



Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого»

Кафедра «Физика»

С. В. Пискунов, О. И. Проневич, К. К. Матькунов

ФИЗИКА

ПРАКТИКУМ

**по выполнению лабораторных работ
для студентов технических специальностей
заочной формы обучения**

Электронный аналог печатного издания

Гомель 2017

УДК 53(075.8)
ББК 22.3я73
ПЗ4

*Рекомендовано к изданию научно-методическим советом
энергетического факультета ГГТУ им. П. О. Сухого
(протокол № 9 от 20.05.2016 г.)*

Рецензент: зав. каф. «Высшая математика» ГГТУ им. П. О. Сухого
канд. физ.-мат. наук, доц. *А. А. Бабич*

Пискунов, С. В.
ПЗ4 Физика : практикум по выполнению лаборатор. работ для студентов техн. специ-
альностей заоч. формы обучения / С. В. Пискунов, О. И. Проневич, К. К. Матькунов. –
Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2017. – 49 с. – Систем. требования: PC не ниже Intel
Celeron 300 МГц ; 32 Mb RAM ; свободное место на HDD 16 Mb ; Windows 98 и выше ;
Adobe Acrobat Reader. – Режим доступа: <https://elib.gstu.by>. – Загл. с титул. экрана.
ISBN 978-985-535-332-5.

Содержит лабораторные работы, охватывающие основные разделы физики. В каждой ра-
боте приводится теоретическая часть, дается описание экспериментальной установки, вывод ра-
бочих формул, список литературы и вопросы для самопроверки.

Для студентов технических специальностей заочной формы обучения.

УДК 53(075.8)
ББК 22.3я73

ISBN 978-985-535-332-5

© Пискунов С. В., Проневич О. И.,
Матькунов К. К., 2017
© Учреждение образования «Гомельский
государственный технический университет
имени П. О. Сухого», 2017

ВВЕДЕНИЕ

Выполнение лабораторных работ состоит из двух этапов – этапа самостоятельной домашней подготовки и аудиторных занятий. Аудиторные занятия проводятся в учебное время, обозначенное в расписании.

Аудиторные занятия строятся по трехступенчатой схеме:

- опрос студента и его допуск к выполнению экспериментальной части лабораторной работы;
- выполнение экспериментальной части лабораторной работы;
- защита отчета по лабораторной работе.

Выполнение лабораторной работы включает предварительную подготовку, проведение экспериментов и составление отчета о результатах исследований.

При подготовке к выполнению работы студент должен изучить теоретическую часть, описание лабораторной установки и методы измерений. При выполнении лабораторной работы выполнять установленные в лаборатории правила противопожарной и техники безопасности.

Отчет по лабораторной работе оформляется на листах формата А4 и содержит следующие структурные элементы: титульный лист, цель работы, перечень оборудования и принадлежностей, теоретическую и экспериментальную части, графический материал, выводы.

Защита отчетов по лабораторным работам осуществляется не позднее указанных в учебных планах и оговоренных преподавателем сроков. Невыполнение студентом лабораторной работы, несвоевременное или неполное ее выполнение, несвоевременное представление отчета по лабораторной работе или представление не полностью оформленного отчета позволяет считать данного студента не выполнившим требований учебного процесса с последующей простановкой в зачетную ведомость отметки «не допущен» по курсу физики. В случае неявки студента на занятия по уважительной причине по представлению деканата назначается дополнительное занятие для отработки лабораторной работы.

Лабораторная работа № 1

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Цель работы: экспериментально определить ускорение свободного падения методом колебания физического маятника; определить момент инерции физического маятника.

Приборы и принадлежности: универсальный прибор РМ-04.

1. Теоретическая часть

Колебаниями называют движения, обладающие свойством повторяемости. Простейшими колебательными движениями являются гармонические колебания. Колебания, совершаемые по гармоническому закону (закону синуса, косинуса), называют гармоническими колебаниями. Физические системы, совершающие гармонические колебания называют гармоническими осцилляторами. В механике осцилляторами можно считать пружинный, математический и физический маятники.

1.1. Свободные незатухающие колебания

Свободными или собственными колебаниями называют такие колебания, которые происходят в системе без внешних воздействий.

Рассмотрим пружинный маятник. Пружинным маятником является тело, совершающее колебания под действием упругой силы. В данном случае на тело действует постоянная сила тяжести $F_m = mg$. Она вызывает постоянную силу упругости пружины, которая равна по величине и противоположна по направлению действия силы тяжести. Действия этих сил компенсируют друг друга и в дальнейшем их можно не учитывать.

Запишем дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0. \quad (1.1)$$

Дифференциальное уравнение (1.1) описывает не только движения пружинного маятника, но и движения всех гармонических осцилляторов, совершающие свободные незатухающие гармонические колебания. Уравнение (1.1) относится к линейным дифференциальным

уравнениям с постоянными коэффициентами. Из теории дифференциальных уравнений известно, что общее решение уравнения (1.1) имеет вид:

$$x = A_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (1.2)$$

где A_0 – амплитуда колебания. *Амплитуда колебания – максимальное отклонение системы, совершающей колебания, от положения равновесия.* ω_0 – циклическая (круговая) частота свободных колебаний. *Частота колебаний ν – число полных колебаний системы, совершаемых в единицу времени.* Частота колебаний связана с периодом собственных колебаний (T_0) соотношением $\nu = 1/T_0$. *Период колебаний – время, за которое совершается один полный цикл колебаний.*

Аргумент гармонической функции ($\omega_0 t + \varphi_0$) называют фазой колебаний, где φ_0 – начальная фаза колебаний (фаза в момент времени $t = 0$). График свободных незатухающих колебаний приведен на рис. 1.1.

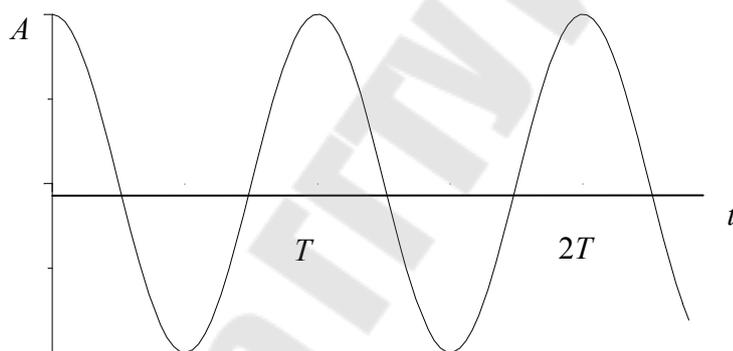


Рис. 1.1. График свободных гармонических колебаний

1.2. Энергия свободных колебаний

Полная механическая энергия системы (E) равна сумме кинетической (E_k) и потенциальной ($E_{\text{п}}$) энергии; $E = E_k + E_{\text{п}}$. Силы, действующие в рассматриваемой системе, являются консервативными. Поэтому полная энергия гармонического колебания остается постоянной. Пренебрегая массой пружины, кинетическая энергия будет равна

$$E_k = m\dot{\vartheta}^2 / 2.$$

Подставляя в последнее выражение значения для скорости тела, имеем:

$$E_k = \frac{m\omega_0^2 A_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{kA_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (1.3)$$

где $k = m\omega_0^2$. Потенциальную энергию колебательного движения найдем исходя из формулы для потенциальной энергии упругой деформации $E_{\text{п}} = kx^2 / 2$ и используя выражение (1.3):

$$E_{\text{п}} = \frac{kA_0^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (1.4)$$

Полная механическая энергия гармонических колебаний, учитывая (1.3) и (1.4), равна:

$$E = E_k + E_{\text{п}} = \frac{kA_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) + \frac{kA_0^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{kA_0^2}{2}.$$

1.3. Затухающие колебания

В предыдущем пункте мы рассмотрели механические гармонические осцилляторы, в которых действуют только консервативные силы. В реальных колебательных системах всегда присутствуют силы трения и сопротивления, которые приводят к уменьшению энергии в колебательной системе, в результате чего колебания затухают. Запишем дифференциальное уравнение затухающих колебаний:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0, \quad (1.5)$$

где β – коэффициент затухания; ω_0 – собственная частота колебательной системы.

Решением уравнения (1.5) при небольшом сопротивлении ($\beta < \omega_0$) является функция

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (1.6)$$

где $A_0 e^{-\beta t}$ – амплитуда затухающих колебаний; A_0 – начальная амплитуда при ($t = 0$), $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ – круговая частота колебаний.

Амплитуда затухающих гармонических колебаний с течением времени уменьшается по экспоненциальному закону. Величина β (коэффициент затухания) характеризует скорость уменьшения амплитуды колебаний. Если обозначить через t промежуток времени, в течение которого амплитуда уменьшилась в e раз, т. е. $A_0 e^{-\beta t} = A_0 e^{-1} \Rightarrow \beta = \frac{1}{t}$. Таким образом, коэффициент затухания – величина обратная промежутку времени, за который амплитуда уменьшилась в e раз.

1.4. Вынужденные колебания

Вынужденными называют колебания, которые возникают в колебательной системе под действием внешней периодически изменяющейся силы (вынуждающей силы).

Пусть вынуждающая сила изменяется со временем по гармоническому закону:

$$F = F_0 \cos \omega t,$$

где F_0 – амплитуда; ω – круговая частота колебаний вынуждающей силы. Запишем дифференциальное уравнение для вынужденных колебаний:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t, \quad (1.7)$$

где $\beta = \frac{r}{2m}$ – коэффициент затухания; $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ – собственная частота

колебательной системы; $f_0 = \frac{F_0}{m}$.

Решением дифференциального уравнения (1.7) является

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (1.8)$$

где $A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$; $\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$.

1.5. Физический и математический маятники

Физический маятник – это твердое тело, совершающее под действием силы тяжести колебания вокруг неподвижной горизонтальной оси O , не проходящие через центр масс C тела (рис. 1.2).

Рассмотрим колебания физического маятника, в котором отсутствуют силы трения. При отклонении маятника на некоторый угол φ возникает момент силы тяжести (рис. 1.2), который стремится возвратить маятник в положение равновесия: $M = -mgl \sin \varphi$, так как $F_{\tau} = mg \sin \varphi$, где m – масса маятника; l – расстояние между осью качания O и центром масс C .

Для малых углов $\sin \varphi \approx \varphi$ и $M = -mgl\varphi$, тогда основное уравнение динамики вращательного движения $M = J\varepsilon$ относительно оси O принимает вид: $-mgl\varphi = J \frac{d^2\varphi}{dt^2}$, где $\frac{d^2\varphi}{dt^2} = \varepsilon$ – угловое ускорение маятника; J – момент инерции маятника относительно оси качания O .

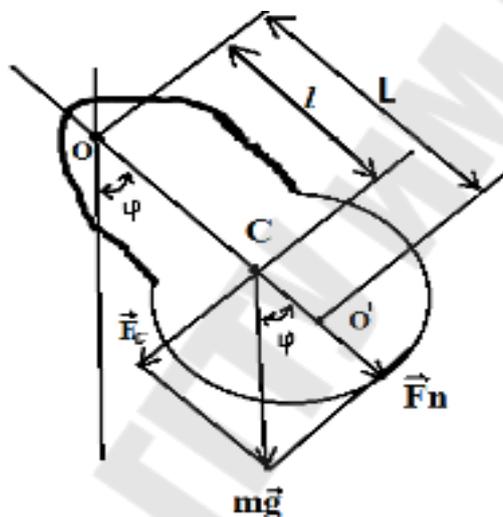


Рис. 1.2. Колебания физического маятника

Последнее равенство разделим на J и, преобразуя, получим

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0, \quad (1.9)$$

где $\omega_0^2 = \frac{mgl}{J}$, здесь ω_0 – собственная частота колебаний физического маятника.

Мы получили однородное дифференциальное уравнение (1.9) второго порядка для малых колебаний физического маятника. Его решением является уравнение $\varphi = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$.

Период колебаний физического маятника

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}, \quad (1.10)$$

где $L = \frac{J}{mg}$ – приведенная длина физического маятника.

Приведенная длина физического маятника – это длина такого математического маятника, период колебаний которого совпадает с периодом данного физического маятника.

Математический маятник – это модель, в которой вся масса сосредоточена в материальной точке, колеблющейся на невесомой и нерастяжимой нити. Момент инерции материальной точки $J = ml^2$, где m – масса материальной точки; l – длина нити. Подставляя значение J в уравнение, находим

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (1.11)$$

2. Порядок выполнения работы

Измерение ускорения свободного падения при помощи математического маятника. Экспериментальная установка состоит из штанги, на которой крепится поворотный кронштейн с опорами для физического и математического маятников. Количество колебаний и их время фиксируются при помощи электронного секундомера. Для измерения ускорения свободного падения используем формулу:

$\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$, где l – измерено от оси колебаний до центра шарика.

$$\text{Так как } \omega = \frac{2\pi}{T} \text{ и } T = \frac{t}{N}, \text{ то } g = \omega^2 l = \frac{4\pi^2 l}{T^2} = \frac{4\pi^2 l N^2}{t^2}.$$

1. Установите верхний кронштейн так, чтобы математический маятник (шарик) попал в зазор фотодатчика. Запишите значение $l = \dots$ м $\pm \dots$ м. Регулировочными винтами в основании платформы добейтесь положения, при котором шарик пройдет в зазоре фотодатчика, не задевая его.

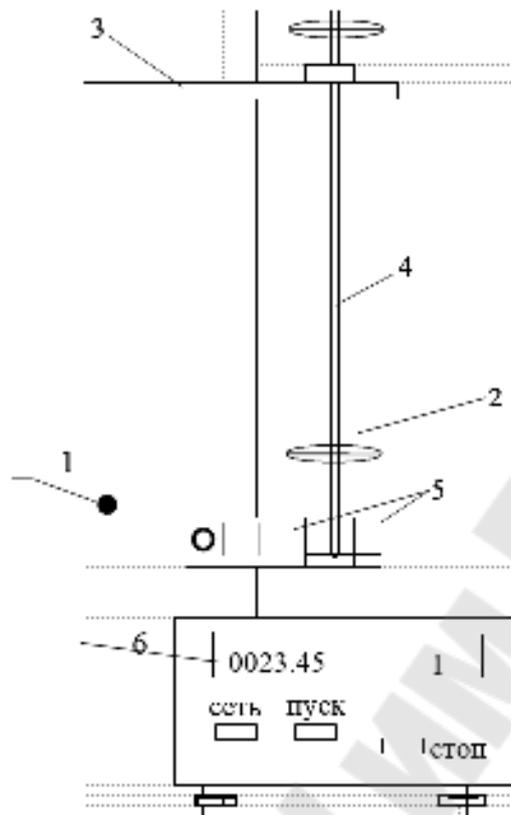


Рис. 1.3. Схема измерительной установки:
 1 – математический маятник; 2 – физический маятник;
 3 – кронштейн; 4 – шток; 5 – фотодатчик; 6 – секундомер

2. Включите секундомер кнопкой «Сеть»; отклоните маятник на 3–5 градусов и отпустите. Нажмите клавишу «сброс», показания секундомера обнулятся, и он автоматически начнет отсчет времени и количества колебаний. После нажатия клавиши «Стоп» секундомер автоматически прекращает отсчет времени и количества колебаний, но сделает еще одно колебание. Поэтому, чтобы измерить время 10-ти колебаний, нужно нажать клавишу «Стоп» после девяти колебаний и секундомер автоматически остановит отсчет времени после десяти полных колебаний.

3. По формуле вычислите среднее значение ускорения свободного падения.

4. Оцените погрешность измерения g с надежностью $\alpha = 0,95$:

$$\Delta g = \sqrt{\left(\frac{\partial g}{\partial t}\right)^2 \Delta t^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial l}\right)^2 \Delta l^2}.$$

Исследование зависимости момента инерции физического маятника от положения его центра масс. В задании используется формула $\omega = \sqrt{\frac{mgl}{J}} = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi N}{t}$, из которой следует расчетная формула

$$J = mgl \frac{T^2}{4\pi^2} = \frac{mgl t^2}{4\pi^2 N^2}.$$

Расстояние l от оси колебаний до центра масс определяется экспериментально путем размещения маятника горизонтально на опорной призме (рис. 1.4).

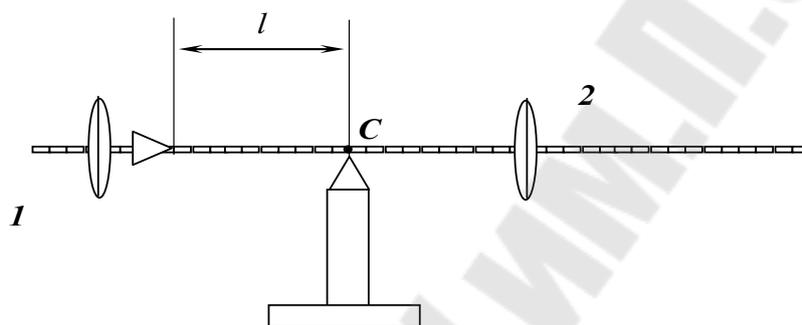


Рис. 1.4. Размещение маятника на опорной призме

Маятник будет в равновесии только в том случае, если его центр масс находится над опорной гранью. Измерив прямо по штоку, имеющему сантиметровые риски, расстояние от оси колебаний до центра масс, получим длину радиус-вектора центра масс. При вычислениях рекомендуется считать $g = [9,8 \frac{\text{М}}{\text{с}^2} \pm 0,005 \frac{\text{М}}{\text{с}^2}]$. Масса физического маятника $m = 2,600 \text{ кг} \pm 0,001 \text{ кг}$.

1. Поверните верхний кронштейн так, чтобы шток физического маятника попал в зазор фотодатчика. Отпустив винт крепления, переместите груз маятника в самое верхнее положение, при котором еще возможны его колебания.

2. Сняв маятник и расположив его шток горизонтально над опорной призмой, найдите такое положение призмы, чтобы маятник был в положении равновесия. Груз маятника можно несколько переместить так, чтобы расстояние между ребрами призм оказалось равным целому числу сантиметров и измерить это расстояние.

3. Установите маятник в вертикальном положении. Отклоните на 3–5 градусов и отпустите маятник. Нажмите клавишу «Сброс», показания секундомера обнулятся, и он автоматически начинает отсчет

времени и количества колебаний, если шток периодически перекрывает свет от лампочки. После нажатия клавиши «Стоп» секундомер автоматически прекращает отсчет времени и количества колебаний. Чтобы измерить время десяти колебаний, нужно нажать клавишу «Стоп» после девяти колебаний и секундомер автоматически остановит отсчет времени после десяти колебаний. Запишите $N = \dots$; $t = \dots \text{ с} \pm \dots \text{ с}$.

4. Повторите измерения по п. 2–3, сместив груз 2 так, чтобы l уменьшился на 2–4 см (см. рис. 1.4). Рассчитайте момент инерции маятника по формуле $J = \frac{mgl^2}{4\pi^2 N^2}$ для каждого опыта. Постройте график зависимости $J = f(l)$.

Вопросы для самоконтроля

1. Запишите, какие колебания называют гармоническими, свободными колебаниями.

2. Запишите определения амплитуды, фазы, периода, частоты, циклической частоты колебания.

3. Выведите формулы для скорости и ускорения гармонически колеблющейся точки как функции времени.

4. Сформулируйте определение пружинного, физического, математического маятников.

5. Запишите дифференциальное уравнение гармонических колебаний.

6. Дайте определение коэффициента затухания и логарифмического декремента затухания.

Лабораторная работа № 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ C_p/C_v ВОЗДУХА МЕТОДОМ КЛЕМАНА–ДЕЗОРМА

Цель работы: изучить первое начало термодинамики, адиабатический процесс в газах и определить отношение теплоемкостей газа методом адиабатического расширения.

Приборы и принадлежности: стеклянный баллон, манометр, насос.

1. Теоретическая часть

1.1. Внутренняя энергия термодинамической системы

Внутренняя энергия U – это энергия хаотического (теплого) движения микрочастиц системы (молекул, атомов, электронов, ядер и т. д.) и энергия взаимодействия этих частиц.

Внутренняя энергия является однозначной функцией состояния системы. Это означает, что всякий раз, когда система оказывается в данном состоянии, ее внутренняя энергия принимает присущее этому состоянию значение, независимо от предыстории системы.

При переходе системы из одного состояния в другое изменение внутренней энергии определяется только разностью значений внутренней энергии этих состояний и не зависит от пути перехода $\Delta U = U_2 - U_1$. Если система совершает круговой процесс, то полное изменение ее внутренней энергии равно нулю $\oint dU = 0$.

Число степеней свободы – это число независимых переменных, полностью определяющих положение системы в пространстве.

Число степеней свободы для идеального газа жестких молекул представлено в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Число степеней свободы	Одноатомный газ 	Двухатомный газ 	Многоатомный газ 
Поступательных	3	3	3
Вращательных	–	2	3
<i>Всего</i>	3	5	6

Средняя энергия молекулы:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i}{2}kT,$$

где i – сумма числа поступательных, числа вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы молекулы: $i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2i_{\text{колеб}}$; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

В идеальном газе молекулы между собой не взаимодействуют и их потенциальная энергия равна нулю. Поэтому внутренняя энергия одного моля идеального газа U_{μ} и внутренняя энергия U произвольной массы газа m будут соответственно равны:

$$U_{\mu} = \bar{\varepsilon}N_A = \frac{i}{2}kTN_A = \frac{i}{2}RT \text{ и } U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2}RT = \frac{i}{2}\nu RT,$$

где R – универсальная газовая постоянная; m – масса газа; μ – молярная масса; N_A – постоянная Авогадро; ν – количество вещества.

Первое начало термодинамики – это закон сохранения и превращения энергии в термодинамических процессах.

Изменить внутреннюю энергию системы можно двумя способами: совершая над системой работу (например, сжимая газ в цилиндре с помощью поршня) или сообщая системе теплоту (например, нагревая газ в герметичном сосуде).

Рассмотрим замкнутую, макроскопически неподвижную систему, не находящуюся во внешних силовых полях, и проанализируем с энергетической точки зрения *равновесный процесс перехода* системы из какого-либо начального состояния 1 в другое состояние 2.

Изменение внутренней энергии системы в таком процессе равно разности между количеством теплоты Q , полученным системой, и работой A , совершенной системой против внешних сил

$$\Delta U = Q - A \text{ или}$$

$$Q = \Delta U + A. \quad (2.1)$$

Уравнение (2.1) выражает первое начало термодинамики: теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение ею работы против внешних сил.

Первое начало термодинамики в дифференциальной форме:

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (2.2)$$

где dU (полный дифференциал) – бесконечно малое изменение внутренней энергии системы; δA – элементарная работа; δQ – бесконечно малое количество теплоты. δA и δQ не являются полными дифференциалами.

Внутренняя энергия системы является однозначной функцией состояния системы. Отсюда следует, что при совершении системой произвольного процесса, в результате которого она вновь возвращается в исходное состояние, полное изменение внутренней энергии системы равно нулю $\oint dU = 0$. Ни работа, ни теплота не являются функциями состояния системы.

Все величины, входящие в первое начало термодинамики, могут быть как положительными, так и отрицательными.

Если к системе подводится теплота, то $\delta Q > 0$; если от системы отводится теплота, то $\delta Q < 0$.

Если система совершает работу над внешними телами, то $\delta A > 0$, если же над системой внешние силы совершают работу, то $\delta A < 0$.

Другая формулировка первого начала термодинамики связана с тем, что если система периодически возвращается в первоначальное состояние, и следовательно $\Delta U = 0$, то $A = Q$, т. е. вечный двигатель первого рода – периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу, чем сообщенная ему извне энергия, – невозможен.

Работа газа при его расширении. Если находящийся под поршнем в цилиндрическом сосуде газ (рис. 2.1), расширяясь, передвигает поршень на расстояние dl , то производит над ним работу $\delta A = Fdl = pSdl = pdV$, где S – площадь поршня; p – давление.

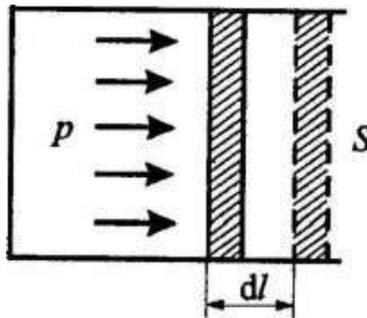


Рис. 2.1. Газ под поршнем в цилиндрическом сосуде

Полная работа A , совершаемая газом при изменении его объема от V_1 до V_2 :

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV.$$

Равновесные процессы – это процессы, состоящие из последовательности равновесных состояний. Они протекают так, что изменение термодинамических параметров за конечный промежуток времени бесконечно мало. Все реальные процессы неравновесны, но в ряде случаев (достаточно медленные процессы) неравновесностью реальных процессов можно пренебречь.

Равновесные процессы можно изображать графически (рис. 2.2) в координатах (p, V) .

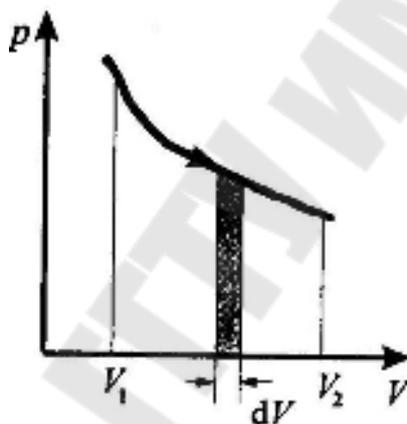


Рис. 2.2. Равновесные процессы

Так, работа $\delta A = p dV$ определяется площадью заштрихованной полоски, а полная работа – площадью под кривой между V_1 и V_2 .

Теплоемкость. Для характеристики тепловых свойств тела в термодинамике пользуемся понятием теплоемкости.

Теплоемкость тела – физическая величина, численно равная отношению количества теплоты δQ , сообщаемого телу, к изменению температуры тела dT в рассматриваемом термодинамическом процессе:

$$C = \frac{\delta Q}{dT}.$$

Единица размерности теплоемкости – $\frac{\text{Дж}}{\text{К}}$.

Теплоемкость тела зависит от его химического состава, массы и термодинамического состояния, а также от вида процесса. Для однородных тел удобно пользоваться удельной и молярной теплоемкостями.

Удельной теплоемкостью называют физическую величину, численно равную количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 кг вещества на 1 К:

$$c = \frac{C}{m} = \frac{\delta Q}{m dT}.$$

Единица размерности удельной теплоемкости – $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Молярная теплоемкость – величина, равная количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 моль вещества на 1 К:

$$C_{\mu} = \frac{\delta Q}{\nu dT}.$$

Единица размерности молярной теплоемкости – $\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$.

Связь между молярной и удельной теплоемкостями:

$$C_{\mu} = \mu c.$$

Различают теплоемкости (удельную и молярную) при постоянном объеме (c_V и C_V) и при постоянном давлении (c_p и C_p), если в процессе нагревания вещества его объем или давление соответственно поддерживаются постоянными.

Молярная теплоемкость при постоянном объеме. Из первого начала термодинамики $\delta Q = dU + \delta A$ с учетом $\delta A = p dV$ и $C_{\mu} = \frac{\delta Q}{\nu dT}$ для 1 моль газа получим: $C_{\mu} = dU_{\mu} + p dV_{\mu}$.

При $V = \text{const}$ работа внешних сил δA равна нулю и сообщаемая газу извне теплота идет только на увеличение его внутренней энергии. Тогда молярная теплоемкость при постоянном объеме

$$C_V = \frac{dU_{\mu}}{dT}.$$

C_V равна изменению внутренней энергии 1 моль газа при повышении его температуры на 1 К.

Поскольку $dU_\mu = \frac{i}{2}RdT$, то

$$C_V = \frac{i}{2}R. \quad (2.3)$$

Молярная теплоемкость при постоянном давлении. Уравнение Майера. Если газ нагревают при $p = \text{const}$, то молярная теплоемкость

$$C_p = \frac{\delta Q}{\nu dT} = \frac{dU + pdV}{\nu dT} = \frac{dU_\mu}{dT} + \frac{pdV_\mu}{dT}.$$

Слагаемое $\frac{dU_\mu}{dT}$ не зависит от вида процесса (внутренняя энергия идеального газа не зависит ни от p , ни от V , а определяется только T) и всегда равна C_V .

Дифференцируя уравнение Менделеева–Клапейрона, получим:

$$C_p = C_V + R. \quad (2.4)$$

Выражение (2.4) называют **уравнением Майера**. Оно показывает, что C_p всегда больше C_V на величину универсальной газовой постоянной R . Это объясняется тем, что при нагревании газа *при постоянном давлении* требуется еще дополнительное количество теплоты на совершение работы расширения газа, так как постоянство давления обеспечивается увеличением объема газа. Подставив (2.3) в (2.4), получим выражение

$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R. \quad (2.5)$$

При рассмотрении термодинамических процессов важную роль играет величина γ , которую называют *коэффициентом Пуассона*:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}. \quad (2.6)$$

Адиабатический процесс. Адиабатическим называется процесс, при котором *отсутствует теплообмен* между системой и окружающей средой ($\delta Q = 0$).

К адиабатическим процессам можно отнести все быстротекущие процессы (теплообмен не успевает совершиться), например,

распространение звука в среде, циклы расширения и сжатия в двигателях внутреннего сгорания, в холодильных установках и т. д.

Уравнение адиабатического процесса:

$$pV^\gamma = \text{const.} \quad (2.7)$$

Используя уравнение Менделеева–Клапейрона, получаем уравнение Пуассона в других переменных

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \text{ и } p^{1-\gamma}T^\gamma = \text{const.}$$

Диаграмма адиабатического процесса – адиабата – в координатах (p, V) изображается гиперболой (рис. 2.3).

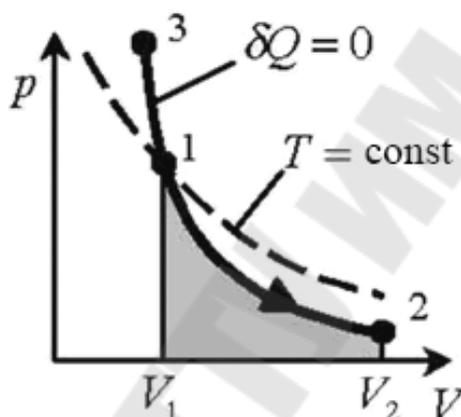


Рис. 2.3. Диаграмма адиабатического процесса

Адиабата ($pV^\gamma = \text{const}$) более крута, чем изотерма. Это объясняется тем, что при адиабатическом сжатии $1-3$ увеличение давления газа обусловлено не только уменьшением его объема, но и повышением температуры.

Работа газа в адиабатическом процессе. Выражение для работы:

$$A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right] = \frac{RT}{\gamma - 1} \cdot \frac{m}{\mu} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right].$$

Работа адиабатического расширения $1-2$ (заштрихованная площадь на рис. 2.3) меньше, чем при изотермическом процессе. Это объясняется тем, что при адиабатическом расширении происходит охлаждение газа, тогда как при изотермическом расширении температура поддерживается постоянной за счет притока извне эквивалентного количества теплоты.

2. Описание установки

Экспериментальная работа состоит из стеклянного баллона, соединенного с манометром и насосом (рис. 2.4).

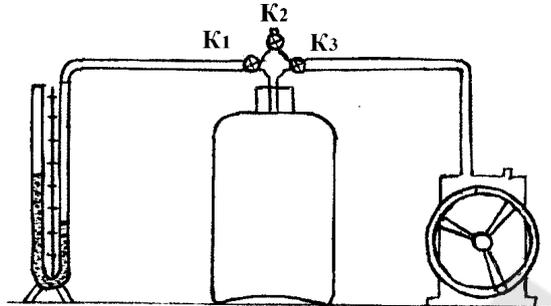


Рис. 2.4. Установка Клемана–Дезорма

Если при помощи насоса накачать в баллон некоторое количество воздуха, то давление и температура внутри баллона повысятся. Давление, установившееся в баллоне, $P_1 = P_0 + \Delta P_1$, где P_0 – атмосферное давление; ΔP_1 – добавочное давление,

$$\Delta P_1 = \rho g h_1,$$

где h_1 – разность уровней жидкости в манометре; ρ – плотность жидкости.

Первоначальное состояние воздуха в баллоне будет характеризоваться параметрами P_1, V_1, T_1 .

Если открыть на некоторое время кран, соединяющий баллон с атмосферой, то воздух в баллоне будет расширяться. Этот процесс расширения можно считать адиабатическим. Давление в сосуде станет равным атмосферному, температура газа понизится. Параметры газа во втором состоянии станут P_0, V_2, T_2 .

Так как процесс адиабатический, то уравнение состояния $PV^\gamma = \text{const}$ запишем в виде:

$$(P_0 + \Delta P_1)V_1^\gamma = P_0V_2^\gamma; \quad \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\gamma = \frac{P_0}{P_0 + \Delta P_1}. \quad (2.8)$$

Охладившийся при расширении воздух в баллоне через некоторое время вследствие теплообмена нагреется до температуры внешней среды T_1 , и давление возрастет до $P_2 = P_0 + \Delta P_2$, где $\Delta P_2 = \rho g h_2$ – добавочное давление; h_2 – разность уровней жидкости в манометре.

Объем воздуха не изменится и будет V_2 , т. е. конечное состояние характеризуется параметрами: P_2 , V_2 , T_1 .

Для первоначального и конечного состояний, имеющих одну и ту же температуру, запишем:

$$(P_0 + \Delta P_1)V_1 = (P_0 + \Delta P_2)V_2;$$

$$\frac{(P_0 + \Delta P_1)}{(P_0 + \Delta P_2)} = \frac{V_1}{V_2}.$$

Возведем обе части уравнения в степень γ :

$$\left(\frac{(P_0 + \Delta P_1)}{(P_0 + \Delta P_2)} \right)^\gamma = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma. \quad (2.9)$$

Приравняем (2.8) и (2.9):

$$\frac{P_0}{P_0 + \rho gh_1} = \left(\frac{P_0 + \rho gh_2}{P_0 + \rho gh_1} \right)^\gamma.$$

Логарифмируя последнее выражение и решая относительно γ , находим

$$\gamma = \frac{\lg(P_0 + \rho gh_1) - \lg P_0}{\lg(P_0 + \rho gh_1) - \lg(P_0 + \rho gh_2)}.$$

Так как давления мало отличаются друг от друга, то разности логарифмов можно принять пропорциональными разностями самих давлений и приблизительно положить

$$\gamma = \frac{(P_0 + \rho gh_1) - P_0}{(P_0 + \rho gh_1) - (P_0 + \rho gh_2)} = \frac{P_0 + \rho gh_1 - P_0}{P_0 + \rho gh_1 - P_0 - \rho gh_2} = \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (2.10)$$

В формулу входит отношение разностей уровней жидкости в манометре, поэтому безразлично, в каких единицах измерять h_1 и h_2 .

3. Порядок выполнения работы

1. Закрыть кран K_2 и накачать воздух в баллон до разности уровней жидкости в манометре 150 мм (h_1) и его значения занести в табл. 2.2.

Таблица 2.2

№	1	2	3	n
h_1						
h_2						

2. Откройте кран K_2 . Когда уровни жидкости в манометре сравняются, закрыть его.

3. Зафиксировать максимальную разность уровней в манометре (h_2) и его значение занести в табл. 2.2.

4. Повторите п. 1–3 не менее пяти раз.

5. По средним значениям \bar{h}_1 и \bar{h}_2 рассчитайте среднее значение показателя адиабаты по формуле

$$\bar{\gamma} = \frac{\bar{h}_1}{\bar{h}_1 - \bar{h}_2}.$$

6. Погрешности прямых и косвенных измерений рассчитать в соответствии с методическими указаниями «Теория погрешностей» № 3419 при заданной надежности $\alpha = 0,95$.

7. Результат представить в виде $\gamma = \langle \gamma \rangle \pm \Delta\gamma$, $\varepsilon_\gamma = \dots$, $\alpha = 0,95$.

8. Сделать выводы.

Вопросы для самоконтроля

1. Уравнение состояния идеального газа. Изопроцессы.
2. Внутренняя энергия идеального газа. Теплоемкость тела, молярная и удельная теплоемкость. Уравнение Майера.
3. Первое начало термодинамики; интегральная и дифференциальная форма записи. Применение первого начала термодинамики к изопроцессам.
4. Адиабатические процессы. Уравнение адиабаты.

Лабораторная работа № 3
**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ
СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ИНДУКЦИИ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ**

Цель работы: изучить закон Био–Савара–Лапласа и определить горизонтальную составляющую индукции магнитного поля Земли.

Приборы и принадлежности: регулируемый источник постоянного тока с коммутатором, тангенс-гальванометр и соединительные провода.

1. Теоретическая часть

Магнитное поле, создаваемое проводником с током, характеризуется векторной величиной, которую называют вектором магнитной индукции \vec{B} .

Магнитную индукцию поля, созданного постоянным током, можно рассчитать, используя закон Био–Савара–Лапласа:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I [d\vec{l} \vec{r}]}{r^3}, \quad (3.1)$$

где $d\vec{l}$ – вектор, по модулю равный длине $d\vec{l}$ элемента проводника и совпадающий по направлению с током; r – радиус-вектор, проведенный от элемента $d\vec{l}$ проводника в точку A , в которой вычисляется магнитная индукция $d\vec{B}$ поля; \vec{r} – модуль радиус-вектора r .

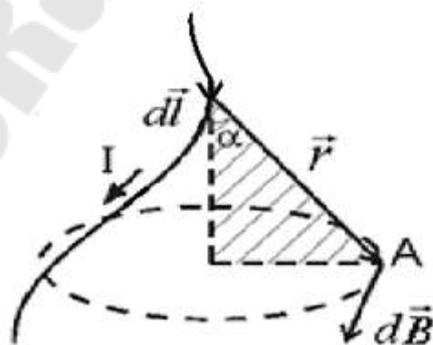


Рис. 3.1. Магнитная индукция поля, созданная элементом проводника с током

Из рис. 3.1 видно, что направление вектора $d\vec{B}$ в точке A перпендикулярно плоскости, в которой лежат вектора $d\vec{l}$ и \vec{r} , и совпадает с касательной к линии магнитной индукции. Направление вектора $d\vec{B}$ определяется по правилу правого винта (буравчика).

Модуль вектора $|d\vec{B}|$ определяется выражением

$$|d\vec{B}| = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot dl \cdot \sin \alpha}{r^2},$$

где α – угол между векторами $d\vec{l}$ и \vec{r} ; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; μ – относительная магнитная проницаемость среды.

1.1. Магнитная индукция поля прямого тока

Пусть по прямому тонкому бесконечно длинному проводнику течет постоянный ток, как показано на рис. 3.2. Вычислим индукцию магнитного поля в произвольной точке A , находящейся от оси проводника на расстоянии R . Для этого проводник разобьем на множество малых элементов длиной dl . Выберем произвольно один такой элемент. Этот элемент $d\vec{l}$ проводника с током I создает в точке A магнитное поле, вектор магнитной индукции $d\vec{B}$ которого, согласно закону Био–Савара–Лапласа, равен

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I [d\vec{l} \vec{r}]}{r^3}.$$

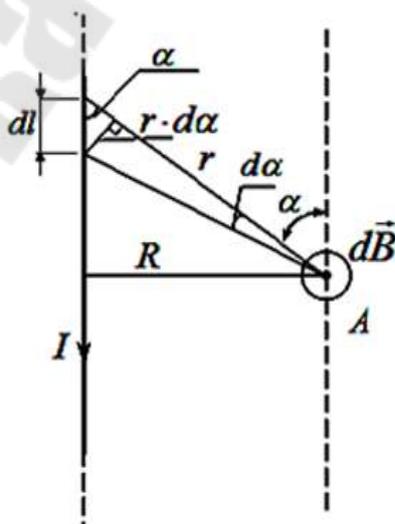


Рис. 3.2. Магнитное поле прямого тока $I dl$

Вектор $d\vec{B}$ в точке A направлен перпендикулярно плоскости чертежа к нам. Модуль этого вектора равен

$$|d\vec{B}| = \frac{\mu_0\mu}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot dl \cdot \sin\alpha}{r^2}. \quad (3.2)$$

В выражении (3.2) имеются две переменные величины r и α . Преобразуем выражение (3.2) так, чтобы в него входила только одна переменная – α . И после этого проинтегрируем это выражение от $\alpha_1 = 0$ до $\alpha_2 = \pi$.

Таким образом, магнитная индукция поля прямолинейного бесконечно длинного проводника с током определяется по формуле (3.3):

$$B = \frac{\mu_0\mu}{2\pi} \cdot \frac{I}{R}. \quad (3.3)$$

1.2. Магнитная индукция поля в центре кругового проводника с током

Пусть по круговому проводнику течет постоянный электрический ток, как показано на рис. 3.3. Рассчитаем магнитную индукцию поля в центре кругового (точка O) проводника (витка) с током.

$$dB = \frac{\mu_0\mu}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot dl}{R^2}. \quad (3.4)$$

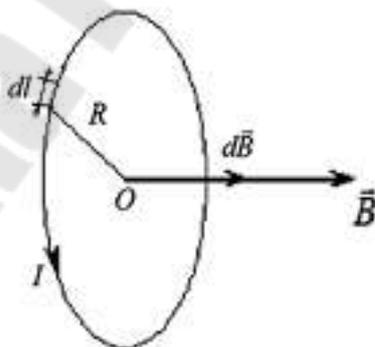


Рис. 3.3. Магнитная индукция поля в центре кругового проводника с током

Интегрируя выражение (3.4) по всей длине кругового проводника (витка), т. е. от 0 до $2\pi R$, находим B .

Таким образом, магнитное поле в центре кругового проводника с током определяется выражением (3.5):

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{2} \cdot \frac{I}{R}. \quad (3.5)$$

Единицей магнитной индукции в СИ является тесла $[B] = 1$ Тл. Расчет индукции магнитного поля по приведенным формулам часто вызывает трудности, так как μ для некоторых сред (ферромагнетики) является функцией поля и к тому же не выражается аналитически. Поэтому вводится величина, не зависящая от свойств среды, – напряженность магнитного поля \vec{H} .

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu}, \text{ или } \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}.$$

Как и магнитная индукция, напряженность магнитного поля является вектором. В однородной изотропной среде векторы \vec{B} и \vec{H} совпадают по направлению.

1.3. Магнитное поле Земли

Магнитная стрелка, свободно вращающаяся на острие вертикальной оси (компас), всегда устанавливается в данном месте Земли в определенном направлении: один конец ее указывает на север, другой – на юг. При этом направление магнитной стрелки не совпадает с направлением географического меридиана Ns (рис. 3.4). Это объясняется наличием магнитного поля Земли. Земля представляет собой огромный естественный магнит, полюса которого лежат вблизи географических полюсов. Однако вблизи северного географического полюса расположен южный S магнитный, а вблизи южного географического – северный N магнитный полюс. Через магнитные полюса Земли можно провести линии больших кругов – магнитные меридианы. Перпендикулярно к магнитным меридианам проводят линию большого круга – магнитный экватор и параллельно магнитному экватору проводят линии малых кругов – магнитные параллели. Таким образом, каждой точке на Земле соответствуют не только географические, но и магнитные координаты. В пространстве, окружающем Землю, создается магнитное поле, силовые линии которого изображены на рис. 3.4.

Так как магнитное поле Земли – это поле прямого магнита, то силовые линии этого поля лишь на магнитных полюсах вертикальны,

а на магнитном экваторе горизонтальны. В остальных точках земной поверхности магнитное поле Земли направлено под некоторым углом к горизонтальной плоскости. Если магнитную стрелку подвесить на нити, то стрелка установится по направлению вектора B магнитного поля под некоторым углом к горизонтальной плоскости в данной точке (рис. 3.4).

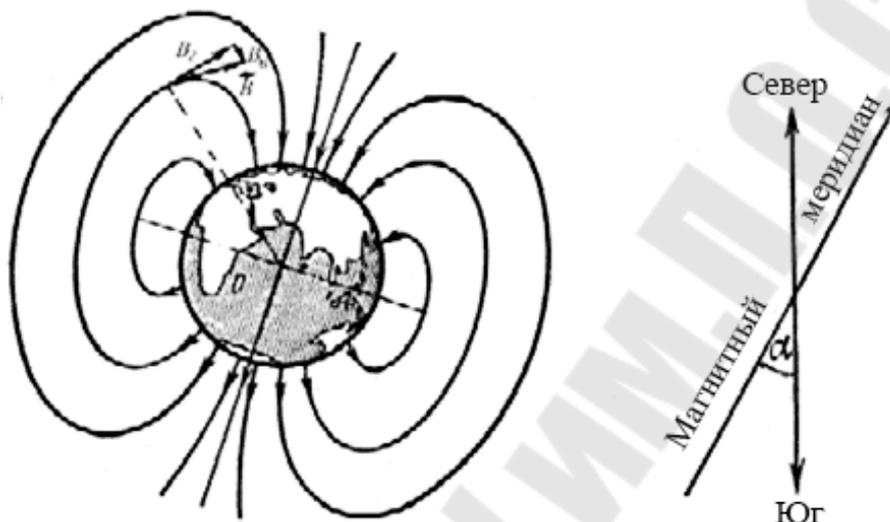


Рис. 3.4. Магнитное поле Земли

Таким образом, индукция магнитного поля Земли в данной точке имеет горизонтальную и вертикальную составляющие.

2. Экспериментальная часть

В данной работе определяется горизонтальная составляющая магнитной индукции поля Земли с помощью тангенс-гальванометра. Устройство тангенс-гальванометра показано на рис. 3.5.

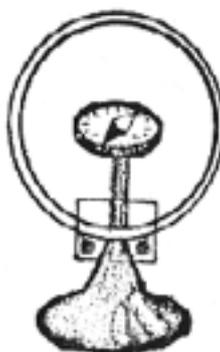


Рис. 3.5. Тангенс-гальванометр

Тангенс-гальванометр состоит из нескольких круговых витков, закрепленных вертикально на подставке. В центре витков (катушки) в горизонтальной плоскости закреплен компас. Стрелка компаса при отсутствии тока в катушке устанавливается вдоль магнитного меридиана Земли. Если плоскость витков совместить с плоскостью магнитного меридиана, а затем по виткам пропустить ток, то стрелка компаса отклонится на некоторый угол относительно своего первоначального положения. Она установится вдоль равнодействующей индукций двух взаимно перпендикулярных магнитных полей: горизонтальной составляющей магнитного поля Земли B_r и магнитного поля B_I , созданного током катушки. Равнодействующая этих полей B будет $B = B_r + B_I$. Из рис. 3.6 видно, что $\operatorname{tg}\beta = \frac{B_I}{B_r}$, откуда $B_r = \frac{B_I}{\operatorname{tg}\beta}$.

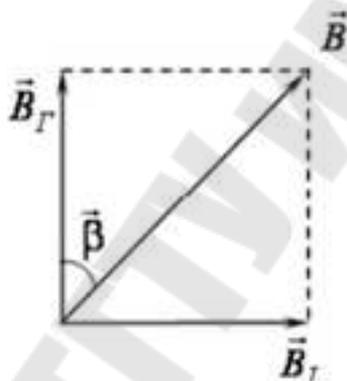


Рис. 3.6. Равнодействующая индукций двух взаимно перпендикулярных магнитных полей

Результирующая индукция магнитного поля в центре катушки с учетом числа ее витков N определяется по формуле

$$B_r = \mu_0 \mu \frac{NI}{2R \cdot \operatorname{tg}\beta}. \quad (3.6)$$

3. Порядок выполнения работы

1. Соберите электрическую цепь согласно рис. 3.7.
2. Поворачивая тангенс-гальванометр вокруг вертикальной оси, установите плоскость катушки тангенс-гальванометра в плоскости магнитного меридиана так, чтобы витки и продольная ось магнитной стрелки находились в одной вертикальной плоскости.

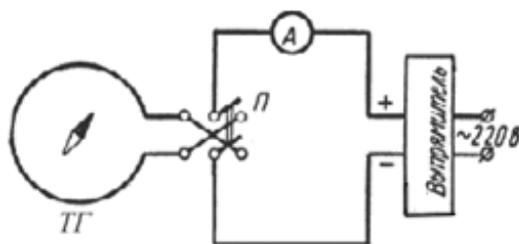


Рис. 3.7. Схема экспериментальной установки

3. Включите источник питания и установите в цепи величину тока, при которой магнитная стрелка компаса отклонится на угол β_1 , равный 45° от первоначального положения. Запишите величину тока.

4. Не изменяя величины тока, с помощью коммутатора измените направление тока в витках на противоположное и произведите отсчет угла отклонения β_2 . При этом стрелка компаса отклонится в сторону, противоположную отклонению при первом измерении. Найдите среднее значение.

5. Проведите измерение при других значениях тока, после чего отключите источник питания от сети.

6. Средний радиус R витков катушки и число витков N указаны в планшете на рабочем месте. Для каждой пары значений I и β вычислите B_r по формуле (3.6) и найдите ее среднее значение.

7. Рассчитайте погрешность измерений. Результаты измерений и вычислений занесите в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Номер п/п	I, A	$\Delta I, A$	β_1	β_2	β	$R, м$	$\Delta R, м$	β	$B, Tл$	$\Delta B, Tл$

Окончательный ответ представить в виде $B = B_r + B_I$.

Вопросы для самоконтроля

1. Сформулируйте и запишите закон Био–Савара–Лапласа. Как определить направление вектора $d\vec{B}$?

2. Выведите формулу магнитной индукции поля прямого тока и кругового проводника с током.

3. Объясните принцип работы тангенс-гальванометра.

Лабораторная работа № 4

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Цель работы: изучить законы постоянного тока; опытным путем установить зависимость полной и полезной мощностей и КПД источника тока от нагрузки; научиться применять законы Ома для расчета электрических цепей.

Приборы и принадлежности: два источника питания, два ключа, два миллиамперметра на 100 мА, вольтметр на 15 В, набор сопротивлений.

1. Теоретическая часть

Электрическим током называется упорядоченное движение электрических зарядов. Для возникновения и существования электрического тока в среде необходимо наличие двух условий:

– в среде должны быть носители тока (у металлов электроны проводимости);

– должно существовать электрическое поле.

За направление тока условно принимают направление движения положительных зарядов. Если в действительности движутся не положительные, а отрицательные заряды, то направление электрического тока считается противоположным направлению движения отрицательных зарядов.

Количественной мерой интенсивности движения электрических зарядов является сила тока I – скалярная величина, определяемая электрическим зарядом, проходящим через поперечное сечение проводника в единицу времени: $I = \frac{dq}{dt}$.

Для характеристики направления электрического тока вводится вектор плотности тока j . Плотность тока – вектор, ориентированный по направлению тока, определяемый силой тока, проходящего через единицу площади поперечного сечения проводника, перпендикулярного направлению тока $j = \frac{I}{S} = \frac{q}{st}$.

Если концентрация носителей тока равна n , каждый носитель имеет заряд e и движется со скоростью упорядоченного движения ϑ , то за время dt через поперечное сечение S перенесется заряд $dq = ne\vartheta sdt$, а плотность тока $j = ne\vartheta$.

С другой стороны, сила тока – это поток вектора плотности тока сквозь произвольную поверхность S :

$$I = \int_S j dS.$$

Таким образом, для существования электрического тока нужно наличие свободных зарядов и наличие электрического поля. Если в проводнике создать электрическое поле и не принять мер для его поддержания, то ток в проводнике быстро исчезнет. Чтобы поддерживать ток в проводнике достаточно долго, нужно от конца проводника с меньшим потенциалом непрерывно отводить приносимые сюда заряды, а к концу с большим потенциалом непрерывно подводить заряды (рис. 4.1).

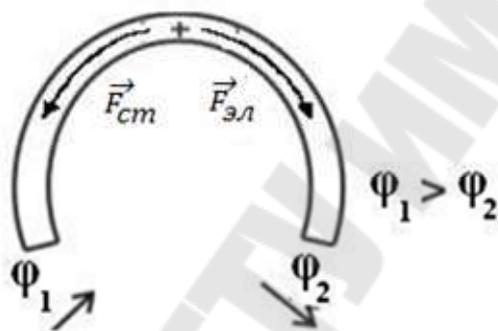


Рис. 4.1. Поддержание тока в проводнике

Перемещение этих зарядов осуществляется за счет сил неэлектрического происхождения, т. е. сторонних сил. Природа сторонних сил может быть различна. Эти силы могут возникать за счет энергии химических реакций; за счет энергии магнитного поля; за счет механической энергии. Сторонние силы, перемещая электрические заряды, совершают работу. Физическую величину, которая определяется работой, совершаемой сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда, называют *электродвижущей силой* (ЭДС) $\varepsilon = \frac{A_{ст}}{q_0}$.

Физическую величину, численно равную работе, совершаемой электростатическими и сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда на участке 1–2, называют напряжением

$$U_{12} = \frac{A_{эл} + A_{ст}}{q_0} = \Phi_1 - \Phi_2 + \varepsilon_{12}.$$

Немецкий физик Г. Ом экспериментально установил, что сила тока, текущего по однородному металлическому проводнику пропорциональна напряжению на концах проводника и обратно пропорциональна его сопротивлению $I = \frac{U}{R}$, где R – сопротивление проводника.

Закон Ома можно представить в дифференциальной форме:

$$j = \frac{E}{\rho} = \sigma E,$$

где ρ – удельное сопротивление проводника; $\sigma = \frac{1}{\rho}$ – удельная проводимость. Так как плотность тока \vec{j} и напряженность электрического поля \vec{E} – величины векторные и направления их совпадают, то закон Ома в дифференциальной форме (векторной) можно записать так: $\vec{j} = \sigma \vec{E}$.

Так как электрический ток – это упорядоченное перемещение заряда под действием электрического поля, то работа тока $A = qU = IUt$, используя закон Ома $I = \frac{U}{R} \Rightarrow A = IUt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t$.

Мощность тока $P_{\text{полез}} = \frac{dA}{dt} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}$ – это полезная мощность, т. е. мощность, которая выделяется во внешней цепи, а полная мощность $P = I\varepsilon = I^2(R + r) = \frac{U^2}{R + r}$ – мощность частично выделяется во внешней цепи (полезная), частично – на внутреннем сопротивлении (потеря мощности) коэффициент полезного действия источника равен:

$$\eta = \frac{P_{\text{полез}}}{P} = \frac{I^2 R}{I^2(R + r)} = \frac{R}{R + r} < 1.$$

Если ток проходит по неподвижному металлическому проводнику, то вся работа тока идет на его нагревание.

$$dQ = IUt = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt \text{ – закон Джоуля–Ленца.}$$

$w = \frac{dQ}{dVdt}$ – количество теплоты, выделившееся за единицу времени в единице объема, называют *удельной тепловой мощностью тока*;

$w = \rho j^2 = \sigma E^2$ – дифференциальная форма закона Джоуля–

Ленца: $j = \sigma E$, $\rho = \frac{1}{\sigma}$.

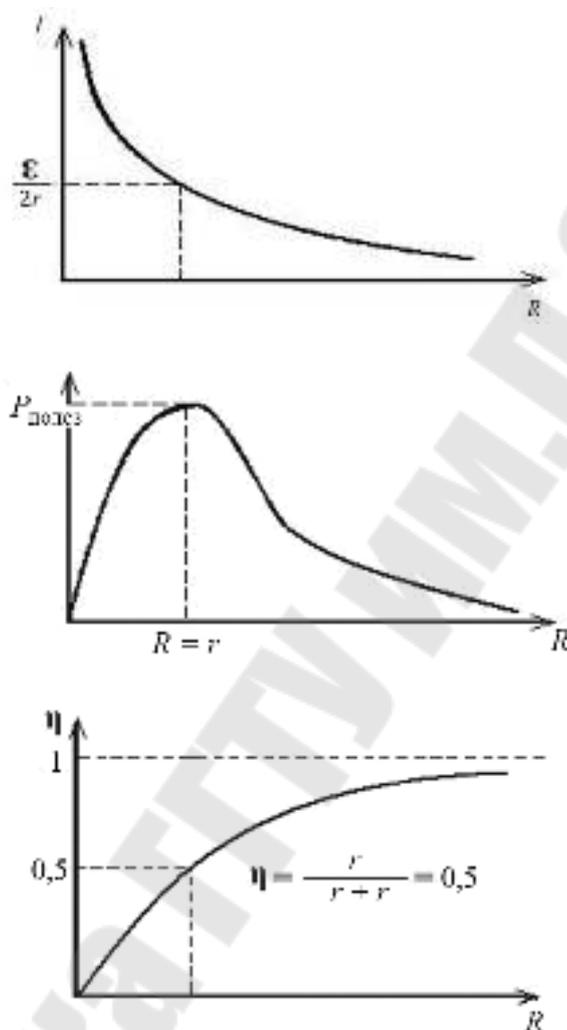


Рис. 4.2. Графики зависимости $I(R)$, $P_{\text{полез}}(R)$, $\eta(R)$

Используя закон Ома, можно рассчитать практически любую электрическую цепь.

2. Порядок выполнения работы

Соберите электрическую схему согласно рис. 4.3.

1. Нагрузочное сопротивление $R_{\text{н}}$ установить в положение « ∞ ». Включить источник питания стенда 220 В (сеть) и тумблер « E_1 ». Замкните ключ K_1 . В данном положении $R_{\text{н}}$ показания вольтметра не будут отличаться от ЭДС источника. Записать это значение $\epsilon = \dots$ В.

2. Нагрузочное сопротивление R_H установить в положение «0», запишите показание приборов.

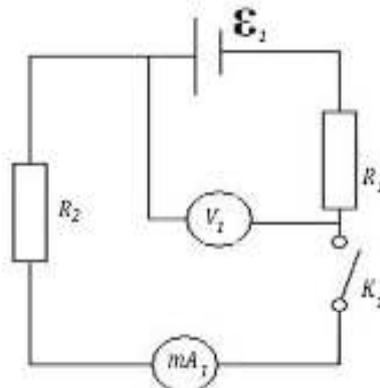


Рис. 4.3. Схема электрической цепи с одним источником питания

Изменяя сопротивление нагрузки R_H от 0 до 750 Ом, запишите показания приборов в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Номер	R , Ом	I , мА	U , В	$P_{\text{полез}}$, Вт	P , Вт	η
1	∞	0	$\varepsilon_1 = \dots$ В	0	0	0
2	0					
...						

3. По формулам $P_{\text{полез}} = UI$, $P = I\varepsilon_1$, $\eta = \frac{U}{\varepsilon_1}$ рассчитайте полезную мощность, полную мощность и КПД источника тока.

4. Постройте графики зависимости $I(R)$, $P_{\text{полез}}(R)$, $P(R)$ и $\eta(R)$.

На каждом графике найти характерную точку, соответствующую максимуму полезной мощности (условие $R = r$). По графику определить r . Рассчитать r через известные значения силы тока короткого замыкания ($R = 0$) и ЭДС источника. Сравнить полученные значения.

Вопросы для самоконтроля

1. Как зависит полная и полезная мощности от величины нагрузки?
2. Как определить максимальную полезную мощность?
3. Чему равна максимальная полная мощность?
4. Чему равен КПД источника при максимальной полезной мощности?
5. Сделать выводы по результатам проделанной работы.

Лабораторная работа № 5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ СТЕКЛЯННОЙ ЛИНЗЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы: изучить явления интерференции света в тонких пленках и определить радиус кривизны стеклянной линзы.

Приборы и принадлежности: осветитель, светофильтр, линзы, плоскопараллельная пластинка.

1. Теоретическая часть

1.1. Интерференция в тонких пленках

Интерференция света – перераспределение интенсивности в результате наложения когерентных световых волн. Волны называются **когерентными**, если они имеют равные частоты и постоянную разность начальных фаз. Для наблюдения интерференции необходимо, чтобы колебания световых векторов интерферирующих волн совершались вдоль одного и того же направления.

Радужная окраска тонких пленок (мыльных пузырей, пленок нефти или масла на поверхности воды), наблюдаемая в естественных условиях, является примером интерференции света в тонких пленках.

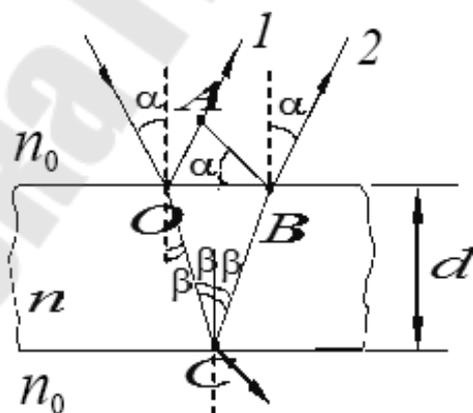


Рис. 5.1. Ход лучей в тонких пленках

Образование когерентных волн, интерферирующих при наложении, происходит в этом случае вследствие отражения падающего на пленку света от ее верхней и нижней поверхностей. Результат интерференции зависит от сдвига фаз, приобретаемого накладываемыми

волнами в пленке. Результат интерференции этих лучей зависит от оптической разности хода между ними. Оптическая разность хода, возникшая между двумя интерферирующими лучами от точки O до плоскости AB , и принимая во внимание закон преломления, получим

$$\Delta = 2dn \cos \beta = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}. \quad (5.1)$$

При вычислении разности фаз $\Delta\varphi$ между колебаниями в лучах 1 и 2 нужно, кроме оптической разности хода Δ , учесть изменения фазы волны при отражении от границы раздела среды, оптически менее плотной, со средой оптически более плотной. Фаза волны претерпевает изменение на π , что соответствует потере полуволны для оптической разности хода.

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2}. \quad (5.2)$$

При интерференции в тонких пленках условие максимума имеет вид:

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0, \quad (5.3)$$

$m = 0, 1, 2, \dots$, m – число длин волн, укладываемых на отрезке с разностью хода Δ .

Условие минимума имеет вид:

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (5.4)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$.

1.2. Полосы равного наклона

Параллельные лучи, отраженные от плоскопараллельных пленок, не могут пересекаться на конечном расстоянии.

Интерференционная картина наблюдается на экране Э, установленном в фокальной плоскости собирающей линзы Л (рис. 5.2), имеет вид чередующихся темных и светлых полос. При освещении пленки белым светом на экране наблюдается система разноцветных полос равного наклона.

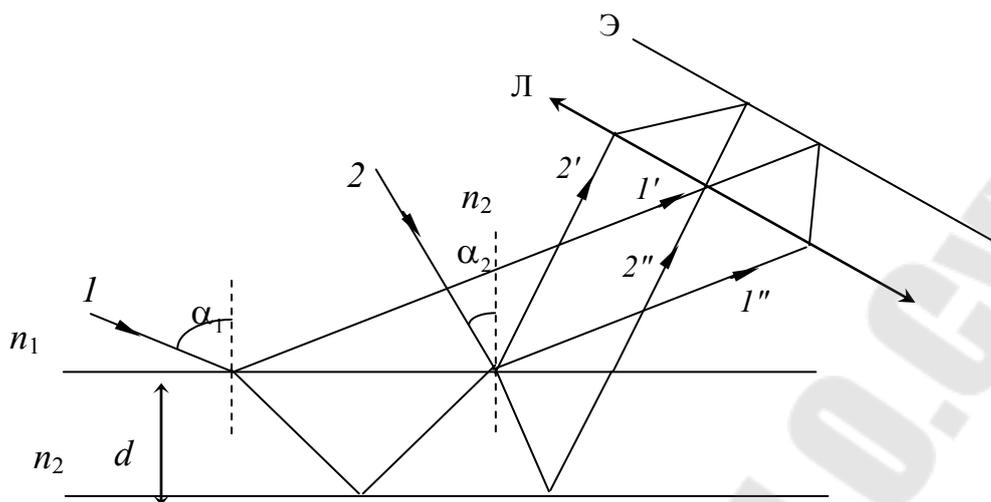


Рис. 5.2. Локализация полос равного наклона

1.3. Полосы равной толщины

При отражении параллельного (или почти параллельного) пучка лучей света ($\alpha = \text{const}$) от тонкой оптически прозрачной пленки переменной толщины d оптическая разность хода интерферирующих волн изменяется при переходе от одной точки на поверхности пленки к другой в соответствии с изменением толщины d .

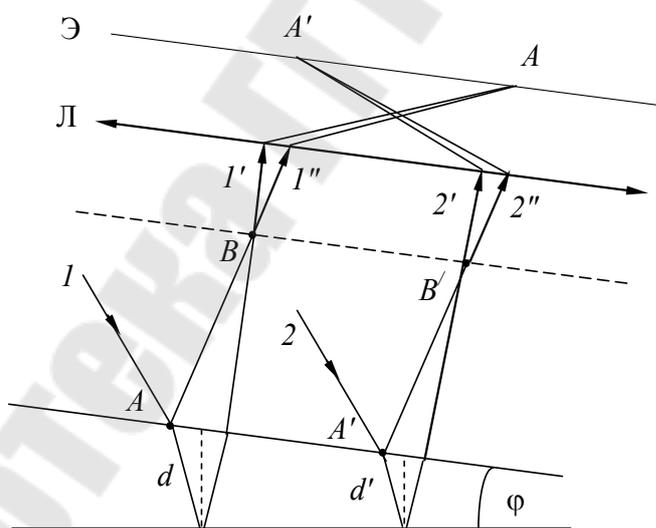


Рис. 5.3. Образование полос равной толщины

Наблюдать полосы равной толщины можно, либо спроецировав с помощью линзы Л на экран Э поверхность клиновидной пластинки (рис. 5.3), либо непосредственно глазом, аккомодированным на поверхность клина.

1.4. Кольца Ньютона

Частным случаем полос равной толщины являются кольца Ньютона, которые образуются при интерференции световых волн, отраженных от верхней и нижней поверхностей тонкой клиновидной воздушной прослойки, заключенной между выпуклой поверхностью линзы и плоской стеклянной пластинкой (рис. 5.4, а). При нормальном падении параллельного пучка монохроматического света на плоскую поверхность линзы отраженные лучи, интерферируя, образуют полосы равной толщины, имеющие вид концентрических окружностей (рис. 5.4, б).

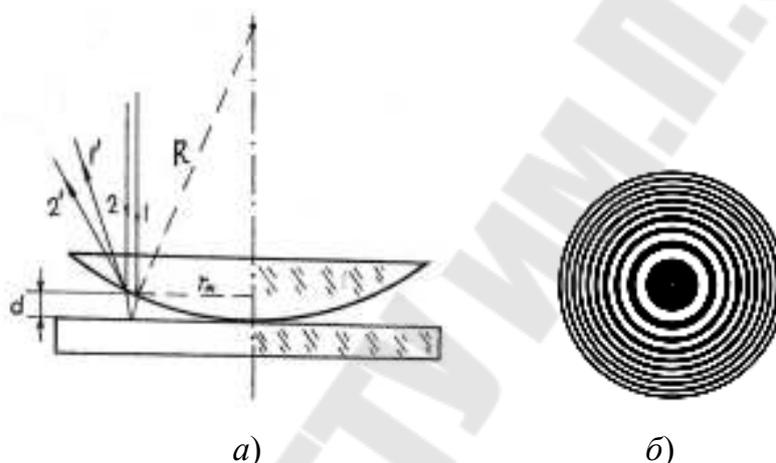


Рис. 5.4. К расчету радиусов колец Ньютона

Учитывая условия интерференционных максимумов и минимумов для тонких пленок, выражения для радиусов r_m светлого и r'_m темного кольца в отраженном свете, соответственно, будут равны:

$$r_m = \sqrt{(2m-1)R \frac{\lambda_0}{2}} \quad (m = 1, 2, 3 \dots);$$

$$r'_m = \sqrt{mR\lambda_0} \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots).$$

В проходящем свете возникает дополнительная интерференционная картина и при монохроматическом освещении поверхности линзы на месте светлых колец образуются темные и наоборот.

$$r_m = \sqrt{mR\lambda_0} \quad (m = 1, 2, 3 \dots);$$

$$r'_m = \sqrt{(2m-1)R \frac{\lambda_0}{2}} \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots).$$

Если на линзу падает белый свет, то в отраженном свете в центре наблюдается центральное темное пятно, окруженное системой цветных колец, соответствующих интерференционным максимумам отраженного света с различными значениями λ .

2. Описание установки

Схема установки представлена на рис. 5.5.

Источником света служит лампочка накаливания 1, свет которой проходит через светофильтр 2 и попадает на линзу 3, которая помещена на стеклянной подложке 4. Интерференционная картина в виде колец Ньютона в отраженном свете с помощью линзы 5 проецируется на экран 6.

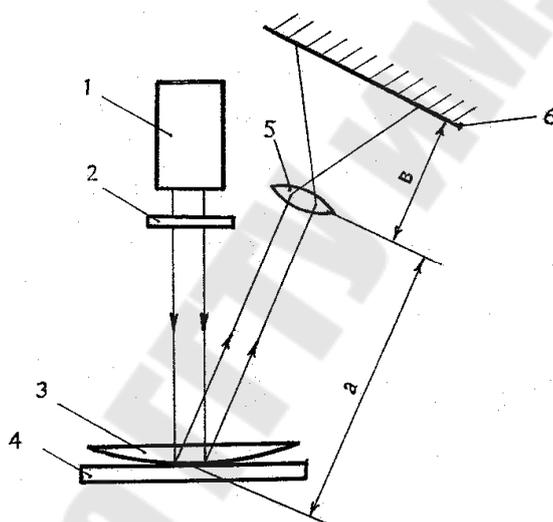


Рис. 5.5. Схема установки для наблюдения колец Ньютона

3. Порядок выполнения работы

1. Получите на экране интерференционные кольца. Перемещением линзы 5 и экрана 6 добиться резкой видимости интерференционной картины. Картина, полученная на экране, есть увеличенное изображение действительных колец Ньютона.

2. Измерьте расстояние a между пластинкой 4 и собирающей линзой 5 и расстояние b между собирающей линзой 5 и экраном. Измерьте диаметры d' трех-четырех темных интерференционных колец.

3. Вычислите действительные диаметры d колец Ньютона по формуле $d = \frac{a}{b} d'$.

4. Определите радиус кривизны линзы R , измерив три-четыре пары колец Ньютона по формуле $R = \frac{d_i'^2 - d_j'^2}{4(i-j)\lambda} \cdot \frac{a^2}{b^2}$, где i – номер большего кольца Ньютона; j – номер меньшего кольца.

Результаты измерений и вычислений запишите в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Номер кольца	d' , м	d , м	a , м	b , м	Номер пар	R , м
1					2–1	
2					3–2	
3					3–1	

5. Вычислите среднее значение радиуса R и результат представьте в виде

$$R = \bar{R} \pm \Delta R.$$

Вопросы для самоконтроля

1. Как определяется оптическая длина пути световой волны и оптическая разность хода световых волн?
2. Запишите условия образования максимумов и минимумов при интерференции света.
3. Как образуются когерентные волны в данной лабораторной работе?
4. Поясните образование интерференционных колец, наблюдаемых на экране. Почему они имеют вид концентрических колец?
5. В чем отличия интерференционных картин колец Ньютона в отраженном и проходящем свете?

Лабораторная работа № 6

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цель работы: определить степени поляризации источников света; проверка закона Малюса.

Приборы и принадлежности: источник света, поляризатор, анализатор, фотоприемник, стопа Столетова.

1. Теоретическая часть

1.1. Поляризация света

Свет – электромагнитные волны таких частот, которые при восприятии глазом производят световые ощущения. Световые волны возникают при переходах электронов, заполняющих электронные оболочки (валентных электронов), из возбужденных энергетических состояний в нижнее стационарное состояние. Длины волн светового диапазона находятся в пределах 400–770 нм.

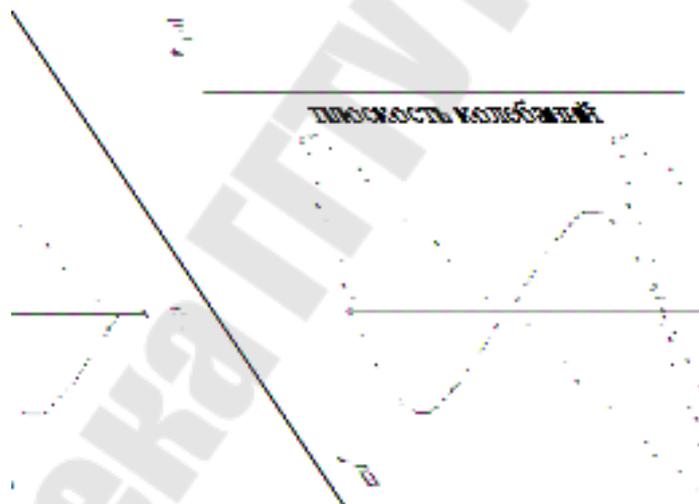


Рис. 6.1. Колебания вектора напряженности электрического поля \vec{E} и вектора магнитной индукции \vec{B} в плоскополяризованной электромагнитной волне

Электромагнитные волны – это распространение электромагнитного поля в пространстве. В каждой точке такое поле характеризуется вектором напряженности электрического поля \vec{E} и вектором магнитной индукции \vec{B} , которые изменяются со временем, но направлены всегда перпендикулярно друг к другу. На рис. 6.1 показано расположение этих векторов поля в некоторый момент времени t .

Естественным, или неполяризованным, светом называется такой свет, в котором изменение направления колебания светового вектора происходит случайно, скачкообразно.

Любое упорядоченное колебание светового вектора называется поляризацией света.

Вектор \vec{E} называют световым вектором, а плоскость, в которой он колеблется, плоскостью световых колебаний. Плоскость колебаний вектора \vec{B} называется плоскостью поляризации волны. Эти две плоскости всегда взаимно перпендикулярны.

Световая волна, в которой световой вектор колеблется только в одной плоскости, не изменяющей со временем своего положения, называется линейно поляризованной или плоскополяризованной (рис. 6.1).

Световая волна, в которой представлены колебания всех направлений вектора E , но имеется преимущественное направление, называется частично поляризованной.

Свет поляризуется, проходя сквозь кристаллы некоторых веществ, а также при отражении и преломлении на границе диэлектриков. Приборы или устройства, поляризующие свет, называются поляризаторами. Поляризующее свойство поляризатора определяется осью поляризатора. Ось поляризатора – такое направление, при совпадении с которым световой вектор пропускается через поляризатор с наибольшим значением.

Закон Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha. \quad (6.1)$$

Здесь I_0 – интенсивность линейно поляризованного света, падающего на анализатор; I – интенсивность света, вышедшего из анализатора.

Пусть естественный ($I_{\text{ест}}$) свет падает на систему, состоящую из двух поляризаторов. После прохождения первого поляризатора свет станет линейно поляризованным и его интенсивность уменьшится в 2 раза по сравнению с падающим естественным светом. Затем этот свет пройдет через второй поляризатор, называемый анализатором. Тогда через анализатор пройдет только компонента светового вектора, параллельного оси поляризации анализатора. Тогда закон Малюса принимает вид

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha, \quad (6.2)$$

где I – интенсивность света, вышедшего из анализатора; α – угол между осями поляризатора и анализатора.

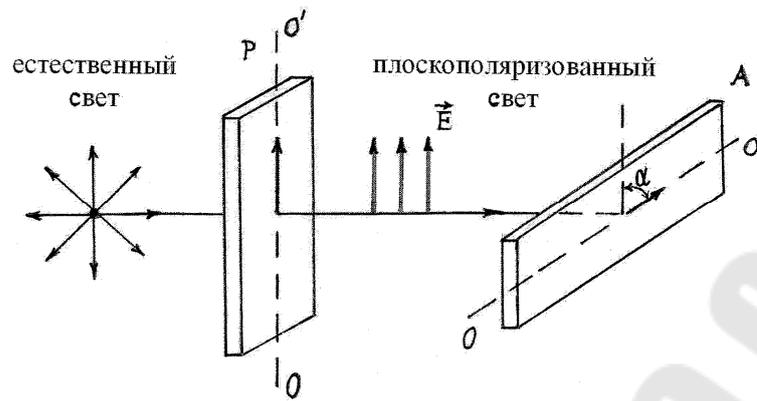


Рис. 6.2. К закону Малюса

Поляризация света характеризуется величиной, названной степенью поляризации p_0 . Если на пути такого света поставить анализатор, то при вращении анализатора интенсивность света изменяется. Пусть I_{\max} – интенсивность света, соответствующая наибольшему значению интенсивности прошедшего через анализатор I_{\min} – интенсивность света, соответствующая наименьшему значению. Причем переход от наибольшего к наименьшему совершается при повороте анализатора на угол $\pi/2$. Степень поляризации света определяется формулой (6.3):

$$P_0 = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (6.3)$$

Для линейно поляризованного света $I_{\min} = 0$, $P_0 = 1$. Для естественного света $I_{\min} = I_{\max}$, следовательно $P_0 = 0$. Для частично поляризованного света P_0 принимает значение от 0 до 1.

1.2. Способы получения поляризованного света (типы поляризаторов)

Дихроичные поляризаторы. Дихроичные поляризаторы используют дихроичные среды, т. е. среды, в которых компоненты вектора световой волны E поглощаются по-разному. Обычно это такие среды, которые представляют собой вытянутые упорядоченные цепочки. И в таких средах компоненты светового вектора по направлению молекул и перпендикулярно по-разному поглощаются. Тогда на выходе из такой среды при достаточной ее толщине остается только одна компонента светового вектора, т. е. свет становится линейно поляризован.

Двойное лучепреломление. Призма Николя. Среды, в которых по разным направлениям показатели преломления разные, называются анизотропными. В анизотропных средах наблюдается двойное лучепреломление. Луч, падающий на анизотропную среду, разделяется на два луча. Оба луча линейно поляризованы и их поляризации взаимно перпендикулярны. Для одноосных анизотропных кристаллов один из поляризованных лучей называется обыкновенным E_o , и для его показатель преломления (n_o) не зависит от угла падения. Другой поляризованный луч называется необыкновенным (E_e), и его показатель преломления (n_e) зависит от угла падения.

Обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются в среде с разными скоростями $v_o = c/n_o$, $v_e = c/n_e$. Поэтому при прохождении одинакового расстояния d между ними будет набег фаз $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_o - n_e),$$

где λ – длина волны света.

Анизотропией обладают среды, в которых имеется преимущественное направление в кристаллической решетке (исландский шпат, кристаллический кварц). Анизотропные среды используются для получения линейно поляризованного света в призме Николя.

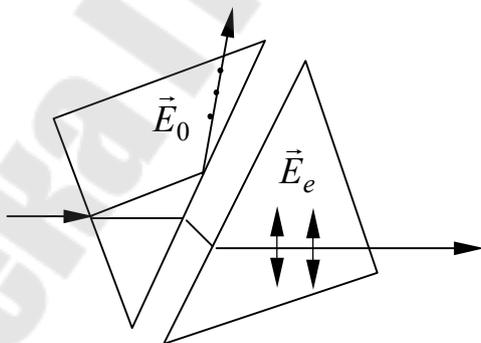


Рис. 6.3. Призма Николя

Ход лучей в такой призме показан на рис. 6.3. Она состоит из двух призм исландского шпата, склеенных канадским бальзамом. Обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение от этого слоя, так как его показатель преломления (n_o) больше показателя преломления клея. Необыкновенный луч проходит через призму.

Поляризация при отражении. Угол Брюстера. При падении естественного света на границу раздела двух сред возникают два луча: отраженный и преломленный, причем оба луча оказываются частично поляризованными.

Если свет падает под углом α_B

$$\operatorname{tg}\alpha_B = n_{21}, \quad (6.4)$$

где n_{21} – относительный показатель преломления второй среды по отношению к первой, то отраженный луч поляризован. Угол падения α_B называется *углом Брюстера*. При этом отражаются компоненты вектора \vec{E} , которые перпендикулярны плоскости падения (рис. 6.4).

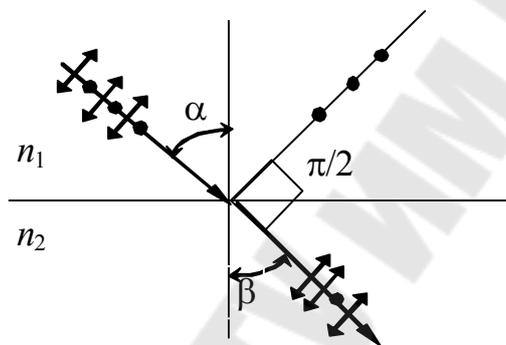


Рис. 6.4. Закон Брюстера

Преломленный луч будет поляризован частично. Но если взять большее количество стеклянных пластинок, то при многократном отражении, когда практически все компоненты E_{\perp} , перпендикулярные плоскости падения, отражаются на выходе из стопы пластинок, получим тоже поляризованный свет. При этом вектор E_{\parallel} будет лежать в плоскости падения. Такая совокупность пластинок называется *стопой Столетова* (рис. 6.5).

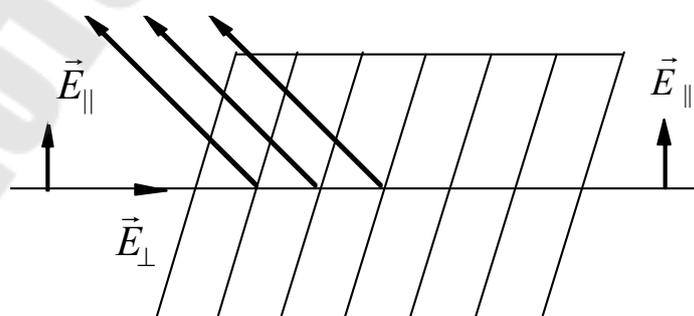


Рис. 6.5. Стопа Столетова

2. Описание установки

Установка для исследования поляризованного света состоит из источника света S , поляризатора (P), анализатора (A) и фотоприемника (Φ) с миллиамперметром (рис. 6.6). В качестве поляризатора может использоваться и стопа Столетова.

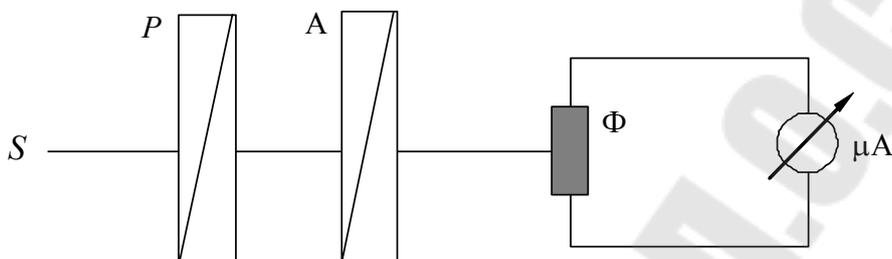


Рис. 6.6. Схема установки

3. Порядок выполнения работы

Определение степени поляризации осветителя. Между источником S и фотоприемником установите анализатор света и приблизьте его вплотную к фотоприемнику. Вращая анализатор зафиксируйте зависимость силы тока I от угла поворота α . Изменение угла анализатора проведите от 0° до 360° через 10° . Данные запишите в табл. 6.1.

Таблица 6.1

α , град	10°	20°	30°	...	350°	360°
I , мА						
I_c , мА						
I_p , мА						
I_T , мА						

Постройте график зависимости I от угла поворота α . По графику определите наибольшее значение тока $I = I_{\max}$. Из графика определите значение тока при изменении угла на $\pi/2$ относительно наибольшего значения I_{\max} . По формуле (6.3) определите степень поляризации света.

Определение степени поляризации света, проходящего стопу Столетова. Установите между анализатором и источником света стопу Столетова. Зафиксируйте зависимость тока от угла поворота анализатора. Данные запишите в табл. 6.1.

Постройте график зависимости тока I_c от угла поворота α . Определите I_{\max} и I_{\min} . Рассчитайте степень поляризации света по формуле (6.3).

Определение степени поляризации света, проходящего поляризатор. Установите между анализатором и источником света *поляризатор*. Определите зависимость тока от угла поворота. Данные запишите в табл. 6.1.

Постройте график зависимости тока I_p от угла поворота α . Определите I_{\max} и I_{\min} . Рассчитайте степень поляризации света по формуле (6.3).

Проверка закона Малюса. Используя теоретическую зависимость тока от угла поворота поляризатора (закон Малюса):

$$I_T = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (6.5)$$

вычислите теоретическое значение тока I_T от угла α , полученные данные запишите в табл. 6.1. В качестве I_0 возьмите максимальное значение тока ($\alpha = 0$) из таблицы для поляризатора. На графике зависимости тока I_p от угла поворота для поляризатора постройте экспериментальную и теоретическую зависимость тока I_T от угла поворота поляризатора.

Вопросы для самоконтроля

1. Приведите определение естественного и поляризованного света.
2. Поясните принцип работы поляризаторов и запишите формулу для определения степени поляризации поляризованного света.
3. Сформулируйте и запишите закон Малюса.
4. Поясните поляризацию света при отражении от границы двух диэлектриков. Угол Брюстера.
5. Поясните получение поляризованного света стопой Столетова.

Литература

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 3 т. / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1982. – Т. 3. – 496 с.
2. Детлаф, А. А. Курс физики / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – М. : Высш. шк., 1999. – 718 с.
3. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. – М. : Высш. шк., 1997. – 542 с.
4. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Механика : в 4 т. / Д. В. Сивухин. – М. : Наука, 1979. – Т. 4. – 756 с.
5. Яворский, Б. М. Справочник по физике / Б. М. Яворский, А. А. Детлаф. – М. : Наука, 1990. – 624 с.

Содержание

Введение.....	3
<i>Лабораторная работа № 1. Изучение механических гармонических колебаний.....</i>	<i>4</i>
<i>Лабораторная работа № 2. Определение отношения C_p/C_v воздуха методом Клемана–Дезорма.....</i>	<i>13</i>
<i>Лабораторная работа № 3. Определение горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли.....</i>	<i>23</i>
<i>Лабораторная работа № 4. Изучение законов постоянного тока.....</i>	<i>30</i>
<i>Лабораторная работа № 5. Определение радиуса кривизны стеклянной линзы с помощью колец Ньютона.....</i>	<i>35</i>
<i>Лабораторная работа № 6. Изучение поляризованного света.....</i>	<i>41</i>
Литература.....	48

Учебное электронное издание комбинированного распространения

Учебное издание

Пискунов Сергей Васильевич
Проневич Олег Иванович
Матькунов Константин Константинович

ФИЗИКА

Практикум
по выполнению лабораторных работ
для студентов технических специальностей
заочной формы обучения

Электронный аналог печатного издания

Редактор *Н. В. Гладкова*
Компьютерная верстка *Н. Б. Козловская*

Подписано в печать 28.03.17.

Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».

Цифровая печать. Усл. печ. л. 3,02. Уч.-изд. л. 2,64.

Изд. № 9.

<http://www.gstu.by>

Издатель и полиграфическое исполнение
Гомельский государственный
технический университет имени П. О. Сухого.
Свидетельство о гос. регистрации в качестве издателя
печатных изданий за № 1/273 от 04.04.2014 г.
пр. Октября, 48, 246746, г. Гомель