально в диоде, помещенном в магнитном поле, электроны движутся от катода к аноду не с постоянной скоростью v , а с постепенно возрастающей от v_0 до $v = \sqrt{2Ue/m}$. Однако более строгий расчет также приводит к выражению (2.8.8).

Критическое значение индукции магнитного поля рассчитывается по формуле

$$B_{\text{кр}} = \frac{I_{\text{с.кр}} N}{2l} \mu \mu_0 (\cos \beta_1 - \cos \beta_2), \quad (2.8.9)$$

где $I_{\text{с.кр}}$ – критический ток соленоида (определяется по графику); l – длина соленоида; μ – относительная магнитная проницаемость среды; μ_0 – магнитная постоянная; β_1, β_2 – углы, показанные на рис. 2.8.4; N – число витков соленоида.

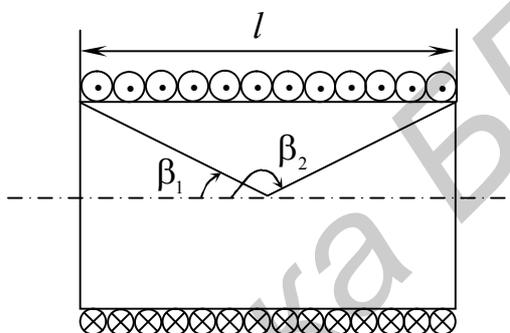


Рис. 2.8.4

Функциональная схема установки изображена на рис. 2.8.5. Установка состоит из диода (D) типа 2Ц2С, находящегося внутри соленоида (L), создающего магнитное поле, и источников питания диода и соленоида.

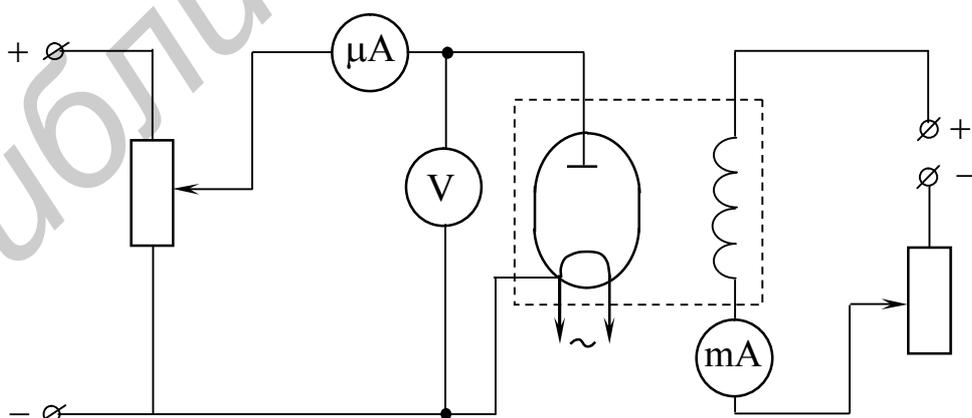


Рис. 2.8.5

Микроамперметр (μA) служит для измерения анодного тока I_a . Ток соленоида I_c регулируется потенциометром и измеряется миллиамперметром (мА).

Наименование прибора	Тип прибора	Класс точности	Пределы измерения (x_N)	Цена деления	Абсолютная погрешность
Миллиамперметр	M24	$\gamma = 1,0$	0-200 мА	4 мА	$\Delta = \pm \frac{\gamma \cdot x_N}{100}$
Микроамперметр	M24-87	$\gamma = 1,0$	0-300 μA	5 μA	$\Delta = \pm \frac{\gamma \cdot x_N}{100}$

Справочные данные

$N = 25\,000$ вит; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м;
 $L = 25$ см; $\mu = 1$;
 $D_c = 9$ см; $\cos \beta_1 - \cos \beta_2 = 1,9$.
 $D_a = 10$ мм.

Задание

1. Перед включением установки перевести потенциометр, регулирующий ток соленоида, в крайнее левое положение.
2. Подключить лабораторный макет к сети, переведя тумблер «Сеть» в положение «Вкл».
3. Изменяя потенциометром ток соленоида I_c на 20 μA , измерить зависимость анодного тока диода – I_a от тока соленоида I_c для трех анодных напряжений. Измерения анодного тока проводить при напряжениях «80», «100», «120» В, соответственно, нажимая при измерениях кнопку «Работа».
4. Построить графики зависимости $\Delta I_a = f(I_c)$ для каждого значения U .
5. Из графиков $\Delta I_a = f(I_c)$ определить значения $I_{c,кр}$.
6. Рассчитать по формуле (2.8.9) $V_{кр}$ для каждого из трех случаев.
7. Рассчитать наиболее вероятную скорость электронов v для каждого значения U по формуле (2.8.8).
8. Построить кривую зависимости скорости электронов от анодного напряжения $v = f(U)$.
9. Рассчитать по формуле (2.8.7) удельный заряд электрона e/m и сравнить полученные значения с табличными.

Содержание отчета

1. Формулировка цели работы.
2. Приборы и принадлежности, используемые в процессе выполнения работы (в виде таблицы).
3. Схема используемой установки.
4. Рабочие формулы и формулы расчета погрешности измерений.
5. Результаты измерений и расчетов (в виде таблиц).
6. Графический материал, полученный в результате проведенных измерений и расчетов.
7. Выводы по работе, окончательные результаты.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит метод магнетрона для определения e/m ?
2. Запишите общее выражение для силы Лоренца. В каких единицах измеряются величины, входящие в формулу силы Лоренца? Как определяется направление силы Лоренца?
3. Каковы траектории заряженных частиц в постоянном магнитном поле, если вектор скорости частиц \vec{v} :
 - а) $\vec{v} \uparrow \uparrow \vec{B}$; б) $\vec{v} \perp \vec{B}$; в) $(\vec{v}, \vec{B}) = \alpha$, α – произвольный угол?
4. В каких случаях магнитное поле не действует на заряженную частицу?
5. Изменяет ли электрическое и магнитное поля кинетическую энергию движущихся в них заряженных частиц?
6. Почему критическое значение магнитной индукции определяется по току соленоида $I_{c,кр}$, соответствующему максимальному значению ΔI_a .
7. Как изменяются значения $I_{c,кр}$ и максимальные значения ΔI_a на кривой зависимости $\Delta I_a = f(I_c)$ по мере увеличения напряжения на аноде?

Литература

1. Иродов, И. Е. Основные законы электромагнетизма / И. Е. Иродов. – М. : Высш. шк., 1983. С. 226 – 228.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики. В 5 кн. / И. В. Савельев. – М. : Астрель, АСТ, 2004.
3. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. В 5 т. / Д. В. Сивухин. – М. : Физматлит, МФТИ, 2002 – 2005.
4. Электромагнетизм: лаб. практик. по курсу «Физика» / М. С. Сергеева-Некрасова [и др.]; под общ. ред. В. И. Мурзова. – Минск : БГУИР, 2011. – 68 с.

ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ ОТЧЁТА ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

1. Оформление отчёта должно **соответствовать приведённым правилам**, а для положений, не раскрытых в этих правилах, – **требованиям ГОСТ 2.105-95**.

2. Отчёт можно писать от руки ручкой фиолетового, синего или черного цвета или же выполнять печатным способом с использованием принтера на одной стороне листа белой бумаги формата А4. Листы отчёта должны иметь следующие поля: левое – примерно 30 мм, правое – 10 мм, верхнее – 20...25 мм, нижнее – 20...25 мм. Текст, набираемый на ПЭВМ (шрифт Times New Roman), печатается через один интервал, размер символов – 14 пунктов, для дополнительного текста (подрисуночные подписи, таблицы и т. п. – 12 пунктов). Листы отчёта должны быть сброшюрованы.

3. Страницы следует нумеровать арабскими цифрами, соблюдая сквозную нумерацию в пределах всего отчёта. Номер рекомендуется ставить в правом верхнем углу листа. Титульный лист включают в общую нумерацию страниц отчёта, но номер страницы на нём не проставляют.

4. Текст отчёта делится на разделы, а при необходимости – на подразделы. Количество разделов и подразделов, их название (наименование) определяется студентом в зависимости от характера лабораторной работы и требований рубрики «Содержание отчёта».

5. Разделы должны иметь порядковую нумерацию в пределах всего отчёта, обозначаться арабскими цифрами и иметь название (наименование). В конце номера раздела точка не ставится, например: 3 Описание установки (третий раздел отчёта).

6. Подразделы нумеруются арабскими цифрами в пределах каждого раздела. Номер подраздела состоит из номера раздела и номера подраздела, разделённых точкой. В конце номера точка не ставится, например: 3.1 Задание (первый подраздел третьего раздела).

7. Иллюстрации обозначаются словом Рис. и нумеруются последовательно арабскими цифрами в пределах отчёта. Каждый рисунок должен иметь наименование (название). При необходимости рисунок снабжается пояснительным текстом. Номер рисунка помещается ниже иллюстрации и пояснительного текста (по центру). Пример – Рис. 1.

8. Формулы нумеруются арабскими цифрами в пределах отчёта. Номер формулы указывается в круглых скобках с правой стороны листа на уровне формулы, например: (1) – первая формула.

Формула в тексте вписывается в виде отдельной строки. Выше и ниже формулы оставляется одна свободная строка.

Пример:

Модуль вектора \vec{M} равен

$$M = p_m B \sin \varphi, \quad (1)$$

где φ – угол между векторами \vec{p}_m и \vec{B} .

Значение каждого символа формулы дается с новой строки. Первая строка пояснения начинается со слова **где** без двоеточия. После формулы ставится запятая, после каждой строки точка с запятой, после последнего слова – точка.

9. В таблицах деление ячеек по диагонали не допускается. Высота строк таблиц должна быть не менее 8 мм. Графа (столбец) № пп. в таблицу не включается. Таблицы нумеруются последовательно арабскими цифрами в пределах отчёта. Справа над таблицей помещается надпись Таблица с указанием номера и названия. **Пример** (табл. 1)

Таблица 1

<input type="checkbox"/> ◦ → U, mB	
<input type="checkbox"/> → U, mB	
<input type="checkbox"/> ◦ ↓ U, mB	
<input type="checkbox"/> ↓ U, mB	

10. Текст отчёта должен давать ответ на все пункты рубрики «Содержание отчёта». Отчёты, не отвечающие этому требованию, преподавателем не рассматриваются. Кроме того, в качестве теоретических сведений в отчёт дополнительно должны быть включены математические выражения (формулы), которые непосредственно использованы для получения интересующих в работе характеристик (параметров, коэффициентов, показателей, величин и т. д.). В случае затруднений в выборе выражений, включаемых в отчёт, следует проконсультироваться у преподавателя.

11. Титульный лист отчёта не должен противоречить форме, установленной в университете. Рекомендуемая форма образца титульного листа (формат А4) приведена на рис. 1.

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Кафедра физики

Отчет по лабораторной работе № 3.21

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ МЕТАЛЛОВ
МЕТОДОМ НАГРЕВАНИЯ В КАЛОРИМЕТРЕ**

Выполнил:
студент гр.910007
Петров П.П.

Проверил:
доцент
Сидоров И.И.

Минск 2011

Рис. 1

Учебное издание

Родин Сергей Васильевич

**ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

Редактор *Е. Н. Батурчик*

Корректор *А. В. Бас*

Подписано в печать 18.01.2013. Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».
Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. 3,6. Уч.-изд. л. 3,0. Тираж 100 экз. Заказ 234.

Издатель и полиграфическое исполнение: учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»
ЛИ №02330/0494371 от 16.03.2009. ЛП №02330/0494175 от 03.04.2009.
220013, Минск, П. Бровки, 6