

Министерство образования и науки РФ

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
Тульский государственный университет

Естественнонаучный факультет
Кафедра физики

СБОРНИК МЕТОДИЧЕСКИХ УКАЗАНИЙ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ

по дисциплине

ФИЗИКА

Часть II: ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ

Направления (специальности) подготовки: *020100 Химия окружающей среды, химическая экспертиза и экологическая безопасность, 020400 Биохимия, 060101 Лечебное дело, 090303 Информационная безопасность автоматизированных систем, 090900 Организация и технология защиты информации, 120700 Земельный кадастр, 130400 Шахтное и подземное строительство, 130400 Открытые горные работы, 140400 Электрооборудование и электрохозяйство предприятий, организаций и учреждений, 140400 Электроснабжение, 150100 Материаловедение и технология новых материалов, 150700 Машины и технология обработки металлов давлением, 150700 Машины и технология высокоэффективных процессов обработки материалов, 150700 Оборудование и технология сварочного производства, 150700 Машины и технологии литейного производства, 151000 Бытовые машины и приборы, 151000 Машины и аппараты пищевых производств, 151700 Проектирование технических комплексов специального назначения, 151900 Металлообрабатывающие станки и комплексы, 151900 Технология машиностроения, 151900 Инструментальные системы машиностроительных производств, 160400 Ракеты с ракетными двигателями твердого топлива, 160700 Проектирование ракетных двигателей твердого топлива, 161100 Приборы и системы ориентации, стабилизации и навигации, 161101 Системы управления движением летательных аппаратов, 170100 Боеприпасы, 170400 Стрелково-пушечное вооружение, 190100 Подъемно-транспортные, строительные, дорожные машины и оборудование, 190600 Автомобили и автомобильное хозяйство, 190700 Организация перевозок и управление на автомобильном транспорте, 190700 Организация и безопасность движения, 200100 Бортовые приборы управления, 201000 Биотехнические и медицинские аппараты и системы, 200400 Оптико-электронные аппараты и системы, 210601 Радиолокационные системы и комплексы, 220700 Автоматизация технологических процессов и производств в машиностроении, 221000 Промышленная и специальная робототехника, 221400 Управление качеством в производственно-технологических системах, 221700 Метрология и метрологическое производство, 230100 Вычислительные машины, комплексы, системы и сети, 230100 Системы автоматизированного проектирования, 230100 Программное обеспечение средств вычислительной техники, 230100 Автоматизированные системы обработки информации и управления, 230700 Прикладная информатика в экономике, 230700 Прикладная информатика в промышленности, 231000 Системы автоматизированного проектирования, 240700 Экобиология, 261700 Технология полиграфического производства, 270800 Городское строительство и хозяйство, 270800 Промышленное и гражданское строительство, 270800 Водоснабжение и водоотведение, 270800 Производство и применение строительных материалов, изделий и конструкций, 270800 Промышленное и гражданское строительство, 270800 Теплогазоснабжение и вентиляция, 270800 Автомобильные дороги, 280700 Безопасность труда*

Форма обучения *очная*
Тула 2012

Методические указания к лабораторным работам составлены доц. Семиным В.А., обсуждены на заседании кафедры физики ЕНФ

протокол № 4 от «28» декабря 2012 г.

Зав. кафедрой физики _____ Д.М. Левин

Сборник методических указаний к лабораторным работам пересмотрен и утвержден на заседании кафедры физики ЕН факультета

протокол № ____ от «____» _____ 201 г.

Зав. кафедрой физики _____ Д.М. Левин

Оглавление

Лаб.21. Исследование электрического поля проводника с током.....	4
Лаб.22. Измерение сопротивлений проводников мостовыми схемами.....	9
Лаб.23. Релаксационные колебания.....	18
Лаб.24. Термоэлектрические явления.....	24
Лаб.25. Определение удельного заряда электрона методом магнетрона.....	32
Лаб.26. Магнитное поле земли.....	39
Лаб.27. Исследование магнитного поля соленоида.....	46
Лаб.28. Определение индуктивности тороида с ферритовым магнитопроводом.....	53
Лаб.29. Исследование электрических затухающих колебаний.....	59
Лаб.30. Определение основных характеристик электрического колебательного контура методом резонанса.....	67

Лабораторная работа №21

Исследование электрического поля проводника с током

Цель работы: изучение свойств электрических полей в проводящей жидкости, получение графического изображения поля с помощью эквипотенциальных поверхностей и силовых линий

Оборудование. Описание установки

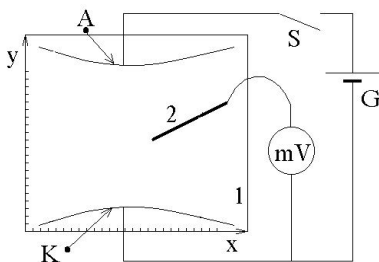


Рис.1

Основной частью лабораторной установки является кювета (прямоугольный сосуд) с слабопроводящей жидкостью и два электрода A и K (рис.1). Разность потенциалов между электродами создается источником постоянного напряжения. К одному из электродов K (катоде) присоединен одной клеммой вольтметр, другая

клемма которого соединена с зондом 2. При касании зондом какой-либо точки жидкости вольтметр покажет потенциал этой точки относительно катода (потенциал катода приравнивается нулю). Измеряя потенциалы различных точек поля, имеющих один и тот же потенциал, можно построить систему эквипотенциальных линий, затем изобразить совокупность силовых линий и при необходимости вычислить E в любой точке поля по формуле (7).

Рабочее задание: построить систему эквипотенциальных линий и изобразить совокупность силовых линий.

Порядок выполнения работы

1. Перерисовать с установки в натуральную величину координатные линейки и электроды.
2. Определить потенциал анода φ_A , и записать его величину.
3. Найти эквипотенциаль со значением $\varphi_1 = 0,8\varphi_A$. Для этого следует поместить острие зонда в сосуд с жидкостью над одной из вертикальных линий миллиметровой бумаги, расположенной под прозрачным сосудом и, перемещая его вдоль этой линии,

найти координаты точки, в которой потенциал имеет значение φ_1 . Отметить эту точку на вашем графике на стр.1. Помещая зонд последовательно над второй, над третьей и т.д. вертикальными линиями миллиметровой бумаги и перемещая зонд вдоль них, найти точки с тем же потенциалом φ_1 . Если нужный потенциал отсутствует на вертикальной линии, попробуйте двигаться по горизонтальной линии.

4. Соединив на своем рисунке точки с потенциалом φ_1 , вы получите первую из искомых эквипотенциалей.

5. Аналогичные измерения проделать для потенциалов $\varphi_2 = 0,6\varphi_A$, $\varphi_3 = 0,4\varphi_A$, $\varphi_4 = 0,2\varphi_A$.

Содержание отчета

Аккуратно, соблюдая взаимную ортогональность, нарисовать на бумаге систему силовых линий, указав стрелками их направление. Вычислить по формуле (7) значения E во всех точках пересечения какой-либо одной силовой линии с эквипотенциалю (по заданию преподавателя).

Теоретическая часть

Если токи стационарные (т.е. не изменяются во времени), то распределение электрических зарядов в проводящей среде тоже не меняется во времени, хотя и происходит движение зарядов. Это обусловлено тем, что в каждой точке проводника на место уходящих зарядов непрерывно поступают новые заряды в таком же количестве. Поэтому в случае постоянного тока движущиеся заряды создают такое же поле, что и неподвижные заряды той же концентрации. Следовательно, электрическое поле проводника с постоянным током будет потенциальным, как и поле неподвижных зарядов (электростатическое).

Силы, действующие на электрический заряд со стороны поля неподвижных зарядов, являются **потенциальными**. Это значит, что работа, совершаемая этими силами над перемещающимся точечным зарядом q' , не зависит от траектории этого заряда, а зависит лишь от его начального и конечного положений. Поле стационарных зарядов, в котором и действуют такие силы,

также называется **потенциальным**. Работа потенциальных сил при перемещении заряда совершается за счет уменьшения потенциальной энергии его взаимодействия с полем, т.е.

$$A_{\text{поля}} = -\Delta U.$$

Каждой точке потенциального поля можно сопоставить специальную скалярную функцию координат $\varphi(x,y)$, называемую потенциалом. Потенциал численно равен потенциальной энергии **единичного** пробного заряда q' , помещенного в данную точку поля, т.е.

$$\varphi(x,y) = \frac{U(x,y)}{q'} \quad (1)$$

где q' - величина пробного заряда, а $U(x,y)$ - его потенциальная энергия в точке поля с координатами x и y .

Если принять потенциал на бесконечности равным нулю, то физический смысл потенциала можно представить как **работу внешних сил по перемещению единичного пробного заряда из бесконечности в данную точку**. Соответственно разность потенциалов - это работа внешних сил по перемещению единичного пробного заряда из первой точки во вторую.

Потенциал является вспомогательной - энергетической - характеристикой поля, основная же его характеристика - силовая - называется электрическим вектором или напряженностью электрического поля. Электрическим вектором E называется физическая величина, численно равная силе, действующей на единичный пробный заряд, помещенный в данную точку поля, т.е.

$$E = \frac{F(x,y)}{q'} \quad (2)$$

Так же, как и потенциал, электрический вектор является функцией координат. Между E и φ существует зависимость, вытекающая из определения этих величин:

$$E = -\text{grad } \varphi \quad (3)$$

где $\text{grad } \varphi$ называется градиентом потенциала. В двумерном случае в декартовой системе координат

$$\text{grad } \varphi = e_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} + e_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad (4)$$

e_x и e_y - единичные орты координатных осей. Таким образом,

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad (5)$$

Для наглядного (графического) изображения поля используют эквипотенциальные поверхности и силовые линии. **Эквипотенциальные поверхности** - поверхности равного потенциала - удовлетворяют условию $\varphi(x, y, z) = \text{const}$; в рассматриваемом случае плоского поля это уже не поверхность, а линии, уравнение которых $\varphi(x, y) = \text{const}$.

Силовые линии - это геометрические линии, в каждой точке которых вектор E направлен по касательной. Можно показать, что эквипотенциальные поверхности и силовые линии взаимно перпендикулярны, а градиент направлен по нормали к эквипотенциальной поверхности и равен по модулю $d\varphi/dn$, где dn - расстояние по нормали между двумя эквипотенциальными поверхностями, потенциалы которых отличаются на бесконечно малую величину $d\varphi$.

Поэтому

$$E = -\frac{d\varphi}{dn} e_n, \quad (6)$$

где e_n - единичный вектор, направленный по нормали к эквипотенциальной поверхности. Как видно, вектор E направлен в сторону убывания потенциала.

Во всех практических приложениях вместо точной формулы (6) приходится использовать приближенное выражение

$$E \approx \frac{\Delta\varphi}{\Delta n} \quad (7)$$

Силовые линии можно воспроизвести, учитывая, что они в каждой точке пространства должны быть *перпендикулярны эквипотенциальным поверхностям*.

Контрольные вопросы

1. Какие поля называются потенциальными? Как записать условие потенциального характера поля?
2. Что такое потенциал? Разность потенциалов? Каков физический смысл этих характеристик?
3. Как определяется и какой смысл имеет электрический вектор E ? Как он связан с потенциалом?
4. Что собой представляет градиент потенциала? Чему равен его модуль? Проекция? Как он направлен? Как он направлен?
5. Почему поле постоянного тока является потенциальным?

Список использованных источников

Савельев И.В. Курс общей физики. - 2-е изд. - М.: Наука, 1982, т.2

Лабораторная работа №22

Измерение сопротивлений проводников мостовыми схемами

Цель работы: определение удельного сопротивления с помощью моста Уитсона, определение сопротивления гальванометра с помощью моста Томсона.

Оборудование. Описание установки

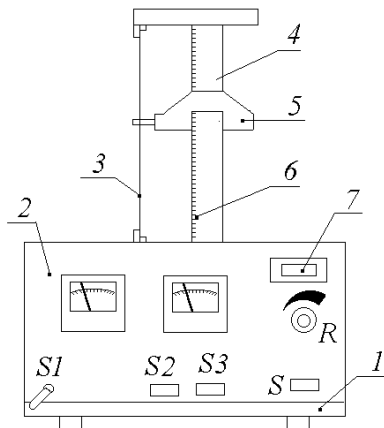


Рис.1. Общий вид установки

Общий вид установки представлен на рис.1. К основанию (1) прикреплена колонна (4) с нанесенной метрической шкалой (6). Подвижный кронштейн (5) может передвигаться вдоль колонны. Между верхним и нижним неподвижным кронштейнами натянут резистивный провод (3). Нажатие клавиши S прибора (2) вызывает включение напряжения питания, при этом высвечивается индикатор (7). Переключением клавиши $S2$ выбирается вид работы установки (мост Томсона или определение удельного сопротивления проводника).

Переключением клавиши $S3$ позволяет точно ток или напряжение при нижнем положении переключателя $S1$ и нажатой клавише $S2$. Клавиша $S3$ также служит для переключения резисторов R_0 в мосту Томсона при отжатой клавише $S2$. Ручка резистора R позволяет регулировать силу тока в схеме.

Клавиша $S1$ служит для переключения между мостом Уитсона и мостом Томсона. Клавиша $S2$ служит для переключения между мостом Уитсона и мостом Томсона. Клавиша $S3$ служит для переключения резисторов R_0 в мосту Томсона при отжатой клавише $S2$. Ручка резистора R позволяет регулировать силу тока в схеме.

Рабочее задание: определить удельное сопротивление резистивного провода и сопротивление гальванометра.

Порядок выполнения работы

Определение удельного сопротивления резистивного провода.

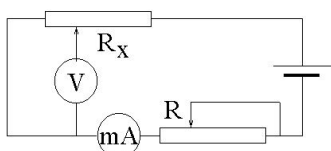


Рис.2

Установите режим работы установки для определения удельного сопротивления проводника. Для этого необходимо произвести следующие операции с переключателями и клавишами:

1. Поставить переключатель *SI* в нижнее положение.
2. Нажать клавишу *S2* (положение *V – mA*).
3. Клавиша *S3* в нажатом положении. При таком положении переключателей и клавишей включена схема, изображенная на рис.2.
4. Включите вилку провода от установки в розетку напряжением 220 В. Нажмите клавишу *S* (сеть).
5. Передвиньте подвижный кронштейн на колонне на 35 см от основания (необходимо определить положение риски на подвижном кронштейне по шкале на колонне). Регулятором тока *R* установите такое значение тока, чтобы вольтметр показывал приблизительно 2/3 измерительного диапазона.
6. Запишите показания амперметра и вольтметра в табл. 1.
7. Удельное сопротивление проводника подсчитать по формуле $\rho = US / Il$, где *U* – напряжение на проводнике; *I* – ток в проводнике; *l* – длина проводника; *S* – площадь его поперечного сечения.
8. Значение напряжения и тока измерьте для трех различных длин проводника.

Данные занести в табл. 1.

№ п/п	<i>U</i> , В	<i>I</i> , 10 ⁻³ А	<i>l</i> , м	<i>S</i> , м ²	ρ , Ом·м	$\langle \rho \rangle$, Ом·м	$\Delta \rho$, Ом·м	$\langle \Delta \rho \rangle$, Ом·м	<i>E</i> %

Определение сопротивления гальванометра с помощью моста Томсона.

1. Схема моста Томсона показана на рис.4. Для включения такой схемы необходимо отжать клавишу $S2$ (положение – мост)
2. Переключатель $S1$, разрывающий диагональ моста, поставьте в нижнее положение; отожмите клавишу $S3$, при этом подключается в плечо моста резистор R_{01} .
3. Регулятором R установите стрелку вольтметра так, чтобы она не зашкаливала.
4. Поставьте переключатель $S1$ в верхнее положение, при этом показание вольтметра изменится; с помощью подвижного кронштейна добейтесь первоначального показания вольтметра (как и при нижнем положении переключателя $S1$), т.е. уравновесьте мост.
5. Проверьте равновесие моста переводом переключателя $S1$ в нижнее и вновь в верхнее положение. Стрелка вольтметра при этом не должна изменять своего положения.
6. Запишите значение сопротивления подключенного резистора R_{01} и длину проводника l_1 от основания до риски на подвижном кронштейне в табл.2.
7. Верните переключатель $S1$ в нижнее положение, разрывая диагональ моста. Нажмите клавишу $S3$, тем самым подключая в плечо моста резистор R_{02} , Переведите переключатель $S1$ в верхнее положение, замыкая диагональ моста, Показание вольтметра изменится. Снова уравновесьте мост передвижением подвижного кронштейна. Проверьте равновесие моста переводом переключателя $S1$ в нижнее и вновь в верхнее положение. Стрелка вольтметра при этом не должна изменять своего положения.
8. Запишите значение сопротивления подключенного резистора R_{02} и длину проводника l_1 от основания до риски на подвижном кронштейне в табл.2.
9. Повторите пункты 2 – 8 еще при двух различных значениях напряжения, изменяя его регулятором R
10. Сопротивление гальванометра вычислите по формуле

$$R_x = R_0 \frac{l_1}{l - l_1}, \text{ где } l=51, \text{ см} - \text{длина всего провода.}$$

Измерения и окончательный результат занесите в табл.2

№ п/п	R_0 , Ом	l_1 , см	R_x , Ом	$\langle R_x \rangle$, Ом	ΔR_x , Ом	$\langle \Delta R_x \rangle$, Ом	E , %

Содержание отчета

Результаты измерений и расчетов представить в виде таблиц 1 и 2.

Теоретическое описание

Ток, текущий по проводнику, удовлетворяет закону Ома:

$$I = U/R \quad (1)$$

где U – напряжение на проводнике; R – сопротивление проводника. Опыт показывает, что сопротивление проводника зависит от его формы, размеров и материала, из которого изготовлен проводник. Сопротивление однородного цилиндрического проводника может быть подсчитано по формуле

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (2)$$

где l – длина проводника; S – площадь поперечного сечения; ρ – величина, зависящая от материала проводника, называемая *удельным сопротивлением материала*:

$$\rho = R \frac{S}{l} \quad (3)$$

Отсюда видно, что удельное сопротивление ρ численно равно сопротивлению проводника, имеющего длину 1 м и площадь поперечного сечения 1 м^2 . В системе СИ единицей удельного сопротивления является $1\text{ Ом}\cdot\text{м}$.

Кроме удельного сопротивления ρ используют также обратную величину:

$$\sigma = 1/\rho \quad (4)$$

называемую удельной проводимостью или удельной электропроводностью.

Если проводник имеет произвольную форму или клеммы, через которые подводят к нему напряжение, расположены в произвольных точках его поверхности, то сопротивление его,

определяемое законом Ома (1), сохраняет свой смысл. Однако в этом случае сопротивление нельзя вычислить с помощью формулы (2). Плотность тока

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}} \quad (5)$$

будет различной в разных точках проводника. Поэтому распределение плотности тока в объеме проводника следует определять, используя фундаментальное соотношение

$$j = \sigma E, \quad (6)$$

называемое законом Ома в локальной форме (E – вектор напряженности электрического поля в данной точке проводника).

Физическое содержание понятий удельного сопротивления и удельной электропроводности можно понять, исходя из представлений классической электронной теории. В этой теории предполагают, что свободные электроны в металлах ведут себя подобно идеальному газу. Если в проводнике создать электрическое поле E , то на хаотическое тепловое движение электронов, которому соответствует средняя скорость $\langle v \rangle$, наложится упорядоченное движение со средней скоростью v_{∂} – скоростью дрейфа. При этом

$$j = env_{\partial} \quad (7)$$

где n – число электронов в единице объема; e – заряд электрона. Предполагается, что максимальное значение направленной составляющей скорости v_{max} , которую приобретает электрон между двумя последовательными столкновениями с ионами кристаллической решетки, полностью теряется при столкновении. При этом энергия упорядоченного движения электрона преобразуется во внутреннюю энергию проводника, который нагревается при прохождении по нему электрического тока. Вычисления приводят к следующему выражению для средней скорости v_{∂} направленного движения электронов

$$v_{\partial} = \frac{eE\lambda}{2m\langle v \rangle} \quad (8)$$

где λ – средняя длина свободного пробега электронов, которую

считают по порядку величины равной параметру кристаллической решетки металла; m – масса электрона. Подставляя формулу (8) в формулу (7), получаем

$$j = \frac{e^2 n \lambda E}{2m \langle v \rangle} \quad (9)$$

что при сопоставлении с формулой (6) дает для σ выражение

$$\sigma = \frac{e^2 n \lambda}{2m \langle v \rangle} \quad (10)$$

Определение сопротивления проводника с помощью моста Уитсона

Для определения сопротивления проводников существуют различные методы. Одним из них является метод измерения сопротивлений при помощи мостовой схемы. Мостовые схемы представляют собой разветвленные цепи, для расчета которых применяются *правила Кирхгофа*.

Первое правило Кирхгофа гласит, что алгебраическая сумма сил токов, сходящихся в узле, равна нулю:

$$\sum I_i = 0 \quad (11)$$

Уравнение (11) можно написать для каждого из N узлов цепи. Однако независимыми являются только $N - 1$ уравнение. Направления токов в участках цепи выбираются произвольно, а знаки для определенности считают положительными для токов, подходящих к узлу, и отрицательными для токов, отходящих от узла.

Второе правило гласит, что алгебраическая сумма напряжений в замкнутом контуре равна алгебраической сумме э.д.с., входящих в этот контур:

$$\sum I_i R_i = \sum \varepsilon_i \quad (12)$$

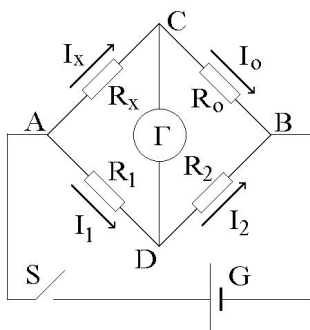


Рис.3

При заданном направлении обхода контуров положительными считаются те токи и э.д.с., направления которых совпадают с направлением обхода.

Среди уравнений (12) независимыми будут только уравнения для тех контуров, которые нельзя получить наложением других контуров друг на друга.

Мостовая схема постоянного тока, часто называемая сокращенно мостом Уитсона, представляет собой замкнутый четырехугольник, составленный из сопротивлений R_o , R_1 , R_2 , R_x (рис.3). В диагональ AB четырехугольника включается источник постоянного тока с электродвижущей силой ϵ , в диагональ – чувствительный гальванометр Γ . Эта диагональ схемы и называется мостом в собственном смысле. Весь процесс измерений при помощи этой схемы связан с требованием равенства нулю тока в мосте, отсюда и распространение названия "мост" на всю схему. При произвольном соотношении сопротивлений, составляющих всю мостовую схему, через гальванометр, разумеется, должен идти ток, но (это можно показать простым расчетом) существует одно определенное соотношение между сопротивлениями, составляющими схему, при котором ток, идущий через гальванометр, обращается в нуль, хотя при этом во всех других звеньях схемы ток не равен нулю.

Если ток в гальванометре отсутствует, то применяя к контурам $ADCA$ и $CBDC$ второе правило Кирхгофа, получим

$$I_x R_x - I_1 R_1 = 0; \quad I_o R_o - I_2 R_2 = 0 \quad (13)$$

Применяя к узлам C и D первое правило Кирхгофа, будем иметь

$$I_o = I_x, \quad I_1 = I_2 \quad (14)$$

Из выражений (13) и (14) получим $R_x/R_o = R_1/R_2$ или

$$R_x = R_o \frac{R_1}{R_2} \quad (15)$$

Определение сопротивления гальванометра с помощью мост-

та Томсона

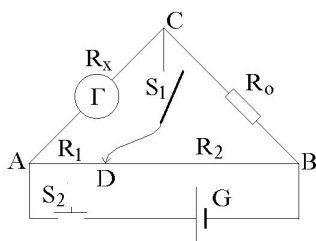


Рис.4

Для измерения сопротивления используется мост постоянного тока с некоторыми изменениями в расположении его отдельных частей. Схема моста Томсона показана на рис.4. Цепь питается от источника постоянного напряжения G . Величина напряжения регулируется так, чтобы при заданных значениях сопротивлений R_0 , R_1 , R_2 стрелка гальванометра не выходила за пределы шкалы.

Сопротивлением R_0 служит магазин сопротивлений. Сопротивлениями R_1 и R_2 служат части реохорда AB (рис.4). Реохордом называют однородную проволоку, изготовляемую из высокоомного материала. По проволоке реохорда перемещается подвижный контакт D , соединенный с гальванометром Γ . Этот контакт делит реохорд на две части: AD и DB . Вследствие того, что проволока реохорда однородна и тщательно калибрована, отношение сопротивлений участков цепи AD и DB (плеч реохорда) на основании формулы (2) можно заменить отношением соответствующих длин плеч реохорда:

$$R_1/R_2 = l_1/l_2 \quad (16)$$

Если потенциалы точек C и D равны ($\varphi_C = \varphi_D$), то ток в диагонали CD равен нулю, и потому замыкание и размыкание кнопки S_1 не будут вызывать изменений тока в ветвях мостовой схемы, в том числе и в ветви гальванометра Γ . При этом будет выполняться соотношение (15):

$$R_x = R_0 \frac{R_1}{R_2} = R_0 \frac{l_1}{l_2}$$

Таким образом, мостовая схема может быть использована не только для измерений сопротивлений различных проводников, но и для измерения сопротивления гальванометра. При этом не требуется включение второго прибора в диагональ схемы для использования схемы в обычном порядке.

Контрольные вопросы

1. Объяснить механизм электропроводности металлов. Какова природа сопротивления? Что такое удельное сопротивление, от чего оно зависит?
2. Сформулировать правила Кирхгофа. Пояснить, как ими пользоваться. Записать уравнения для определения токов в неравновесной мостовой схеме.
3. Вывести условие равновесия мостовой схемы.
4. Чем отличаются мостовые схемы Томсона и Уитстона? В каких случаях применяется та или другая мостовая схема для измерения сопротивлений?

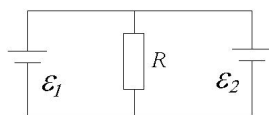


Рис.5

5. Найдите ток, протекающий через сопротивление R на рис.5. $\varepsilon_1=10\text{В}$, $\varepsilon_2=5\text{В}$, $R=10\text{Ом}$, внутренние сопротивления э.д.с. равны $r = 1\text{ Ом}$.

6. Запишите систему уравнений для токов, протекающих в электрической схеме на рис.6.

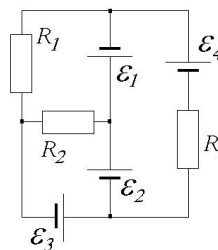


Рис.6

Список использованных источников

Савельев И.В. Курс общей физики. - 2-е изд. - М.: Наука, 1982, т.3. с.165-170, 176-180

Лабораторная работа №23

Релаксационные колебания

Цель работы: исследование характера релаксационных колебаний в схеме с газоразрядной лампой и их применение

Оборудование: измерительная установка с газоразрядной лампой (рис. 1).

Рабочее задание: построить вольт-амперную характеристику газоразрядной лампы, определить по периоду автоколебаний лампы величину емкости конденсатора.

Порядок выполнения работы

A. Построение вольт-амперной характеристики неоновой лампы.

1. Разберитесь в назначении элементов схемы (рис.1).

2. Регуляторы R_1 и R_2 поверните до упора против часовой стрелки, переключатель S_1 - в нейтральное положение.

3. Включите установку в сеть.

4. Медленно увеличивая напряжение с помощью потенциометра R_1 , заметьте момент зажигания лампы (стрелка микроамперметра резко отклонится от нуля). Вольтметр покажет напряжение зажигания U_3 (кнопку S_2 в процессе измерений держать замкнутой).

5. Продолжая увеличивать напряжение, измеряйте ток, текущий через лампу.

6. После достижения максимально возможного напряжения начните уменьшать его до полного гашения лампы ($U_Г$), записывая значения тока.

7. Данные занесите в таблицу

При увеличении напряжения		При уменьшении напряжения	
U, В	I, мкА	U, В	I, мкА

8. По данным таблицы постройте график $I = f(U)$.

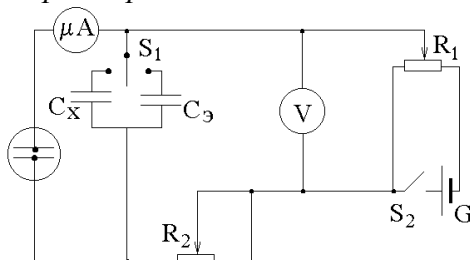


Рис. 1 Схема установки

Б. Определение величины неизвестной емкости.

1. Переключатель S_1 поставьте в положение C_3 (в цепь включается эталонный конденсатор). Ручку R_2 поверните до упора против часовой стрелки.

2. Увеличивая напряжение, добейтесь возникновения колебаний, наблюдаемых по миганию неоновой лампочки, наименьшей частоты. Определите время 10 миганий лампочки. По формуле $T_3 = t_3/10$ рассчитайте период колебаний.

3. Включите в цепь конденсатор неизвестной емкости и определите период колебаний $T_x = t_x/10$. При этом ручки R_1 и R_2 не трогайте!

4. Найдите емкость C_x , зная из формулы (7), что

$$T_3 = \frac{U_3 - U_{\Gamma}}{\varepsilon} RC_3, T_x = \frac{U_3 - U_{\Gamma}}{\varepsilon} RC_x, \text{ и следовательно } C_x = C_3 \frac{T_x}{T_3}$$

t_3, c	t_x, c	T_3, c	T_x, c	$C_3, \text{мкФ}$	$C_x, \text{мкФ}$

Содержание отчета

График вольт-амперной характеристики лампы, результаты измерений и расчетов, представленных в таблице.

Теоретическое описание

Для получения длительно существующих электрических (и механических) колебаний большое значение имеют автоколебательные системы. Они характеризуются следующими отличительными свойствами.

1. Автоколебательные системы способны генерировать незатухающие колебания. Эти колебания могут быть гармоническими или более сложной формы, но они могут продолжаться неограниченно долго, до тех пор, пока не выйдут из строя элементы, образующие систему.

2. Автоколебательные системы отличаются от колебательного контура с сопротивлением, равным нулю. Такой контур представляет собой идеальный случай, не достижимый на практике, в то время, как автоколебательные системы являются ре-

альными устройствами, сопротивление которых не равно нулю.

3. В автоколебательных системах незатухающие колебания возникают под влиянием процессов, происходящих внутри системы, и для их поддержания не требуется никаких внешних воздействий.

4. В состав автоколебательных систем входит источник энергии (в случае механических колебаний -

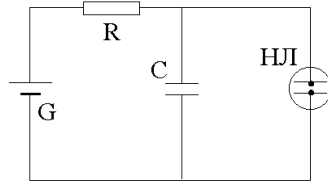


Рис. 2

сжатая пружина, поднятый груз и т.д., в случае электрических - батарея или иной источник тока). Этот источник периодически включается самой системой и вводит в нее определенную энергию, компенсирующую потери на выделение тепла Джоуля-Ленца, что и делает колебания незатухающими. Рассмотрим в качестве примера автоколебательной системы электрическую цепь, содержащую конденсатор и сопротивление (рис.2). Разряд конденсатора через сопротивление представляет собой аperiodический процесс. Разряду можно, однако, придать периодический характер, возобновляя заряд конденсатора через равные промежутки времени. Колебания в этом случае являются совокупностью двух аperiodических процессов - процесса зарядки конденсатора и процесса его разрядки. Такие колебания называются *релаксационными*.

В нашей установке роль "ключа", обеспечивающего попеременную зарядку и разрядку конденсатора, играет газоразрядный диод НЛ (неоновая лампа). Неоновая лампа включена параллельно конденсатору. Если бы неоновой лампы не было, то напряжение на конденсаторе увеличивалось бы с течением времени пропорционально заряду q и стремилось бы асимптотически к ЭДС источника. Уравнение этой кривой выражается формулой

$$U_C = \varepsilon(1 - e^{-t/RC}) \quad (1)$$

где U_C - напряжение на конденсаторе, ε - ЭДС источника, t - время, R - сопротивление цепи, C - емкость конденсатора.

В том, что это так, можно убедиться, записав закон Ома для участка цепи 1-G-R-2, изображенного на рис.3 (ключ S замкнули

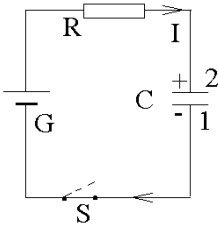


Рис. 3

в момент $t = 0$);

$$(\varphi_2 - \varphi_1) + IR = \varepsilon \quad (2)$$

Учитывая, что $I = dq/dt$

и $(\varphi_2 - \varphi_1) = U_C = q/C$, перепишем уравнение (2) в виде

$$\frac{dq}{dt} + \frac{q}{RC} = \frac{\varepsilon}{R} \quad (3)$$

Разделение переменных дает $\frac{Rdq}{\varepsilon - q/C} = dt$ (4)

Интегрируя уравнение (4) в пределах от 0 до t , находим $RC[\ln(\varepsilon C - q) - \ln(\varepsilon C)] = -t$ откуда

$$q = \varepsilon C(1 - e^{-t/\tau}) \text{ или } U_C = \varepsilon(1 - e^{-t/\tau}) \quad (5)$$

где $\tau = RC$ - время релаксации.

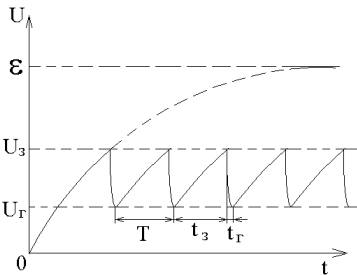


Рис. 4

Начальную часть кривой приближенно можно представить прямой линией:

$$U_C = \varepsilon \frac{t}{\tau}, \quad (6)$$

так как $e^{-t/\tau} \approx 1 - t/\tau$

при $t \ll \tau = RC$.

При наличии неоновой лампы происходит иное. Основная особенность неоновой лампы состоит в том, что она начинает проводить ток только при определенной разности потенциалов между ее электродами U_3 . Если напряжение на электродах лампы $U < U_3$, ток через лампу не идет, так как неон является диэлектриком. В этом случае внутреннее сопротивление лампы бесконечно велико. При разности потенциалов U_3 происходит пробой диэлектрика, и через лампу идет ток - лампа зажигается. Внутреннее сопротивление ее при этом скачком уменьшается до опреде-

ленной конечной величины. U_3 называется потенциалом зажигания лампы, он зависит от расстояния между электродами, формы электродов, а также от природы и давления наполняющего лампу газа. После зажигания лампы может гореть уже при более низком напряжении, гаснет она при некотором напряжении U_r , называемом потенциалом гашения.

В результате периодического повторения процессов зажигания и гашения неоновой лампы возникают колебания напряжения U_C , выражаемые пилообразной кривой (рис.4). По такому же закону изменяется и заряд конденсатора.

Предположим для простоты, что время разрядки конденсатора весьма мало по сравнению со временем его зарядки. Тогда период колебаний - это есть время, в течение которого напряжение повышается от значения U_r до U_3 . Используя формулу (6), можно получить для него выражение

$$T = \frac{U_3 - U_r}{\varepsilon} RC = \frac{U_3 - U_r}{\varepsilon} \tau \quad (7)$$

Вольт-амперная характеристика неоновой лампы имеет вид, показанный на рис.5. При малом напряжении на электродах ток через лампу равен нулю. При зажигании лампы $U=U_3$ ток скачком достигает величины I_3 . При дальнейшем увеличении напряжения ток в лампе все время возрастает по прямой ab . Если уменьшить напряжение, то ток уменьшится по прямой bc , близкой к ab . Когда напряжение упадет до U_r , плавное уменьшение тока будет еще продолжаться, и лишь при $U = U_r$ ток через лампу скачком падает до нуля.

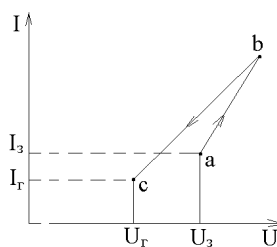


Рис. 5

Контрольные вопросы

1. Что собой представляют автоколебания? Приведите примеры автоколебательных систем в механике и электричестве.
2. Используя правило Кирхгофа, запишите дифференциальное уравнение зарядки конденсатора и найдите его решение. Ка-

кой вид имеет зависимость напряжения на обкладках конденсатора от времени?

3. Пластины заряженного конденсатора замыкают проводником сопротивлением R . Как быстро конденсатор разрядится на 99%? (решение, аналогичное решению задачи из вопроса №2).

4. Какова роль неоновой лампы в изучаемой схеме?

5. Получите самостоятельно формулу (7).

Список использованных источников

Иродов И.Е. "Основные законы электромагнетизма" изд.2-е, М.:Высш.шк., 1991, 289 с, §5.6 Переходные процессы в цепи с конденсатором (стр.124)

Лабораторная работа №24

Термоэлектрические явления

Цель работы: ознакомление с термоэлектрическими явлениями, градуировка термопары и определение удельной термоэлектродвижущей силы.

Оборудование: термопара, термометр (рис. 1).

Рабочее задание: построить вольт-амперную характеристику газоразрядной лампы, определить по периоду автоколебаний лампы величину емкости конденсатора.

Порядок выполнения работы

1. Определите по термометру ТЕР на установке комнатную температуру $t_{\text{комн}}$, одинаковую для спаев a, b и c при выключенном нагревателе R.

2. Включите установку в сеть. Нагревая рабочий спай термопары, через каждые 5°C измеряйте по вольтметру величину Э.Д.С. ε_T' . Нагревание производите до 80°C . Результаты измерений занесите в таблицу.

3. При достижении 80°C выключите установку и продолжите измерение термо-э.д.с. ε_T'' при естественном остывании рабочего спая, фиксируя те же значения температуры, какие были при нагревании, но в обратном порядке вплоть до комнатной. Данные занесите в таблицу и получите подпись преподавателя о завершении эксперимента.

Содержание отчета.

Для каждой температуры вычислите среднее значение

$$\varepsilon_T = \frac{1}{2}(\varepsilon_T' + \varepsilon_T'')$$

и постройте график зависимости ε_T от $\Delta t = t - t_{\text{комн}}$

Вычислите величину удель-

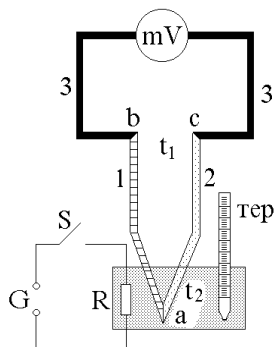


Рис.1 Схема установки

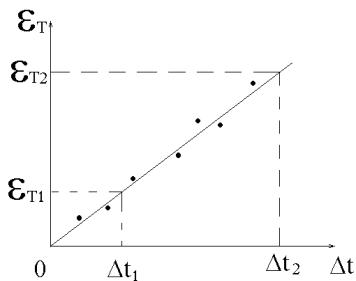


Рис.2 График $\varepsilon_T(\Delta t)$

ной термо-э.д.с. α , используя прямолинейный участок построенного графика так, как это показано на рис.2, по формуле

$$\alpha = \frac{\varepsilon_{T_2} - \varepsilon_{T_1}}{\Delta t_2 - \Delta t_1}$$

Участок графика должен содержать несколько экспериментальных точек

$t, ^\circ\text{C}$	$\Delta t, ^\circ\text{C}$	$\varepsilon_T', \text{ мВ}$	$\varepsilon_T'', \text{ мВ}$	$\varepsilon_T, \text{ мВ}$

$t_{\text{комн}} = \dots ^\circ\text{C}$ $\alpha = \dots$

Теоретическое описание

Металл в целом электронейтрален. Электроны проводимости в металле движутся хаотически с огромной скоростью $V \approx 10^5 \text{ м/с}$. Некоторые из них могут случайно выйти наружу из металла. Удаление электрона от внешнего слоя положительных ионов решетки приводит к возникновению в том месте, которое покинул электрон, избыточного положительного заряда. Кулоновское взаимодействие с этим зарядом заставляет электрон, скорость которого не очень велика, вернуться обратно.

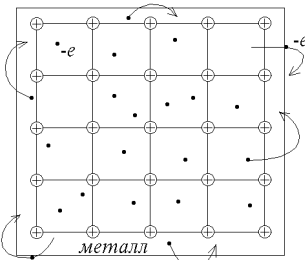


Рис.3

которого не очень велика, вернуться обратно.

Таким образом, отдельные электроны все время покидают поверхность металла, удаляются от нее на несколько межатомных расстояний и затем поворачивают обратно (см.рис.3). В результате металл оказывается окруженным тонким облаком электронов.

Это облако образует совместно с наружным слоем ионов двойной электрический слой (см.рис.4). Возникающее на границе раздела электрическое поле E_T стремится вернуть вылетевшие электроны в металл. Работа, совершаемая против сил этого поля при переходе электрона из металла наружу, идет на увеличение потенциальной энергии

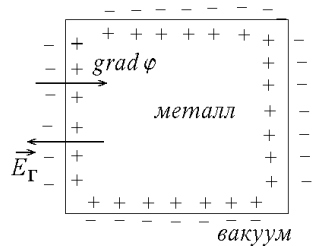


Рис.4

электрона $W = -e\phi$. Поскольку заряд электрона отрицателен, потенциал точки и потенциальная энергия электрона в этой точке имеют разные знаки. Отсюда следует, что потенциал внутри металла больше, чем потенциал в непосредственной близости к его поверхности в вакууме ($\phi_{\text{мет}} > \phi_{\text{вак}}$).

Из квантовой теории известно, что электроны проводимости в металле могут иметь не какие угодно, а только отдельные разрешенные значения энергии, которые заключены при абсолютном нуле в пределах от 0 до максимального значения, совпадающего с энергией Ферми E_F (или химическим потенциалом металла). Эта величина характеризует те электроны в металле, которые обладают наибольшими скоростями, и которым легче всего вырваться из металла. На рис. 5 энергетические уровни зоны проводимости вписаны в "энергетическую яму", которую называют потенциальной ямой. Для удаления за пределы металла разным электронам нужно сообщить неодинаковую энергию. Наименьшая энергия, которую необходимо сообщить электрону для того, чтобы удалить его из металла в вакуум, называется **работой выхода**.

$$A_{\text{вых}} = W_{\text{вак}} - E_F = e\phi$$

Величина ϕ называется потенциалом выхода электрона из металла. Для металла работа выхода равна нескольким эВ и сильно снижается при загрязнении поверхности. Работа выхода электрона из металла немного зависит от температуры. Это вызвано тем, что изменяется с температурой величина энергии Ферми E_F .

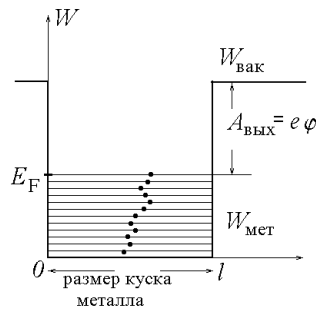


Рис.5

Металлы различаются значением концентрации свободных электронов n , работой выхода и положением уровня Ферми (см.рис.6).

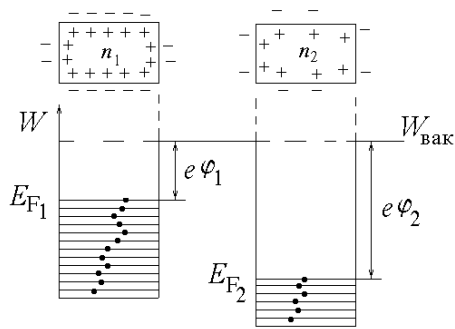


Рис.6

Чем больше концентрация свободных электронов, тем выше расположен уровень Ферми. Если металлы соединить (см.рис.7), то начнется диффузия свободных электронов из металла, в котором их концентрация больше, в металл, где она меньше. При этом переносится заряд, один металл заряжается положительно, другой - отрицательно.

Вблизи границы раздела металлов возникает двойной электрический слой и появляется электрическое поле $E_{\text{конт}}$, которое отталкивает диффундирующие электроны обратно.

Наступает динамическое равновесие: сколько электронов переносится через границу за счет диффузии, столько же возвращается обратно элетрическим полем в месте контакта.

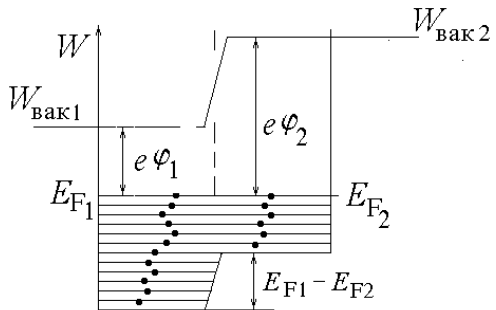


Рис.7

В статистической физике доказывается, что условием равновесия между соприкасающимися металлами (а также между полупроводниками или металлом и полупроводником) является равенство энергий Ферми: $E_{F1} = E_{F2}$

(см.рис.7; в этом случае уровни Ферми располагаются на одной высоте). При соблюдении такого условия потенциальная энер-

гия $W_{\text{вак1}}$ электрона в непосредственной близости к поверхности первого металла будет на $(e\phi_2 - e\phi_1)$ меньше, чем $W_{\text{вак2}}$ вблизи второго металла. Следовательно, потенциал на поверхности первого металла будет на $U_{12} = \frac{e\phi_2 - e\phi_1}{e} = \phi_2 - \phi_1$ выше, чем на поверхности второго.

Величину U_{12} называют внешней контактной разностью потенциалов.

Как видно из рис.7, потенциальная энергия электрона в первом металле меньше, чем во втором, на $E_{F1} - E_{F2}$. Соответственно потенциал внутри первого металла выше, чем внутри второго, на величину $U'_{12} = \frac{E_{F1} - E_{F2}}{e}$. Величину U'_{12} называют внутренней контактной разностью потенциалов. Контактные разности потенциалов имеют неэлектростатическую природу (возникает за счет диффузии), т.е. являются электродвижущими силами, способными создать ток.

Явление Зеебека.

Если спаять в кольцо проводники из разных металлов (рис.8), то возникающие контактные разности потенциалов в разных спаев направлены навстречу друг другу и ~~компенсируются~~ **создают ток**. такой

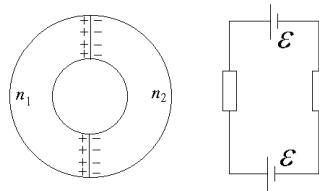


Рис.8

Зеебек обнаружил в 1821 г., что если спаи двух разнородных металлов, образующих замкнутую цепь (называемую термопарой; см.рис.9), поддерживать при различных температурах, то в цепи течет ток. Изменение знака у разности температур спаев сопровождается изменением направления тока.

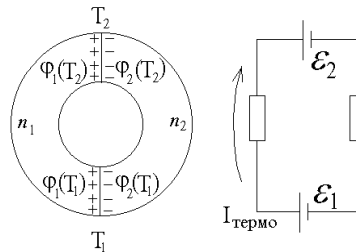


Рис.9

Как отмечалось выше, уровень Ферми зависит от температуры. Поэтому скачок потенциала при переходе из одного металла в другой (внутренняя контактная разность потенциалов) для спаев, находящихся при разных температурах, неодинаков и сумма скачков потенциала для всей цепи отлична от нуля. Одного этого было бы достаточно для возникновения термо ЭДС.

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{термо}} &= U'_{12}(T_1) + U'_{21}(T_2) = \frac{1}{e} \left\{ \left[E_{F_1}(T_1) - E_{F_2}(T_1) \right] + \left[E_{F_2}(T_2) - E_{F_1}(T_2) \right] \right\} = \\ &= \frac{1}{e} \left\{ \left[E_{F_2}(T_2) - E_{F_2}(T_1) \right] - \left[E_{F_1}(T_2) - E_{F_1}(T_1) \right] \right\} = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{12}(T) dT \neq 0 \end{aligned}$$

Функция $\alpha_{12}(T)$ называется удельной термоэлектродвижущей силой. Она зависит от природы металлов и очень слабо зависит от температуры, так что при не очень большой разности температур спаев ее можно считать постоянной:

$$\varepsilon_{\text{термо}} = \alpha_{12}(T_2 - T_1)$$

По термопаре, концы которой помещены в области с разной температурой потечет ток.

Если нагрет только один из спаев, то термо ЭДС не зависит от количества соединенных последовательно разнородных металлов! Термо ЭДС создается только двумя металлами, спай которых нагревают.

Чтобы понять вторую причину возникновения термо ЭДС, рассмотрим однородный металлический проводник, вдоль которого имеется градиент температуры. В этом случае концентрация электронов с более высокой энергией у нагретого конца будет больше, чем у холодного; концентрация электронов с более низкой энергией будет, наоборот, у нагретого конца меньше. Вдоль проводника возникнет градиент концентрации электронов с данным значением энергии, что повлечет за собой диффузию более быстрых электронов к холодному концу, а более медленных - к теплomu.

Диффузионный поток быстрых электронов будет больше, чем поток медленных электронов. Поэтому вблизи холодного конца образуется избыток электронов, а вблизи горячего - их

недостаток. В результате внутри проводника возникнет электрическое поле, направленное навстречу градиенту температуры. Оно будет уменьшать поток быстрых и увеличивать поток медленных электронов. Когда оба потока выравняются в каждом сечении, наступит равновесное состояние.

Между концами проводника, находящимися при температурах T_1 и T_2 , появится разность потенциалов

$$\Delta\varphi_{\text{диффуз}} = \int_{T_1}^{T_2} \beta dT$$

Величина β невелика - порядка 10^{-4} В/°С. Поэтому обнаружить разность потенциалов $\Delta\varphi_{\text{диффуз}}$ бывает трудно.

За счет неодинаковости β для металлов 1 и 2 возникнет ЭДС

$$\varepsilon_{\text{диффуз}} = \int_{T_1}^{T_2} \beta_1 dT + \int_{T_2}^{T_1} \beta_2 dT = \int_{T_1}^{T_2} \beta_1 dT - \int_{T_1}^{T_2} \beta_2 dT$$

Таким образом, термо ЭДС складывается из суммы скачков потенциала в контактах (спаях) и суммы изменений потенциала, вызванных диффузией носителя тока.

$$\varepsilon_{\text{термо}} = \varepsilon_{\text{конт}} + \varepsilon_{\text{диффуз}}$$

Контрольные вопросы

1. Что представляет собой термопара? Какое явление называется эффектом Зеебека?
2. Каковы источники возникновения термо-э.д.с.?
3. Почему возникает диффузионная составляющая термо-э.д.с.?
4. Почему возникает контактная разность потенциалов? От чего она зависит?
5. Что такое работа выхода электронов из металла? Какова ее физическая природа и порядок величины?
6. Будет ли в замкнутой цепи, собранной из разнородных металлов, возникать электрический ток при однородной температуре? Почему?
7. Что такое удельная термо-э.д.с. и каков ее смысл?
8. Имеется контакт двух металлов 1 и 2 с одинаковой работой выхода, но с разной концентрацией свободных электронов $n_1 < n_2$. Какой металл заряжается положительно, какой - отрицательно?
9. Имеется контакт двух металлов 1 и 2 с одинаковой концентрацией, но разной работой выхода $A_1 > A_2$. Какой из них заряжается положительно, какой - отрицательно?

Список использованных источников

И.В.Савельев "Курс общей физики" том II "Электричество", М.:Наука, гл.ред.физ-мат.лит., 1970, 442 с. §76 Контактная разность потенциалов, §77 Термоэлектрические явления.

Лабораторная работа №25

Определение удельного заряда электрона методом магнетрона

Цель работы: ознакомление с одним из методов измерения удельного заряда электрона.

Оборудование: магнетрон, измерительная установка (рис. 1).

Рабочее задание: по результатам измерения сбросовых характеристик магнетрона рассчитать отношение e/m .

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь со схемой электрической цепи, данной на рис.1, а также на панели установки. Определите цену деления каждого измерительного прибора.

2. Ручки потенциометров ПА и П поверните против часовой стрелки до упора (т.е. на нуль).

3. Включите установку в сеть. Ручкой потенциометра ПА установите анодное напряжение U_{A1} и поддерживайте его постоянным до конца снятия одной характеристики.

4. Снимите так называемую сбросовую характеристику магнетрона $I_A = f(I)$, т.е. зависимость величины анодного тока I_A от тока катушки I . Для этого, удерживая кнопку S в нажатом состоянии, медленно увеличивайте ток I в катушке с помощью ручки потенциометра П и заносите в таблицу каждое значение этого тока I и соответствующее ему значение анодного тока I_A . Снимите 10 значений тока катушки для анодного напряжения U_{A1} .

5. Аналогичные сбросовые характеристики снимите для анодных напряжений U_{A2} и U_{A3} . Рекомендуемые величины U_{A1} , U_{A2} и U_{A3} указаны на лабораторных установках. Все результаты измерений занесите в таблицу и получите подпись преподавателя о завершении эксперимента.

6. Приведите установку в исходное состояние и отключите

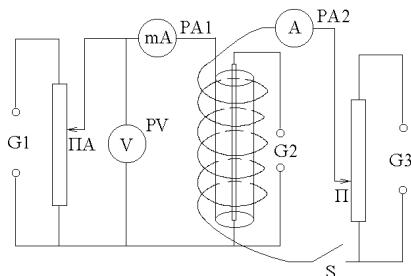


Рис. 1. Схема установки

от сети.

Содержание отчета

По табличным данным постройте графики трех сбросовых характеристик на одних координатных осях. На графике каждой характеристики найдите точку сброса анодного тока I_A и соответствующее ей критическое значение тока в катушке $I_{кр}$. Критический ток можно определить как ток катушки, при котором ток анода начинает резко уменьшаться. Вычислите $V_{кр}$ по формуле (1,а).

По формуле (1) вычислите e/m для каждого из трех опытов и найдите среднее его значение.

Полученное среднее значение $\langle e/m \rangle$ сравните с табличным.

№ п/п	$U_{A1} = \dots$		$U_{A2} = \dots$		$U_{A3} = \dots$	
	$I, \text{мА}$	$I_A, \text{мА}$	$I, \text{мА}$	$I_A, \text{мА}$	$I, \text{мА}$	$I_A, \text{мА}$
1						
...						
10						
$e/m, \text{Кл/кг}$						
$\langle e/m \rangle = \dots$ (экспериментальное)	Кл/кг		$e/m = 1,76 \cdot 10^{11}$		Кл/кг	
			(табличное)			

Теоретическое описание

Удельный заряд - отношение заряда к массе - одна из основных характеристик элементарной частицы. Его можно определить, изучая движение заряженной частицы в электрическом и магнитном полях. Воздействуя на потоки электронов и ионов электрическим и магнитным полями, можно управлять этими потоками, т.е. изменить скорости частиц по величине и направлению. Эти явления лежат в основе действия различных электронных и ионных приборов (электронных микроскопов, ускорителей заряженных частиц, электронно-лучевых трубок, электронных и ионных ламп и т.д.).

Движение электронов во взаимно перпендикулярных электрическом и магнитном полях применяется в специальных приборах - магнетронах (генераторах электромагнитных колебаний в области сверхвысоких частот). Магнетрон можно использовать для определения удельного заряда электрона.

Конфигурация полей в магнетроне такая же, как и в двухэлектродной лампе (диоде) с цилиндрическими соосными анодом и катодом, помещенной внутри катушки, создающей магнитное поле (рис.2).

Электрическая схема установки состоит из цепи анода, накала диода и цепи катушки (рис.1). Анодное напряжение и величину тока катушки можно регулировать потенциометром ПА и П. Напряжение накала U_n постоянное. Электрическое поле в лампе направлено по радиусам анода, а постоянное магнитное поле - параллельно оси анода (рис.2). Таким образом, электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярны.

При выключенном магнитном поле электроны, эмитированные катодом, движутся от катода к аноду по радиусам (рис.3,а) под действием ускоряющей силы

$$F_e = -eE,$$

где e - абсолютная величина заряда электрона; E - напряженность электрического поля в пространстве между анодом и катодом.

В анодной цепи в это время возникает некоторый анодный ток I_A , величина которого зависит от анодного напряжения U_A и величины тока накала.

При включении магнитного поля на электроны дополни-

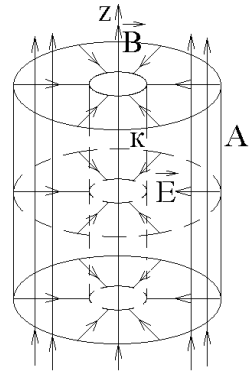


Рис. 2. Конфигурация полей в магнетроне

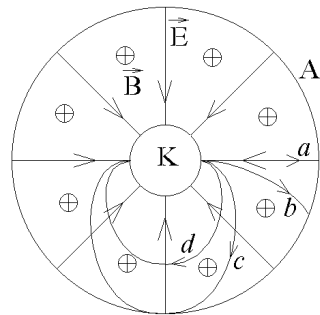


Рис. 3. Траектории электрона при разных токах катушки

тельно к F_e начинает действовать со стороны магнитного поля сила

$$F_m = -e[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$$

Эта сила перпендикулярна скорости электрона \mathbf{v} и индукции магнитного поля \mathbf{B} , поэтому она искривляет траекторию каждого электрона, хотя траектория остается в плоскости, перпендикулярной оси диода. При малом магнитном поле траектория электрона искривляется слабо и электрон попадает на анод (рис.3,b). При усилении магнитного поля траектория электрона искривляется сильнее и при некотором значении индукции магнитного поля B , называемом критическим $B_{кр}$, траектория электрона касается анода в одной точке (рис.3,c). Это соответствует спаду (сбросу) анодного тока I_A . Плавное, а не резкое уменьшение анодного тока при дальнейшем увеличении индукции магнитного поля объясняется тем, что электроны, эмитированные катодом, имеют разные скорости, а значит, и по-разному реагируют на одну и ту же величину магнитного поля. При дальнейшем усилении магнитного поля большинство электронов уже не будет касаться анода (рис.3,d). Если бы все электроны имели одинаковые скорости, то сброс анодного тока произошел бы сразу до нуля при достижении критического тока катушки, при этом сбросовая характеристика была бы прямоугольной.

На рис.3 изображены траектории электрона при разной величине индукции магнитного поля B . Знаками "+" обозначены проекция на плоскость чертежа линий индукции магнитного поля B , направленных перпендикулярно плоскости за чертеж.

Из закона движения электрона в скрещенных полях получается формула, по которой можно вычислить удельный заряд

электрона:

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_A r_A^2}{B_{кр}^2 (r_A^2 - r_k^2)^2}, \quad (1)$$

где U_A - анодное напряжение; r_A - радиус анода; r_k - радиус катода;

$$B_{кр} = \mu_0 I_{кр} n, \quad (2)$$

n - число витков на единицу длины катушки, создающей магнитное поле; $I_{кр}$ - критический ток в катушке.

Уравнение движения электрона в магнетроне имеет вид

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = F_{л} = -e(E + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]),$$

где $F_{л}$ - Лоренцева сила.

Для вывода формулы (1) можно воспользоваться уравнением моментов

$$\frac{dL}{dt} = M \quad (3)$$

и законом сохранения энергии электрона

$$\frac{mv^2}{2} - e\varphi = \text{const} \quad (4)$$

В этих уравнениях $L = [r \times m\mathbf{v}]$ - момент импульса электрона относительно центра катода (рис.4), $M = [r \times F_{л}]$ - момент Лоренцевой силы относительно той же точки, φ - электрический потенциал, а $(-e\varphi)$ - потенциальная энергия электрона.

Разложим скорость электрона на две взаимно перпендикулярные составляющие v_1 и v_2 . Тогда $L = [r \times mv_2]$ (так как $v_1 \perp r$ и $[r \times v_1] = 0$).

Можно также показать, что $M = ev_1 B$

Поэтому, проектируя уравнение (3) на ось z , получим

$$\frac{dL_z}{dt} = M_z$$

или

$$\frac{d}{dt}(mv_2 r) = ev_1 B \quad (5)$$

Так как $v_1 = dr/dt$, то правая часть уравнения (5) преобразуется

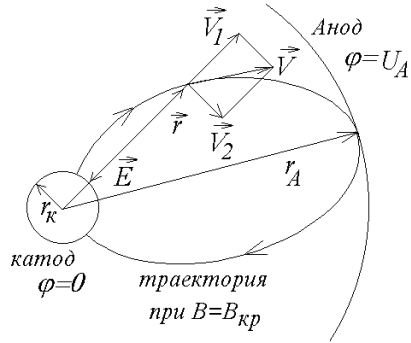


Рис. 4. К выводу формулы (1)

к виду
$$\frac{1}{2} eB \frac{d}{dt} (r^2).$$

Сокращая на dt и интегрируя полученное равенство от r_k до r , получим

$$m v_2 r = \frac{eB}{2} (r^2 - r_k^2) \quad (6)$$

При этом учтено, что электроны вылетают с катода с нулевой скоростью: $v_1 = v_2 = 0$ при $r = r_k$.

При $B = B_{кр}$, как уже говорилось, траектория электрона касается анода, значит, $v = v_2$ при $r = r_A$. Тогда из выражения (6) находим

$$v = \frac{eB_{кр} r_A}{2m} \left(1 - \frac{r_k^2}{r_A^2} \right) \quad (7)$$

Уравнение (4) в точке $r = r_A$ принимает вид

$$\frac{m v^2}{2} = e U_A, \quad (8)$$

так как $const = 0$ ввиду того, что потенциал катода равен нулю так же, как и скорость частиц вблизи катода.

Исключая v из соотношений (7) и (8), приходим к формуле (1) для e/m .

Контрольные вопросы

1. Что называется удельным зарядом? Какой метод измерения удельного заряда электрона используется в этой работе?
2. Чему равна и куда направлена сила, с которой электрическое поле действует на заряженную частицу?
3. Чему равна и куда направлена сила, с которой магнитное поле действует на заряженную частицу.
4. Почему полученные сбросовые характеристики не прямоугольные?
5. На основе каких соображений выводится рабочая формула (1)?
6. Может ли электрон в скрещенных однородных полях двигаться прямолинейно и равномерно? Если да, то при каких условиях?

Список использованных источников

Иродов И.Е. "Основные законы электромагнетизма" изд.2-е, М.:Высш.шк., 1991, 289 с §1.1 Электрическое поле; §6.1 Сила Лоренца. Поле В.

Лабораторная работа №26

Магнитное поле земли

Цель работы: измерение горизонтальной составляющей магнитного поля Земли методом тангенс-гальванометра.

Оборудование: тангенс-гальванометр, источник тока.

Рабочее задание: определить величину горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли.

Порядок выполнения работы

1. Не включая источник тока, установите тангенс-гальванометр в плоскости магнитного меридиана. При этом стрелка компаса должна быть направлена по диаметру тангенс-гальванометра. Обратите внимание на то, чтобы северный конец стрелки указывал на нулевое значение компаса.

2. Установите движок потенциометра (или резистора) на минимальный ток через тангенс-гальванометр и затем включите источник тока.

3. Изменяя ток, добейтесь отклонения северного полюса стрелки компаса на угол $\alpha_1 = 40^\circ$ (рис.3). Необходимо некоторое время, чтобы стрелка компаса успокоилась и перестала колебаться. Запишите величину тока I и углы отклонения от первоначального положения северного α_1 и южного α_2 полюсов стрелки в таблицу. Так же получить значения токов при углах отклонения северного полюса стрелки компаса на углы 45° , 50° , 55° и 60° . Внимание: отклонение любого полюса стрелки есть разность начального и конечного показания компаса и не может превысить 90° .

4. Измените направление тока в гальванометре с помощью переключателя на установке. Прделайте пункт 3, устанавливая **такие же значения токов** и фиксируя углы отклонения от первоначального положения северного α_3 и южного α_4 полюсов стрелки. *Дублирование измерений делается для того, чтобы исключить систематическую погрешность, связанную с неточной установкой катушки в плоскости магнитного меридиана, а также с определением самой этой плоскости.* Данные занесите в таблицу и получить подпись преподавателя о завершении эксперимента. После этого можно продолжить вычисления.

Содержание отчета

Заполнить таблицу

№ п/п	I, мА	α ₁ , °	α ₂ , °	α ₃ , °	α ₄ , °	⟨α⟩, °	tg⟨α⟩	B _{гор} , мкТл	E, относ. погрешность	ΔB _{гор} , мкТл абс. погр.

N = ... витков; <B_{гор}> = ... мкТл; (ΔB_{гор})_{max} = ... мкТл

R = м;

μ₀ = 4π · 10⁻⁷ Гн/м; B_{гор} = (... ± ...) мкТл

5. Определить среднее значение угла <α> для каждого значения тока I по формуле: $\langle \alpha \rangle = (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4) / 4$

6. По формуле (6) вычислить B_{гор} для каждого тока, подставляя вместо α среднее значение <α>. R и N указаны в описании установки.

7. Из всех полученных B_{гор} найти среднее значение <B_{гор}>.

8. По данным опытов определите относительную E и абсолютную ΔB_{гор} погрешности по формулам

$$E = \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta R}{R} + \frac{2\Delta\alpha}{\sin 2\alpha}, \quad \Delta B_{гор} = B_{гор} \cdot E$$

ΔI, ΔR и Δα определяются как половина деления прибора, с помощью которого были измерены I, R и α, причем Δα надо выразить в радианах. Если значение какой-либо величины уже указано в описании установки, например R, то абсолютная погрешность этой величины определяется как половина единицы последнего разряда. Пример: R=113,15 м. Единица последнего разряда - это одна сотая. Таким образом, ΔR = 0,01/2 = 0,005 м.

9. Найти наибольшее значение абсолютной погрешности. Результат представить в виде

$$B_{гор} = \left(\left\langle B_{гор} \pm (\Delta B_{гор})_{max} \right\rangle \right) \text{ мкТл}$$

Сравнить полученное значение B_{гор} с табличным (см. теоретическое описание).

Теоретическое описание

Магнитное поле Земли в целом подобно полю однородно намагниченного шара (рис.1). Магнитная ось в настоящее время наклонена к географической под углом 11° ; поэтому координаты северного магнитного полюса (в Южном полушарии) 79° ю.ш. и 69° з.д.

Южный магнитный полюс находится в Канаде на расстоянии 1140 км от северного географического в сторону Тихого океана, а северный магнитный - в Антарктиде. Величина магнитного поля у поверхности Земли меняется от 62 до 73 мкТл, а горизонтальной составляющей - от 0 на северном и южном магнитных полюсах до 41 мкТл на экваторе.

В действительности поле Земли имеет намного более сложную конфигурацию, чем изображенная на рис.1. Во-первых, существуют многочисленные магнитные аномалии (например Курская), в районах которых поле достигает значительно больших величин, чем указанные выше (до 200 мкТл). Во-вторых, поле сильно искажено солнечным ветром и явно несимметрично относительно магнитной оси. Кроме того, магнитная ось и магнитные полюса со временем изменяют свое положение, а также существуют вековые вариации величины поля (в настоящее время оно убывает примерно на 1% за десятилетие).

Что касается происхождения геомагнитного поля, то строгой теории пока нет; предполагается, что основным его источником являются электрические токи, циркулирующие в жидком ядре Земли.

Магнетизм - это особая форма взаимодействия электрических токов и магнитов (тел с магнитным моментом) между собой и токов с магнитами. Магнитное взаимодействие пространственно разделенных тел осуществляется *магнитным полем*, ко-

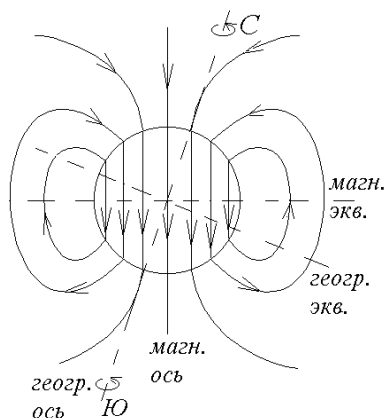


Рис.1

торое, как и электрическое поле, представляет собой проявление электро-магнитной формы движения материи. Источник магнитного поля - движущийся электрический заряд, т.е. электрический ток.

Основу теории электромагнетизма образуют уравнения Максвелла, играющие такую же роль, как законы Ньютона в механике. Одно из них записывается так: $\operatorname{div} B = 0$. Это уравнение означает, что *нет магнитных зарядов, которые создавали бы магнитное поле, как электрические заряды создают электрическое поле.*

Второе уравнение Максвелла выглядит так: $\operatorname{rot} B = \mu_0 j$, где j - плотность тока, порождающего магнитное поле. Это уравнение говорит о вихревой природе магнитного поля (вихрь - то же, что и ротор). Линии B не имеют ни начала, ни конца. Они являются либо замкнутыми линиями, либо уходят на бесконечность. Силовой линией магнитного поля называется линия, касательная к которой в любой ее точке совпадает с направлением магнитного поля B . Если рассыпать магнитные опилки в магнитном поле, то они выстроятся вдоль силовых линий.

Как известно, основной характеристикой всякого магнитного поля является вектор магнитной индукции B . Это силовая характеристика, т.е. вектор B определяет силу, действующую со стороны магнитного поля на элемент тока Idl .

$$dF = Idl \times B. \quad (1)$$

Из формулы (1) следует, что
$$B = \frac{dF/dl}{I \sin \alpha}, \quad (2)$$

где dl - длина элемента с током, а α - угол между B и dl , т.е. модуль вектора B численно равен модулю силы, действующей на единичный элемент тока, расположенный перпендикулярно магнитным силовым линиям.

Действие же поля на контур с током или постоянный магнит определяется моментом сил

$$M = p_m \times B, \quad (3)$$

где p_m - магнитный момент контура (или постоянного магнита). Магнитный момент контура с током - это вектор, численно равный IS (S - площадь контура) и направленный в сторону положительной нормали n , т.е. $p_m = ISn$. Магнитный момент постоянного магнита - это векторная сумма магнитных моментов всех его атомов.

Из формулы (3) следует, что свободная магнитная стрелка (маленький постоянный магнит) установится вдоль силовых линий внешнего поля.

Метод тангенс-гальванометра

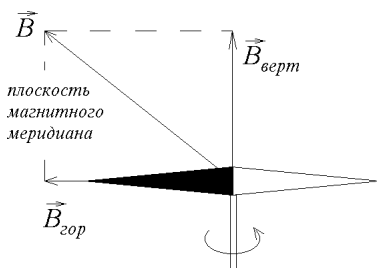


Рис.2

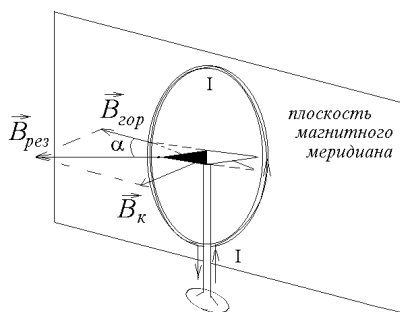


Рис.3

Тангенс-гальванометр представляет собой плоскую катушку радиуса R с числом витков N , расположенную в вертикальной плоскости. В центре катушки укреплен обычный компас, стрелка которого может вращаться вокруг вертикальной оси. Поэтому в отсутствие тока в катушке стрелка компаса устанавливается в отличие от свободной стрелки не вдоль магнитных силовых линий геомагнитного поля в плоскости магнитного меридиана, а вдоль горизонтальной составляющей вектора B (рис.2).

Если совместить плоскость катушки тангенс-гальванометра с плоскостью магнитного меридиана, то стрелка компаса в отсутствие тока будет располагаться вдоль горизонтального диаметра катушки. При включении тока возникает магнитное поле катушки

$$B_k = \mu_0 \frac{IN}{2R}, \quad (4)$$

перпендикулярное плоскости катушки, а значит, и $B_{\text{гор}}$.

Очевидно, что стрелка компаса установится вдоль результирующего поля (рис.3).

Как видно из рис.3
$$\frac{B_k}{B_{\text{гор}}} = \text{tg } \alpha, \quad (5)$$

где α - угол отклонения стрелки. Поэтому

$$B_{\text{гор}} = \frac{B_k}{\text{tg } \alpha} = \frac{\mu_0 IN}{2R \text{tg } \alpha}. \quad (6)$$

Закон Био-Савара-Лапласа

Индукция магнитного поля B , созданного длинным проводом произвольной конфигурации, по которому течет ток I , равна векторной сумме индукций магнитных полей dB , созданных каждым элементом длины dl этого провода. Закон Био-Савара-Лапласа дает формулу:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I [dl \times r]}{r^3},$$

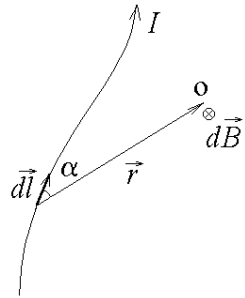


Рис.4

где Idl - элемент тока, r - радиус-вектор от этого элемента до точки, в которой находится магнитное поле. Как видно из формулы, поле перпендикулярно плоскости, в которой лежат радиус-вектор и элемент тока. Модуль индукции, создаваемой элементом тока, находится по формуле

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

где α - угол между радиусом-вектором и элементом тока.

При выводе индукции магнитного поля в центре кругового витка необходимо учесть, что угол $\alpha = 90^\circ$ (радиус всегда перпендикулярен касательной к окружности), а $r = R$ (радиус витка). Эти значения будут одинаковы для всех элементов тока витков.

Контрольные вопросы

1. Что такое магнитное поле? Какими свойствами оно обладает? Имеет ли источники, вихри?
2. Дайте определение вектора B . Что такое силовые линии?
3. Как магнитное поле действует на заряд, на провод с током, на виток с током?
4. Сформулируйте закон Био-Савара. Выведите формулу (4), используя этот закон.
5. Покажите картину силовых линий магнитного поля Земли. Покажите как направлен вблизи поверхности Земли в северном полушарии вектор B и найдите его составляющие (горизонтальную и вертикальную).
6. Как меняется $B_{\text{гор}}$ в зависимости от географической широты?
7. Что известно о природе геомагнитного поля?

Список использованных источников

Савельев И.В. Курс общей физики. - 2-е изд. - М.: Наука, 1982, т.2. гл. "Магнитное поле в вакууме".

Лабораторная работа №27

Исследование магнитного поля соленоида

Цель работы: экспериментальное определение значений магнитной индукции на оси соленоида и сравнение их с расчетными значениями.

Оборудование: соленоид, измерительная катушка, источник тока, гальванометр (рис. 5).

Рабочее задание: построить график зависимости величины магнитной индукции на оси соленоида от расстояния до края соленоида.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с установкой и включите ее в сеть (220 В).
2. Ручкой на установке поместите измерительную катушку L2 у одного из концов соленоида, определив ее положение a (расстояние от края соленоида до точки, в которой определяется значение магнитной индукции) с помощью указателя на шкале.
3. Нажмите на кнопку S , измерьте отклонение светового зайчика α по шкале гальванометра. Не отпуская кнопку, определите силу тока в соленоиде по миллиамперметру.
4. Такие же измерения a и α проделайте для других положений катушки L2, перемещая ее каждый раз на 1 см вдоль оси соленоида до упора. Занесите данные в таблицу, после чего получите подпись преподавателя о завершении эксперимента.
5. По формуле (5) найдите экспериментальные значения магнитной индукции, воспользовавшись значением k , указанным на установке.
6. Для тех же значений a рассчитайте по формулам (3) и (4) теоретические значения магнитной индукции в соленоиде.

Содержание отчета

Данные вычислений занести в таблицу.

a , м	α , дел	$B_{\text{эксп}}$, Тл	$\cos\beta_1$	$\cos\beta_2$	$B_{\text{теор}}$, Тл

$k = \dots\dots$; $I = \dots\dots$

Построить графики $B_{\text{эксп}} = f_1(a)$ и $B_{\text{теор}} = f_2(a)$ по результатам, полученным из опыта и при теоретическом расчете, на одних координатных осях.

Теоретическое описание

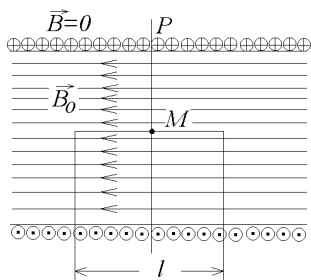


Рис.1

Наиболее простой вид распределения значений вектора магнитной индукции B имеется в случае бесконечно длинного соленоида - цилиндрической катушки, по виткам которой протекает электрический ток. Опыт показывает, что чем длиннее соленоид, тем меньше индукция магнитного поля вне его. Для бесконечно длинного соленоида магнитное поле снаружи отсутствует вообще, а внутри его линии

вектора B направлены вдоль его оси, причем вектор B составляет с направлением тока в соленоиде правовинтовую систему (рис.1).

Из теоремы о циркуляции B следует, что внутри бесконечно длинного соленоида

$$B_0 = \mu_0 n I \quad (1)$$

где n - плотность витков (число витков на единицу длины).

Найдем магнитную индукцию у конца полубесконечного соленоида, для чего представим бесконечный соленоид состоящим из двух идентичных полубесконечных, соединяющихся по плоскости P (рис.1). В точке M магнитная индукция B может быть определена по формуле (1). Если удалить один из полубесконечных соленоидов, то, учитывая, что они вносили одинаковый вклад в магнитную индукцию в точке M , магнитная индукция у конца полубесконечного соленоида на его оси будет равна половине значения B_0 , определяемого по формуле (1), т.е.

$$B = \frac{1}{2} \mu_0 n I \quad (2)$$

Магнитное поле в точках на оси соленоида конечной длины может быть рассчитано с помощью закона Био-Савара.

Представим соленоид как непрерывную систему кольцевых токов (рис.2). Кольцу шириной dx соответствует кольцевой ток $Indx$, где n - число витков соленоида на единицу его длины. Как следует из закона Био-Савара, элемент dl кольцевого тока создает в точке O на оси соленоида поле с индукцией

$$dB' = \frac{\mu_0 Indx}{4\pi d^2} dl$$

При определении индукции магнитного поля кольцевого тока в точке O следует учесть, что суммарная компонента магнитной индукции поля, создаваемого любой парой симметрично расположенных элементов dl_1 , направлена вдоль оси x , поэтому

$$\begin{aligned} dB = dB_x &= \frac{\mu_0 Indx}{4\pi d^2} \cos \alpha \int_0^{2\pi r_0} dl = \\ &= \frac{\mu_0 Indx}{4\pi d^2} 2\pi r_0 \cos \alpha = \frac{\mu_0 Indx}{2r_0} \frac{r_0^2}{d^2} \sin \beta = \frac{\mu_0 Indx}{2r_0} \sin^3 \beta \end{aligned}$$

Так как $\frac{x-a}{r_0} = \text{ctg } \beta$, то $\frac{dx}{r_0} = -\frac{d\beta}{\sin^2 \beta}$, и магнитная индукция на оси соленоида равна:

$$B = -\frac{\mu_0 In}{2} \int_{\beta_1}^{\beta_2} \sin \beta d\beta = \frac{\mu_0 In}{2} (\cos \beta_2 - \cos \beta_1')$$

Учитывая, что $\cos \beta_1' = -\cos \beta_1$ и $n = N/l$, где N - полное число витков соленоида, а l - его длина, окончательно получим

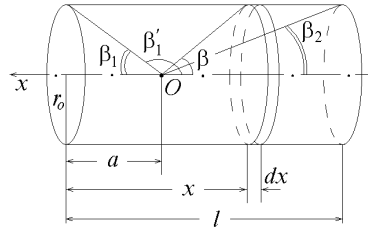


Рис.2

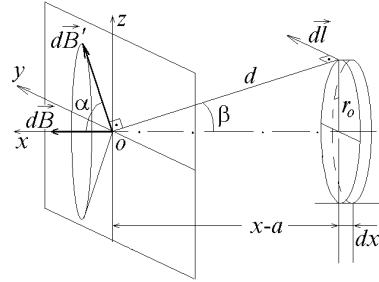


Рис.3

$$B = \frac{\mu_0 I n}{2l} (\cos \beta_1 + \cos \beta_2) \quad (3)$$

Косинусы углов β_1 и β_2 выражаются формулами

$$\cos \beta_1 = \frac{a}{\sqrt{r_0^2 + a^2}}, \quad \cos \beta_2 = \frac{l-a}{\sqrt{r_0^2 + (l-a)^2}} \quad (4)$$

где r_0 - радиус витков соленоида; a - расстояние от края соленоида до точки, в которой определяется значение магнитной индукции.

Общий вид магнитного поля конечного соленоида изображен на рис.4.

Экспериментальное изучение распределения значений магнитной индукции поля внутри соленоида предлагается провести с помощью установки, состоящей из источника постоянного тока; соленоида L_1 , магнитное поле которого исследуется; маленькой измерительной катушки L_2 , которая введена в соленоид L_1 и может перемещаться вдоль его оси; баллистического гальванометра $P2$, соединенного с катушкой L_2 ; выключателя S и миллиамперметра $P1$, с помощью которого можно измерить ток в соленоиде L_1 (рис.5). При измерении индукции магнитного поля катушку L_2 устанавливают в какой-либо точке на оси соленоида L_1 . В момент замыкания кнопкой S цепи соленоида L_1 ток в нем возрастает от 0 до постоянного значения I . При этом магнитный поток через витки катушки L_2 изменяется от 0 до $\Phi = BS_0 N_0$, где S_0 - площадь сечения, а N_0 - число витков катушки L_2 . Изменение магнитного потока приводит к возникновению в катушке L_2 электродвижущей силы индукции по

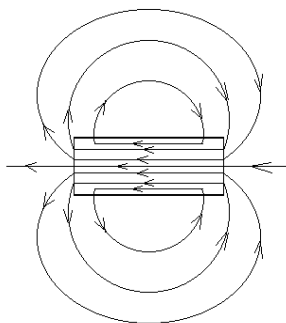


Рис.4

закону Фарадея:

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

и, как следствие, появлению в цепи катушки L_2 индукционного тока i (*явление электромагнитной индукции*); в результате чего световой зайчик гальванометра смещается на угол α , пропорциональный количеству электричества

$q = \int_0^t idt$, протекшего через измерительную часть установ-

ки: $\alpha = \frac{1}{b} \int_0^t idt$, где b - баллистическая постоянная гальванометра.

ра.

Если полное сопротивление цепи измерительной катушки

L_2 равно R , то $i = \frac{|\varepsilon_i|}{R}$, и поэтому

$$\alpha = \frac{1}{bR} \int_0^t |\varepsilon_i| dt = \frac{1}{bR} \int_0^t \left| \frac{d\Phi}{dt} \right| dt = \frac{1}{bR} \int_0^\Phi d\Phi = \frac{\Phi}{bR} = \frac{BS_0N_0}{bR}$$

Тогда для магнитной индукции имеем $B = \frac{bR}{S_0N_0}$ или

$$B = k\alpha \tag{5}$$

где постоянная $k = bR/S_0N_0$ принимается за цену деления баллистического гальванометра. По формуле (5) определяются экспериментальные значения магнитной индукции поля на оси соленоида.

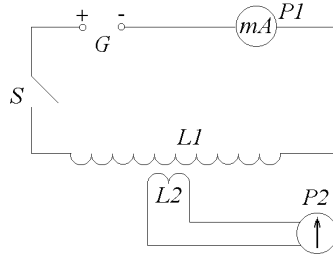


Рис.5

Теорема о циркуляции

Циркуляция вектора индукции магнитного поля B по замкнутому контуру равна алгебраической сумме всех токов, охватываемых контуром, умноженной на μ_0 .

$$\int_L B dl = \mu_0 \sum_i I_i$$

Например, циркуляция B по контуру, охватывающему два равных по силе тока, текущих в противоположных направлениях, равна нулю. Знак тока I учитывается по общему правилу: если направление обхода контура L и направление тока связаны правилом правого винта, то знак I положителен.

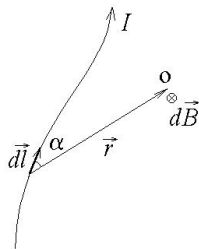
При выводе формулы (1) надо учесть, что на двух участках контура (см. рис.1) угол между B и dl равен 90° и скалярное произведение $B \cdot dl = 0$, а один участок проходит вне соленоида, где поле B практически равно 0. Полный ток, охватываемый контуром, равен $\sum_i I_i = N \cdot I = nIl$, где N - число витков, приходящихся на длину l .

Закон Био-Савара-Лапласа

Индукция магнитного поля B , созданного длинным проводом произвольной конфигурации, по которому течет ток I , равна векторной сумме индукций магнитных полей dB , созданных каждым элементом длины dl этого провода. Закон Био-Савара-Лапласа дает формулу:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I [dl \times r]}{r^3},$$

где Idl - элемент тока, r - радиус-вектор от этого элемента до точки, в которой находится магнитное поле. Как видно из формулы, поле перпендикулярно плоскости, в которой лежат радиус-вектор и элемент тока. Модуль индукции, создаваемой элементом тока, находится по формуле



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

где α - угол между радиусом-вектором и элементом тока.

Контрольные вопросы

1. Что такое магнитная индукция?
2. Сформулируйте теорему о циркуляции вектора магнитной индукции и используйте ее для расчета внутри бесконечно длинного соленоида.
3. Получите формулу для определения магнитной индукции на оси соленоида конечной длины, применяя закон Био-Савара и принцип суперпозиции.
4. В чем состоит явление электромагнитной индукции? Как используется это явление в данной работе?
5. Каким образом можно вдвое увеличить смещение зайчика в используемой установке, не увеличивая силы тока в соленоиде и не меняя параметров измерительной катушки?
6. Чему пропорционален угол отклонения светового зайчика в баллистическом гальванометре. Вывести рабочую формулу для индукции магнитного поля.
7. Используя теорему о циркуляции, найдите зависимость $B=B(r)$ для тороидальной катушки с числом витков N .

Список использованных источников

И.В.Савельев "Курс общей физики" том II "Электричество", М.:Наука, гл.ред.физ-мат.лит., 1970, 442 с.§42 Циркуляция вектора В. Поле соленоида и тороида

Лабораторная работа №28

Определение индуктивности тороида с ферритовым магнитопроводом

Цель работы: изучение зависимости индуктивности тороида от силы тока.

Оборудование: коаксиальная катушка (тороид), потенциометр, амперметр.

Рабочее задание: получить значения эквивалентной индуктивности ферритотороидальной катушки с ферромагнитным сердечником.

Порядок выполнения работы

1. Разберитесь в электрической схеме установки. Определите цену наименьшего деления измерительных приборов.
2. Включите установку в сеть.
3. Изменяя напряжение на тороиде с помощью потенциометра R , снять зависимость тока I от напряжения U (10 значений). Для замыкания цепи служит кнопка S . Занесите данные в таблицу.
4. Выключить установку из сети. Получите подпись преподавателя после завершения эксперимента.

Содержание отчета

По формуле (11) подсчитать эквивалентную индуктивность тороида при всех снятых значениях тока и напряжения. Результаты занести в таблицу.

Построить график зависимости $L = f(I)$

I, A	U, B	$L, Гн$

Теоретическое описание

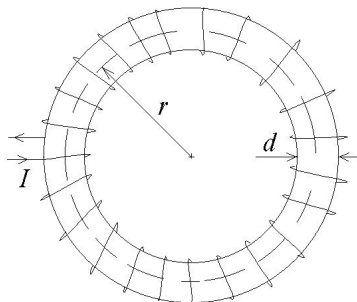


Рис.1.

Тороидальная катушка (тороид) представляет собой провод, навитый на каркас (магнитопровод), имеющий форму тора (рис.1). При пропускании тока по плотно навитому проводу образуется магнитное поле, напряженность H которого вне тороида практически равна нулю, а внутри вычис-

ляется по формуле

$$H = IN / l = In \quad (1)$$

где I – сила тока, N – полное число витков, n – число витков, приходящееся на единицу длины тороида. Формула (1) справедлива для тороида, длина $l (l = 2\pi r)$ которого значительно больше, чем диаметр магнитопровода. Можно принять магнитное поле внутри такого тороида однородным.

Индукция магнитного поля $B = \mu\mu_o H$ или с учетом (1)

$$B = \mu\mu_o nI \quad (2)$$

где μ – относительная магнитная проницаемость среды (вещества магнитопровода), μ_o – магнитная постоянная.

Поток магнитной индукции, сцепленной с тороидом $\Phi = \Phi_o N$ где $\Phi_o = BS$ – поток через один виток тороида площадью $S = \pi d^2 / 4$. Учитывая равенство (2), получаем

$$\Phi = \mu\mu_o InSN = \mu\mu_o n^2 lSI \quad (3)$$

Если каркас тороида немагнитный, то поле B , а значит, и полный магнитный поток Φ будут пропорциональны силе тока I , и можно написать $\Phi = LI$ (4)

где L – коэффициент, называемый *индуктивностью* тороида. L – физическая величина, численно равная магнитному потоку, сцепленному со всеми витками, когда ток, создающий этот поток, равен единице.

Единицей индуктивности в СИ является генри (Гн). Магнитный поток измеряется в веберах (Вб): 1 Гн=1 Вб/А.

Сопоставляя выражения (3) и (4), получаем индуктивность тороида

$$L = \mu\mu_o n^2 SI \quad (5)$$

Все вышеизложенное справедливо и для бесконечно длинного соленоида.

При измерении силы тока в тороиде возникает э.д.с. индукции, которую называют э.д.с. самоиндукции

$$\varepsilon_{si} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -L\frac{dI}{dt} - I\frac{dL}{dt} \quad (6)$$

Если при изменениях силы тока индуктивность остается по-

стоянной (что возможно, когда магнитопровод немагнитный), то э.д.с. самоиндукции

$$\varepsilon_{si} = -L \frac{dI}{dt} \quad (7)$$

Соотношение (7) дает возможность определить индуктивность как коэффициент пропорциональности между скоростью изменения силы тока в контуре и возникающей вследствие этого э.д.с. самоиндукции. Однако такое определение правомерно лишь в случае, когда $L = \text{const}$.

В присутствии ферромагнетика L будет функцией от I (через H). Следовательно, dL/dt в формуле (6) можно записать как $(dL/dI)(dI/dt)$. Тогда

$$\varepsilon_{si} = - \left(L + I \frac{dL}{dI} \right) \frac{dI}{dt} \quad (8)$$

Отсюда видно, что при наличии ферромагнетика коэффициент пропорциональности между ε_{si} и dI/dt отнюдь не равен L , как было указано в соотношении (7).

Если магнитопровод тороида изготовлен из ферромагнитного материала (железа, никеля, кобальта, их сплавов и соединений), то относительная магнитная проницаемость μ является сложной функцией от напряженности H магнитного поля в тороиде:

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J(H)}{H} \quad (9)$$

где J – намагниченность, т.е. *магнитный момент единицы объема ферромагнетика*. Характерный вид этой зависимости изображен на рис.2. На рис.3 показана зависимость намагниченности от напряженности намагничивающего поля. Начиная с некоторого значения H , численное значение вектора намагниченности практически остается постоянным и равным J_n . Это объясняется следующим образом.

При определенных условиях в кристаллах могут возникать так называемые *обменные силы*, которые заставляют магнитные моменты атомов устанавливаться параллельно друг другу. В результате возникают области (размером 1-10 мкм) *спонтанного, т.е. самопроизвольного* намагничивания.

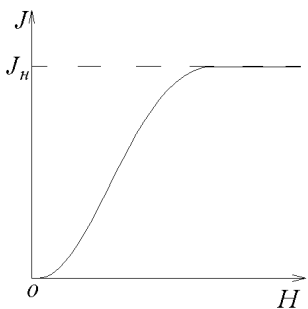


Рис.2.

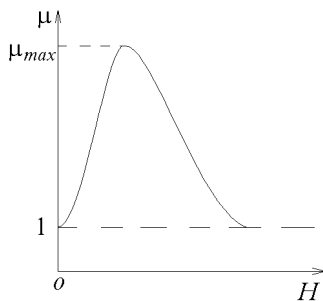


Рис.3.

Эти области называются *доменами*. В пределах каждого домена ферромагнетик намагничен до насыщения и имеет определенный магнитный момент. Направления этих моментов для разных доменов различны, поэтому при отсутствии внешнего поля суммарный момент образца равен нулю и образец в целом представляется макроскопически ненамагниченным.

При включении внешнего магнитного поля домены, ориентированные по полю, растут за счет доменов, ориентированных против поля. Очевидно, что магнитное насыщение наступает тогда, когда векторы магнитных моментов *всех доменов* устанавливаются параллельно внешнему магнитному полю. Поскольку $B = \mu_0(H + J)$, то зависимость B от H имеет вид, изображенный на рис.4.

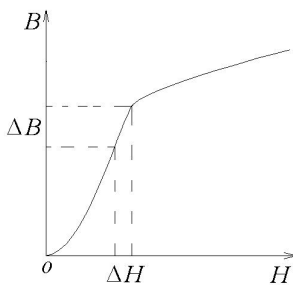


Рис. 4

В относительно слабых полях B растет быстрее H вследствие быстрого роста J , поэтому μ увеличивается до μ_{max} (см. формулу (9)). В сильных полях наступает насыщение намагниченности ($J = J_n = const$), поэтому при дальнейшем росте H отношение $J/H \rightarrow 0$ и магнитная проницаемость μ согласно формуле (9) начинает убывать, стремясь к единице (см.рис.2). Следовательно, в сильных магнитных полях индукция B возрастает с увеличением H по *линейному закону*.

Итак, μ ферромагнетиков является функцией напряженно-

сти (или тока, так как $H \sim I$). Из формулы (5) видно, что индуктивность тороида зависит от его геометрических размеров и относительной магнитной проницаемости среды. Следовательно, в присутствии ферромагнетика L тороида зависит от I так же, как μ от H . Для немагнитных магнитопроводов $\mu = const$, поэтому $L = const$ при изменении тока. В данной работе в качестве магнитопровода в тороиде используется феррит – материал с магнитными свойствами ферромагнетика, но с низкой (или нулевой) проводимостью.

При прохождении постоянного тока через обмотку тороида он оказывает активное сопротивление R , обусловленное электрическими свойствами проводника, длиной и сечением провода. Если по тороиду пропустить переменный ток, то полное сопротивление тороида возрастает.

Эффективная сила тока в цепи, содержащей индуктивность, емкость и активное сопротивление, определяется формулой

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}}, \quad (10)$$

где U – эффективное напряжение, $X_L = \omega L$ – индуктивное сопротивление, $X_C = 1/\omega C$ – емкостное сопротивление, $Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}$ – полное сопротивление цепи, ω – циклическая частота.

Так как для исследуемого тороида активное сопротивление R мало по сравнению с индуктивным X_L , а емкостное сопротивление X_C практически отсутствует, то формулу (10) можно записать в виде $I = U / \omega L$, откуда

$$L = \frac{U}{I\omega} \quad (11)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, а $\nu = 50$ Гц.

Теорема о циркуляции

Циркуляция вектора напряженности магнитного поля H по замкнутому контуру равна алгебраической сумме всех токов,

охватываемых контуром.

$$\int_L H \cdot dl = \sum_i I_i$$

Например, циркуляция H по контуру, охватывающему два равных по силе тока, текущих в противоположных направлениях, равна нулю. Знак тока I учитывается по общему правилу: если направление обхода контура L и направление тока связаны правилом правого винта, то знак I положителен.

При выводе формулы (1) надо выбрать замкнутый контур в виде коаксиальной окружности радиуса r , лежащей внутри тороида (см.рис.1). Полный ток, охватываемый контуром, равен $\sum_i I_i = N \cdot I$, где N – число витков на тороиде. Обратите внимание на то, что ток пронизывает поверхность, натянутую на контур, всегда в одном направлении.

Контрольные вопросы

1. Каков механизм намагничивания ферромагнетиков?
2. Что такое вектор намагниченности?
3. Как зависит вектор магнитной индукции от напряженности магнитного поля до и после насыщения?
4. Что такое относительная магнитная проницаемость среды?
5. Каким образом μ зависит от H для ферромагнитных веществ и почему?
6. Вывести формулу (5).
7. Что называется индуктивностью и в каких единицах она измеряется? От чего зависит индуктивность?

Список использованных источников

Савельев И.В. Курс общей физики. - 2-е изд. - М.: Наука, 1982, т.3. с.165-170, 176-180

Лабораторная работа №29

Исследование электрических затухающих колебаний

Цель работы: ознакомление с методом получения затухающих электрических колебаний и определение параметров колебательного контура с помощью осциллографа.

Оборудование. Описание лабораторной установки

Установка состоит из колебательного контура, в который входят (рис. 1): 1) катушка индуктивности L ; 2) конденсаторы C_1 , C_2 ; 3) омические сопротивления R_1 , R_2 для изменения добротности контура; 4) осциллограф (ЭО), на выход Y которого подано напряжение с контура; 5) источник питания G обеспечивающий подзарядку конденсатора контура.

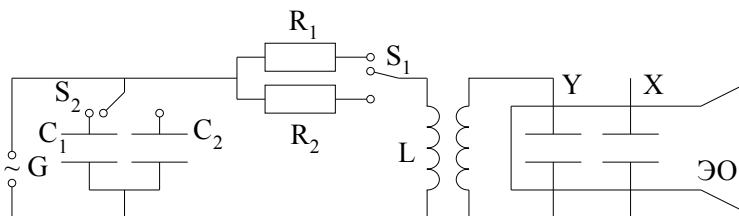


Рис.1

Установка работает следующим образом. К контуру подключаются периодически импульсы питающего напряжения U_B . В качестве этого напряжения используются импульсы синхронизации осциллографа, которые имеют вид, показанный на рис. 2.

Через равные промежутки времени имеют место импульсы напряжения U_B , а в остальное время между этими импульсами напряжение равно нулю.

После того, как на конденсатор контура C_1 был послан импульс питающего напряжения U_B и конденсатор зарядился, в контуре, состоящем из C_1 , L и R , возникают затухающие колебания в течение времени от t_1 до t_2 , когда напряжение от внешнего источника отсутствует. Затем на конденсатор в момент времени t поступает следующий импульс напряжения U_B , и вслед за этим в контуре возникают затухающие колебания в те-

чение времени от t_2 до t_3 и т.д.

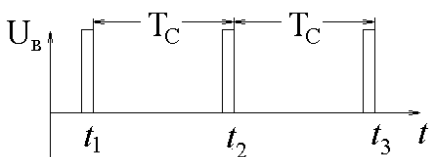


Рис.2

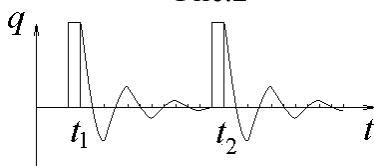


Рис.3

Если период колебаний напряжения развертки осциллографа совпадает с периодом подачи питающего напряжения U_B , то на экране осциллографа будем наблюдать картину затухающих электрических колебаний на экране осциллографа.

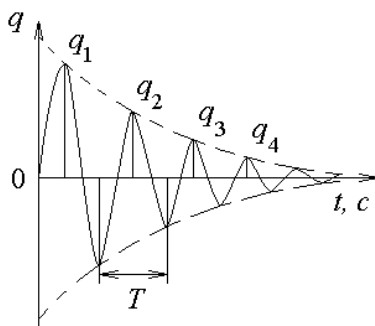


Рис.4

Таким образом, в контуре периодически повторяются затухающие колебания с периодом T_C , равным периоду подачи импульсов внешнего напряжения U_B . Картина этих колебаний во времени будет иметь вид, представленный на рис. 3.

Точно по такому же закону будет изменяться и напряжение на катушке индуктивности L и сопротивлении R колебательного контура нашей установки.

Это напряжение, подаваемое на вертикальный выход Y осциллографа (ЭО) (см. рис. 1) позволяет визуально наблюдать картину затухающих электрических колебаний на экране осциллографа.

Если период колебаний напряжения развертки осциллографа совпадает с периодом подачи питающего напряжения U_B , то на экране осциллографа будем наблюдать картину затухающих колебаний (рис. 4). На рис. 4 q_1, q_2, q_3 и т.д. — амплитудные значения наблюдаемых на экране осциллографа колебаний.

В установке предусмотрена возможность изменения характеристик контура таких, как период колебаний T , логарифмический декремент δ , коэффициент затухания β и добротность Q путем изменения емкости и сопротивления колебательного контура.

Рабочее задание: рассчитать характеристики колебательного контура.

Порядок выполнения работы.

1. Ознакомиться с электрической схемой установки.
2. Рассчитать теоретически характеристики колебательного контура для двух случаев:

а) $C = C_1, R = R_1$. б) $C = C_2, R = R_2$. Для теоретических расчетов использовать выражения

$$\beta_T = \frac{R}{2L}, \quad T_T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \beta_T^2}}, \quad \delta_T = \beta_T T_T, \quad Q_T = \frac{\pi}{\delta_T}.$$

Все использованные и полученные данные занести в таблицу 1:

	C, Φ	$L, \text{Гн}$	$R, \text{Ом}$	$\beta_T, \text{с}^{-1}$	$T_T, \text{с}$	$\delta_T, \text{с}^{-1}$	Q_T
а)							
б)							

3. Определить характеристики контура δ_3, T_3, Q_3 экспериментальным путем с использованием осциллографа. Для этого включить установку в сеть. Добиться изображения затухающих колебаний (рис. 1). По полученной на осциллографе кривой определить период T_3 (необходимо знать цену деления осциллографа по оси X). Записать в табл.2 значения q_1, q_2, q_3, q_4 и определить экспериментальное значение логарифмического декремента затухания по формуле

$$\delta_3 = \frac{1}{n-1} \ln \frac{q_1}{q_n}.$$

Затем, используя средние значения $\langle \delta_3 \rangle$ для двух случаев контура, определить экспериментальные значения β и Q по формулам

$$\beta_3 = \frac{\langle \delta_3 \rangle}{T_3} \quad \text{и} \quad Q_3 = \frac{\pi}{\langle \delta_3 \rangle}.$$

При определении логарифмического декремента затухания можно пользоваться десятичными логарифмами, если учесть, что $\ln x = 2,303 \lg x$. Полученные результаты занести в таблицу 2:

	$C,$ Ф	$L,$ Гн	$R,$ Ом	T_3, c	$q_1,$ мм	$q_n,$ дмм	δ_3	$\langle \delta_3 \rangle$	Q_3
а)						$q_2^=$	-----		
						$q_3^=$	-----		
						$q_4^=$	-----		
б)						$q_2^=$	-----		
						$q_3^=$	-----		
						$q_4^=$	-----		

Содержание отчета

Провести сравнительный анализ характеристик контура, полученных в пунктах 2 и 3.

Сделать вывод из проведенного анализа и записать в отчете по лабораторной работе.

Теоретическая справка:

В идеальном электрическом колебательном контуре, состоящем из емкости и индуктивности, возникают, как правило, гармонические колебания с частотой

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (1)$$

В реальном колебательном контуре всегда имеется омическое сопротивление R (соединительные провода, катушка индуктивности) и поэтому колебания в нем будут затухающими – электрическая энергия контура будет убывать вследствие выделения джоулева тепла и амплитуды колебания заряда q на обкладках конденсатора, тока I в цепи, э.д.с. самоиндукции \mathcal{E}_{si} и других величин тоже будут уменьшаться с течением времени. Этот процесс (затухающие колебания) описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = 0, \quad (2)$$

которое является следствием обобщенного закона Ома.

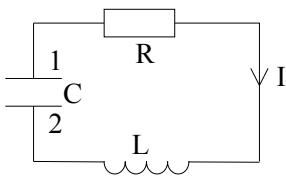


Рис. 5

Действительно, пусть конденсатор в какой-то момент времени разряжается (см. рис. 5), и за время dt заряд на обкладках уменьшается на величину $dq = -Idt$. Тогда для участка цепи $1RL2$, согласно закону Ома, имеем

$$IR = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{si} \quad (3)$$

где φ_1 и φ_2 – потенциалы на обкладках конденсатора. Учитывая, что в уравнении

$$(3) \quad \varphi_1 - \varphi_2 = U_c = q/C \quad \text{и} \quad \varepsilon_{si} = -L \frac{dq}{dt}, \quad \text{и заменяя } I \text{ на } -\frac{dq}{dt}, \text{ полу-}$$

чим уравнение (2). Сравнивая его с обобщенной формой затухающих механических колебаний

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0, \quad (4)$$

можем сделать вывод о том, что в электрическом контуре будут происходить затухающие колебания вида

$$q = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha_0) \quad (5)$$

где коэффициент затухания

$$\beta = \frac{R}{2L}, \quad (6)$$

а частота затухающих колебаний

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \quad (7)$$

Проанализируем формулу (7).

1. Если $\omega_0 \gg \beta$, то $\omega \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ – в контуре возникают практически незатухающие гармонические колебания, т.е. затуханием можно пренебречь. Период таких колебаний $T = \frac{2\pi}{\omega}$ будет определяться соотношением

$$T = 2\pi\sqrt{LC}, \quad (8)$$

которое называется формулой Томсона. Условия, соответствующие рассматриваемому случаю могут наступить, если

$$\frac{1}{LC} \ll \frac{R^2}{4L^2} \quad \text{или} \quad R \ll 2\sqrt{\frac{L}{C}}.$$

2. Если $\omega_0 > \beta$, то $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$ – в контуре возникают за-

тухающие колебания с частотой ω меньшей, чем частота собственных колебаний контура. В соответствии с формулой (5) для величины заряда на конденсаторе график затухающих электрических колебаний будет иметь вид, представленный на рис.4, т.е. амплитудное значение заряда на конденсаторе будет уменьшаться по экспоненциальному закону. Период таких колебаний

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}} \quad (10)$$

Формулой (10) необходимо пользоваться для определения периода колебаний тогда, когда затуханием пренебречь нельзя.

3. Если же $\omega_0 \leq \beta$, то колебания в контуре не возникают. Наименьшее значение омического сопротивления, при котором колебания в контуре не возникают, называется критическим сопротивлением $R_{кр} = 2\sqrt{L/C}$.

Для характеристики быстроты уменьшения амплитуды затухающих колебаний вводятся логарифмический декремент затуханий δ , равный логарифму отношения амплитуд двух соседних колебаний. В рассматриваемом случае берут значения заряда конденсатора через промежуток времени, равный периоду электрических колебаний: $\delta_s = \ln \frac{q_n}{q_{n+1}}$. Для экспериментального

определения δ чаще используется равноценное соотношение

$$\delta_s = \frac{1}{m} \ln \frac{q_n}{q_{n+m}} \quad (11)$$

Тогда используют два амплитудных значения заряда конденсатора: q_n и q_{n+m} отстоящие друг от друга на m колебаний, или взятые через отрезок времени в m раз больший, чем период колебаний.

В качестве амплитудных значений колеблющейся величины для определения логарифмического декремента затухания δ в

формуле (11) может использоваться не только величина заряда конденсатора q , но и значения напряжения на конденсаторе или катушке индуктивности или величина тока в цепи электрического колебательного контура.

Величина логарифмического декремента затухания однозначно связана с коэффициентом затухания β :

$$\delta = \beta T \quad (12)$$

В радиотехнике для характеристики свойств контура используется понятие добротности $Q = 2\pi W / \Delta W$. По физическому смыслу добротность контура в 2π раз больше отношения энергии W , запасенной в контуре к энергии ΔW , теряемой на джоулево тепло в этом же контуре за одно колебание. Как показывают расчеты, величина добротности контура Q связана со значением его логарифмического декремента затухания δ соотношением

$$Q = \frac{\pi}{\delta} \quad (13)$$

Используя уравнения (13), (10) и (6), можно в общем случае получить выражение для величины добротности:

$$Q = \frac{\pi}{\beta T} = \frac{1}{2} \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\omega_0^2}{\beta^2} - 1} = \sqrt{\frac{L}{CR^2} - \frac{1}{4}}. \quad (14)$$

Для качественных контуров с большим значением добротности затуханием в контуре можно пренебречь и воспользоваться формулой (8) для периода, поэтому в соответствующих случаях формула (14) для расчета добротности может быть заменена приближенной формулой

$$Q = \frac{\pi}{\beta T} \approx \frac{1}{2} \frac{\omega_0}{\beta} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (15)$$

Контрольные вопросы.

1. Записать дифференциальное уравнение затухающих электрических колебаний.
2. Записать уравнение заряда на конденсаторе при затухающих колебаниях в контуре.
3. Что такое коэффициент затухания β и как он вычисляется для колебательного контура?
4. Чему равно критическое сопротивление контура? Пояснить его физический смысл.
5. Что такое добротность контура?
6. Что такое логарифмический декремент затухания δ ?
7. Получит зависимость между логарифмическим декрементом затухания δ и коэффициентом затухания β .

Список использованных источников.

1. Савельев И.В. Курс физики. Т.2 – М., Наука, 1989. §70
2. Иродов И.Е. Основные законы электромагнетизма. – М. Высшая школа. 1983. §11

Лабораторная работа №30

Определение основных характеристик электрического колебательного контура методом резонанса

Цель работы: экспериментальное исследование особенностей явления резонанса напряжений, условий его возникновения и определение основных характеристик электрического контура методом резонанса.

Оборудование. Описание лабораторной установки.

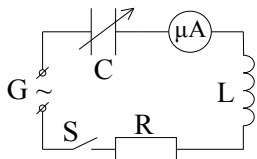


Рис. 1

Лабораторная установка (рис.1) представляет собой последовательно соединенные источник переменного напряжения G , конденсатор переменной емкости C и катушки индуктивности L с активным сопротивлением R . Кроме того, в схеме имеется микроамперметр для измерения силы тока в электрическом колебательном контуре.

Лабораторная установка (рис.1) представляет собой последовательно соединенные источник переменного напряжения G , конденсатор переменной емкости C и катушки индуктивности L с активным сопротивлением R . Кроме того, в схеме имеется микроамперметр для измерения силы тока в электрическом колебательном контуре.

Рабочее задание: определить основные характеристики электрического контура методом резонанса.

Порядок выполнения работы.

1. Ознакомиться со схемой установки.
2. Снять резонансную кривую, т.е. изменяя значения емкости конденсатора C , измерять показания микроамперметра и данные занести в таблицу 1.
3. По данным таблицы 1 построить резонансную кривую $I_0 = f(C)$.

Таблица 1.

Деления на конденсаторе										
C , мкФ										
I_0 , мкА										

4. Определить по резонансной кривой значение емкости $C_{рез}$, соответствующее максимальному значению тока I_0 .

5. Определить индуктивность контура L по формуле (3). Резонансная частота $\omega_{рез}$ совпадает с частотой Э.Д.С. источника G . Значение $\omega_{рез}$ указано на установке.

6. Рассчитать добротность контура Q по формуле (17). Со-

противление R указано на установке.

7. Заполнить таблицу 2.

$C_{рез}, \text{ мкФ}$	$\omega_{рез}, \text{ с}^{-1}$	$L, \text{ Гн}$	$R, \text{ Ом}$	Q

Содержание отчета

Результаты измерений и расчетов, представленные в виде таблиц 1 и 2.

Теоретическое описание.

Если в контур включить внешний источник, ЭДС которого меняется по гармоническому закону $\varepsilon = \varepsilon_0 \cos(\omega t)$, то в контуре установятся вынужденные гармонические колебания с частотой источника ω .

Используя правило Кирхгофа для контура (рис.1), запишем:

$$RI + \frac{q}{C} = -L \frac{dI}{dt} + \varepsilon_0 \cos \omega t \quad (1)$$

Подставляя в (1) определение силы тока $I = \frac{dq}{dt}$, получим дифференциальное уравнение второго порядка относительно заряда q на конденсаторе:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = \frac{\varepsilon_0}{L} \cos(\omega t) \quad (2)$$

Введем обозначения: $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ и $\beta = \frac{R}{2L}$ (3)

Решением уравнения (2) будет гармоническая функция с частотой внешнего ЭДС, но с другой фазой φ :

$$q = q_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad (4)$$

Для того чтобы найти выражение для силы тока в цепи продифференцируем (4) по времени:

$$I = \frac{dq}{dt} = -q_0 \omega \sin(\omega t - \varphi) = I_0 \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (5)$$

где $I_0 = q_0 \omega$ – амплитуда тока

Для расчета падения напряжения на катушке индуктивности используют выражение для ЭДС самоиндукции, но с противо-

положительным знаком $U_L = L di/dt$. Подставляя сюда выражение (5) получим:

$$U_L = -Lq_0\omega^2 \cos(\omega t - \varphi) = U_{0L} \cos(\omega t - \varphi + \pi), \quad (6)$$

где $U_{0L} = q_0L\omega^2$ – амплитудное значение напряжения на катушке индуктивности.

Теперь можно проанализировать фазы колебаний напряжений на элементах контура: на конденсаторе, катушке индуктивности и резисторе.

Напряжение на конденсаторе можно найти из (4):

$$U_C = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \cos(\omega t - \varphi) = U_{0C} \cos(\omega t - \varphi), \quad (7)$$

где $U_{0C} = q_0/C$ – амплитуда напряжения на конденсаторе. Из (7) и (6) видно, что напряжения на конденсаторе и на катушке индуктивности колеблются в противофазе.

Напряжение на резисторе находим из закона Ома и (5):

$$U_R = IR = q_0\omega R \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) = U_{0R} \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (8)$$

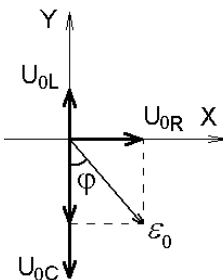


Рис.2. Фазовая диаграмма напряжений

где $U_{0R} = q_0\omega_b R$ – амплитуда напряжения на резисторе. Из (8) и (7) видно, что напряжение на резисторе опережает по фазе на $\frac{\pi}{2}$ напряжение на конденсаторе.

Так как элементы контура соединены последовательно (см. рис.2), то напряжение на клеммах источника есть сумма напряжений на конденсаторе, катушке и резисторе. Но складывать такие напряжения надо с учетом фаз, то есть использовать фазовую диаграмму. Из рис. 2 видно, что

$$\epsilon_0 = \sqrt{(U_{0C} - U_{0L})^2 + U_{0R}^2} \quad (9)$$

Подставив в (9) выражения для амплитуд напряжений из (6), (7) и (8), учтя (3), получим выражение – **амплитудно-частотную характеристику для заряда**

$$q_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{(1/C - L\omega^2)^2 + \omega^2 R^2}} \quad \text{или} \quad q_0 = \frac{\varepsilon_0}{L\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (10)$$

Запаздывание колебаний заряда по фазе от колебаний внешней ЭДС находим как угол в треугольнике из рис.2:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{U_{0R}}{U_{0C} - U_{0L}} = \frac{\omega R}{1/C - L\omega^2} = \frac{2\omega\beta}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (11)$$

Если (9) разделить на амплитуду тока I_0 из (5), то можно найти **полное сопротивление цепи или импеданс**:

$$Z = \frac{\varepsilon_0}{I_0} = \sqrt{(X_C - X_L)^2 + R^2} = \sqrt{(1/\omega C - L\omega)^2 + R^2} \quad (12)$$

где $X_L = U_{0L}/I_0 = L\omega$ – реактивное индуктивное сопротивление;

$X_C = U_{0C}/I_0 = 1/\omega C$ – реактивное емкостное сопротивление;

$R = U_{0R}/I_0$ – активное сопротивление резистора.

Выражение $X = X_C - X_L$ называют **полным реактивным сопротивлением** цепи.

Из (12) можно найти выражение, называемое **амплитудно-частотной характеристикой для тока**:

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{(1/\omega C - L\omega)^2 + R^2}}. \quad (13)$$

Анализируя амплитудно-частотные характеристики (10) и (13) для заряда и тока, можно найти **резонансные частоты**, при которых амплитуды q_0 и I_0 достигают максимума (см. рис.3):

$$\omega_{\text{рез}q} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad \text{и} \quad \omega_{\text{рез}I} = \omega_0 \quad (14)$$

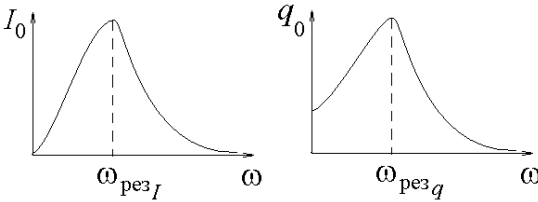


Рис.3

Из (14) видно, что резонансная частота для заряда на конденсаторе меньше, чем для тока. Но если затухание слабое, т.е. $\beta \ll \omega_0$, то эти частоты

можно считать равными $\omega_{рез q} \approx \omega_{рез I} = \omega_0$.

В случае резонанса значение φ из (8) становится равным

$$\varphi = \arctg\left(\frac{2\beta\omega_{рез}}{\omega_0^2 - \omega_{рез}^2}\right) = \arctg(\infty) = \frac{\pi}{2}$$

Введем понятие добротности, которая показывает, во сколько раз амплитуда напряжения на конденсаторе при резонансе больше амплитуды внешней Э.Д.С.

$$Q = \frac{U_{0C}(\omega_{рез})}{\varepsilon_0} = \frac{q_{0C}(\omega_{рез q})}{C\varepsilon_0} \quad (15)$$

Подставляя $\omega_{рез q}$ из (14) в (10), получим

$$q_0(\omega_{рез q}) = \frac{\varepsilon_0}{2L\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \approx \frac{\varepsilon_0}{2\beta L\omega_0} = \frac{\varepsilon_0}{R} \sqrt{LC}. \quad (16)$$

Подставляя в (16) выражение (15), получим добротность

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (17)$$

Чем больше значение добротности, тем больше резонансное значение напряжения на конденсаторе. Это может вызвать пробой конденсатора. Но можно показать, что увеличение добротности приводит к тому, что резонансная кривая (рис.3) становится уже и у контура повышается *селективность*, то есть контур приемника способен усиливать при резонансе только очень узкий по частоте спектр внешних сигналов (радиостанций), а сигналы с частотами, отличающимися от резонансной даже немного не усиливаются, а наоборот, ослабляются.

Контрольные вопросы.

1. Нарисовать принципиальную электрическую схему для наблюдения резонанса тока.
2. Записать дифференциальное уравнение вынужденных электрических колебаний.
3. Какое явление называется резонансом?
4. Найти резонансную частоту для *колебаний заряда* на конденсаторе.
5. Найти резонансную частоту для *колебаний силы тока* в контуре.
6. Найти резонансную частоту для *колебаний напряжения на катушке индуктивности*.
7. Резонанс какой величины наблюдается в схеме на рис.1?
8. Как изменится кривая на рис.2 при увеличении активного сопротивления в контуре?
9. Почему в радиоприемниках необходимо использовать приемный контур с большой добротностью?

Список использованных источников

Иродов И.Е. Основные законы электромагнетизма: Учебное пособие. – М., Высшая школа, 1983.