

Министерство образования и науки  
Российской Федерации  
КУБАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Л.Ф. ДОБРО, Н.М. БОГАТОВ, О.Е. МИТИНА

**ОПТИКА**  
Лабораторный практикум  
Часть 2

Краснодар  
2013

УДК 577 (075.8)  
ББК 28.071. Я 73  
Д 56

Рецензенты:

Доктор педагогических наук, канд. физ.-мат. наук, профессор,  
зав. кафедры физики ФГБОУ ВПО «Кубанский государственный  
технологический университет»

Шапошникова Т.Л.

**Добро Л. Ф., Богатов Н. М., Митина О.Е.**

Д Лабораторный практикум по оптике. Ч. 2/ Л. Ф. Добро,  
Н. М. Богатов. Краснодар: Кубан. гос. ун-т, 2013.96 с.

Дается описание 9 лабораторных работ по курсу «Оптика». Приведены теоретические сведения, методические указания по выполнению работ, контрольные вопросы и список рекомендуемой литературы.

Адресуется студентам физико-технического факультета КубГУ.

УДК 577 (075.8)  
ББК 28.071. Я 73

©Кубанский государственный  
университет, 2013  
©Добро Л. Ф., Богатов Н. М.,  
Митина О.Е., 2013

## Предисловие

Лабораторный практикум по курсу «Оптика» (Часть 2) является продолжением вышедшего ранее практикума.

При составлении второй части сохранены общая схема описания лабораторных работ и оформление пособия, принятые в первой части.

Лабораторный практикум по курсу «Оптика» включает описание 15 лабораторных работ (№ 1–8 – часть 1; № 9–17 – часть 2), которые охватывают основные вопросы, предусмотренные программой курса.

Все рекомендации по подготовке, выполнению и сдаче лабораторных работ, изложенные во введении к части 1 практикума, в полном объеме применимы и в данном случае.

## Лабораторная работа 9

### ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПЛАСТИНЫ ПО УГЛУ БРЮСТЕРА

**Приборы и принадлежности:** лазер, поворотный стол с отсчетным устройством, набор исследуемых объектов (пластины и призма), пластина стеклянная N: 4 ( $d = 1.0$  мм), пластина пластмассовая N: 6 ( $d = 3.9$  мм), призма стеклянная N:8, кристаллическая пластина (слюда) N:39.

**Цель работы:** измерить показатель преломления по углу Брюстера.

#### Краткая теория

Пусть естественный свет падает под углом  $i_1$  на поверхность раздела двух изотропных диэлектриков с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ . Напряжённости электрического поля в падающей волне  $\vec{E}_{00}$ , отраженной –  $\vec{E}_{10}$  и преломлённой –  $\vec{E}_{20}$  (рис.9.1).

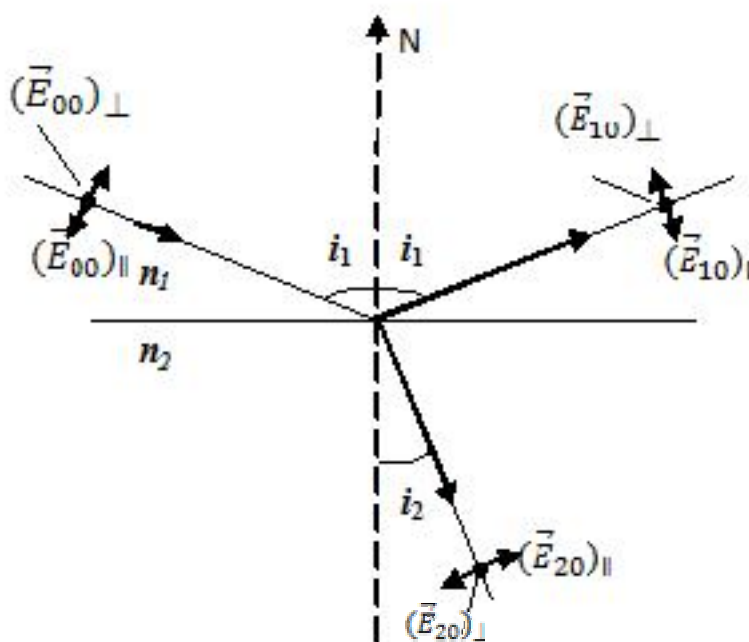


Рис.9.1. Падение света на границу раздела двух сред

Падающую волну можно представить суперпозицией двух линейно поляризованных волн с взаимно перпендикулярными плоскостями колебаний: в одной из волн плоскость колебаний совпадает с плоскостью падения, в другой – перпендикулярно ей. Напряжёностям полей в таких волнах соответствуют индексы ( $\parallel$ ) и ( $\perp$ ). Для естественного света  $E_{\parallel} = E_{\perp}$ .



Амплитуды напряжённостей электрического поля в отражённой  $(\vec{E}_{10})_{\parallel}, (\vec{E}_{10})_{\perp}$  и преломленной  $(\vec{E}_{20})_{\parallel}, (\vec{E}_{20})_{\perp}$  волнах определяются формулами Френеля. Перераспределение интенсивности падающей волны между отражённой и преломленной волнами находят с помощью коэффициентов отражения  $\rho$  и пропускания  $\tau$ . Используя волновую теорию Френеля можно получить значения  $\rho_{\parallel}$  и  $\rho_{\perp}$

Формулы Френеля выглядят следующим образом

$$(\vec{E}_{10})_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}(i_1 + i_2)} (\vec{E}_{00})_{\parallel} \quad (\vec{E}_{10})_{\perp} = -\frac{\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)} (\vec{E}_{00})_{\perp}$$

$$(\vec{E}_{20})_{\parallel} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)} (\vec{E}_{00})_{\parallel} \quad (\vec{E}_{20})_{\perp} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2)} (\vec{E}_{00})_{\perp}$$

$\vec{E}_{00}, \vec{E}_{10}, \vec{E}_{20}$  – амплитуды падающей, отраженной и преломленной волн

$\vec{E}_{\parallel}, \vec{E}_{\perp}$  – параллельная и перпендикулярная составляющие напряженности светового вектора

$$\rho_{\parallel} = \left| \frac{(\vec{E}_{10})_{\parallel}}{(\vec{E}_{00})_{\parallel}} \right| = \frac{\operatorname{tg}^2(t_1 - t_2)}{\operatorname{tg}^2(t_1 + t_2)} \tag{9.1}$$

$$\rho_{\perp} = \left| \frac{(\vec{E}_{10})_{\perp}}{(\vec{E}_{00})_{\perp}} \right| = \frac{\sin^2(t_1 - t_2)}{\sin^2(t_1 + t_2)} \tag{9.2}$$

Если на границе раздела двух сред падает естественный свет, то для него  $(\vec{E}_{00})_{\parallel}^2 = (\vec{E}_{00})^2$  (интенсивности равны) – условие того, что свет естественный. Проанализируем найденные соотношения. Прежде всего рассмотрим относительные интенсивности отраженной и преломленной волн. Для энергетического описания процессов на границе двух сред ранее

были введены коэффициент отражения  $R = \left(\frac{E_{10}}{E_{00}}\right)^2$  и коэффициент

пропускания  $T = \frac{n_2}{n_1} \left(\frac{E_{20}}{E_{00}}\right)^2$ .

На рис. 9.2 представлена исследованная зависимость  $\rho_{\parallel}$  и  $\rho_{\perp}$  от угла падения  $\varphi$ . Т.к. естественный свет, падающий на границу раздела, представляет собой сумму двух не скоррелированных по фазе взаимно перпендикулярных волн  $E_{\parallel}$  и  $E_{\perp}$ . Тогда для суммарной интенсивности отраженного света, измеренной без учета его поляризации, находим

$$I_{\text{отр}} = \frac{1}{2} I_{\text{пад}} \left[ \frac{\text{tg}^2(\varphi - \varphi_2)}{\text{tg}^2(\varphi + \varphi_2)} + \frac{\sin^2(\varphi - \varphi_2)}{\sin^2(\varphi + \varphi_2)} \right]$$

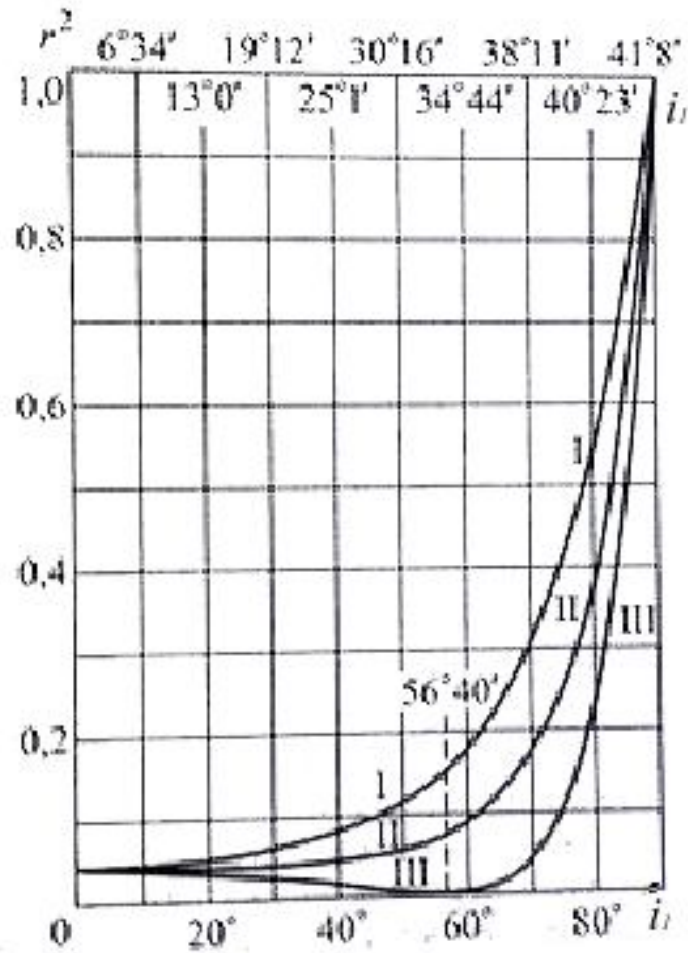


Рис.9.2. Коэффициент отражения света в функции угла падения  $i_1$  ( $n=1,52$ ).

I-для  $\rho_{\parallel}^2$ , II-для естественного света, III-для  $\rho_{\perp}^2$ .

Кривая II ( $I_{\text{отр}}/I_{\text{пад}}$ ) проходит между  $\rho_{\parallel}$  и  $\rho_{\perp}$ , совпадая с ними в точках  $\varphi=0$  и  $\varphi=\pi/2$ . На этом рисунке показан средний коэффициент пропускания  $I_{\text{пр}}/I_{\text{пад}}$ .

Из формул (9.1) и (9.2) видно, что при  $(i_1+i_2) = \pi/2$  коэффициенты отражения  $\rho_{\parallel}=0$ ,  $\rho_{\perp}\neq 0$ . Следовательно, в этом случае отражённая волна линейно поляризована в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Преломлённая волна поляризована частично. При  $(i_1+i_2)=\pi/2$  соотношение  $\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}$  (закон Снеллиуса) сводится к виду:  $\text{tgi}_1 = n_2/n_1$ , а при  $n_1 = 1$  имеем:

$$\text{tgi}_1 = \text{tg } i_B = n_{21} \quad (9.3)$$

Равенство (9.3) определяет угол падения,  $i_1=i_B$  при котором коэффициент отражения  $\rho_{\parallel}=0$ . Этот угол называется углом Брюстера.

### Физический смысл закона Брюстера

При выводе формул Френеля и их интерпретации мы пользовались граничными условиями электромагнитного поля, не прибегая к представлениям о вторичных волнах, испускаемых атомами или молекулами вещества. Привлекая эти рассуждения, мы бы могли внести большую физическую ясность в наши формулы. Покажем это на примере истолкования физического смысла закона Брюстера (рис.9.3).

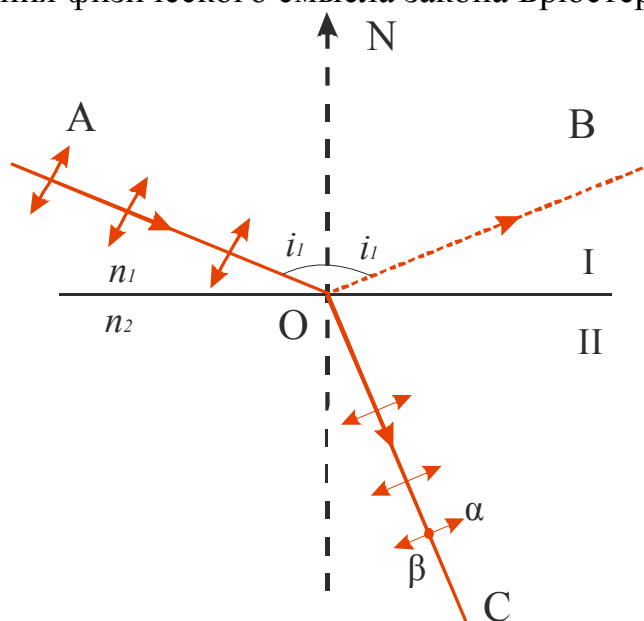
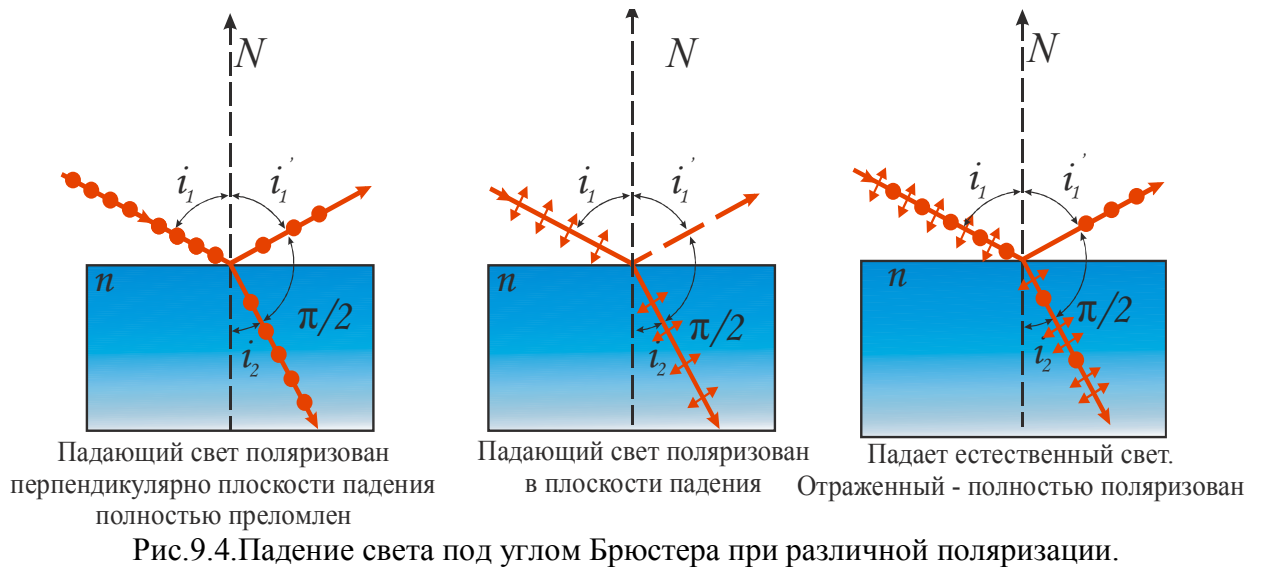


Рис.9.3 Физический смысл закона Брюстера.

Падающая волна возбуждает в среде  $\parallel$  колебания электронов, которые становятся источниками вторичных волн; эти волны и дают отраженный свет. Направление колебаний совпадает с направлением электрического вектора световой волны, т.е. для среды  $\parallel$  оно перпендикулярно к  $OC$ . Мы можем представить это колебание, как сумму двух колебаний, одно из которых ( $\alpha$ ) лежит в плоскости  $AOC$ , другое ( $\beta$ ) – к ней перпендикулярно. Другими словами мы изображаем колебание электронов в молекуле, как суперпозицию колебаний двух элементарных излучателей, оси которых направлены соответственно по  $\alpha$  и  $\beta$ . Представим теперь что свет падает под углом Брюстера, т.е.  $(i_1+i_2) = \pi/2$ , при этом  $OB$  перпендикулярно  $OC$ , следовательно  $OB \parallel \alpha$ . Колеблющийся электрический заряд не излучает электромагнитных волн вдоль направления своего движения. Поэтому  $\alpha$  вдоль  $OB$  не излучает, а излучает  $\beta$  т.е. перпендикулярно к плоскости чертежа. Другими словами отраженный свет вполне поляризован, и колебание вектора напряженности электрического поля в нем перпендикулярно плоскости падения (Закон Брюстера) (рис.9.4).



## Порядок выполнения лабораторной работы 9

### Описание установки

Лабораторный комплекс представляет собой интерферометр Маха-Цендера, для выполнения данной лабораторной работы нам потребуется блок питания лазера (1), лазер (2), поляризатор (3), поворотный стол (4) и экран (5) (рис.9.5).

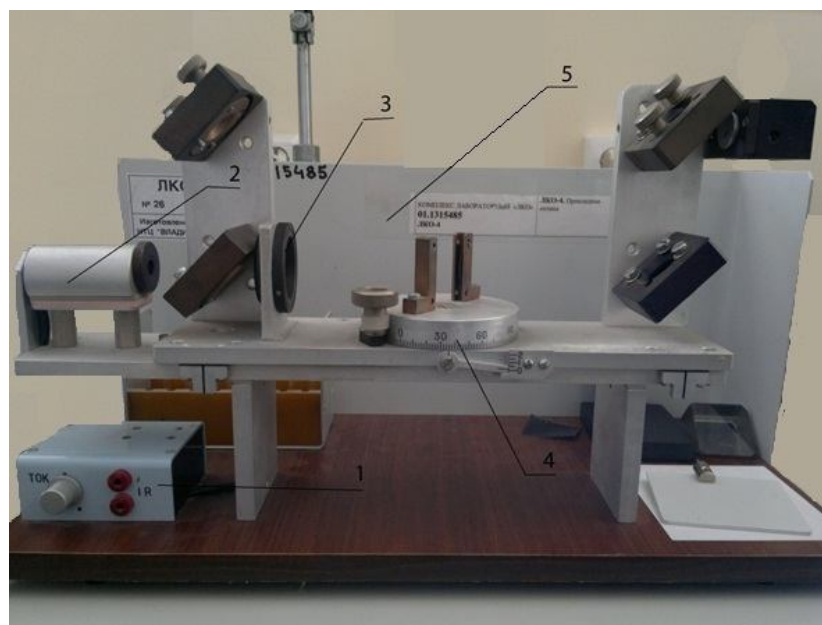


Рис.9.5. Лабораторный комплекс ЛКО-4.

### Блок питания лазера

В комплексе ЛКО-4 (рис.9.5) установлен регулируемый стабилизированный источник тока для лазерного излучателя (1), к которому

постоянно подключен лазерный излучатель (2). Питание излучателя составляет +12 В, регулируемый ток 20-60 мА.

### ***Стол поворотный***

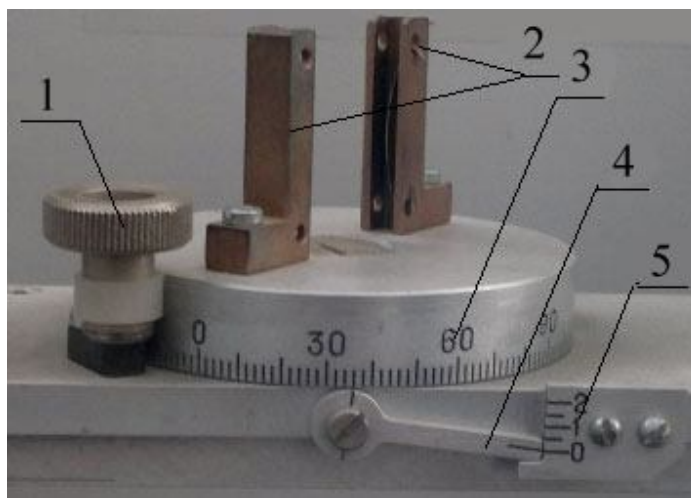


Рис.9.6.Стол поворотный с нониусом.

Стол поворотный предназначен для установки объектов с возможностью поворота вокруг вертикальной оси, а так же для отсчета угловых координат и углов поворота. Поворот стола производится ручкой (1), отсчет угловых координат производится по основной шкале (3) (цена деления  $2^\circ$ ) и нониусу (5) (цена деления  $0,5^\circ$ ). Рычаг (4) поворачивают до совпадения его вертикальной риски с одним из делений основной шкалы и снимают отсчет по основной шкале. К полученному значению прибавляют отсчет по нониусу. Исследуемый объект крепится на кронштейны поворотного столика (2).

### ***Исследуемые объекты***

Исследуемые объекты (рис.9.7) смонтированы в экранах, вставляемых в кронштейны поворотного столика интерферометра.



Рис.9.7. Набор объектов вставляемых в кронштейны поворотного столика интерферометра.

### Схема экспериментальной установки

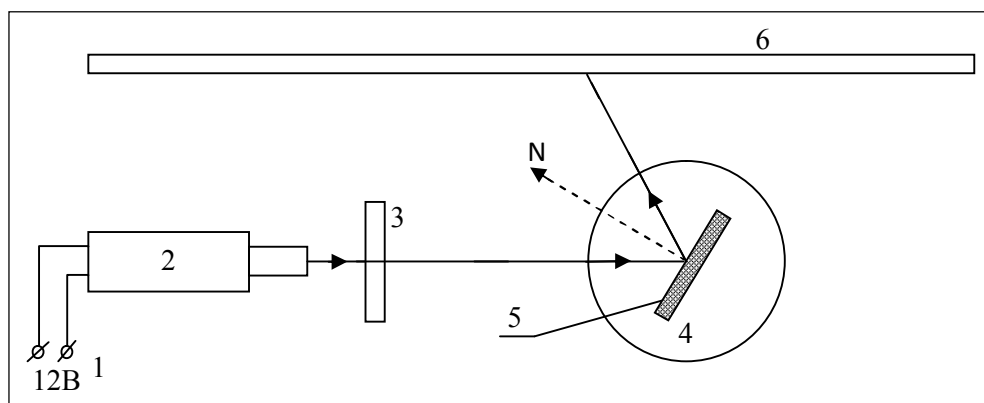


Рис.9.8. Схема экспериментальной установки по изучению закона Брюстера (вид сверху). 1-источник питания лазера, 2-лазер, 3-поляризатор, 4-стол поворотный с нониусом, 5-исследуемый объект, 6-экран.

### Порядок выполнения лабораторной работы 9

1. Включите лазер.
2. Установите исследуемый объект в кронштейны поворотного столика. Определите положение  $i_0$  к нормали пластины (пустите отраженный луч навстречу падающему).
3. Поворачивая стол, наблюдайте изменение интенсивности отраженного от пластинки пучка. Если не наблюдается выраженного минимума, коэффициента отражения организуйте с помощью поляризатора такую поляризацию излучения, что бы в падающем на пластинку излучении вектор  $\vec{E}$  колебался в плоскости падения (в нашем случае это горизонтальная плоскость).
4. Снимите соответствующий отсчет  $i_1$  по шкале столика.
5. Вычислите угол Брюстера  $i_B = i_1 - i_0$ .
6. Определите показатель преломления пластины, выразив его из выражения (9.1). Проведите измерения для других объектов.
7. Полученные результаты внесите в табл. 9.1

Таблица 9.1

Номер объекта	$i_1$	$i_0$	$i_B$	$n = \operatorname{tg} i_B$
№ 4 Пластина стеклянная				
№ 6 Пластина пластмассовая				
№ 8 Призма из Крона				
№ 39 Кристаллическая пластина				

### Контрольные вопросы к лабораторной работе 9

1. Какой свет называется естественным, поляризованным, частично поляризованным?

2. Чему равна степень поляризации естественного и плоскополяризованного света?

3. Доказать, что при падении света, поляризованного в плоскости падения, на границу раздела двух диэлектриков, отраженного луча не будет.

4. Перечислите основные элементы экспериментальной установки, функции поляризатора используемого в установке.

5. Какие способы получения поляризованного света вы знаете?

6. Дайте определение коэффициентов отражения и пропускания.

7. Выведите коэффициенты отражения и пропускания при нормальном падении света.

8. Что называется отражательной способностью вещества?

9. Укажите возможные источники экспериментальных погрешностей.

10. Какие методики определения показателя преломления Вам известны?

**Рекомендуемая литература:** [1], [11], [12], [13], [14].



## Лабораторная работа 10

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА ПРИ ПОМОЩИ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА

**Приборы и принадлежности:** лампа накаливания с вольфрамовой спиралью; оптический пирометр с исчезающей нитью – ОППИР-017Э; ЛАТР (лабораторный автотрансформатор); вольтметр; амперметр; блок питания пирометра.

**Цель работы:** ознакомление с принципом работы оптического пирометра, определение яркостной температуры и постоянной в законе Стефана–Больцмана.

#### Краткая теория

В нагретом состоянии (строго говоря, при температуре  $T > 0$  К) все тела испускают лучистую энергию в виде электромагнитных волн. С повышением температуры интенсивность испускания энергии возрастает. Равновесное излучение, зависящее от температуры тела, называется тепловым. Все раскаленные твердые и жидкие тела дают сплошной спектр излучения (в спектре присутствуют волны всех длин). Однако доля энергии, приходящаяся на различные участки спектра, зависит от температуры излучающего тела. При температуре  $600\text{--}700^\circ\text{C}$  наибольшая энергия излучения приходится на инфракрасную и красную части спектра. При дальнейшем нагревании доля энергии, приходящаяся на видимые лучи, возрастает, и свечение тела становится белым. Таким образом, в спектре излучения наблюдается неравномерное распределение энергии по длинам волн.

Если на тело падает поток лучистой энергии, то часть этого потока поглощается телом. В равновесном состоянии вся энергия, поглощаемая телом, теряется им в результате теплового излучения, поэтому температура тела не изменяется.

Излучательную способность тела характеризуют его интегральной и монохроматической светимостями.

*Интегральной светимостью*  $R = R(T)$  называется физическая величина, численно равная мощности излучения во всем диапазоне длин волн, испускаемая с единицы поверхности излучателя:

$$R = \frac{dP}{dS}, \quad (10.1)$$

где  $dP$  – мощность излучения, зависящая от природы излучающего тела и его температуры;  $dS$  – площадь излучающей поверхности нагретого тела.

*Монохроматической светимостью* (или спектральной плотностью светимости)  $R_\lambda = R_\lambda(T)$  называется величина, численно равная отношению

мощности излучения  $dP$ , которая приходится на интервал волн от  $\lambda$  до  $\lambda+d\lambda$ , к интервалу  $d\lambda$  и к площади поверхности  $dS$  излучателя:

$$R_\lambda = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{dP}{dS} \right) = \frac{dR}{d\lambda}. \quad (10.2)$$

Функция  $M_\lambda$  зависит от длины волны, температуры и природы излучающего тела. Очевидно, что

$$R = \int_0^\infty R_\lambda d\lambda. \quad (10.3)$$

Важной характеристикой любого тела является его *поглощательная способность*.

Монохроматическая поглощательная способность тела (или *коэффициент монохроматического поглощения*)  $\alpha_\lambda = \alpha_\lambda(T)$ , показывает, какая часть монохроматического потока лучистой энергии, падающего на тело, поглощается им. Этот безразмерный коэффициент зависит от температуры тела и длины волны падающего на него излучения.

Для всех реальных тел  $\alpha_\lambda(T) < 1$ . Однако можно представить себе такое тело, которое поглощает все падающие на него лучи. Для такого тела  $\alpha_\lambda(T) = 1$  для всех длин волн и температур. Такое тело называется *абсолютно черным*. В природе нет абсолютно черных тел. Тело, близкое по своим свойствам к абсолютно черному, можно создать искусственно.

Тело, коэффициент поглощения которого  $\alpha_\lambda(T) < 1 = const$ , т.е. не зависит от длины волны излучения и температуры, называется *серым*. (Коэффициент поглощения  $\alpha_\lambda(T)$  называют также коэффициентом черноты серого тела или коэффициентом излучения.) Серых тел в природе также нет. Тела можно считать серыми лишь в некотором интервале длин волн и температур, где  $\alpha_\lambda(T) = const$ .

Отношение монохроматической светимости любого тела к его коэффициенту монохроматического поглощения при данных температуре и длине волны есть величина постоянная. Это отношение зависит от длины волны и температуры и не зависит от природы тел:

$$\frac{R_\lambda(T)}{\alpha_\lambda(T)} = f(\lambda, T), \quad (10.4)$$

где  $f(\lambda, T)$  – *функция Кирхгофа*. Сформулированное утверждение называется *законом Кирхгофа*.

Применяя закон Кирхгофа (10.4) к абсолютно черному телу и полагая для него  $R_\lambda(T) = R_{0\lambda}(T)$  и  $\alpha_\lambda(T) = 1$ , получим

$$R_{0\lambda} = f(\lambda, T). \quad (10.5)$$

Таким образом, функция Кирхгофа представляет собой функцию монохроматической светимости абсолютно черного тела  $R_{0\lambda}(T)$ .

Классическая физика оказалась не в состоянии объяснить теоретически вид функции  $f(\lambda, T)$ , измеренной экспериментально. Планк в 1900 г. на основе квантовых представлений сумел получить согласованное с экспериментальными данными аналитическое выражение функции  $f(\lambda, T)$ . Она получила название *функции Планка*:

$$f(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}, \quad (10.6)$$

где  $h=6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $c = 2,998 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме;  $k = 1,381 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана.

Интегрируя функцию Планка (10.6) по всему спектру излучения, получим *закон Стефана–Больцмана*: интегральная светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры:

$$R_0 = \int_0^{\infty} f(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4, \quad (10.7)$$

где  $\sigma = 5,669 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>) – *постоянная Стефана–Больцмана*.

Если взять производную по  $\lambda$  от функции Планка (10.6) и приравнять ее нулю, получим *первый закон Вина* (закон смещения Вина): длина волны  $\lambda_{max}$ , соответствующая максимуму монохроматической светимости абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре  $T$

$$\lambda_{max} = \frac{C'}{T}, \quad (10.8)$$

где  $C'$  – постоянная величина,  $C' = 2,898 \cdot 10^{-3}$  м·К.

Подставляя в уравнение (10.6) значение  $\lambda = \lambda_{max}$ , найдем максимальное значение функции Кирхгофа

$$f(\lambda, T)_{max} = C'' T^5, \quad (10.9)$$

где  $C'' = 1,29 \cdot 10^{-5}$  Вт/(м<sup>3</sup>·К<sup>5</sup>).

Формула (10.9) выражает *второй закон Вина*: максимальное значение монохроматической светимости абсолютно черного тела  $f(\lambda, T)_{max}$  пропорционально пятой степени абсолютной температуры  $T$ .

На рис. 10.1. приведены графики функции Планка для трех различных температур. Площади, ограниченные кривыми графиков, определяют интегральную светимость при заданной температуре.

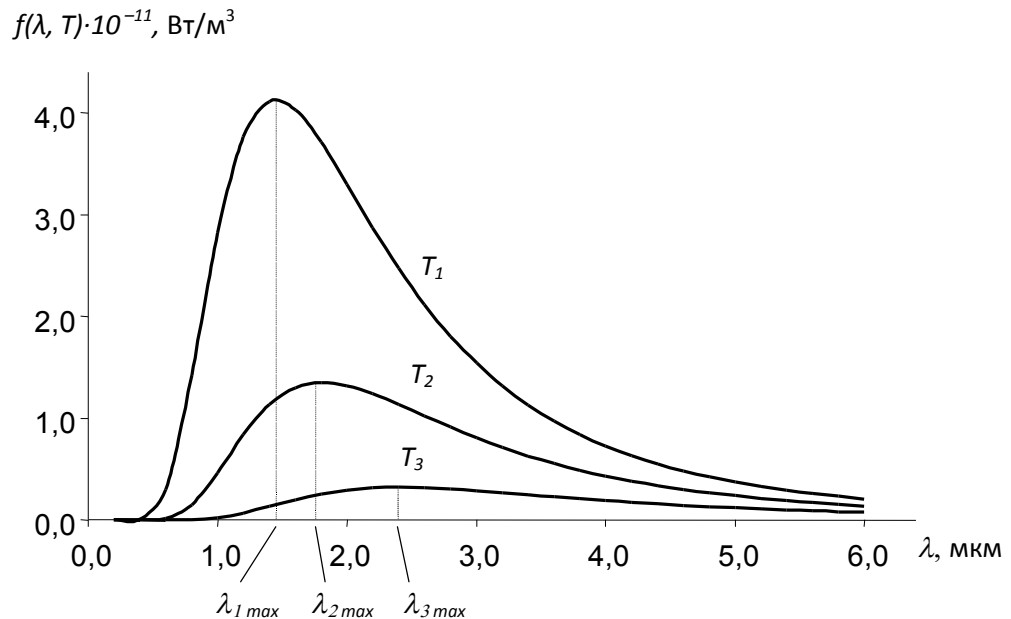


Рис.10.1. Функции Планка при различных температурах тела:

$$T_1=2000 \text{ К}, \lambda_{1\max}=1,45 \text{ мкм}; T_2= 1600 \text{ К}, \lambda_{2\max}= 1,81 \text{ мкм}; T_3= 1200 \text{ К}, \lambda_{3\max}=2,42 \text{ мкм}$$

Абсциссы  $\lambda_{\max}$ , соответствующие максимальным ординатам кривых, определяют длины волн, на которые приходятся максимальные значения монохроматических светимостей.

Рассмотренные закономерности излучения абсолютно черного тела качественно справедливы и для тел, не являющихся абсолютно черными.

### ***Описание методики измерений и экспериментальной установки***

По закону Стефана–Больцмана (10.7)

$$R_0 = \sigma T^4,$$

где  $R_0$  – интегральная энергетическая светимость абсолютно черного тела;  $T$  – абсолютная температура;  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана.

Реальные тела в заданном интервале температур  $T$  и длин волн  $\lambda$  с достаточным приближением можно считать серыми. Закон Стефана–Больцмана применительно к серым телам имеет вид:

$$R(T) = \alpha \sigma T^4, \quad (10.10)$$

где  $\alpha = \alpha(T)$  – интегральный коэффициент поглощения.

В данной работе в качестве нагретого тела (излучателя) используется вольфрамовая спираль лампы накаливания.

После подключения лампы к источнику питания температура ее спирали изменится от комнатной  $T_0$  до температуры  $T$ . Предполагая, что все джоулево тепло в состоянии теплового равновесия преобразуется в энергию излучения лампы, можно записать уравнение теплового баланса:

$$\frac{UI}{S} + \alpha\sigma T_0^4 = \alpha\sigma T^4, \quad (10.11)$$

где  $U$  – напряжение на концах спирали,  $I$  – сила тока, протекающего через спираль,  $S$  – площадь излучающей поверхности спирали.

Из уравнения (10.11) легко получить выражение для постоянной Стефана–Больцмана

$$\sigma = \frac{UI}{\alpha S(T^4 - T_0^4)}. \quad (10.12)$$

Чтобы по формуле (10.12) рассчитать значение  $\sigma$ , необходимо знать интегральный коэффициент поглощения  $\alpha(T)$  и температуру  $T$  разогретой спирали.

Значение  $\alpha(T)$  для вольфрама при заданной температуре можно найти в справочной литературе (при  $T \sim 2000\text{K}$   $\alpha(T) \approx 0,25$ ). Вопрос об изменении температуры тел на основе регистрации их излучения следует обсудить подробно.

В основу метода измерения температуры нагретых тел может быть положено любое из соотношений (10.6), (10.7), (10.8), так как в них входит температура излучающего тела. Но при этом сразу следует отметить, что полученные на основании (10.6), (10.7), (10.8) значения температуры будут равны между собой и соответствовать истинной (термодинамической) температуре только для абсолютно черного тела.

Для дистанционного бесконтактного измерения температуры раскаленных тел используются оптические пирометры. В соответствии с изложенным подходом пирометры по принципу определения температуры можно разделить на три группы: *яркостные, радиационные и цветовые*.

Измерение температуры *радиационными пирометрами* основано на сопоставлении интегральных светимостей исследуемого  $R(T)$  и абсолютно черного тела  $R_0(T)$ , температура которого при равенстве светимостей называется радиационной температурой  $T_{\text{рад}}$  исследуемого тела.

$$R(T) = \alpha\sigma T^4; R_0(T) = \sigma T_{\text{рад}}^4$$

Следовательно, при  $R(T) = R_0(T)$  имеем:

$$T = \frac{T_{рад}}{\sqrt[4]{\alpha}}. \quad (10.13)$$

Пирометр отградуирован по абсолютно черному телу и поэтому измеряемая им температура реального тела называется радиационной, а истинная температура тела рассчитывается по формуле (10.13) и всегда больше его радиационной температуры (так как  $\alpha < 1$ ).

Принцип работы *цветовых* пирометров основан на использовании закона Вина (10.8). Если измерить длину волны света, на которую приходится максимум в спектре излучения нагретого тела, то в соответствии с (10.8) можно рассчитать цветовую температуру  $T_{цв}$  серого тела. Теоретический анализ показывает, что для нахождения  $T_{цв}$  можно поступить и иначе: найти экспериментально отношение спектральных энергетических светимостей для двух длин волн. Поэтому на практике при определении цветовой температуры не сканируют весь спектр излучения для отыскания длины волны, на которую приходится максимум, а измеряют спектральную светимость последовательно за двумя светофильтрами (например, синим и красным) и рассчитывают  $T_{цв}$  по соответствующей формуле (см. в специальной литературе). Цветовая температура тел обычно выше истинной.

В данной лабораторной работе для измерения температуры используется получивший широкое распространение *яркостный пирометр с исчезающей нитью*. В основе метода – сравнение спектральных яркостей нагретого тела  $L_\lambda(T)$  и абсолютно черного тела  $L_{0\lambda}(T)$  (встроенный в пирометр излучатель) в узкой спектральной области, обычно в окрестности  $\lambda=0,66$  мкм (красный светофильтр). При равенстве яркостей температура абсолютно черного тела  $T = T_{ярк}$ , будет являться яркостной температурой нагретого тела

$$L_{0\lambda}(T_{ярк}) = L_\lambda(T). \quad (10.14)$$

Предполагая, что яркость тел не зависит от направления к излучающей поверхности, следовательно, подчиняется закону Ламберта  $R=\pi L$  для каждой спектральной составляющей, и учитывая закон Кирхгофа (10.4), выражение (10.14) можно привести к виду:

$$f(\lambda, T_{ярк}) = \alpha_\lambda f(\lambda, T), \quad (10.15)$$

где  $\alpha_\lambda$  – спектральный коэффициент поглощения исследуемого тела для пропускаемой светофильтром длины волны  $\lambda$  при истинной температуре тела  $T$ .

Подставив в (10.15) явный вид функции Кирхгофа (10.6), найденный Планком, получим трансцендентное уравнение:

$$\alpha_\lambda (e^{hc/k\lambda T_{ярк}} - 1) = (e^{hc/k\lambda T} - 1).$$

В области значений  $\lambda = 0,66$  мкм и  $T \sim T_{ярк} \sim 2000$  К показатель экспоненты  $\sim 10$  и, следовательно, единицей в левой и правой частях равенства можно пренебречь и записать приближенное решение относительно  $T$  в виде:

$$T = \frac{T_{ярк}}{1 + (k\lambda / hc) \ln \alpha_{\lambda} T_{ярк}}$$

Учитывая, что спектральный коэффициент поглощения вольфрама, из которого изготовлена спираль лампы,  $\alpha_{\lambda} \approx 0,4$  для  $\lambda = 0,66$  мкм и  $T \sim 2000$  К (табличные данные), последнему выражению можно придать более удобный для практических расчетов вид:

$$T = \frac{1}{1/T_{ярк} - 4,2 \cdot 10^{-5}}, \quad (10.16)$$

где  $T_{ярк}$  – температура, измеренная пирометром.

Как видно из (10.16), истинная температура серого тела выше его яркостной температуры.

Таким образом, при расчете значения постоянной Стефана–Больцмана в выражение (10.12) необходимо подставлять температуру тела, рассчитанную по формуле (10.16).

Схема экспериментальной установки, включающая источник излучения и пирометр, приведена на рис. 10.2

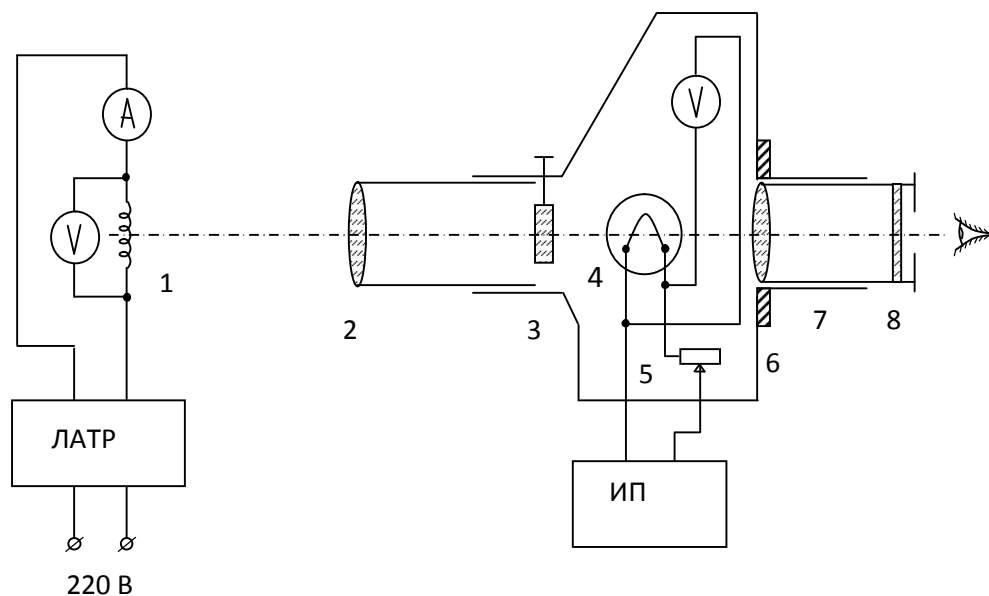


Рис. 10.2. Схема установки для определения постоянной Стефана–Больцмана

Пирометр состоит из зрительной трубы 2, вблизи фокуса которой находится нить накаливания эталонной лампочки 4. Труба 2 наводится на источник излучения 1 (объект исследования), в нашем случае – раскаленная вольфрамовая спираль лампы накаливания, установленная на рейтере. При помощи объектива трубы 2 изображение спирали сводится в плоскость нити

лампочки пирометра (спираль лампы накаливания и нить лампочки пирометра должны быть видны одинаково четко). Вторая линза, помещенная в окуляре трубы 7, дает увеличенное изображение нити лампочки пирометра и поверхности раскаленной спирали лампы накаливания.

Лампочка пирометра 4 питается током от источника постоянного стабилизированного напряжения ИП. Накал нити лампочки пирометра регулируется реостатом 5 посредством кольца 6, находящегося в передней части трубы 7 пирометра. Регулируя реостатом 5 величину тока в лампочке пирометра 4, можно добиться исчезновения видимости части ее подковообразной нити на фоне спирали лампы накаливания. В этом случае яркости нити пирометра и исследуемой спирали станут одинаковыми.

При измерениях сравнение яркости производят в узкой области спектра (вблизи  $\lambda=0,66$  мкм), поэтому в трубу окуляра 7 вводят красный светофильтр 8. Температуру нити отсчитывают по встроенному вольтметру, включенному параллельно эталонной лампочке, со шкалой, отградуированной в градусах Цельсия. Для ослабления яркости раскаленных тел, чтобы расширить таким образом диапазон измеряемых температур, в оптическую схему пирометра вводится дымчатый поглощающий фильтр 3 с известным коэффициентом поглощения.

Излучение вольфрама близко к излучению серого тела. Для нагревания вольфрамовой спирали лампы накаливания ее включают в цепь переменного тока к выходу ЛАТРа. Регулируя выходное напряжение, можно менять накал и, следовательно, температуру, и яркость вольфрамовой спирали.

Мощность, затрачиваемую на поддержание вольфрамовой спирали в накаленном состоянии, определяют из показаний амперметра и вольтметра. Приравнивая эту мощность количеству энергии, теряемой спиралью за секунду в соответствии с законом Стефана-Больцмана, приходим к полученному выражению (10.11).

### **Порядок выполнения лабораторной работы 10**

1. Подготовить оптический пирометр к проведению измерений, для чего:
  - 1.1. Проверить нулевое положение стрелки вольтметра пирометра.
  - 1.2. Ввести полное сопротивление реостата 5 пирометра, повернув кольцо 6 влево против часовой стрелки до упора.
  - 1.3. Включить источник питания пирометра.
  - 1.4. Постепенно поворачивая кольцо реостата 6 по часовой стрелке, увеличить ток в цепи лампочки 4 и довести ее накал приблизительно до 1600 °С (по нижней шкале пирометра).
  - 1.5. Передвигая тубус окуляра 7, добиться резкого изображения нити пирометра.



- 1.6. Для выделения узкой спектральной области ( $\lambda=0,66$  мкм) ввести в поле зрения окуляра красный светофильтр 8.
2. Включить в сеть ЛАТР, установить выходное напряжение 10 В, при этом яркость вольфрамовой спирали будет близка яркости нити пирометра при 1600 °С.
3. Направить объектив 2 пирометра на раскаленную спираль и, передвигая тубус объектива, добиться резкого изображения спирали – это изображение должно быть в той же плоскости, что и нить лампы пирометра. Смещая немного глаз перед окуляром, можно проверить, выполняется ли это условие. Если проекция нити не смещается по отношению к изображению спирали – установка сделана правильно.
4. Измерить температуру спирали лампы накаливания. Для этого необходимо изменять яркость нити эталонного излучателя поворотом кольца реостата 6 до того момента, когда средний участок (вершина дуги) нити лампы исчезнет на фоне раскаленной спирали. Произвести отсчет температуры  $t_{ярк}$  °С по нижней шкале. Дымчатый фильтр при отсчете по нижней шкале должен быть удален.
5. Снять показания вольтметра  $U$  и амперметра  $I$ , включенных в цепь исследуемой лампы накаливания.
6. Перевести измеренную яркостную температуру спирали лампы накаливания из °С в К ( $T_{ярк} = t_{ярк} + 273$ ). Рассчитать по формуле (16) истинную температуру спирали  $T$  и затем по формуле (12) значение постоянной Стефана–Больцмана  $\sigma$ , полагая, что  $\alpha = 0,25$ ,  $S = 20,0$  мм<sup>2</sup>.
7. Увеличить трижды накал спирали (рекомендуемое напряжение 12, 15 и 17 В) и повторить пункты 4–6. При температуре спирали выше 2000 °С необходимо ввести дымчатый светофильтр 3 и отсчитывать температуру по верхней шкале пирометра (1800–3200 °С), при градуировке которой учтено ослабляющее действие фильтра.
8. Оценить погрешность измерений  $\sigma$ , сравнив полученные в работе значения с табличным значением  $5,669 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>).
9. Результаты измерений и расчетов занести в таблицу.

*Таблица 10.1*

№ п/п	$T_0$ , К	$T_{ярк}$ , К	$T$ , К	$I$ , А	$U$ , В	$\sigma$ , Вт/(м <sup>2</sup> ·К <sup>4</sup> )	$\sigma_{ср}$ , Вт/(м <sup>2</sup> ·К <sup>4</sup> )	$\Delta\sigma/\sigma_{ср}$ ·100%
1								
2								
3								

### **Контрольные вопросы к лабораторной работе 10**

1. Чем отличается спектральная светимость тела от интегральной?
2. Что называется коэффициентом поглощения тела?
3. Какое тело называется абсолютно черным и какое серым?
4. В чем суть закона Кирхгофа?
5. Изложите первый и второй законы Вина.
6. Как формулируется закон Стефана–Больцмана для абсолютно черного и серого тел?
7. Приведите формулу Планка, описывающую излучение абсолютно черного тела.
8. Какие законы могут быть положены в основу бесконтактного измерения температуры тел?
9. Что такое яркость тела? Как связана яркость и светимость?
10. Какие тела называются ламбертовскими? Как звучит закон Ламберта?
11. На чем основан принцип работы яркостного пирометра? Как он устроен?

***Рекомендуемая литература:***[1], [11], [12], [13], [14].

## Лабораторная работа 11

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕГО УГЛА БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ

**Приборы и принадлежности:** оптическая скамья с рейтерами, бипризма, экран, микробиообъектив, гелий-неоновый лазер.

**Цель работы:** получение интерференционной картины методом деления волнового фронта, расчет параметров интерференционной схемы.

#### Краткая теория

*Интерференцией* называется изменение средней плотности потока энергии, обусловленное суперпозицией электромагнитных волн. Для возникновения интерференционной картины, при наложении двух или большего числа волн (т.е. чередования минимумов и максимумов интенсивности), необходимо, чтобы накладывающиеся волны были когерентными. Рассмотрим более детально это явление.

Под интенсивностью излучения  $I$  будем понимать величину, пропорциональную плотности потока энергии и равную среднему значению квадрата вектора напряженности электрического поля волны  $\langle \vec{E}^2 \rangle$ . Интенсивность монохроматической гармонической волны определим соотношением

$$I = \langle \vec{E}^2 \rangle = \frac{1}{2} E_0^2, \quad (11.1)$$

где  $E_0$  – амплитуда волны.

Необходимость усреднения по времени объективно обусловлена невозможностью регистрации мгновенных значений квадрата вектора  $\vec{E}$ . Действительно, частота электромагнитных волн оптического диапазона  $\omega \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ , а временное разрешение (быстродействие) лучших фотоприемников  $\tau \sim 10^{-9} \text{ с}$ , следовательно, за один измерительный цикл вектор  $\vec{E}$  совершает  $\sim 10^6$  колебаний, и результат измерений есть величина, усредненная за миллион колебаний. Кстати, все приемники излучения (в том числе и глаз) работают как квадратичные детекторы, т.е. регистрируют величины, пропорциональные второй степени  $E$ , так как при попытках регистрации усредненных за  $\sim 10^6$  колебаний значений  $E$ , меняющихся по гармоническому закону, всегда будет получаться ноль.

Пусть в некоторой точке пространства световое поле является результатом наложения двух линейно поляризованных плоских монохроматических волн

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cos(\omega t - \vec{k}r - \varphi_1), \quad \vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cos(\omega t - \vec{k}r - \varphi_2).$$

Согласно принципу суперпозиции напряженность результирующего поля  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ . Найдем интенсивность результирующего поля, возведя предыдущее равенство в квадрат

$$E^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2\vec{E}_1\vec{E}_2 \quad (11.2)$$

и усредняя по времени.

При выполнении операции усреднения воспользуемся следующим известными математическими соотношениями.

1. Среднее по времени значение физической величины  $f(t)$  определяется формулой

$$\langle f(t) \rangle_{\Delta t} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} f(t) dt, \quad (11.3)$$

где  $\Delta t = t_2 - t_1$  – интервал усреднения.

2. Операция усреднения линейна, что следует из ее определения (11.3)

$$\langle \mu_1 f_1 + \mu_2 f_2 \rangle = \langle \mu_1 f_1 \rangle + \langle \mu_2 f_2 \rangle = \mu_1 \langle f_1 \rangle + \mu_2 \langle f_2 \rangle, \quad (11.4)$$

где  $\mu_1$  и  $\mu_2$  – постоянные.

3. Средние значения гармонических функций и их квадратов за время  $\Delta t \gg T$  (что всегда имеет место в оптическом диапазоне) определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} \langle \sin(\omega t + \varphi) \rangle &= \langle \cos(\omega t + \varphi) \rangle = 0, \\ \langle \sin^2(\omega t + \varphi) \rangle &= \langle \cos^2(\omega t + \varphi) \rangle = 1/2. \end{aligned} \quad (11.5)$$

В справедливости последнего утверждения легко убедиться прямыми вычислениями по формуле (11.3).

Усредним по времени выражение (11.2), полагая, что радиус-вектор точки наложения волн  $\vec{r} = 0$ .

$$\langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle \quad (11.6)$$

$$\langle E_1^2 \rangle = E_{01}^2 \langle \cos^2(\omega t - \varphi_1) \rangle = \frac{1}{2} E_{01}^2,$$

$$\langle E_2^2 \rangle = E_{02}^2 \langle \cos^2(\omega t - \varphi_2) \rangle = \frac{1}{2} E_{02}^2,$$

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle = E_{01} E_{02} \langle \cos(\omega t - \varphi_1) \cos(\omega t - \varphi_2) \rangle \cos \beta,$$

где  $\beta = \text{const}$  – угол между векторами  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ .

Воспользовавшись известным тригонометрическим тождеством  $2\cos\alpha\cos\beta = \cos(\alpha-\beta) + \cos(\alpha+\beta)$ , преобразуем последнее выражение

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle = \frac{1}{2} E_{01} E_{02} \cos \beta \langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + \cos(2\omega t - \varphi_1 - \varphi_2) \rangle =$$

$$= \frac{1}{2} E_{01} E_{02} \cos \beta \langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle.$$

Следовательно, (11.6) может быть записана в виде:

$$\frac{1}{2} E_0^2 = \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos \beta \langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle.$$

И окончательно переходя к интенсивностям волн, имеем:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\beta \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (11.7)$$

Последнее слагаемое в правой части (11.7) называется *интерференционным членом*. Его наличие означает, что интенсивность электромагнитных волн в общем случае не является величиной аддитивной. Если интерференционный член в (11.7) равен нулю, то интенсивность становится аддитивной величиной  $I=I_1+I_2$  и интерференция не наблюдается. Это возможно в двух случаях:

- 1) векторы  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  поляризованы во взаимноперпендикулярных плоскостях,  $\cos\beta = 0$  (разность фаз  $\varphi_2 - \varphi_1$  в этом случае может быть любой). В дальнейшем мы будем считать, что векторы  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  поляризованы в одной плоскости и  $\cos\beta = 1$ ;
- 2)  $\cos\beta = 1$ , разность фаз  $\varphi_2 - \varphi_1$  меняется случайным образом, принимая с равной вероятностью любые значения, и тогда  $\langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle = 0$ .

Таким образом, для существования интерференции необходимо, чтобы разность фаз  $\varphi_2 - \varphi_1$  сохраняла свое значение за время усреднения. Колебания, для которых разность фаз за время наблюдения остается постоянной величиной  $\varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$ , называются *когерентными*.

Понятие когерентности – фундаментальное понятие волновой оптики. В самом общем смысле под когерентностью следует понимать согласованное (синхронное) протекание колебательных процессов. Это понятие далеко не исчерпывается приведенным описанием, и для более глубокого понимания существа многих волновых явлений необходимо дополнительное изучение соответствующих разделов курса оптики.

Рассмотрим сложение когерентных колебаний

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\delta, \quad (11.8)$$

где  $\delta = \varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$ .

$$\text{Если } \cos\delta = 1; \delta = 2n\pi \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (11.9)$$

$$I = I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2,$$

$$\text{если } \cos\delta = -1; \delta = (2n+1)\pi \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (11.10)$$

$$I = I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2.$$

При сложении волн одинаковой интенсивности  $I_1 = I_2 = I_0$ ,

$$I = 2I_0(1 + \cos\delta) \quad (11.11)$$

и, следовательно,  $I_{\max} = 4I_0$ ;  $I_{\min} = 0$ .

Таким образом, если волны в точку наблюдения приходят в одной фазе (точнее, разность фаз  $\delta$  кратна четному числу  $\pi$ ,  $\delta = 2n\pi$ ), наблюдается максимум интенсивности, если в противофазе (когда разность фаз  $\delta$  кратна нечетному числу  $\pi$ ,  $\delta = (2n+1)\pi$ ) – минимум.

Волны, пригодные для интерференции, можно получить делением одной волны на части. Это можно осуществлять двумя способами:

- 1) делением амплитуды волны;

2) делением фронта волны.

Части волны в отношении изменения их фазы по времени являются точными копиями исходной волны, их фазы изменяются синхронно, и, следовательно, разность фаз, оставаясь постоянной, обеспечивает их когерентность. Важно понимать, что постоянство разности фаз имеет временные и пространственные ограничения.

В данной работе рассматривается только первый способ получения интерференции. Рассмотрим интерференцию двух волн, осуществляемую делением волнового фронта, в классической схеме Юнга (рис.11.1).

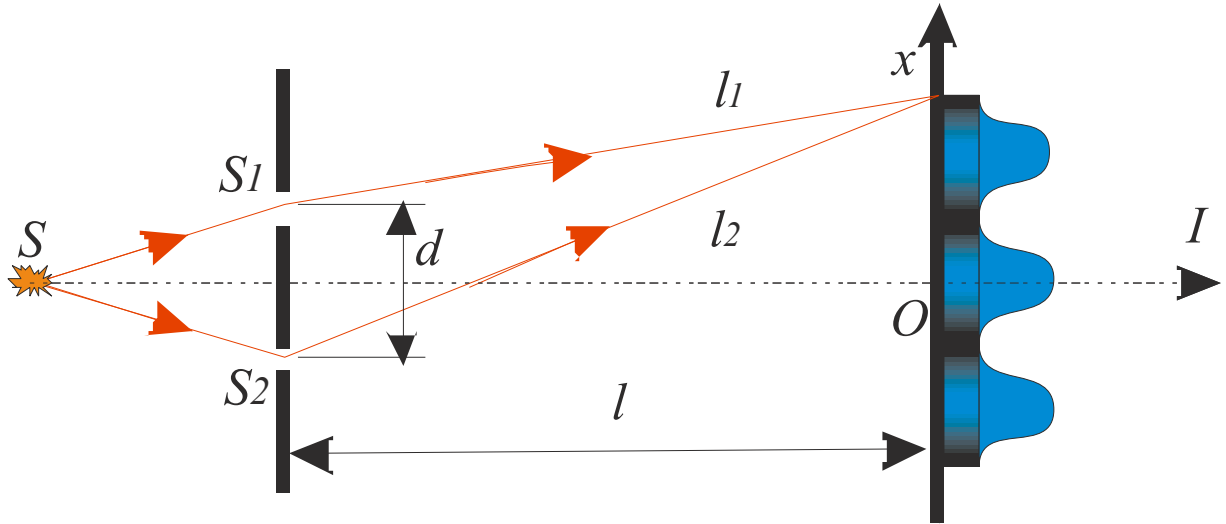


Рис. 11.1. Схема опыта Юнга

Волна, испускаемая точечным монохроматическим источником  $S$ , падает на две узкие щели, которые вырезают два участка волнового фронта. Эти участки могут рассматриваться как вторичные когерентные источники  $S_1$  и  $S_2$ , дающие при наложении на экране  $OX$  интерференционную картину.

Обозначим расстояние между щелями  $d$ , а расстояние от щелей до экрана –  $l$ . Найдем интенсивность светового поля в произвольной точке экрана  $x$ . Прежде всего, необходимо найти разность хода лучей  $l_1$  и  $l_2$ . Очевидно (по теореме Пифагора)

$$l_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2, \quad l_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

следовательно,  $l_2^2 - l_1^2 = 2xd$ , но, с другой стороны, при условии, что  $l \gg d$ ,  $l_2^2 - l_1^2 = (l_2 - l_1)(l_2 + l_1) \approx \Delta 2l$ , где  $\Delta = l_2 - l_1$  – геометрическая разность хода (т.е. разность длин путей, проходимых лучами до точки встречи), а значит

$$\Delta = \frac{xd}{l}. \tag{11.12}$$

Оптической разностью хода  $\Delta_{\text{опт}}$  называется величина  $\Delta_{\text{опт}} = n_2 l_2 - n_1 l_1$ , где  $n_1$  и  $n_2$  – абсолютные показатели преломления сред, в которых

распространяются лучи  $l_1$  и  $l_2$ . Будем считать, что  $n_1 = n_2 = 1$ , тогда (12) есть оптическая разность хода лучей.

В различных точках экрана в зависимости от разности хода интенсивность  $I$  светового поля может принимать любое значение от  $I_{max}$  до  $I_{min}$ .

Разность хода лучей связана с разностью их фаз очевидным соотношением

$$\delta = k\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dx}{l}, \quad (11.13)$$

где  $k$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны.

С учетом условий (11.9) и (11.10) можно сделать вывод, что

$$I = I_{max}, \text{ когда } \Delta = 2n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

$$I = I_{min}, \text{ когда } \Delta = (2n + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

$$\text{координаты точек } x_{max} = \frac{n\lambda l}{d}; \quad x_{min} = \frac{(2n + 1)\lambda l}{2d}.$$

Ширина интерференционной полосы  $\Delta x$  равна расстоянию между соседними максимумами (или минимумами) интенсивности

$$\Delta x = x_{max(n+1)} - x_{max(n)} = \frac{\lambda l}{d}. \quad (11.14)$$

Значение интенсивности в точке экрана с координатой  $x$  можно рассчитать по формуле (11.11) с учетом (11.13)

$$I = 2I_0(1 + \cos \delta) = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi dx}{\lambda l}\right). \quad (11.15)$$

Качественный вид функции (11.15) приведен рис. 11.1.

Следует иметь в виду, что реальные источники не являются точечными и строго монохроматическими, поэтому предложенное описание – лишь первое приближение интерференции волн от реальных источников.

Рассмотрим еще одну классическую интерференционную схему – бипризму Френеля. Эта схема используется в данной лабораторной работе.

Для разделения волны на две применяют бипризму Б с углом при вершине, близким к  $180^\circ$  (фактически это одна равнобедренная стеклянная призма) (рис.11.2).

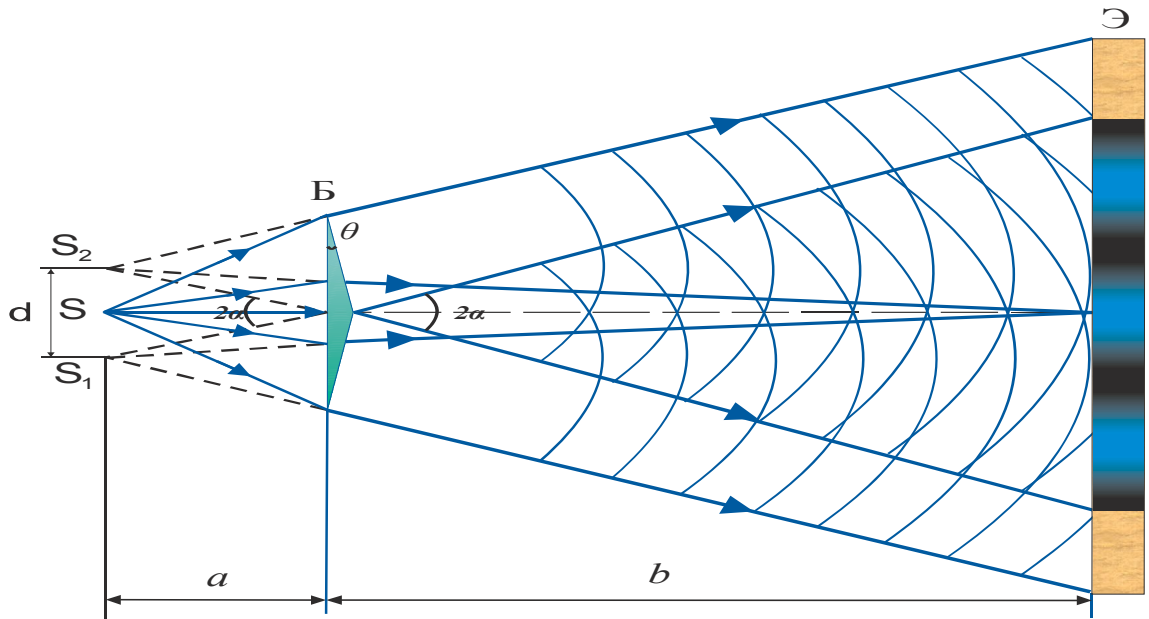


Рис. 11.2. Ход лучей в схеме с бипризмой Френеля

Источником света служит ярко освещенная узкая щель  $S$ , строго параллельная преломляющему ребру бипризмы. Падающий на бипризму световой поток вследствие преломления в верхней и нижней частях бипризмы раздваивается на два луча, как бы исходящих из двух мнимых источников (щелей)  $S_1$  и  $S_2$ . Призма может быть повернута к щели тупым углом или противоположной плоской гранью.

Так как источники  $S_1$  и  $S_2$  можно считать когерентными, то в пространстве за бипризмой во всей области перекрытия лучей будет иметь место интерференция. На экране  $\mathcal{E}$  при освещении бипризмы монохроматическим светом будет наблюдаться интерференционная картина в виде темных и светлых полос, параллельных ребру бипризмы.

Найдем ширину интерференционной полосы, воспользовавшись полученной ранее формулой (11.14) для схемы Юнга, учитывая, что в данном случае  $l = a + b$ , а расстояние между щелями  $d$  равно расстоянию между мнимыми изображениями  $S_1$  и  $S_2$  —  $d = a \cdot 2\alpha$

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{d} = \frac{\lambda(a+b)}{2\alpha a} = \frac{\lambda}{2\alpha} \left( 1 + \frac{b}{a} \right). \quad (11.16)$$

Если на бипризму падает плоская волна, т.е.  $a \rightarrow \infty$ , то 
$$\Delta x = \frac{\lambda}{2\alpha}.$$

При наблюдении в белом свете центральный максимум (нулевого порядка) получается белым, остальные окрашенными, поскольку  $\Delta x \sim \lambda$ .

Максимальное число  $N$  возможных полос интерференции на экране определяется условием  $N_{\max} = x/\Delta x$ , где  $x = b \cdot 2\alpha$  — ширина зоны интерференции. С учетом (11.16)



$$N_{\max} = \frac{4\alpha^2}{\lambda} \frac{ab}{a+b}. \quad (11.17)$$

Поскольку преломляющий угол бипризмы  $\theta$  очень мал (меньше  $1^\circ$ ), то можно считать, что все лучи, проходящие через верхнюю и нижнюю половины бипризмы, отклоняются вниз и вверх от горизонтали на одинаковый угол

$$\alpha = (n-1)\theta. \quad (11.18)$$

Для доказательства этого утверждения рассмотрим ход лучей через верхнюю половину бипризмы вблизи ее основания (рис. 11.3). При выходе из призмы лучи преломляются и, если призма имеет показатель преломления  $n$  и находится в воздухе, то

$$\frac{\sin \gamma}{\sin \beta} = \frac{1}{n}.$$

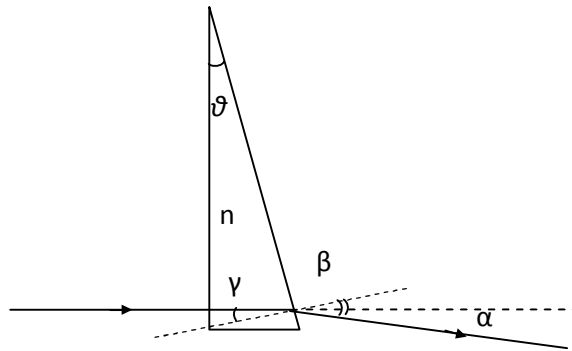


Рис. 11.3. Отклонение луча при прохождении через призму с малым преломляющим углом  $\theta$ .

Как видно из рис. 3,  $\gamma = \theta$  (как углы с взаимно перпендикулярными сторонами), а  $\beta = \gamma + \alpha = \theta + \alpha$ , следовательно,

$$\frac{\sin \theta}{\sin(\theta + \alpha)} = \frac{1}{n},$$

$$n \sin \theta = \sin(\theta + \alpha) = \sin \theta \cos \alpha + \cos \theta \sin \alpha.$$

Так как углы  $\theta$  и  $\alpha$  малы, то последнее равенство можно преобразовать к виду  $n\theta = \theta + \alpha$  или  $\alpha = (n-1)\theta$ , что совпадает с (11.18).

Запишем выражения (11.16) и (11.17) с учетом (11.18):

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2\alpha} \left(1 + \frac{b}{a}\right) = \frac{\lambda}{2(n-1)\theta} \left(1 + \frac{b}{a}\right), \quad (11.19)$$

$$N_{\max} = \frac{4(n-1)^2 \theta^2}{\lambda} \frac{ab}{a+b}. \quad (11.20)$$

В заключение отметим, что при получении интерференционных картин в рассмотренных классических опытах следует обязательно учитывать роль ширины щели  $s$  (она обусловлена *шириной когерентности*) и степень монохроматичности  $\lambda/\Delta\lambda$  (которая связана с *длиной когерентности*). Детальное обсуждение этих вопросов выходит за рамки данной лабораторной работы.

Можно показать (рекомендуется сделать самостоятельно), что в схеме с бипризмой Френеля для получения интерференционной картины с достаточно хорошей видимостью необходимо, чтобы ширина щели  $s$  удовлетворяла условию

$$s \leq \frac{\lambda}{4(n-1)\theta} \left(1 + \frac{a}{b}\right), \quad (11.21)$$

а степень монохроматичности – условию

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \geq \frac{4(n-1)^2 \theta^2 ab}{\lambda(a+b)}. \quad (11.22)$$

### **Описание экспериментальной установки и методики измерений**

В работе используется стеклянная бипризма Б с показателем преломления  $n = 1,51$ , источником света служит He-Ne лазер Л с длиной волны  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ . Для расширения лазерного луча используется микрообъектив О (короткофокусный объектив от микроскопа), выходное отверстие которого играет роль диафрагмы (щели). Интерференционная картина проецируется на экран Э. Все элементы схемы установлены на рейтерах на оптическом рельсе, при этом обеспечена возможность необходимой юстировки всех элементов схемы (рис. 11.4).

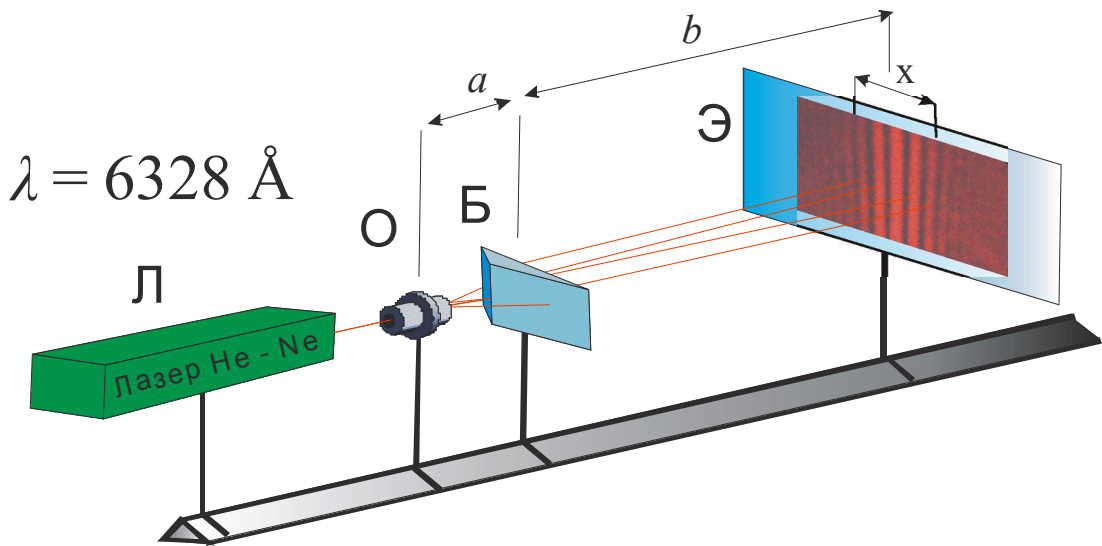


Рис. 11.4. Схема экспериментальной установки

Выразим из формулу (11.19) преломляющий угол бипризмы  $\theta$

$$\theta = \frac{\lambda}{2(n-1)\Delta x} \left( 1 + \frac{b}{a} \right) \quad (11.23)$$

Как следует из (11.23), если известны длина волны источника излучения и показатель преломления бипризмы, можно найти преломляющий угол бипризмы  $\theta$ , измерив расстояние  $a$  и  $b$  и ширину интерференционной полосы  $\Delta x$ . Для более точного определения  $\Delta x$  можно измерить ширину интерференционной картины  $x$  на экране, подсчитать общее число светлых (или темных) полос и найти отношение этих величин.

### Порядок выполнения лабораторной работы 11

1. Установить на оптический рельс элементы схемы в соответствии с рис. 11.4.

2. Включить лазер и отцентрировать все элементы схемы, используя юстировочные винты и направляющие. Практически параллельный лазерный луч после дефокусировки с помощью микрообъектива должен заполнить открытую поверхность бипризмы.

3. Установить экран на расстоянии 1–3 м от микрообъектива и, перемещая призму (в пределах 0,1–0,3 м от объектива), добиться получения на экране четкой структурированной системы параллельных светлых и темных интерференционных полос.

4. Измерить с помощью миллиметровой линейки расстояния  $a$ ,  $b$  и ширину интерференционной картины на экране  $x$  и, подсчитав общее число светлых (или темных) полос  $N$ , определить ширину интерференционной полосы  $\Delta x = x/N$  (при расчете  $\Delta x$  можно ограничиться частью интерференционной картины, включающей 5–10 полос).

5. Рассчитать по формуле (11.23) преломляющий угол бипризмы  $\theta$ , полагая  $n = 1,51$ ,  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  (угол перевести в угловые минуты).

6. Пункты 3–5 повторить не менее трех раз, при различных положениях бипризмы и экрана. Оценить погрешность измерений. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу.

7. Используя формулы (11.21) и (11.22) и результаты экспериментальных измерений, оценить максимально допустимые ширину щели  $s$  (диаметр диафрагмы) и спектральную ширину (немонохроматичность) источника излучения  $\Delta\lambda$ , при которых еще будет наблюдаться интерференция. Проанализировать полученные результаты.

Таблица 11.1

№ п/п	$a$ , м	$b$ , м	$\Delta x = x/N$ , Мм	$\theta$ , угл. мин.	$\theta_{cp}$ , угл. мин.	$\Delta\theta/\theta_{cp} \cdot 100$ %
1						
2						
3						

### Контрольные вопросы к лабораторной работе 11

1. Что называется интенсивностью световой волны? В чем состоит явление интерференции света?

2. Как осуществляется усреднение функций по времени? Вычислите средние значения гармонических функций и их квадратов. Как зависит результат от времени усреднения?

3. Как определяется и от чего зависит суммарная интенсивность при суперпозиции двух волн одинаковой частоты?

4. При каких условиях возникают и как рассчитываются  $\min$  и  $\max$  интенсивности при интерференции двух волн?

5. Постройте ход лучей в схеме Юнга, рассчитать разность хода лучей и ширину интерференционной полосы.

6. Постройте ход лучей в бипризме Френеля, выведите формулы для расчета ширины интерференционной полосы и максимального числа интерференционных полос.

7. Опишите методику выполнения эксперимента и расчета преломляющего угла бипризмы.

8. От чего зависит видимость интерференционной картины в данной работе?

**Рекомендуемая литература:** [3], [6], [9], [11], [13].

## Лабораторная работа 12

### ИССЛЕДОВАНИЕ АБЕРРАЦИЙ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

**Приборы и принадлежности:** оптическая скамья с рейтерами, осветитель, положительная линза с оправой для диафрагм (на столике с лимбом и нониусом), экран, набор диафрагм, выходных щелей и светофильтров, миллиметровая линейка.

**Цель работы:** изучение aberrаций, даваемых реальными оптическими системами.

#### Краткая теория

При построении теории оптических изображений в первом приближении ограничиваются рассмотрением *центрированных оптических систем* (система называется центрированной, если состоит из сферических преломляющих и отражающих поверхностей, центры которых лежат на одной прямой – главной оптической оси системы), в которых распространяются *параксиальные* (т.е. приосевые, близкие к главной оптической оси системы) пучки лучей.

В этом приближении оптическая система является идеальной и дает строго *стигматическое* (от греч. *stigmatos* – точка, укол) изображение объекта, т.е. точка изображается точкой, прямая линия – прямой, плоскость – плоскостью. В такой системе сохраняется *гомоцентричность* (гомоцентрический пучок – световой пучок, все лучи которого проходят через одну точку) пучков и изображение геометрически подобно объекту. К.Ф. Гаусс (1841) дал общую теорию идеальной оптической системы.

При нарушении условия параксиальности лучей (т.е. при конечной ширине пучков и конечном удалении точек предмета от оптической оси), а также при отсутствии осевой симметрии оптической системы (например, при использовании цилиндрических линз) сферическая волна, исходящая из светящейся точки, после прохождения через оптическую систему перестает быть сферической. В результате светящаяся точка будет изображаться оптической системой не точкой, а кружком рассеяния. Связанные с этим искажения оптических изображений называются *геометрическими* или *лучевыми aberrациями* (от лат. *aberratio* – уклонение, удаление) оптических систем. Помимо лучевых существуют еще *хроматические aberrации*, обусловленные дисперсией световых пучков со сложным спектральным составом, и *волновые или дифракционные aberrации*, обусловленные дифракцией света.

В данной работе мы не будем касаться волновых aberrаций, учет которых необходим при рассмотрении разрешающей способности оптических и спектральных приборов и ряда других вопросов, связанных с получением оптических изображений.

Рассмотрим более подробно геометрические и хроматические aberrации, которые в большинстве практических случаев проявляются одновременно.

### *Геометрические aberrации*

Геометрические aberrации характеризуют несовершенство оптической системы в монохроматическом свете.

#### *1. Aberrации, обусловленные широкими пучками лучей*

##### *1.1. Сферическая aberrация*

Предположим, что на оси оптической системы расположена светящаяся точка  $P$ , посылающая широкий пучок лучей на положительную (собирающую) линзу. С помощью непрозрачного экрана  $D_1$  с круглым отверстием (диафрагмы) выделим параксиальный пучок лучей от точечного источника  $P$  (рис 12, а).

Пусть в точке  $P_1$ , отстоящей на расстоянии  $\delta_1$  от линзы, будет находиться изображение точки  $P$ . Заменяем теперь диафрагму  $D_1$  с круглым отверстием диафрагмой  $D_2$  с кольцевой щелью, (рис.12, б). Эта диафрагма выделит краевые лучи из широкого пучка от источника  $P$ . Краевые лучи преломляются в линзе сильнее параксиальных и при прежнем положении источника  $P$  его изображение  $P_2$  окажется от линзы на расстоянии  $\delta_2$ , меньшем расстояния  $\delta_1$ .

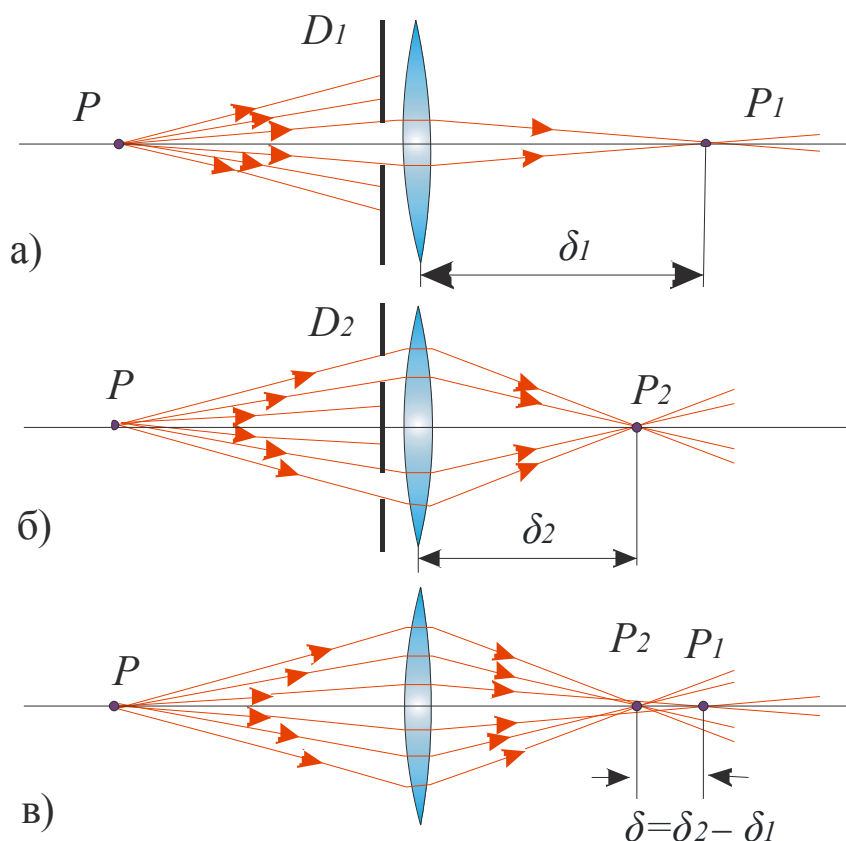


Рис. 12.1. Смещение изображения точки при продольной сферической aberrации.

Таким образом, при значительной ширине пучка стигматичность изображения нарушается. Эта ошибка носит название *сферической aberrации*, хотя она характерна не только для сферических поверхностей. Отличительной особенностью сферической aberrации является то, что она сохраняется даже для светящейся точки, находящейся на оптической оси системы, когда все остальные aberrации (в монохроматическом свете) исчезают.

За меру aberrации принимают расстояние

$$\delta = \delta_2 - \delta_1, \quad (12.1)$$

которое характеризует *продольную сферическую aberrацию* системы (рис.12.1, в). Наличие продольной сферической aberrации ведет к размытию изображения.

Величина сферической aberrации зависит от кривизны поверхностей линзы и показателя преломления, а также от того, какой из поверхностей несимметричная линза обращена к источнику света. Положительные (собирающие) линзы имеют отрицательную aberrацию, т.е.  $\delta < 0$  для любых кольцевых зон; отрицательные (рассеивающие) линзы – положительную aberrацию,  $\delta > 0$ . Комбинируя такие линзы, можно значительно исправить сферическую aberrацию.

Для исправления сферической aberrации зеркал им обычно придают не сферическую форму, а вид параболоида вращения, располагая источник в фокусе.

### 1.2 Кома

Если светящаяся точка, посылающая широкий пучок лучей, находится не на оптической оси системы, то ее изображение в общем случае не будет стигматическим.

Поместим перед линзой диафрагму с кольцевой щелью большого диаметра с центром на оси. Крайние лучи широкого пучка, пройдя через линзу, дадут на экране изображение точки  $P$  в виде довольно сложной асимметричной фигуры. Если диафрагму убрать, то весь широкий пучок даст изображение точечного источника  $P$  в виде неравномерно освещенного пятнышка  $P_1$ , несколько напоминающего комету с хвостом (рис.12.2).

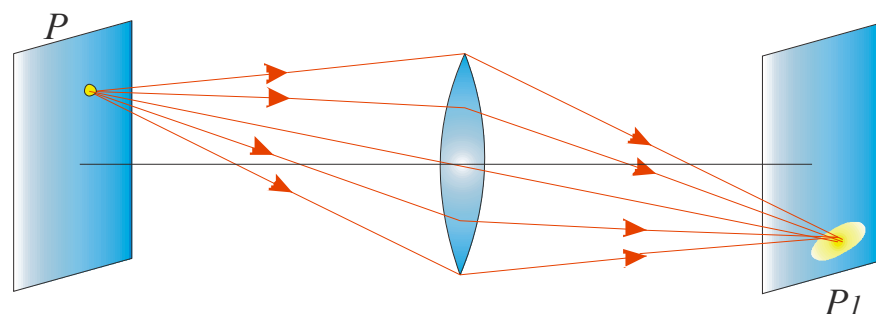


Рис. 12.2. Кома

Этот вид aberrации называется – кома (от греч. *χομα* – прядь волос; комета – волосатая звезда). Нередко кома имеет и более сложный вид. Соответствующим подбором совокупности частей системы кома может быть значительно ослаблена.

## 2. Аберрации, обусловленные тонкими внеосевыми наклонными пучками лучей

### 2.1. Астигматизм наклонных лучей

Если пучок лучей, исходящих из точки  $P$ , падает на систему под углом к оптической оси, то он теряет *гомоцентричность*. Рассмотрим более подробно характер возникающих при этом искажений.

Предположим, что центральный луч элементарного пучка (ось пучка) находится в *меридиональной* плоскости (*меридиональными* называются плоскости, проходящие через ось системы) (рис. 12.3).

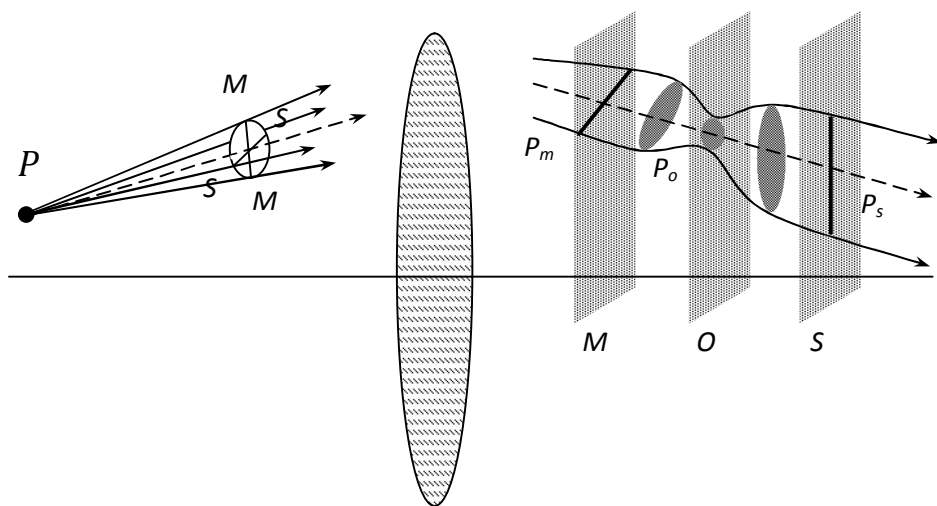


Рис.12.3. Астигматизм наклонных пучков

Тогда из такого пучка можно мысленно выделить лучи, лежащие в меридиональной плоскости (сечение  $PMM$ ) и называемые *меридиональными*, и лучи, лежащие в перпендикулярной плоскости (сечение  $PSS$ ), называемые *сагиттальными*.

При достаточном наклоне к оси системы элементарный пучок не дает стигматического изображения точки  $P$ . После преломления сечение пучка меняется подобно тому, как показано на рис. 12.3. На некотором расстоянии от линзы сечение является отрезком прямой ( $P_m$ ), лежащим в сагиттальной плоскости, затем эта линия переходит в эллипс, параметры которого меняются по мере удаления от линзы. Далее, на некотором расстоянии сечение становится круговым, затем снова эллиптическим и, наконец, превращается в отрезок прямой линии ( $P_s$ ), лежащий в меридиональной плоскости.



Таким образом можно считать, что изображением точки  $P$ , является кружок рассеяния  $P_o$ , лежащий в плоскости  $O$ , вырождающийся при переходе к фокальным плоскостям  $M$  и  $S$  в две фокальные линии –  $P_m$  и  $P_s$ . Одна из них ( $P_m$ ) образуется в результате преломления меридиональных лучей и ориентирована в сагиттальной плоскости; другая ( $P_s$ ) – в результате преломлении сагиттальных лучей и ориентирована в меридиональной плоскости.

Если источником служит не точка, а отрезок линии, то изображение ее может быть вполне удовлетворительным в одной из плоскостей  $M$  или  $S$  в зависимости от ориентировки изображаемого отрезка.

Для демонстрации описанных искажений удобно использовать сетку с концентрическими окружностями и радиальными линиями (рис. 12.4).

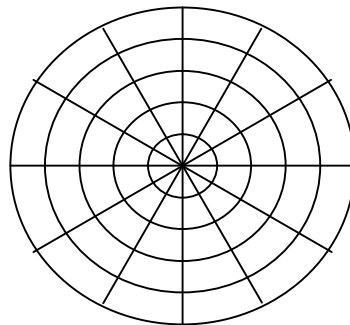


Рис. 12.4. Сетка для демонстрации астигматизма и искривления плоскости изображения

Расположив сетку так, чтобы ее центр лежал на оси, получим в плоскости  $M$  более или менее удовлетворительное изображение концентрических окружностей, а в плоскости  $S$  – радиальных линий. Радиальные и круговые линии центральной части сетки будут изображаться с одинаковой резкостью в одной плоскости, близкой к плоскости  $O$ .

## 2.2. *Искривление плоскости изображения*

Изображение сетки (рис. 12.4) позволяет наблюдать одновременно с потерей стигматичности еще одну особенность, связанную с наклонными пучками. При определенном положении экрана резкость разных колец (или резкость радиусов вдоль своей длины) бывает различной. Перемещая экран, мы можем улучшить изображение одних участков, ухудшая при этом изображение других. Следовательно, изображение плоской сетки представляет собой не плоскость, перпендикулярную оптической оси, а изогнутую поверхность, причем степень изгиба для меридиональных и сагиттальных пучков различна.

Астигматизм системы исправляется путем специального подбора конструктивных элементов системы, т.е. радиусов поверхностей, показателей преломления и расстояний между поверхностями. Одновременно с

исправлением астигматизма обычно стремятся устранить и искривление плоскости изображения, что особенно важно для фотографии, где требуется получение резкого изображения на плоской светочувствительной поверхности. Хорошие фотографические объективы – анастигматы – имеют значительное поле зрения ( $>50^\circ$ ) и дают резкое плоское изображение.

### 2.3. Дисторсия изображений

Если лучи от предмета составляют большие углы с оптической осью системы, то изображение, даваемое даже узкими пучками лучей, обнаруживает еще один вид искажений. Оно обусловлено тем, что поперечное увеличение такой системы зависит от угла между осями пучка и системы и, следовательно, меняется от центра изображения к периферии. Этот вид aberrации носит название *дисторсии* (от лат. *distorsio* – искривление) и ведет к тому, что изображение оказывается не подобным предмету.

Типичные виды дисторсии (объект имеет вид сетки с квадратными ячейками) приведены на рис. 12.5: если с увеличением расстояния от оптической оси увеличение растет, то изображение становится подушкообразным (рис. 12.5, б) если уменьшается – то, бочкообразным (рис. 12.5, в).

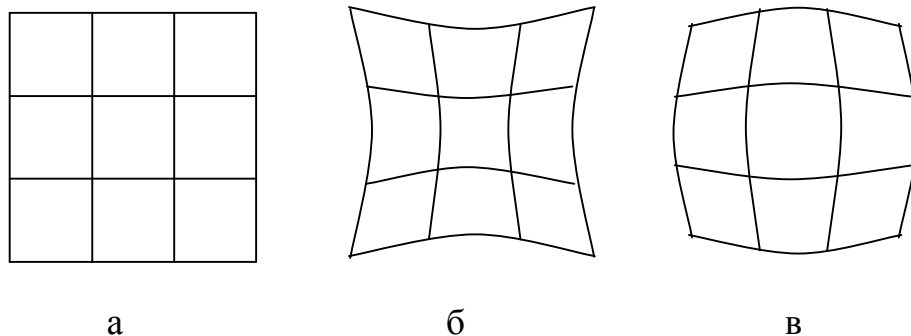


Рис. 12.5. Дисторсия изображения

Дисторсия обычно не очень мешает при наблюдении объектов, но становится крайне нежелательной, если при помощи оптической системы проводятся съемки, предназначенные для промеров (например, в геодезии). Поэтому объективы для таких работ очень тщательно исправляются на дисторсию.

В заключение обсуждения геометрических aberrаций отметим, что классификация aberrаций может быть сделана на основе анализа так называемой *каустической поверхности* или *каустики* (от греч. *kaustikós* – жгучий, палящий). Каустическая поверхность является огибающей семейства световых лучей, испущенных световой точкой и прошедших через оптическую систему (рис. 12.6). Сечение каустической поверхности любой плоскостью, проходящей через луч, называется *каустической кривой*.

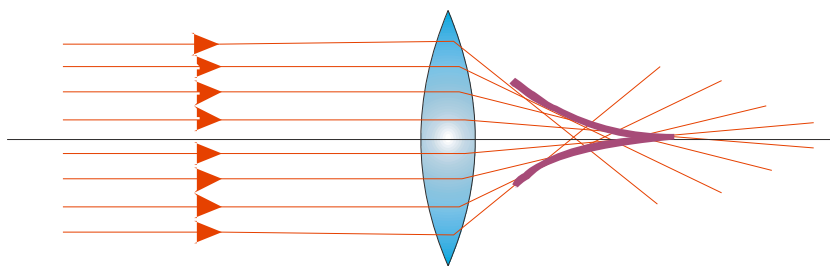


Рис. 12.6. Сечение каустической поверхности

Если пучок при прохождении через оптическую систему сохранил гомоцентричность, то каустика вырождается в точку, представляющую вершину гомоцентрического пучка. Нарушение гомоцентричности означает большее или меньшее искажение каустической поверхности по сравнению с этим простейшим вырожденным случаем.

При различных aberrациях понижается симметрия каустической поверхности. Так, при сферической aberrации каустика приобретает вид поверхности, обладающей осью симметрии, но не имеющей центра симметрии (на рис.12.6 изображен именно этот случай – осью симметрии каустики является оптическая ось системы). Aberrация астигматизма соответствует дальнейшему понижению симметрии каустики, которая не имеет больше оси симметрии, а обладает лишь двумя взаимно перпендикулярными плоскостями симметрии. Aberrация комы означает, что каустическая поверхность обладает лишь одной плоскостью симметрии, проходящей через светящуюся точку и оптическую ось.

### *Хроматические aberrации*

Если используется белый (точнее, немонахроматический) свет, то в изображении возникают дополнительные aberrации. Действительно, показатель преломления линз вследствие дисперсии зависит от длины волны. Поэтому оптическая система дает не одно, а множество монахроматических изображений, отличающихся друг от друга по величине и положению (рис. 12.7).

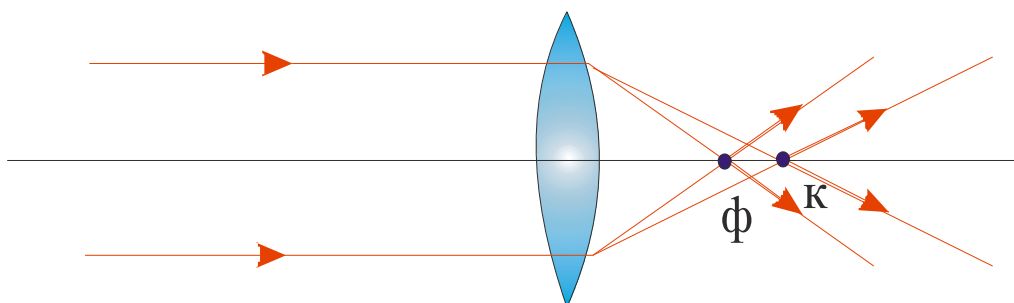


Рис. 12.7. Хроматическая aberrация

Результирующее изображение, получающееся от наложения таких монахроматических изображений, оказывается нерезким и с окрашенными

краями. Это явление называется *хроматической* (от греч. *chroma* – цвет, краска) *абберацией* или *хроматизмом*.

Хроматическая абберация устраняется путем комбинации линз, изготовленных из стекла с различными оптическими свойствами. Устранение ее для всех лучей невозможно. Обычно, совмещают изображения только для каких-либо двух лучей с различными длинами волн. Оставшаяся хроматическая абберация называется *вторичным спектром*. Выбор лучей, для которых должна быть ахроматизована оптическая система, определяется ее назначением. Так, для визуальных приборов – это, как правило, красные ( $\lambda = 656,3$  нм) и синие ( $\lambda = 486,1$  нм) лучи. Объективы, в которых ахроматизация выполнена для двух цветов спектра, называются *ахроматами*.

Из изложенного ясно, что устранение многочисленных аббераций возможно лишь в специально рассчитанных сложных оптических системах. Однако одновременное исправление всех недостатков может оказаться крайне сложной и даже неразрешимой задачей. Поэтому часто идут на компромисс, рассчитывая оптику, предназначенную для определенной цели. При этом устраняют те недостатки, которые наиболее опасны при решении поставленной задачи, и мирятся с неполным устранением других.

### **Описание методики измерений**

#### ***Задание 12.1. Измерения сферической и хроматической абберации. Наблюдение комы***

В работе используются геометрические методы измерения аббераций. Для повышения точности измерений фокусное расстояние  $f$  собирающей линзы определяется по методу Бесселя (рис. 12.8).

Суть этого метода состоит в следующем: если расстояние от предмета до экрана  $z$ , превышает  $4f$ , то найдутся два положения линзы, при которых на экране получается отчетливое изображение, в одном случае уменьшенное, в другом – увеличенное. Измерив расстояние между предметом и экраном  $z$ , а также между двумя положениями линзы  $l$ , можно вычислить фокусное расстояние линзы  $f$  по известной формуле Бесселя

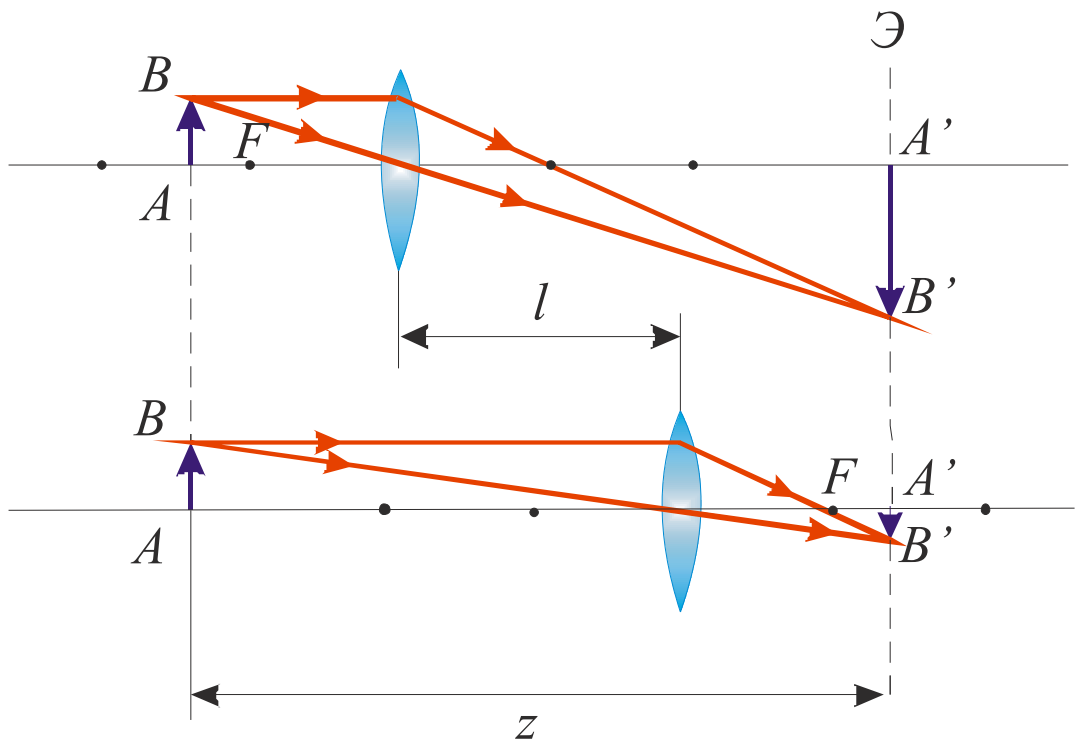


Рис. 12.8. Схема измерений фокусного расстояния линзы по методу Бесселя

$$f = \frac{z^2 - l^2}{4z} \quad (12.2)$$

(Вывод формулы можно посмотреть, например, в лабораторной работе 7 «Исследование оптических систем»)

### Порядок выполнения задания 12.1

1. Установить на оптической скамье на подвижных рейтерах осветитель  $S$ , исследуемую собирающую линзу  $L$  с оправой для диафрагм (на столике с лимбом и нониусом) и экран  $E$  (рис. 12.9).

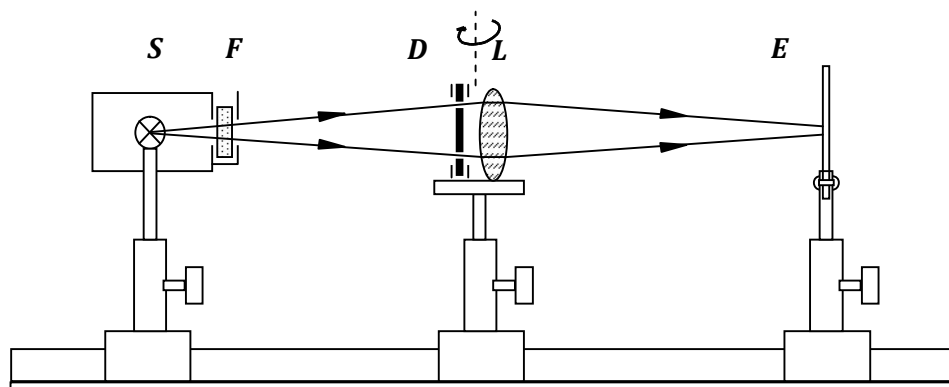


Рис. 12.9. Схема лабораторной установки для исследования aberrаций оптических систем

2. Измерить сферическую aberrацию для монохроматических лучей.
  - а) Установить на выходном окне осветителя красный светофильтр  $F$ .
  - б) Установить линзу перпендикулярно оптической скамье, вставить диафрагму  $D$  с небольшим круглым отверстием (выделяющую

параксиальный пучок) в закрепленную перед линзой оправу и, передвигая линзу, получить увеличенное и уменьшенное изображение спирали лампы осветителя на экране. (Необходимо помнить, что должно выполняться условие:  $z > 4f$ .)

с) Измерить миллиметровой линейкой расстояние  $l$  между двумя положениями линзы, соответствующими увеличенному и уменьшенному изображению спирали лампы (по схеме, рис.8), и расстояние  $z$  от спирали лампы до экрана.

d) По формуле Бесселя (12.2) найти фокусное расстояние линзы.

e) Измерения и расчеты (пункты 2.2–2.4) выполнить для различных кольцевых диафрагм, переходя от малых размеров колец к большим, повторяя опыты для каждой диафрагмы не менее трех раз.

f) Вычислить величину продольной сферической aberrации по формуле (12.1) как функцию диаметра кольцевой диафрагмы  $\delta(d)$ , полагая, что  $\delta_1 = f_1$  ( $f_1$  – фокусное расстояние линзы для параксиальных лучей), а  $\delta_2 = f_2(d)$  ( $f_2(d)$  – фокусное расстояние линзы для лучей, прошедших через соответствующую кольцевую диафрагму диаметром  $d$ ).

### 3. Измерение хроматической aberrации.

a) Установить на выходном окне осветителя фиолетовый светофильтр  $F$ .

b) Выполнить пункты 2.2–2.4, повторив измерения не менее трех раз.

c) Вычислить величину продольной хроматической aberrации  $\delta$  по формуле (12.1), полагая  $\delta_1 = f_\phi$  ( $f_\phi$  – фокусное расстояние линзы для параксиальных фиолетовых лучей),  $\delta_2 = f_{кр}$  ( $f_{кр}$  – фокусное расстояние линзы для параксиальных красных лучей).

d) Полученные результаты занести в табл. 12.1.

Таблица 12.1

№ п/п	Диаметр кольцевых диафрагм, $d$ , мм	Расстояние между положениями линзы $l$ , мм	Расстояние от спирали лампы до экрана $z$ , мм	Фокусное расстояние линзы, $f$ , мм	Сферическая aberrация, $\delta(d)$ , мм	Хроматическая aberrация, $\delta$ , мм
Красный светофильтр						
1					—	
2						
3						
4						
5						
6						
...	Фиолетовый светофильтр					
1					—	
2						
3						

e) Построить график  $\delta = \delta(d)$ , оценить погрешности измерений.

### 4. Наблюдение комы.

a) Убрать светофильтр и диафрагму, получить на экране резкое изображение спирали лампы.

б) Поворачивая линзу вокруг вертикальной оси, наблюдать изменение формы изображения спирали, зарисовать это изображение.

### **Задание 12.2. Измерение астигматизма.**

#### **Наблюдение дисторсии**

Для исследования астигматизма линзы удобно использовать объект, имеющий вид креста (вертикальной и горизонтальной линий). В этом случае при перемещении экрана (рис. 12.3) можно найти два таких его положения, когда будет обеспечено условие получения резкого изображения либо горизонтальной, либо вертикальной линий креста (т.е. условие фокусировки либо меридиональных, либо сагиттальных пучков). Расстояние между двумя положениями экрана при достаточном удалении предмета от линзы (т.е. для узкого параллельного пучка падающих лучей) называется *полной астигматической разностью фокусировки*

#### **Порядок выполнения задания 12.2**

1. Установить на оптической скамье на подвижных рейтерах осветитель  $S$ , исследуемую собирающую линзу  $L$  (на столике с лимбом и нониусом) и экран  $E$  (рис. 12.9).

2. Измерить астигматическую разность фокусировки.

2.1. Установить на выходном окне осветителя крестообразную щель (вместо фильтра  $F$ ).

2.2. Установить линзу перпендикулярно оптической скамье и, перемещая экран, добиться получения резкого изображения креста.

2.3. Повернуть линзу вокруг вертикальной оси примерно на  $10^\circ$  и, перемещая экран, добиться резкого изображения горизонтальной линии креста, измерить расстояние  $l_m$  от экрана до линзы. Затем, отодвигая экран, получить резкое изображение вертикальной линий креста и измерить расстояние  $l_s$  от экрана до линзы. Найти расстояние между этими двумя положениями экрана (астигматическую разность)  $\Delta l = l_s - l_m$ . Повторить измерения не менее трех раз.

2.4. Повторить пункт 2.3 для разных углов (минимум для двух –  $20^\circ$  и  $30^\circ$ ). Результаты измерений занести в табл. 12.2, оценить погрешности измерений.

*Таблица 12.2*

№ п/п	Угол поворота линзы $\varphi, ^\circ$	Расстояние от линзы до меридиональной фокальной линии $l_m$ , мм	Расстояние от линзы до сагиттальной фокальной линии $l_s$ , мм	Астигматическая разность фокусировки $\Delta l$ , мм
1	0			0
2	10			
3	20			
4	30			

3. Наблюдение дисторсии.
  - 3.1. Установить на выходном окне осветителя щель с сеткой, имеющей квадратные ячейки.
  - 3.2. Установить линзу перпендикулярно оптической скамье и, перемещая экран, получить резкое изображение сетки.
  - 3.3. Сделать эскиз изображения.

### **Контрольные вопросы к заданию 12**

1. Дайте определения параксиального пучка, стигматического изображения, идеальной оптической системы.
2. Что такое абберация, какие виды аббераций Вам известны?
3. Расскажите о геометрических абберациях, обусловленных широкими пучками лучей (сферическая абберация, кома).
4. Как образуются геометрические абберации, обусловленные тонкими внеосевыми наклонными пучками лучей (астигматизм, искривление плоскости изображения, дисторсия)?
5. Что называется каустической поверхностью, каковы ее свойства?
6. Что представляет собой хроматическая абберация?
7. Какими способами устраняют абберации оптических систем, можно ли решить одновременно все проблемы?
8. Каковы методы измерения сферической и хроматической абберации?
9. Как измеряется астигматизм?
10. Как можно наблюдать кому, искривление плоскости изображения, дисторсию?

**Рекомендуемая литература:**[9], [11], [13], [14].



## Лабораторная работа 13

### ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОФИЛЬТРОВ

**Приборы и принадлежности:** спектрофотометр СРЕКОЛ, исследуемые образцы – красный, желтый и зеленый светофильтры, микрометр (или штангенциркуль).

**Цель работы:** изучение методики измерений и расчета спектральных характеристик плоскопараллельных образцов, ознакомление с принципами работы спектрофотометра СРЕКОЛ, экспериментальные измерения спектров пропускания.

#### Краткая теория

Для определения спектральных характеристик светофильтров, как правило, проводят измерения спектральных зависимостей коэффициентов отражения и пропускания исследуемых образцов в выбранной области спектра.

Энергетическим *коэффициентом отражения*  $R$  называется отношение модуля нормальной составляющей вектора Пойнтинга отраженной волны  $\left| \left( \vec{S}_{om} \right)_n \right|$  к модулю нормальной составляющей вектора Пойнтинга падающей волны  $\left| \left( \vec{S}_{nd} \right)_n \right|$ .

Энергетическим *коэффициентом пропускания*  $T$  называется отношение модуля нормальной составляющей вектора Пойнтинга прошедшей (преломленной) волны  $\left| \left( \vec{S}_{np} \right)_n \right|$  к модулю нормальной составляющей вектора Пойнтинга падающей волны  $\left| \left( \vec{S}_{nd} \right)_n \right|$  (вектор Пойнтинга  $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$  характеризует плотность потока энергии электромагнитной волны и имеет размерность Вт/м<sup>2</sup>).

$$R = \frac{\left| \left( \vec{S}_{om} \right)_n \right|}{\left| \left( \vec{S}_{nd} \right)_n \right|} = \frac{\nu_1 \varepsilon_1 E_{om}^2 \cos \alpha_{om}}{\nu_1 \varepsilon_1 E_{nd}^2 \cos \alpha_{nd}} = \frac{E_{om}^2}{E_{nd}^2}, \quad (13.1)$$

$$T = \frac{\left| \left( \vec{S}_{np} \right)_n \right|}{\left| \left( \vec{S}_{nd} \right)_n \right|} = \frac{\nu_2 \varepsilon_2 E_{np}^2 \cos \alpha_{np}}{\nu_1 \varepsilon_1 E_{nd}^2 \cos \alpha_{nd}} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_{nd}}{\operatorname{tg} \alpha_{np}} \frac{E_{np}^2}{E_{nd}^2}, \quad (13.2)$$

где  $v_1$  и  $v_2$  – скорости падающей и преломленной волны;  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  диэлектрические проницаемости сред, в которых распространяются падающая и преломленная волны;  $E_{nd}$ ,  $E_{om}$  и  $E_{np}$  – модули векторов напряженности электрического поля падающей, отраженной и преломленной волн;  $\alpha_{nd}$ ,  $\alpha_{om}$  и  $\alpha_{np}$  – углы падения, отражения и преломления; при этом было учтено, что в соответствии с законами отражения и преломления

$$\alpha_{nd} = \alpha_{om},$$

$$\frac{\sin \alpha_{nd}}{\sin \alpha_{np}} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1}} = \frac{v_1}{v_2}$$

( $n_1$  и  $n_2$  – абсолютные показатели преломления сред).

Коэффициенты  $R$  и  $T$ , отнесенные к фиксированной длине волны, называются монохроматическими.

Учитывая, что реально измеряемыми в оптическом диапазоне являются средние значения векторов поля, соотношения (13.1) и (13.2) можно записать иначе:

$$R = \frac{\langle E_{om}^2 \rangle}{\langle E_{nd}^2 \rangle} = \frac{(1/2)E_{0om}^2}{(1/2)E_{0nd}^2} = \frac{I_{om}}{I_{nd}}, \quad (13.3)$$

$$T = \frac{\operatorname{tg} \alpha_{nd} \langle E_{np}^2 \rangle}{\operatorname{tg} \alpha_{np} \langle E_{nd}^2 \rangle} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_{nd} (1/2)E_{0np}^2}{\operatorname{tg} \alpha_{np} (1/2)E_{0nd}^2} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_{nd} I_{np}}{\operatorname{tg} \alpha_{np} I_{nd}}, \quad (13.4)$$

где  $I_{nd}$ ,  $I_{om}$  и  $I_{np}$  – интенсивности падающей, отраженной и преломленной волн.

Если рассматривать нормальное падение волны на границу раздела сред (будем считать, что в дальнейшем это условие всегда выполняется), т.е.  $\alpha_{nd} = \alpha_{np} = 0$ , то соотношение (13.4) можно записать иначе

$$T = \frac{n_2}{n_1} \frac{I_{np}}{I_0} = n \frac{I_{np}}{I_0}, \quad (13.5)$$

где  $I_0 = I_{nd}$ ;  $n$  – относительный показатель преломления.

Предположим, что поглощением волны в исследуемом образце можно пренебречь, тогда по закону сохранения энергии

$$R + T = 1. \quad (13.6)$$

Если поглощением пренебречь нельзя, то при распространении волны в среде ее интенсивность уменьшается экспоненциально, по *закону Бугера*

$$I = I_0 e^{-\alpha d}, \quad (13.7)$$

где  $I_0$  – интенсивность падающей волны;  $I$  – интенсивность волны, прошедшей слой вещества толщиной  $d$ ;  $\alpha$  – *показатель поглощения* вещества. Из (13.7) следует, что  $\alpha$  имеет в СИ размерность  $\text{м}^{-1}$  и численно равен величине, обратной толщине слоя вещества, при прохождении которого интенсивность волны убывает в  $e$  раз.

С учетом поглощения закон сохранения энергии (13.6) следует записать иначе:

$$R + T + K = 1, \quad (13.8)$$

где  $K = \frac{I_0 - I_{от} - I_{пр}}{I_0} = \frac{I_{погл}}{I_0}$  – *коэффициент поглощения* вещества, безразмерная величина, характеризующая долю поглощенной энергии.

Зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения от длины волны часто называют *спектрами отражения, пропускания и поглощения* (под спектром поглощения, как правило, понимают спектральную зависимость не коэффициента поглощения  $K$ , а показателя поглощения  $\alpha$ ).

Наряду с коэффициентом пропускания  $T$ , для описания прозрачности вещества используют связанную с ним величину – *оптическую плотность* вещества  $D$

$$D = \lg \frac{1}{T} = \frac{1}{2,3} \ln \frac{1}{T}, \quad (13.9)$$

при изменении  $T$  от 0 до 1  $D$  изменяется от  $\infty$  до 0.

При экспериментальных измерениях дело, как правило, приходится иметь с плоскопараллельными образцами. Рассмотрим сначала два частных случая: в первом случае поглощением исследуемого образца можно пренебречь ( $\alpha = 0$ ); во втором – отражением от поверхности образца можно пренебречь ( $R = 0$ ).

Если поглощение пренебрежимо мало, то в соответствии с (13.6) для определения спектральных характеристик образца достаточно измерить либо  $T = T(\lambda)$ , либо  $R = R(\lambda)$ .

Пусть на плоскопараллельную пластину нормально падает узкий луч интенсивностью  $I_0$ . На рис. 13.1 представлена схема прохождения луча через пластину (отклонение от нормального падения луча на рис. 13.1 условно и вызвано необходимостью построения наглядной схемы).

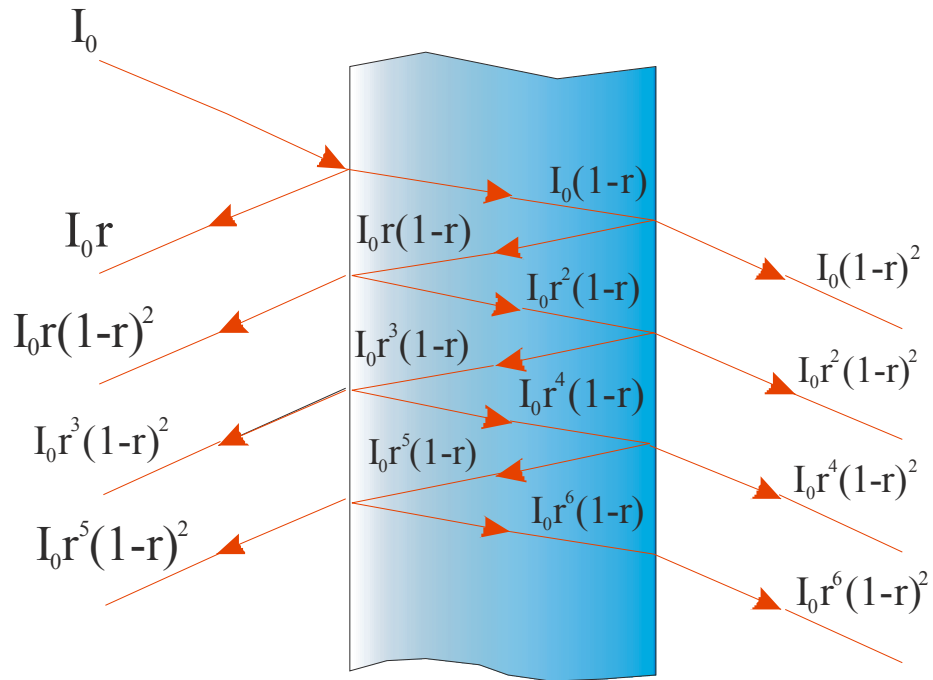


Рис. 13.1. Схема прохождения светового луча через плоскопараллельный образец без учета поглощения

Как видно из приведенной схемы, реально при экспериментальных измерениях мы регистрируем не один прошедший или отраженный луч, а бесконечную совокупность лучей, возникших в результате многократных отражений от обеих поверхностей плоскопараллельного образца.

Проведем расчет наблюдаемых  $R$  и  $T$ , предполагая, что пластинка достаточно толстая и, следовательно, прошедшие и отраженные лучи не интерферируют.

Введем коэффициент однократного отражения  $r$  – *френелевский коэффициент отражения*. Как следует из схемы, приведенной на рис. 13.1,

$$I_{om} = I_0 r + I_0 r(1-r)^2 + I_0 r^3(1-r)^2 + I_0 r^5(1-r)^2 + \dots = \\ = I_0 r [1 + (1-r)^2(1+r^2+r^4+\dots)]$$

$$I_{np} = I_0(1-r)^2 + I_0 r^2(1-r)^2 + I_0 r^4(1-r)^2 + \dots = \\ = I_0 r(1-r)^2(1+r^2+r^4+\dots)$$

Так как  $r$  по определению меньше 1, то, воспользовавшись формулой суммы бесконечно убывающей геометрической прогрессии, получим  $1+r^2+r^4+\dots = 1/(1-r^2)$  и, следовательно,

$$R = \frac{I_{om}}{I_0} = \frac{2r}{1+r}, \quad (13.10)$$

$$T = \frac{I_{np}}{I_0} = \frac{1-r}{1+r}. \quad (13.11)$$

Очевидно, что (13.10) и (13.11) удовлетворяют (13.6). (Левая часть последней формулы не противоречит (13.5), так как в данном случае падающая волна  $I_0$  и прошедшая волна  $I_{np}$  распространяются в одной и той же среде.)

Как известно, френелевский коэффициент отражения  $r$  связан с относительным показателем преломления  $n = n_2/n_1$  следующим соотношением (при нормальном падении луча):

$$r = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (13.12)$$

Таким образом, измерив, например, спектр пропускания образца  $T(\lambda)$ , можно рассчитать остальные оптические характеристики:

$$R(\lambda) = 1 - T(\lambda), \quad (13.13)$$

$$r(\lambda) = \frac{1 - T(\lambda)}{1 + T(\lambda)}, \quad (13.14)$$

$$n(\lambda) = \frac{1 \pm \sqrt{1 - T^2(\lambda)}}{T(\lambda)}. \quad (13.15)$$

Если  $n > 1$ , что всегда имеет место в нашем случае, в формуле (13.15) необходимо взять знак плюс.

Рассмотрим второй частный случай, когда потерями на отражение можно пренебречь. В этом приближении схема прохождения луча через образец существенно упрощается: отражения нет, через пластину проходит один луч и в соответствии с (13.8) имеем

$$T + K = 1. \quad (13.16)$$

В этом случае, измерив спектр пропускания  $T(\lambda)$ , можно рассчитать оптическую плотность  $D(\lambda)$  по формуле (13.9), а воспользовавшись законом Бугера (13.7) – спектр поглощения образца  $\alpha(\lambda)$  (или  $K(\lambda)$ )

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{d} \ln \frac{1}{T(\lambda)} = \frac{2,3}{d} D(\lambda), \quad (13.17)$$

$$K(\lambda) = 1 - T(\lambda) = 1 - e^{-\alpha(\lambda)d}, \quad (13.18)$$

где  $d$  – толщина образца.

Рассмотренные два частных случая дают приближенные решения задачи о нахождении спектральных характеристик плоскопараллельного образца, для ее строго решения необходимо учесть отражение и поглощение волны. Корректные результаты можно получить, измеряя для каждого образца спектр отражения и спектр пропускания. Действительно, повторив рассуждения по схеме на рис. 13.1, но уже с учетом поглощения ( $\alpha \neq 0$ ), можно получить следующую систему уравнений:

$$R = r \left[ 1 + \frac{(1-r)^2 e^{-2\alpha d}}{1-r^2 e^{-2\alpha d}} \right], \quad (13.19)$$

$$T = \frac{(1-r)^2 e^{-\alpha d}}{1-r^2 e^{-2\alpha d}}. \quad (13.20)$$

С помощью подстановки  $x = e^{-\alpha d}$  нетрудно получить известное решение этой системы уравнений, т.е.  $r(\lambda) = f(R(\lambda), T(\lambda))$ ,  $\alpha(\lambda) = \varphi(R(\lambda), T(\lambda))$ , а затем  $n(\lambda) = \xi(r(\lambda))$ , но эти расчеты выходят за рамки данной лабораторной работы.

### Устройство спектрофотометра SPEKOL

SPEKOL – однолучевой фотометр, предназначенный для работы в видимом диапазоне  $420 \div 750$  нм (спектральный диапазон может быть расширен до  $340 \div 850$  нм). Основные элементы фотометра приведены на рис. 13.2.

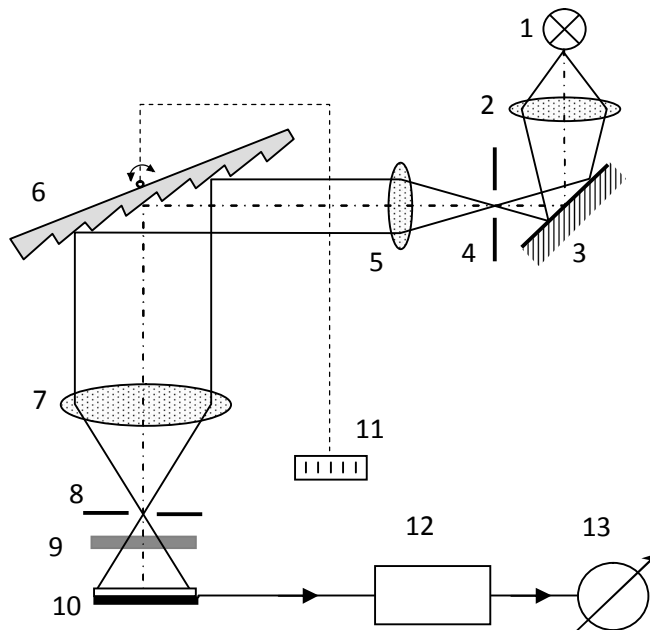


Рис. 13.2. Схема спектрофотометра SPEKOL

Световой поток от лампы накаливания 1 (6 В; 30 Вт), подключенной к стабилизированному источнику питания, с помощью конденсора 2 и поворотного зеркала 3 фокусируется на входную щель 4. Осветитель укреплен на задней стенке прибора.

Основной частью фотометра является дифракционный монохроматор. Световой поток, пройдя входную щель и ахроматический объектив 5, падает на дифракционную решетку 6. В монохроматоре используется отражательная дифракционная решетка 650 штр./мм. Входная щель 4 должна находиться точно в фокальной плоскости объектива 5, чтобы обеспечить параллельность светового пучка заполняющего решетку. Отразившийся от решетки, световой поток в результате дифракции разлагается в спектр, и, пройдя ахроматический объектив 7, выделенное из спектра монохроматическое излучение фокусируется в плоскости выходной щели монохроматора 8.

Далее это излучение проходит через исследуемый образец 9 и попадает на фотоприемник 10. В качестве фотоприемника используется селеновый фотоэлемент. Ток фотоприемника усиливается с помощью транзисторного усилителя 12 и регистрируется стрелочным индикатором 13. Стрелочный индикатор 13 имеет две шкалы: верхняя логарифмическая используется для измерения оптической плотности, по нижней линейной определяют коэффициент пропускания (в %).

С помощью барабана длин волн 11, выведенного на переднюю панель прибора, дифракционная решетка может поворачиваться на небольшой угол, что обеспечивает сканирование по длинам волн в пределах всего рабочего диапазона монохроматора (340 ÷ 850 нм). Цена деления шкалы барабана – 1 нм.

Для измерения спектров пропускания используется съемная приставка ЕК1, которая фиксируется двумя винтами на передней панели за выходной щелью монохроматора. Исследуемый светофильтр (или кювета с раствором) помещается перед одним из двух окон в выдвижной кассете приставки (рис.12.3).

СПЕКОЛ может быть укомплектован 16 различными измерительными приставками, позволяющими, в частности, измерять спектры отражения и флюоресценции, измерять помутнение растворов, проводить фотометрическое титрование и др.

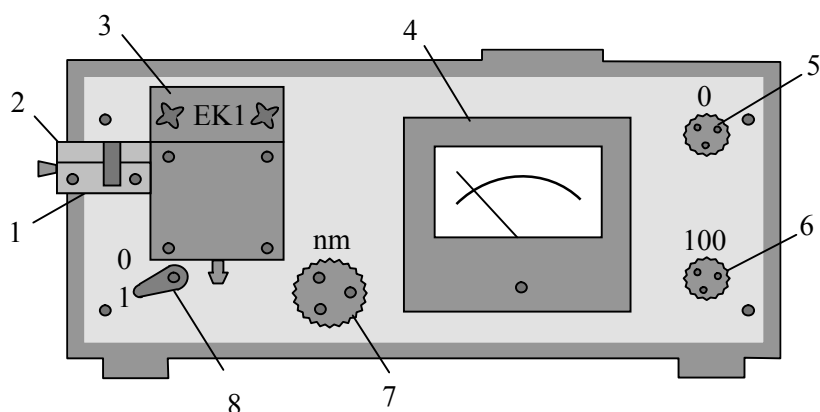


Рис. 12.3. Внешний вид спектрофотометра SPEKOL со стороны передней панели: 1 – исследуемый образец; 2 – выдвижная кассета; 3 - приставка EK1 для измерения спектров пропускания; 4 – стрелочный индикатор; 5 – потенциометр установки «0»; 6 – потенциометр установки «100»; 7 – барабан установки длин волн; 8 – затвор выходной щели

### Порядок выполнения лабораторной работы 13

#### 1. Измерение коэффициента пропускания.

1.1. Убедиться в том, что осветитель подключен к стабилизированному источнику питания, источник питания включен в сеть  $\sim 220$  В, а приставка EK1 установлена на лицевой панели спектрофотометра.

1.2. Включить тумблером источник питания, убедиться, что загорелась лампа осветителя, прогреть спектрофотометр в течение 15 мин.

1.3. Выдвинуть кассету 2 из приставки EK1 влево до упора, как показано на рис. 13.3, и установить напротив окна кассеты зеленый светофильтр 1 (светофильтр должен фиксироваться, полностью перекрывая всю площадь окна и не мешая кассете задвигаться в приставку). В кассете имеется также второе окно, равное первому. В положении, показанном на рис. 3, оно находится строго против выходной щели монохроматора. Если кассету задвинуть в приставку вправо до упора, то напротив выходной щели монохроматора окажется окно с образцом.

1.4. Установить на барабане длин волн 7 начальную длину волны 420 нм, закрыть затвор 8 (положение «0») и потенциометром 5 установить стрелку индикатора 4 на отметку 0 по нижней шкале, затем открыть затвор 8 (положение «1») и потенциометром 6 установить стрелку индикатора 4 на отметку 100 по нижней шкале. (Если установить стрелку на отметку 100 не удастся, необходимо отъюстировать лампу осветителя.)

1.5. Задвинуть вправо до упора кассету с образцом и произвести отсчет коэффициента пропускания  $T$  в % (по нижней шкале) и оптической плотности  $D$  (по верхней шкале) на установленной длине волны 420 нм.

1.6. Повторить пункты 1.4, 1.5, увеличивая каждый раз длину волны на 20 нм до значения 740 нм (всего измерения будут сделаны в 17 точках видимого диапазона).

1.7. Повторить пункты 1.4, 1.5, 1.6 для двух других (желтого и красного) светофильтров. Данные всех измерений занести в таблицу.



Таблица 13.1

№ п/п	Длина волны $\lambda$ , нм	Светофильтры					
		Зеленый		Желтый		Красный	
		$T, \%$	$D$	$T, \%$	$D$	$T, \%$	$D$
1	420						
2	440						
3	460						
...							
17	470						

2. Построить (на двух графиках) спектры пропускания и оптической плотности измеренных светофильтров.

3. Предполагая, что поглощение мало, рассчитать (и построить графически)  $R(\lambda)$ ,  $r(\lambda)$ ,  $n(\lambda)$  в соответствии с формулами (13.13), (13.14), (13.15) для желтого светофильтра.

4. Предполагая, что отражение мало, рассчитать (и построить графически)  $\alpha(\lambda)$  в соответствии с (13.17) для зеленого светофильтра, предварительно измерив его толщину.

5. Проанализировать полученные результаты и оценить погрешности измерений.

### Контрольные вопросы к лабораторной работе 13

1. Что называется коэффициентом отражения и коэффициентом пропускания?

2. Поясните, почему выражения для коэффициентов отражения и пропускания (13.3) и (13.5) «несимметричны» по форме.

3. Сформулируйте закон Бугера. Какой физический смысл имеет показатель поглощения вещества?

4. Что называется оптической плотностью вещества?

5. Выведите формулы (13.10) и (13.11), описывающие коэффициенты отражения и пропускания плоскопараллельного образца в отсутствие поглощения.

6. Какие оптические характеристики можно определить для непоглощающего образца по его спектру пропускания?

7. Как рассчитать спектр поглощения образца, если потерями на отражение можно пренебречь? Какие экспериментальные измерения для этого нужно выполнить?

8. Выведите формулы (13.19) и (13.20), описывающие коэффициенты отражения и пропускания в общем случае.

9. Как устроен спектрофотометр СПЕКОЛ? Нарисуйте схему прибора.

10. Объясните, почему дифракционная решетка может использоваться в качестве диспергирующего элемента в монохроматорах.

11. Как осуществляются экспериментальные измерения спектров пропускания? Для каких еще измерений предназначен СПЕКОЛ?

**Рекомендуемая литература:** [1], [9], [11], [12], [13].

## Лабораторная работа 14

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

**Приборы и принадлежности:** источник монохроматического света, окулярный микрометр МОВ-1-16х, объект 46 «Кольца Ньютона», объект 45 – миллиметровая шкала, оптическая скамья с рейтерами, зеркальная плоскопараллельная пластинка.

**Цель работы:** ознакомление с интерференционным явлением – кольца Ньютона, определение с их помощью радиуса кривизны поверхности линзы.

#### Краткая теория

Выпуклая поверхность стеклянной линзы с большим радиусом кривизны соприкасается в некоторой точке с гладкой поверхностью стеклянной плоскопараллельной пластинки так, что между ними остается воздушная прослойка, которая постепенно утолщается от точки соприкосновения к краям. Если на такую систему падает параллельный пучок монохроматического света, то лучи отраженные от нижней поверхности линзы и верхней поверхности плоскопараллельной пластинки будут интерферировать между собой.

Интерференционная картина при этом возникает и в отраженном и в прошедшем свете и будет представлять систему концентрических окружностей – полос равной толщины, образованными минимумами и максимумами интенсивности (рис. 14.1). Эти полосы называют *кольцами Ньютона*.

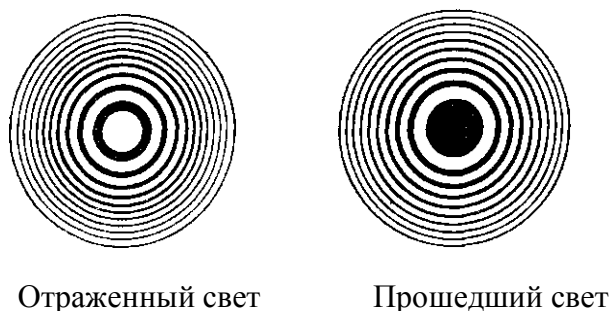


Рис. 14.1. Кольца Ньютона

При этом темные полосы в отраженном свете будут соответствовать светлым полосам в прошедшем свете и наоборот. В отраженном свете в центре картины будет находиться минимум. Таким образом, отраженный и прошедший свет взаимно дополняют друг друга: при их наложении образуется равномерно освещенная окружность.

Рассмотрим описанное явление подробнее (рис. 14.2). Некоторый луч 1 падает на воздушную прослойку в точку С, частично отражается от верхней границы, а частично проходит и отражается от её нижней границы в точке В, после чего выходит из неё в точке А.

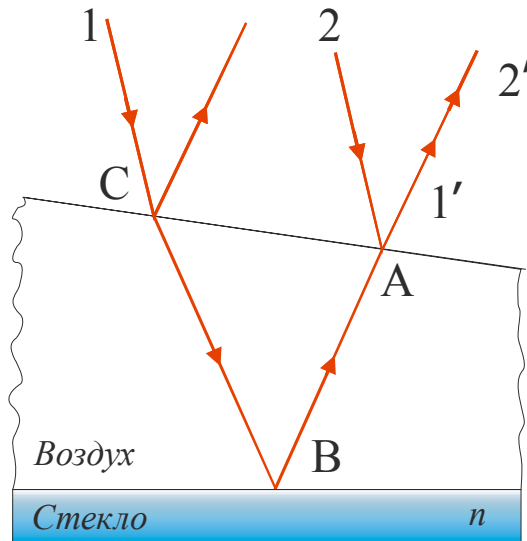


Рис. 14.2 Ход лучей в воздушной прослойке

В эту же точку падает другой луч 2, который частично отражается. Отраженные лучи 1' и 2' являются когерентными и при наложении интерферируют между собой. Для прошедшего света рассуждения будут выглядеть аналогичным образом.

Рассчитаем размеры колец Ньютона. При вычислении разности хода можно пренебречь небольшими отклонениями лучей, проходящих в тонком воздушном зазоре. Геометрическая разность хода между интерферирующими лучами (рис. 14.3) равна  $2d$  (показатель преломления среды  $n_{\text{возд}}=1,0$ ), где  $d$  – толщина воздушного зазора в данном месте.

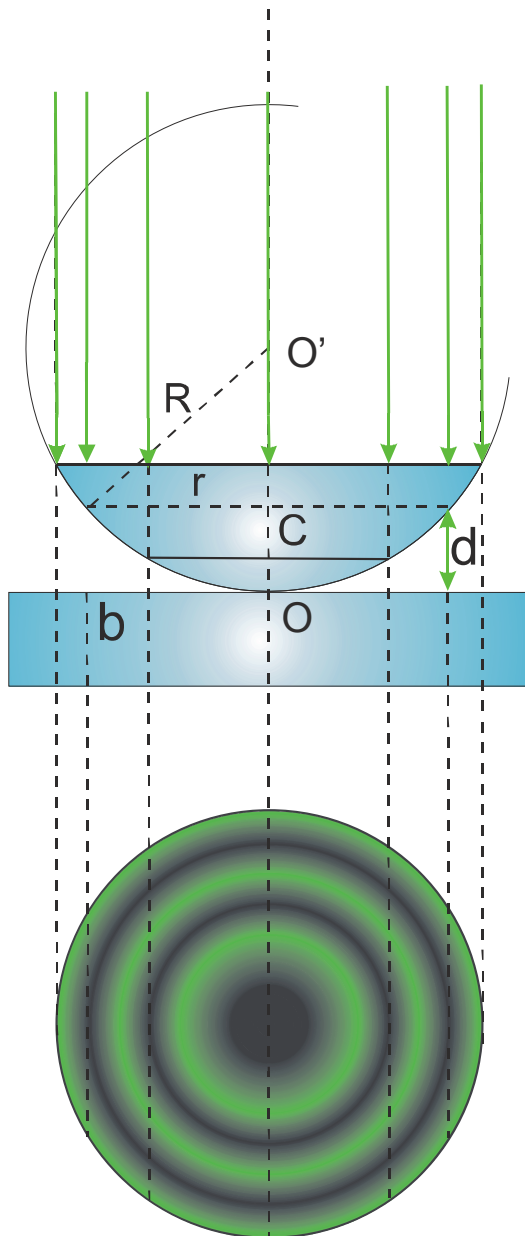


Рис. 14.3 К расчету радиуса колец Ньютона

$R$  – радиус кривизны поверхности линзы ( $OO'$ );  $O$  – точка соприкосновения сферической поверхности с плоской поверхностью стеклянной пластинки;  $r$  – радиус Кольца Ньютона.

Выразим зависимость  $d$  от расстояния  $r$  до радиуса, лежащего на прямой  $OO'$ . Из рис. 14.3 имеем  $r = \sqrt{R^2 - (R - d)^2} = \sqrt{2Rd - d^2}$ , где  $R$  – радиус кривизны выпуклой поверхности линзы. Так как  $2R \gg d$ , получим

$$d = \frac{r^2}{2R} \quad (14.1)$$

При вычислении оптической разности хода интерферирующих лучей нужно учесть изменение фазы отраженной волны при отражении. Отражаясь от стеклянной пластинки, представляющей оптически более плотную среду,

волна меняет фазу на противоположную, что эквивалентно изменению оптического хода на  $\lambda/2$ . Следовательно, оптическая разность хода равна

$$\Delta = 2d + \lambda/2 = r^2/R + \lambda/2. \quad (14.2)$$

В месте соприкосновения линзы и стеклянной пластинки остается очень тонкая воздушная прослойка, толщина которой намного меньше длины волны. Поэтому разность хода между лучами в этой точке определяется только потерей полуволны при отражении от пластинки  $\Delta = \lambda/2$ , и, следовательно, в центре интерференционной картины в отраженном свете мы будем наблюдать минимум интенсивности.

Запишем условие минимума освещенности в интерференционной картине:

$$\Delta = (2m + 1)\lambda/2, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, \dots \text{ – номер полосы.} \quad (14.3)$$

Принимая во внимание (14.2), получим для радиуса  $r_T$  темных колец в отраженном свете:

$$r_T = \sqrt{mR\lambda}, \quad (14.4)$$

где  $m$  – номер темного кольца (минимум  $m$ -го порядка)

Аналогично, для радиуса светлых колец в отраженном свете:

$$r_C = \sqrt{(2m - 1)R\lambda/2}. \quad (14.5)$$

Измеряя радиусы светлых и темных колец, можно определить длину волны падающего света  $\lambda$ , зная  $R$ , или, наоборот, по известному значению  $\lambda$  найти  $R$ .

Стоит отметить, что кольца Ньютона будут наблюдаться только на сравнительно небольшом расстоянии от точки  $O$  (рис. 14.3). Это связано с тем, что оптическая разность хода между лучами 1 и 2 должна быть меньше чем длина когерентности для используемого источника света.

Так как обеспечить контакт в точке  $O$  трудно в следствии попадания пылинок, то пользуются другой формулой, в которую входит комбинация из двух значений радиусов интерференционных колец  $r_k$  и  $r_i$ , что позволяет исключить возможный зазор в точке  $O$ :

$$\lambda = \frac{r_k^2 - r_i^2}{(k - i)R}, \quad (14.6)$$

где  $k$  и  $i$  – порядки интерференционных колец,  $R$  – радиус кривизны выпуклой поверхности линзы.

Формула (14.6) остается одной и той же как для интерференционных минимумов, так и для максимумов.

### Экспериментальная установка

Схема опыта с источником света и расположение устройств показаны на рис. 14.4 и 14.5. Используется «модуль 7» 2 с полупрозрачным зеркалом. В стойках «модуля 7» устанавливается окуляр-микрометр 5 и линза 4 (объект 13). «Объект 46» кольца Ньютона 3 устанавливаются на оптической скамье в двухкоординатном держателе («модуль 8»). Интерференционная картина, локализованная вблизи отражающей поверхности «объекта 46», изображается линзой в объектной плоскости окулярного микрометра. Для определения размеров картины нужно знать коэффициент линейного увеличения оптической системы. Он определяется с помощью миллиметровой шкалы, имеющейся на наклейке «объекта 45» 3.

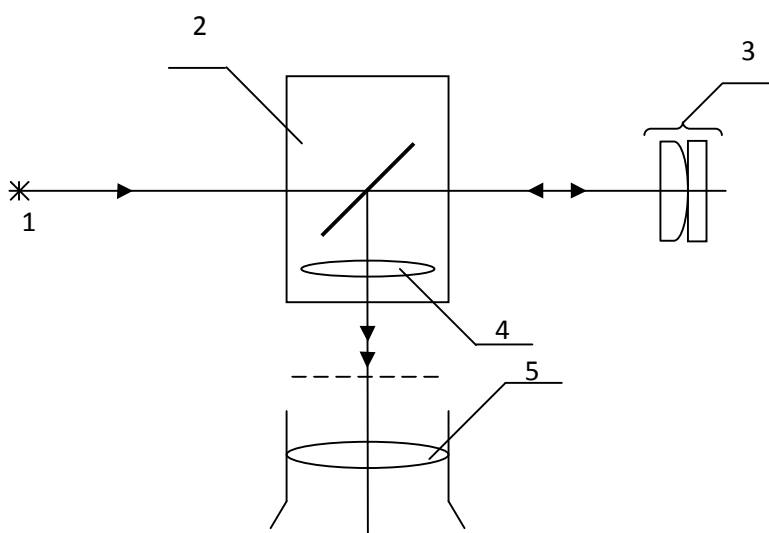


Рис. 14. 4. Схема экспериментальной установки.

1 – источник света (светодиод  $\lambda = 470$  нм и  $\lambda = 624$  нм); 2 – зеркальная плоскопараллельная пластинка, установленная в модуле 7; 3 – исследуемый объект («кольца Ньютона»), закрепленный на оптической скамье снабженной юстировочными винтами; 4 – линза (объект 13); 5 – окуляр-микрометр.

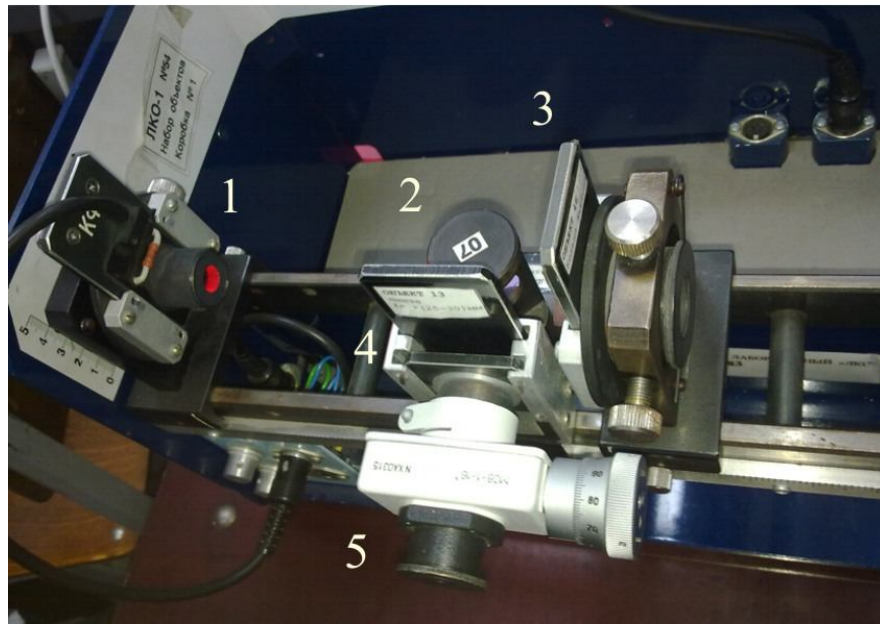


Рис. 14.5. Экспериментальная установка.

С помощью окулярного микрометра 5 находят координаты точек в его поле зрения. В фокальной плоскости объектива микрометра расположена неподвижная шкала (от 0 до 8), каждое деление которой соответствует 1 мм, а также подвижная пластинка с перекрестием и индексирующими рисками (рис.14.6).

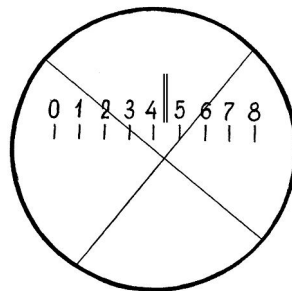


Рис. 14.6. Поле зрения окуляр-микрометра.

Вторая пластинка перемещается по горизонтали с помощью точного винта. Шаг винта равен 1 мм. Таким образом, при повороте барабана винта на один оборот (шаг) и риски и перекрестие перемещаются на одно деление неподвижной шкалы. Следовательно, неподвижная шкала служит для отсчета миллиметров – полных оборотов винта, а барабан для отсчета сотых долей миллиметра.

### ***Определения радиуса кривизны поверхности линзы***

Для определения радиуса кривизны поверхности выразим  $R$  из формулы (14.4):

$$R = r_T^2 / m\lambda. \quad (14.7)$$

Теперь с помощью окуляр-микрометра рассчитаем радиус темного кольца и по известной длине волны  $\lambda$  и радиусу темного кольца  $r_T$  найдем  $R$ .

Также для определения  $R$  можно воспользоваться формулой (14.6), которая учитывает отсутствие полного контакта между сферической и плоской поверхностями.

#### **Определение линейного увеличения**

Для определения линейного увеличения нужно вместо «объекта 46» установить миллиметровую шкалу, наклеенную на «объект 45», не перемещая при этом скамью. Затем с помощью окулярного микрометра определить расстояние между двумя делениями на шкале. Определим линейное увеличение:

$$\beta = L' / L, \quad (14.8)$$

где  $L'$  – расстояние в поле зрения окулярного микрометра,  $L$  – реальное расстояние.

#### **Порядок выполнения лабораторной работы 14**

1. Разместить элементы по схеме на рис. 14.4
2. Установить в оптической скамье «объект 46» «Кольца Ньютона».
3. Включить источник монохроматического света с длиной волны  $\lambda_1=624$  нм .
4. Перемещая держатель с объектом 46 вдоль оптической скамьи, получить четкое изображение колец Ньютона в поле зрения окулярного микрометра.
5. Вращая юстировочные винты, добиться такого расположения колец Ньютона, что перекрестие визира при его перемещении будет проходить через центр колец.
6. Перемещая визир окуляр микрометра, определить координаты темных полос слева от центра  $X_{\text{лев}}$  и справа от центра  $X_{\text{прав}}$ . Провести эту операцию для трех полос, разность хода лучей в которых равна  $\lambda/2$ ,  $3\lambda/2$  и  $5\lambda/2$  (первые 3 полосы от центра). Повторить для другой длины волны света  $\lambda_2=470$  нм .
7. Определить линейное увеличение оптической системы.
8. Вычислить радиусы темных полос по формуле:
$$r_T = \frac{|X_{\text{лев}} - X_{\text{прав}}|}{2\beta}$$
9. Вычислить радиус кривизны поверхности линзы в «объекте 46» «Кольца Ньютона» по формуле (14.7) и определить его среднее значение для всех измерений.
10. Результаты измерений занести в табл. 14.1.



Таблица 14.1

Номер полосы, $m$	Координаты полос		Радиус полосы $r_t$ , мм	Радиус кривизны $R$ , м	$\lambda = \frac{r_k^2 - r_i^2}{(k - i)R}$ , нм	Радиус кривизны $R_{cp}$ , м
	$X_{лев}$ , мм	$X_{прав}$ , мм				
Красный свет, $\lambda_1 = 624$ нм						
1						
2						
3						
Синий свет, $\lambda_2 = 470$ нм						
1						
2						
3						

### Контрольные вопросы к лабораторной работе 14

1. Как получить кольца Ньютона?
2. Как объяснить наличие  $\lambda/2$  в формуле (14.2)?
3. Как будет выглядеть интерференционная картина, если линзы будет неидеальной сферической формы?
4. Зачем нужно было определить коэффициент линейного увеличения оптической системы?
5. Что станет с интерференционной картиной, если использовать не монохроматический, а белый свет?
6. Что изменится, если пространство между линзой и пластинкой заполнить водой?
7. Почему кольца Ньютона будут наблюдаться на сравнительно небольшом расстоянии от точки соприкосновения линзы и пластинки?

**Рекомендуемая литература:** [1], [11], [12], [13], [14].

## Лабораторная работа № 15

### СРАВНЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО И ДИСПЕРСИОННОГО СПЕКТРОВ

**Приборы и принадлежности:** Гониометр, фонарь ртутный «ФОТОН», призма флинт («Ф»), крон («К»), исследуемые дифракционные решетки (50А и 50Б).

**Цель работы:** получение, исследование и сравнение дисперсионного и дифракционного спектров с помощью гониометра.

#### Краткая теория

##### Дисперсия призмы

Явление дисперсии света впервые было изучено Исааком Ньютоном. Источником света служило небольшое круглое отверстие S в ставне экрана АВ, освещаемого лучами солнца. Когда перед отверстием устанавливалась призма P<sub>1</sub>, то на экране С появлялась окрашенная полоска. Из этого пучка с помощью отверстия в экране выделялись узкие пучки определенной цветности (рис.15.1).

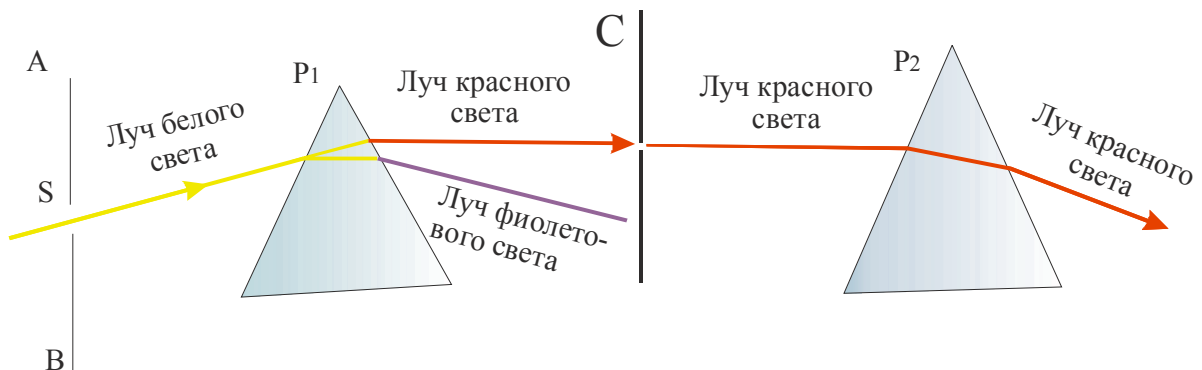


Рис. 15.1 Прохождение света через призму

Из этого опыта Ньютон сделал следующие выводы:

1. Белый свет является сложным светом, состоящим из цветных лучей.
2. Для лучей света различной цветности показатели преломления данного вещества различны; вследствие этого при отклонении призмой пучок белого света разлагается в спектр.

3. При соединении цветных лучей спектра вновь образуется белый свет.

В процессе преломления в призме из пучка белого света выделяется множество цветных пучков, и каждому из них соответствует некоторая узкая область длин волн, заключенных в интервале между 400-800 нм.

Показатель преломления вещества зависит от длины световой волны. Это и является причиной дисперсии света. На рис. 15.2 показан график

зависимости показателя преломления от длины волны для призм изготовленных из флинта и крона.

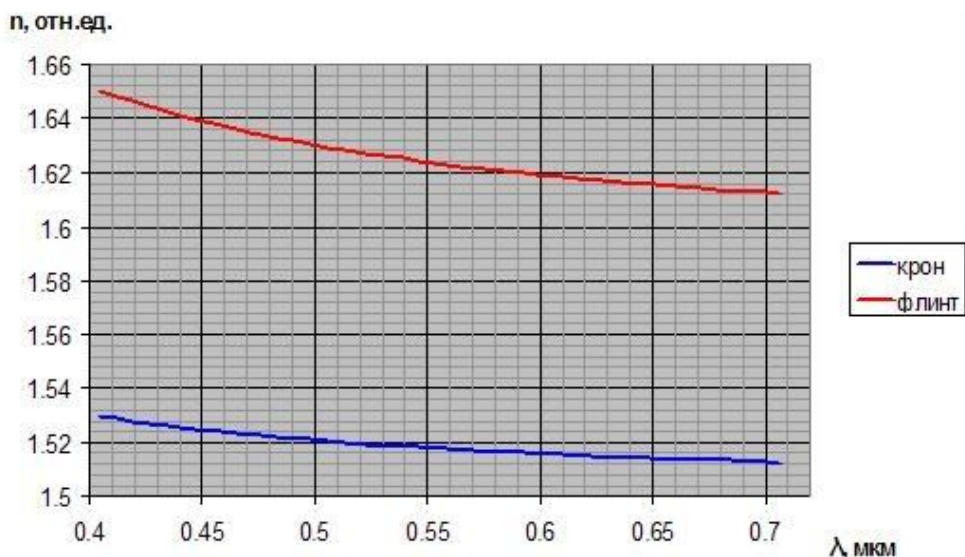


Рис. 15.2 График зависимости показателя преломления от длины волны

Рассмотрим соотношение, связывающее отношение показателей преломления вещества призмы и среды с преломляющим углом призмы наименьшего отклонения.

$$\frac{n}{n_0} = \frac{\sin\left(\frac{\theta + \alpha_{min}}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

где  $n$  - показатель преломления вещества, из которого сделана призма;

$n_0$  - абсолютный показатель преломления среды;  $\theta$  - преломляющий угол призмы;  $\alpha_{min}$  - угол наименьшего отклонения.

Пусть  $n_0=1$  (призма расположена в вакууме), тогда

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\theta + \alpha_{min}}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

Вычислим полный дифференциал  $dn$ :

$$dn = \frac{\cos\left(\frac{(\theta + \alpha_{min})}{2}\right)}{2\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} d\alpha$$

Делим обе части на  $d\lambda$ :

$$\frac{dn}{d\lambda} = \frac{\cos\left(\frac{(\theta + \alpha_{min})}{2}\right)}{2\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \frac{d\alpha}{d\lambda}$$

Величина

$D_\alpha = \frac{d\alpha}{d\lambda}$  называется угловой дисперсией призмы, где  $d\alpha$  – разность углов выхода для двух лучей, длины волн которых отличаются на  $d\lambda$ , рад/Å.

$$D_\alpha = \frac{2 \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\cos\left(\frac{(\theta + \alpha_{min})}{2}\right)} \cdot D_n$$

Угловая дисперсия тесно связана с линейной дисперсией.

Линейная дисперсия тесно играет весьма важную роль в ряду характеристик, так как определяет возможность применения данного спектрального аппарата для фотографирования спектров различной сложности. Кроме того, линейная дисперсия характеризует реальную разрешающую способность прибора. Дисперсией спектрального прибора называется способность различно отклонять лучи разных длин волн так, чтобы они выходили из диспергирующего устройства под различными углами и фокусировались объективом в различных местах фотопластинки. Любой спектральный прибор должен иметь два объектива: первый (на входе) формирует параллельный пучок, второй (на выходе) формирует изображение на регистрирующее устройство. Поэтому возникает необходимость в количественной оценке линейной дисперсии.

Если фокусное расстояние камерного объектива равно  $f_2$ , то имеем следующее соотношение:

$$dl = f_2 d\varphi \text{ или } D_1 = \frac{dl}{d\lambda} = f_2 \frac{d\varphi}{d\lambda}$$

т.е. линейная дисперсия, равная угловой дисперсии, умноженной на фокусное расстояние камерного объектива, определяет линейный размер интервала спектра шириной в  $1 \text{ \AA}$ .

На рис. 15.3 показан ход лучей после прохождения призмы для двух длин волн:  $\lambda$  и  $\lambda + d\lambda$ ;  $d\varphi$  – угловое расстояние между ними;  $dl$  – соответствующее ему линейное расстояние в фокальной плоскости объектива камеры.

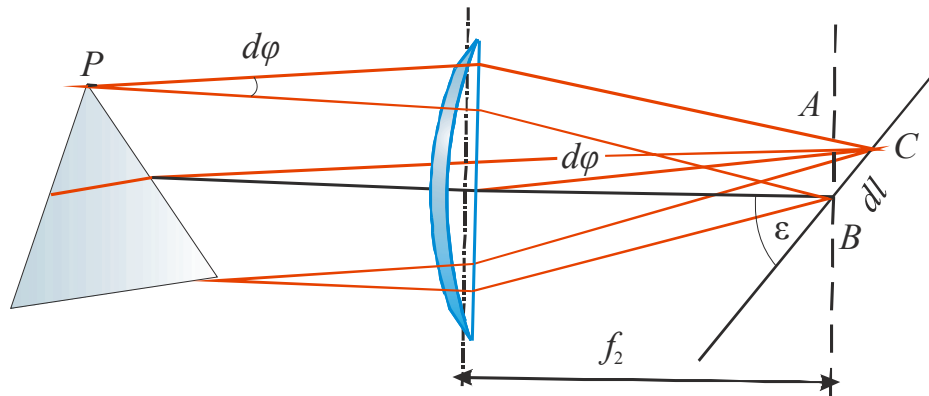


Рис.15.3 Определение линейной дисперсии призмы

Из треугольника ABC видно, что если фокальная плоскость камерного объектива составляет с оптической осью объектива камеры угол  $\epsilon$ , то расстояние на фотопластинке между спектральными линиями

$$dl' = \frac{dl}{\sin \epsilon}.$$

Таким образом, в этом случае линейная дисперсия:

$$\frac{dl'}{d\lambda} = f_2 \frac{1}{\sin \epsilon} \frac{d\varphi}{d\lambda}.$$

На практике для характеристик спектрографов вместо линейной дисперсии часто употребляют обратную ей величину, называемую обратной линейной дисперсией, определяющую величину интервала длин волн, измеряемого в ангстремах, приходящегося на 1 мм длины спектра:

$$\frac{1}{D_{\lambda'}} = \frac{d\lambda}{dl'} = \frac{\sin \varepsilon}{f_2} = \frac{\sin \varepsilon}{f_2} \frac{d\lambda}{d\varphi}$$

### *Дифракционная решетка*

Дифракционная решетка в простейшем случае представляет собой прозрачную стеклянную пластинку, на которой нанесены на одинаковом расстоянии друг от друга штрихи равной ширины. Такая решетка может быть использована в спектральной установке обычного типа вместо призмы как «диспергирующая система». Она, как и призма, устанавливается в параллельных пучках, выходящих из коллиматора. Дифракционная картина наблюдается как и в случае призмного спектрального устройства, в фокальной плоскости выходного объектива. Следовательно, здесь имеет место дифракция Фраунерфера (дифракция в параллельных лучах).

Значение угловой дисперсии

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda}$$

решетки можно получить из условия, которое определяет положение главных максимумов:

$$\sin \varphi = \pm \frac{k\lambda}{d},$$

где  $d$  – постоянная решетки,  $k$  – порядок спектра.

Дифференцируя по  $\lambda$ , имеем:

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}$$

Следовательно, с точки зрения повышения дисперсии прибора выгодно работать в высшем порядке спектра. Однако порядок спектра, вообще говоря,

ограничен тем, что  $\sin \varphi = 1$  и поэтому  $|k_{\max}| = \frac{b}{\lambda}$ .

Кроме того, как указывалось выше, интенсивность спектра очень быстро убывает с увеличением порядка спектра. Поэтому, чтобы иметь прибор с

хорошей дисперсией в спектрах низшего порядка, стремятся изготовить решетку с малым значением её постоянной и в то же время с достаточно большим общим количеством штрихов. Хорошие решетки для видимой области спектра имеют менее 500-600 штрихов на 1 мм. Современная техника изготовления решеток позволяет получать решетки с 1200 штрихов на 1 мм и заштрихованной поверхностью 25x35 см и более.

В низшем порядке спектра дифракционной решетки работать удобно еще и потому, что здесь мы можем считать линейную дисперсию с большей степенью точности величиной постоянной, так как для малых углов  $\varphi$ .

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\varphi \rightarrow 0} = \frac{k}{d} = \text{const}$$

Спектры постоянной дисперсией, лежащие вблизи нормали к решетке, называют нормальными спектрами. В этом отношении призматический спектр, где дисперсия меняется обратно пропорционально  $\lambda^2$ , менее удобен.

На рис.15.4 приведены два спектра испускания Солнца, полученные с помощью призмы (а) и решетки (б).

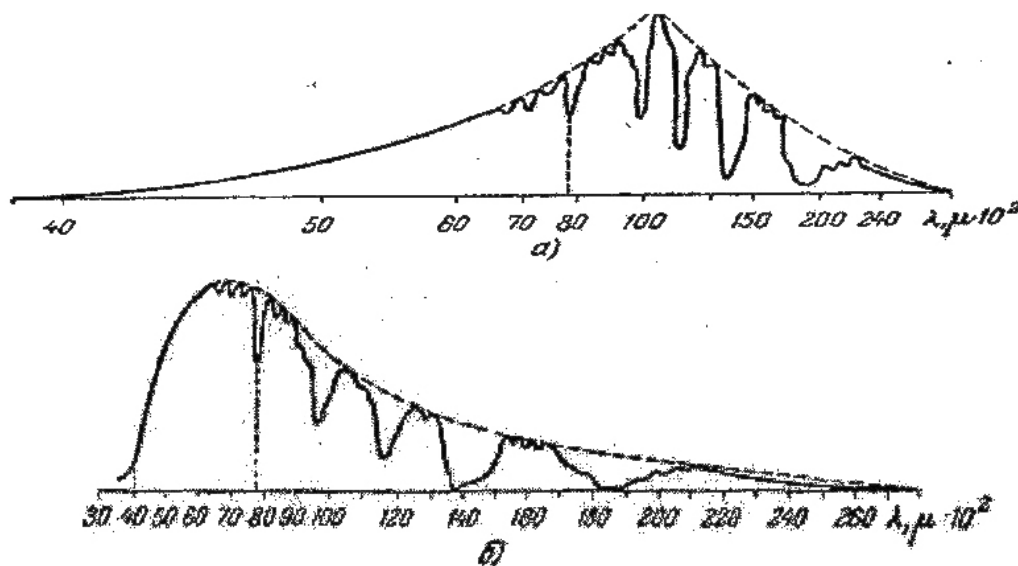


Рис.15.4 Виды призматического (а) и нормального (б) спектров Солнца

Как видно из рисунка, они очень сильно отличаются друг от друга как по форме, так и по положению максимумов.

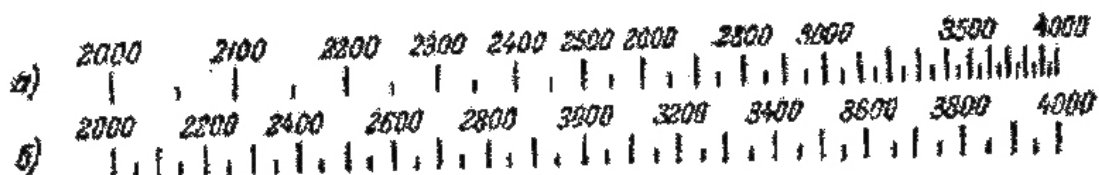


Рис. 15.5 Сравнение шкал спектрографа с призмой (а) и дифракционной решеткой (б) для нормального спектра. Оба спектра выбраны одинаковой длины.

Поэтому, при исследовании распределения интенсивности в прерывных спектрах, необходимо всегда вносить поправку на зависимость дисперсии от длины волны.

### *Краткое описание гониометра*

Базой для проведения экспериментов является гониометр (рис.15.6), на котором монтируются объекты (призма, дифракционная решетка) и источник излучения (ртутная лампа).

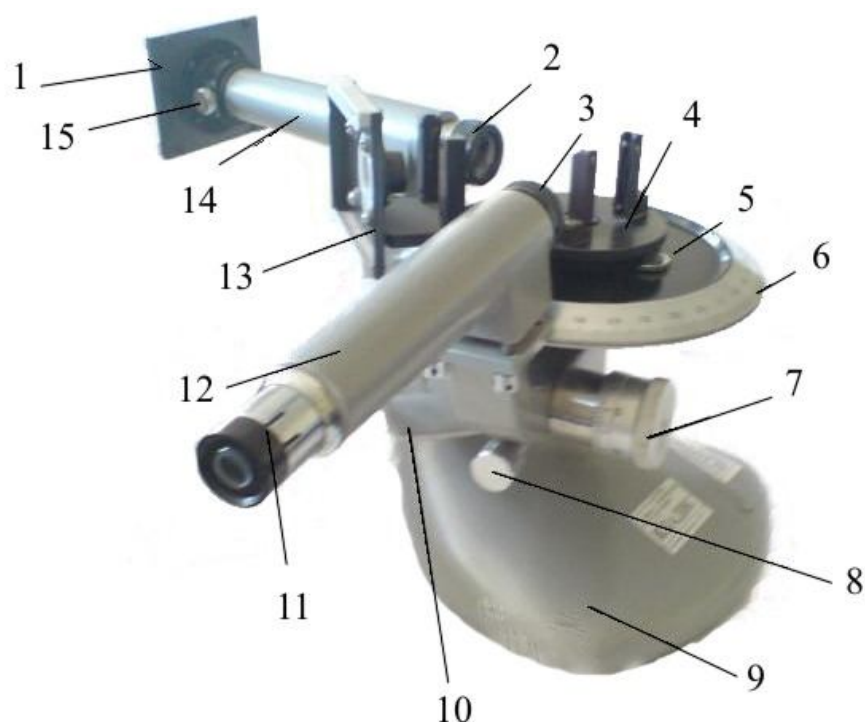


Рис. 15.6 Общий вид гониометра:

1 – держатель ртутного фонаря и конденсора; 2 – объектив коллиматора с винтовой подвижкой; 3 – объектив зрительной трубы; 4,5 – поворотный столик с винтами регулировки наклона; 6 – основная шкала гониометра; 7 – отсчётный барабан плавного поворота зрительной трубы; 8 – стопорный винт кронштейна зрительной трубы; 9 – станина; 10 – нониус гониометра; 11 – окуляр зрительной трубы; 12 – зрительная труба; 13 - держатель ртутного фонаря с кассетой на кронштейне; 14 – коллиматор; 15 – винт регулировки ширины щели



Шкалы гониометр позволяют отсчитывать угловую координату зрительной трубы с разрешением в 1 градус по основной шкале, 0.1 градуса по нониусу и 1 угловую минуту по барабану плавного поворота трубы.

### ***Методика отсчета угловых координат: разрешение 0,1 градуса***

Методика аналогична работе со штангенциркулем.

1. Установите визир окуляра на изображении объекта, координату которого нужно измерить (спектральная линия или др.). Грубая установка трубы - вручную **при отпущенном** стопорном винте (поз.10 на рис.15.6). Плавная установка - вращением барабана **7 при зажатом** стопорном винте 8.

2. Снимите отсчет: целые градусы - по нулевой риске нониуса (эта риска помечена стрелкой), десятые доли градуса - по риске нониуса, совпадающей с одной из рисок основной шкалы.

Для удобства отсчета используйте лупу.

### ***Методика отсчета угловых координат: разрешение 1 минута***

1. Установите начальное положение барабана. Для этого отворачивайте барабан до тех пор, пока не появится минимальный просвет (щель) между барабаном и кронштейном (рис.15.7а). Затем заворачивайте барабан до совпадения нулевой риски барабана с горизонтальной риской кронштейна (рис.15.7 б). Начальное положение установлено.

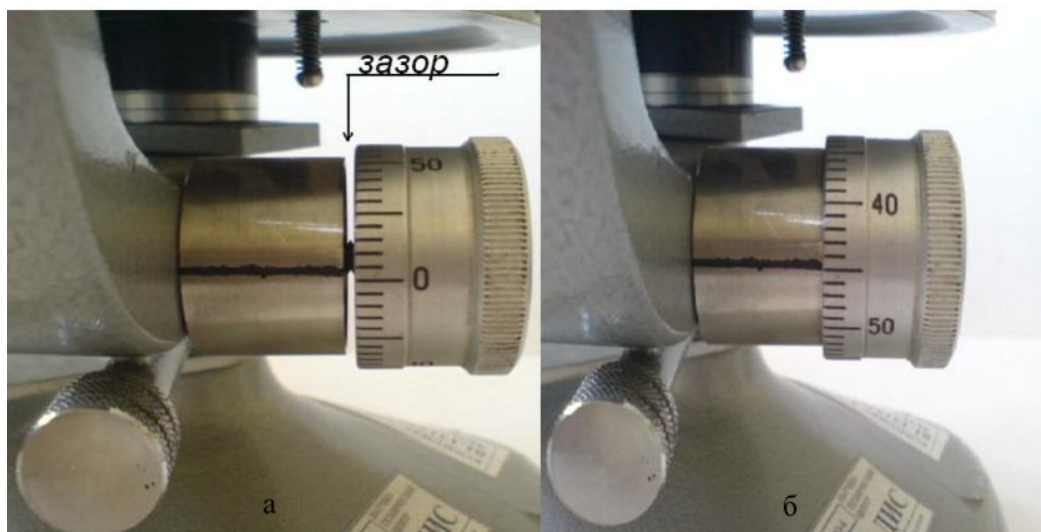


Рис. 15.7 Установка начального положения отсчётного барабана

2. Отпустив стопорный винт трубы, установите трубу в положение, при котором изображение исследуемого участка спектра видно в окуляре справа от вертикальной линии визира.

3. Уточните положение трубы так, чтобы нулевая риска нониуса совпала с одной из рисок основной шкалы гониометра. Затяните стопорный

винт. Убедитесь, что барабан стоит на нулевом делении, в противном случае вернитесь к п.1.

4. Поворачивая барабан, установите визир окуляра на изображении объекта, координату которого нужно измерить (спектральная линия или др.).

5. Снимите отсчет: целые градусы - по нулевой риске нониуса (эта риска помечена стрелкой), угловые минуты - по риске барабана, совпадающей с горизонтальной риской кронштейна.

Один оборот барабана дает поворот трубы на один градус. Диапазон поворота барабана – 6-7 оборотов, при этом труба поворачивается на 6-7 градусов. Если исследуемый участок спектра не укладывается в этот диапазон, нужно повторить п.1-5, установив, согласно п.2, другое начальное положение трубы.

Погрешность отсчета угла складывается из погрешности установки нулевой риски нониуса (п.3), погрешности фиксации объекта (п.4) и погрешности отсчета по барабану (п.5). Каждая из этих погрешностей может быть исследована экспериментально. При измерении малых разностей угловых координат (например, при измерении дисперсии спектрального прибора) первая из указанных погрешностей (самая большая, порядка 0,1 градуса) исключается, поскольку все измерения проводятся при одном и том же положении нулевой риски.

Угловые координаты можно также отсчитывать по шкале окуляр-микрометра, предварительно прокалибровав эту шкалу сравнением отсчетов по барабану и по шкале окуляр-микрометра.

### **Ртутный фонарь ФОТОН**

Ртутный фонарь ФОТОН (рис.15.8) является источником излучения с линейчатым спектром атомов ртути.



Рис.15.8 Ртутный фонарь ФОТОН

Он содержит высокочастотный генератор с сетевым питанием. Внутри катушки колебательного контура генератора размещена безэлектродная лампа – колба с парами ртути. Разряд в парах вызывается вихревым электрическим полем контура.

Фонарь устанавливается в держателях (поз.1 и 15 на рис.15.6): направляющие держателей входят в пазы в корпусе фонаря.

## Порядок выполнения лабораторной работы 15

### Задание 15.1 Определение угловой дисперсии призмы

1. Установите прибор на ровную поверхность.
2. Установите источник света (вдвиньте сбоку) в держатель ртутного фонаря 1 (рис 15.6). Включите его. Дайте нагреться в течении 3-5 минут.

**Внимание!!! При работе с ртутной лампой следует соблюдать строгие меры предосторожности, т.к. ультрафиолетовые лучи биологически весьма активны и могут нанести серьезный вред органам зрения.**

3. Настройте ширину щели при помощи винта 15 на коллиматоре 14 таким образом, чтобы видимая щель давала тонкую полосу. Фокусировка осуществляется с помощью винта 11.

4. Вращайте держатель 1, куда вставляется источник света, таким образом, чтобы видимая щель давала тонкую полосу. Фокусировка осуществляется с помощью винта 11.

5. Затем установите призму на столике 4.

6. Установите призму на угол наименьшего отклонения.

7. Последовательно измерьте углы до каждой из видимых полос спектра, запишите результаты в табл. 15.1.

8. Постройте график зависимости  $\varphi(\lambda)$ . Постройте касательные к графику в точках  $\lambda$ , длины волн которых соответствуют линиям в спектре ртути. По тангенсу угла наклона определите угловую дисперсию.

Таблица 15.1

№ п/п	Цвет линии в спектре ртути	Относительная яркость (визуальная оценка)	Длина волны, Нм	Угол наименьшего отклонения $\varphi_{\min}, ^\circ$	Дисперсия $d\varphi/d\lambda$
1	Желтая	10	579,07		
2	Желтая	8	579,96		
3	Зеленая	10	546,07		
4	Голубая	1	491,60		
5	Синяя	8	435,83		
6	Фиолетовая	1	407,78		
7	Фиолетовая	2	404,66		

### Задание 15.2 Определение угловой дисперсии дифракционной решетки

1. Установите дифракционную решетку с маркировкой 50А в крепежное приспособление на столике 4 и разверните её перпендикулярно зрительной трубе 12.

2. Измерьте углы между максимумом нулевого порядка и максимумами первого порядка в спектре ртути.

3. Последовательно измерьте углы до каждой из видимых полос ртутного спектра, записывая их в табл. 15.2.

4. Постройте график зависимости  $\varphi(\lambda)$ , откладывая по оси абсцисс длину волны  $\lambda$ , а по оси ординат величину угла  $\varphi$ . По наклону графика определите угловую дисперсию дифракционной решетки 50А  $d\varphi/d\lambda$ .

5. Повторите пункты 1 – 4 для фракционной решетки 50Б.

Таблица 15.2

№ п/п	Цвет линии в спектре ртути	Относительная яркость (визуальная оценка)	Длина волны, нм	Угол наименьшего отклонения для решетки 50А $\varphi_{\min 1}, ^\circ$	Угол наименьшего отклонения для решетки 50Б $\varphi_{\min 2}, ^\circ$	Дисперсия $d\varphi_1/d\lambda$	Дисперсия $d\varphi_2/d\lambda$
1	Желтая	10	579,07				
2	Желтая	8	579,96				
3	Зеленая	10	546,07				
4	Голубая	1	491,60				
5	Синяя	8	435,83				
6	Фиолетовая	1	407,78				
7	Фиолетовая	2	404,66				

### Задание 15.3 Сравнение дисперсионного и дифракционного спектров

Используя результаты табл.15.1 и табл.15.2, а также графики (построенные Вами) **самостоятельно** сравните дисперсионный и дифракционный спектры (угловая и линейная дисперсия различных диспергирующих элементов в различных спектральных областях).

Тип стекла	Длина волны, $\lambda$	Показатель преломления
КРОН	0,4047	1,52982
	0,4358	1,52626
	0,4800	1,52238
	0,4861	1,52195
	0,5461	1,51829
	0,5876	1,51637
	0,5893	1,51466
	0,5328	1,51430
	0,6563	1,51389
	0,7000	1,51263
	0,7065	1,51248
ФЛИНТ	0,4047	1,65069
	0,4358	1,64205
	0,4800	1,63310
	0,4861	1,63209
	0,5461	1,62408
	0,5876	1,62004
	0,5893	1,61990
	0,5328	1,61656
	0,6438	1,61582
	0,6563	1,61503
	0,7000	1,61259
0,7065	1,61227	

## Контрольные вопросы к лабораторной работе 15

1. Какие спектральные приборы используются в лабораторном практикуме?
2. От каких параметров призмы зависит угол, под которым наблюдается дисперсионная картина при прохождении лучей через призму?
3. Как устроен используемый в работе оптический лабораторный комплекс?
4. Что называется углом наименьшего отклонения призмы?
5. Перечислите особенности хода луча в призме при прохождении его под углом наименьшего отклонения.
6. Какой источник света используется в работе? Дайте характеристику спектра источника излучения.

*Рекомендуемая литература:*[1], [8], [12], [13].

## Лабораторная работа № 16 ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ СВЕТА

**Приборы и принадлежности:** блок для излучения, модуляции, и приема излучения с  $\lambda=0.65$  мкм, осциллограф, размеченная станина, блок синтетической смолы, горизонтальный сосуд с водой, система охлаждающих зеркал.

**Цель работы:** Измерение скорости распространения света в воздухе, синтетической смоле и воде. Определение их показателей преломления.

### Краткая теория

Скорость света  $c$  является одной из основных констант нашего мира и определяет предельную скорость передачи взаимодействий в вакууме. Она может быть определена из уравнений Максвелла (16.1)

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (16.1)$$

где  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Естественно, что свет, распространяясь в прозрачных средах, изменяет свою скорость. Для описания скорости света в веществе служит одна из основных оптических характеристик – показатель (или коэффициент) преломления  $n$ . Показатель преломления показывает во сколько раз скорость света в вакууме больше скорости света в веществе. Согласно решению системы уравнений Максвелла для сред

$$n = \sqrt{\epsilon \mu}$$

где  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость вещества,  $\mu$  – магнитная проницаемость вещества. Для большинства прозрачных сред можно принять  $\mu = 1$ . В общем случае скорость света в веществе зависит от длины волны (дисперсия). В данной лабораторной работе длина волны источника (светодиод) фиксирована и именно для нее определяется  $n$ .

Свойства скорости света и сама её величина играют огромную роль в природе.

Предельный характер этой скорости существенно меняет наши представления о пространстве и времени. Для определения скорости света применялись разные методы. Рассмотрим некоторые из них.

## Астрономическое измерение скорости света

Впервые скорость света была измерена в 1676 г. Рёмером (1644 – 1710 гг.). Наблюдения затмений спутников Юпитера показали, что видимый период их обращения уменьшается, когда Земля в своем годовом движении приближается к Юпитеру, и увеличивается, когда Земля удаляется от него. Рёмер понял, что этот эффект связан с конечной скоростью распространения света, и по результатам наблюдений вычислил эту скорость.

Поскольку период обращения Юпитера вокруг Солнца (12 лет) много больше периода обращения Земли, при расчете можно считать Юпитер неподвижным (рис.16.1).

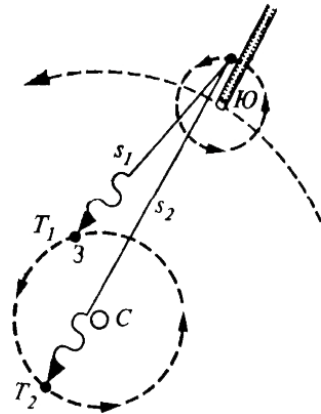


Рис. 16.1 Движение Юпитера

Пусть в некоторый момент времени спутник Юпитера выходит из его тени, что будет зафиксировано земным наблюдателем в момент

$$T_1 = t_1 + s_1/c,$$

где  $s_1$  – расстояние между Землей и точкой выхода спутника из тени,  $c$  – скорость света. После еще одного оборота выход спутника из тени произойдет в момент  $t_2$ , а земной наблюдатель заметит это в момент времени

$$T_2 = t_2 + s_2/c.$$

Тогда для земного наблюдателя период обращения спутника

$$T_{\text{набл}} = T_2 - T_1 = T_{\text{ист}} + (s_2 - s_1)/c$$

где  $T_{\text{ист}} = t_2 - t_1$ .

Вследствие изменения расстояния  $s$  от Земли до Юпитера в процессе проведения измерений наблюдаемый период обращения спутника будет отличаться от истинного.



Если проделать измерения как при приближении Земли к Юпитеру, так и при удалении от него, то среднее значение наблюдаемого периода  $T_{\text{наб}}$  можно принять равным  $T_{\text{ист}}$ , т.к. члены  $(s_2 - s_1)/c$ , имеющие различные знаки, взаимно уничтожатся.

Теперь, зная

$$T_{\text{ист}} = \frac{\sum_{i=1}^n T_{i,\text{наб}}}{n}$$

можно определить скорость света:

$$c = \frac{s_2 - s_1}{T_{\text{наб}} - T_{\text{ист}}}$$

Используя известные из астрономических вычислений значения  $s_1, s_2$  и учитывая движение Юпитера, Рёмер получил значение скорости света  $c=214300$  км/с. Это было первое надежное измерение скорости света с удовлетворительной по тем временам точностью.

В астрономии абберацией называют изменение видимого положения звезды на небесной сфере, то есть отклонение видимого направления на звезду от истинного, вызываемое конечностью скорости света и движением наблюдателя. Суточная абберация обусловлена вращением Земли; годовая – обращением Земли вокруг Солнца; вековая – перемещением Солнечной системы в пространстве.

Для понимания этого явления можно провести простую аналогию. Капли дождя, падающие в безветренную погоду вертикально, оставляют на боковом стекле движущегося автомобиля наклонный след.

В результате абберации света кажущееся направление на звезду отличается от истинного на угол  $\frac{\pi}{2} - \alpha = \beta$ , называемым углом *абберации*.

Из рисунка (рис.16.2) видно, что  $\text{tg}\beta = \frac{v_{\perp}}{c}$ , где  $v_{\perp}$  - скорости движения Земли, перпендикулярная направлению на звезду.

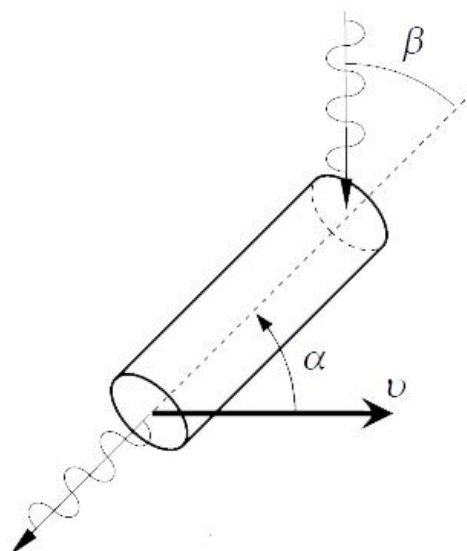


Рис.16.2 Аберрация света

Практически явление аберрации (годовой) наблюдается следующим образом. Ось телескопа при каждом наблюдении ориентируется в пространстве одинаковым образом относительно звездного неба, и при этом изображение звезды фиксируется в фокальной плоскости телескопа. Это изображение в течение года описывает эллипс. Зная параметры эллипса и другие данные, отвечающие геометрии опыта, можно вычислить скорость света. В 1727 г. из астрономических наблюдений Дж. Брэдли нашел  $2\alpha=40,9''$  и получил  $c=303000$  км/с.

### Лабораторные измерения

В 1849 г. Арман Физо (1819 – 1896 гг.) впервые измерил скорость света, не прибегая к наблюдениям за небесными телами.

Луч света падал на полупрозрачное зеркало  $S$ , отразившись от которого попадал на край быстро вращающегося зубчатого диска. Проходя между зубцами, свет отражался от зеркала  $M$  и возвращался к диску (рис.16.3).

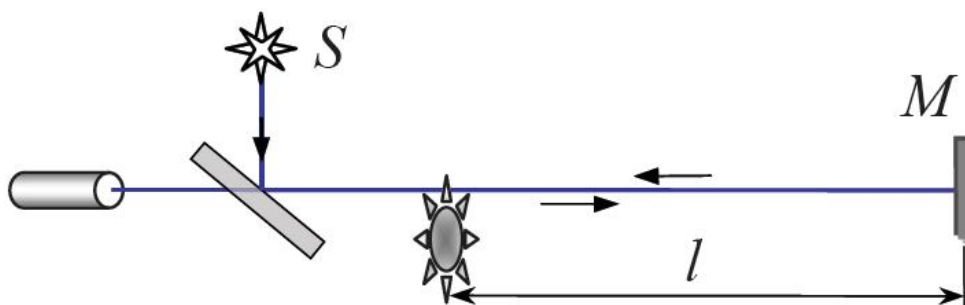


Рис. 16.3 Принципиальная схема опыта Физо

Если на пути пучка оказывалась прорезь, то отраженный световой импульс через полупрозрачное зеркало попадал к наблюдателю. За время

прохождения светом участка  $l$  в прямом и обратном направлении  $\tau = \frac{2l}{c}$ , диск вращаясь с угловой скоростью  $\omega$ , успевал повернуться на угол

$$\Delta\varphi = \omega\tau = \frac{2l\omega}{c}$$

Если  $N$  – число зубцов, то угол между их серединами равен

$\alpha = \frac{2\pi}{N}$ . Свет попадал к наблюдателю в тех случаях, когда за время  $t$  диск

поворачивался на угол, кратный  $\alpha$ , т.е. выполнялось условие

$$\Delta\varphi = m\alpha \text{ или } \frac{2l\omega_m}{c} = \frac{2\pi}{N} m.$$

В опыте Физо база экспериментальной установки составляла  $l=8,6$  км. Измеренная таким способом скорость света оказалась равной  $c=313000$  км/с.

В дальнейшем этот опыт совершенствовался, прежде всего, в части использования различных прерывателей светового пучка, и позволил получить очень хорошие результаты. Так Фуко в 1862 г., используя вращающееся зеркало, при базе всего 20 м получил  $c = (298000 \pm 500)$  км/с.

Майкельсон в 1927 г., проводя измерения на усовершенствованной установке с вращающимся зеркалом, в которой свет проходил расстояние 22 мили (35,4 км), получил результат, намного превосходивший по точности все остальные:  $c = (299796 \pm 4)$  км/с, который вошел в международные таблицы физических величин.

### Фигуры Лиссажу

Фигуры Лиссажу — замкнутые траектории, прочерчиваемые точкой, совершающей одновременно два гармонических колебания в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Вид фигур зависит от соотношения между периодами (частотами), фазами и амплитудами обоих колебаний.

Математическое выражение для кривой Лиссажу:

$$\begin{cases} x(t) = A \sin(at + \delta) \\ y(t) = B \sin(bt) \end{cases}$$

где  $A, B$  — амплитуды колебаний,  $a, b$  — частоты,  $\delta$  — сдвиг фаз.

### *Процесс формирования фигур Лиссажу на экране осциллографа.*

Рассмотрим перемещение луча при подаче переменных напряжений одновременно на обе пары пластин. Траектория перемещения луча будет

иметь вполне определенные формы при различных соотношениях частот. Фигуры, образуемые лучом на экране, называют фигурами Лиссажу. Образование фигур Лиссажу на экране осциллографа рассмотрим на примере ряда синусоидальных сигналов, подаваемых на входы X и Y.

1. Оба сигнала имеют одинаковую частоту и фазу ( $f_1 = f_2, j_1 = j_2 = 0$ ). Рассмотрим последовательно положение луча в различные моменты времени, разбив один период напряжений на временные интервалы (рис. 16.4). В моменты времени  $t_0, t_4$  и  $t_8$  ( $U_x = 0$  и  $U_y = 0$ ) луч находится в центре экрана. В моменты времени  $t_2$  и  $t_6$  напряжение обоих сигналов имеет максимальное значение, и луч максимально отклоняется по осям  $x$  и  $y$ : ( $U_x = \pm U_{mx}$  и  $U_y = \pm U_{my}$ ). Таким образом, при одинаковой частоте сигналов и одинаковых фазах луч двигается по наклонной прямой между точками 2 и 6, проходя промежуточные точки 1, 3, 5 и 7. Угол наклона прямой зависит от амплитудных значений  $U_{mx}$  и  $U_{my}$ .

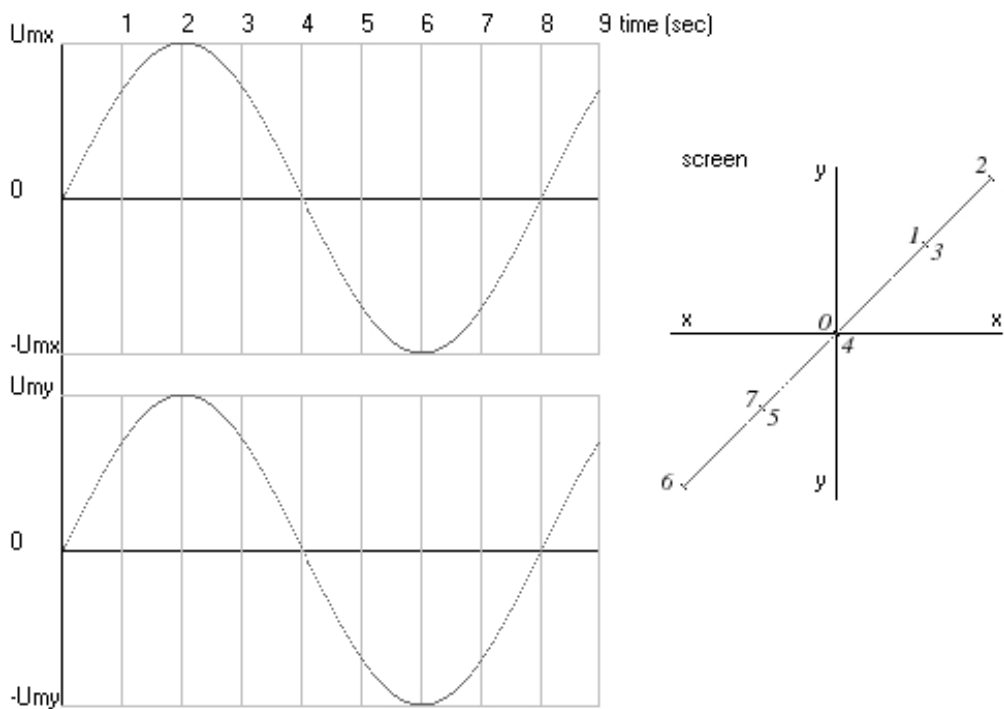


Рис. 17.4 Последовательное положение луча в различные моменты времени

2. Оба сигнала имеют одинаковую частоту, но отличаются по фазе ( $f_1=f_2, v_1=0, v_2 = \pi /4$ ). Построение фигуры Лиссажу, выполненное аналогично по интервалам времени, приведено на рис. 17.5. Фигура Лиссажу имеет форму наклонного эллипса.

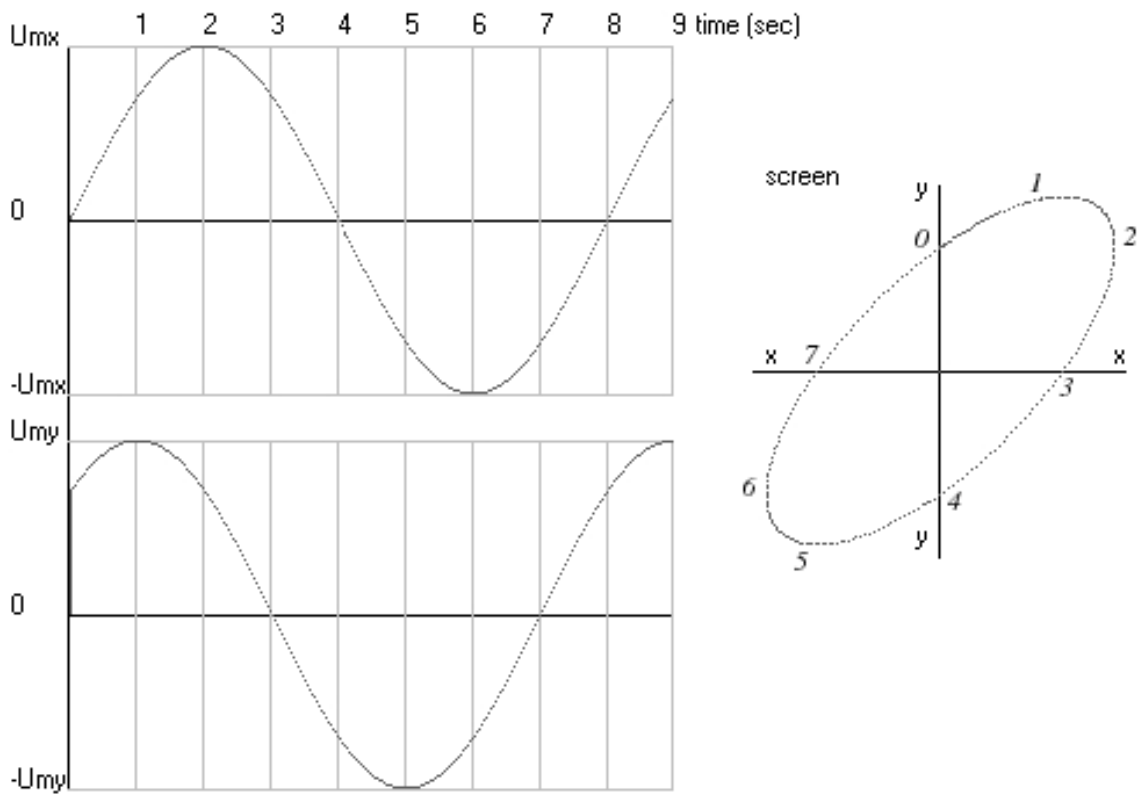


Рис. 17.5 Построение фигуры Лиссажу

3. Начальная фаза сигналов одинакова, частота второго сигнала в два раза выше ( $f_2 = 2f_1, j_1 = j_2 = 0$ ). Построенная по интервалам времени фигура Лиссажу приведена на рис. 17.6, и имеет устойчивую форму «восьмерки».

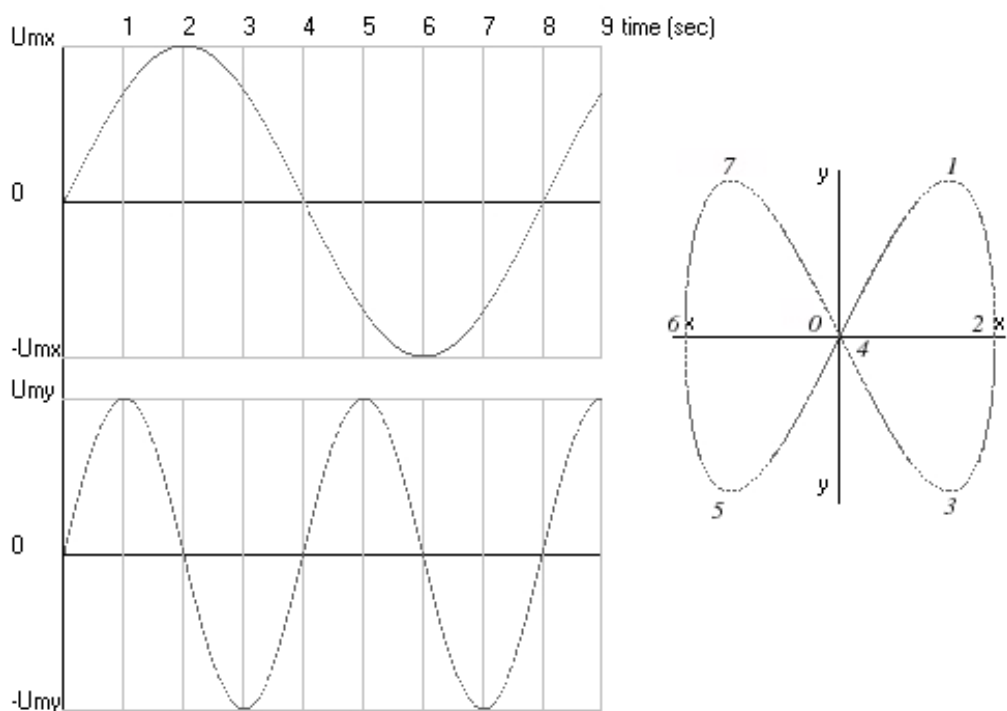


Рис. 17.6 Построенная по интервалам времени фигура Лиссажу в форме «восьмерки»

Таким образом, фигуры Лиссажу могут быть построены графически и воспроизведены на экране осциллографа. Выше рассмотрены фигуры, дающие устойчивое изображение. Критерием устойчивости изображения является кратность частот двух сигналов (отношение величин частот равно целому числу) и неизменность фазы. Это подтверждается аналитическ

## Порядок выполнения лабораторной работы 16

### Описание установки

В данной лабораторной работе показатель преломления и, соответственно, скорость света в веществе измеряются по сдвигу фазы световой волны, прошедшей различные оптические пути. Экспериментальная схема установки представлена на рис. 16.7.

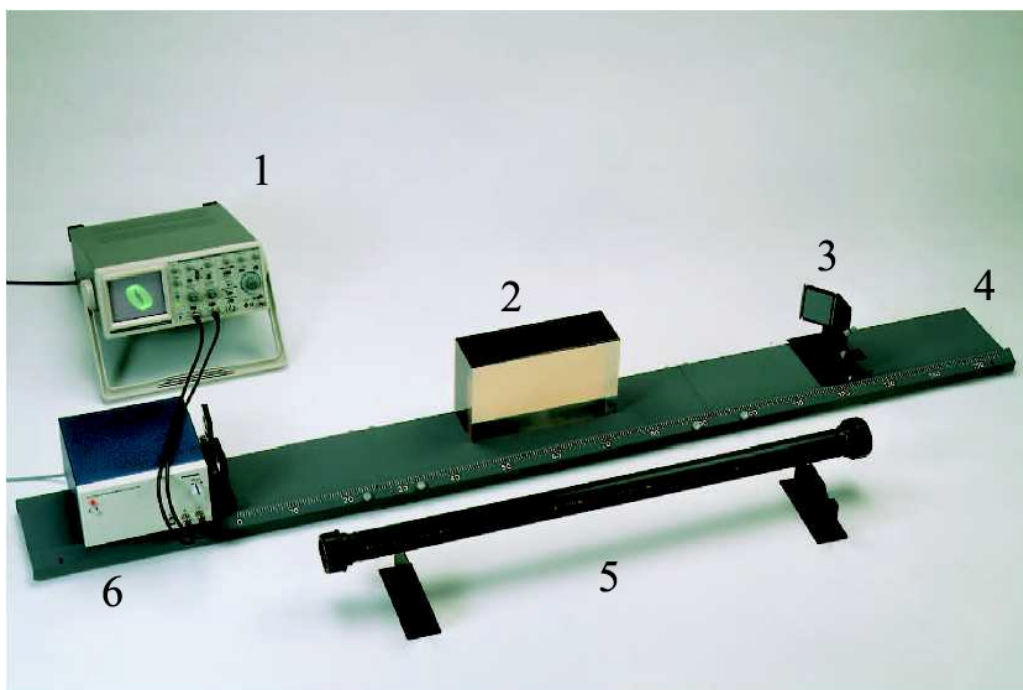


Рис. 16.7 Экспериментальная установка для измерения скорости света

Под номером 6 указан блок для излучения, модуляции и приема излучения с длиной волны  $\lambda = 0.65$  мкм и относящиеся к нему линзы. Осциллограф 1 позволяет измерять изменение фазы света, прошедшего различные оптические пути (с прозрачными средами и без них), 2 – блок синтетической смолы, 4 – размеченная станина для измерения геометрической длины пути луча, 5 – горизонтальный сосуд с водой, 6 – система отражающих зеркал.

Модуляция – процесс изменения одного или нескольких параметров высокочастотного несущего колебания. Частотная модуляция (ЧМ) – вид аналоговой модуляции, при котором информационных сигнал управляет частотой несущего колебания, при этом амплитуда остается постоянной.

Измерение скорости света в воздухе поясняет рис. 16.8. Сначала при каком-то положении отражающих зеркал синхронизуют фазы сигнала на входе и выходе оптической схемы, а затем отодвигают зеркала на расстояние  $\Delta x$  до тех пор, пока не появится сдвиг фаз на  $\pi$  из-за увеличения оптической длины пути на  $\Delta l = 2\Delta x$ .

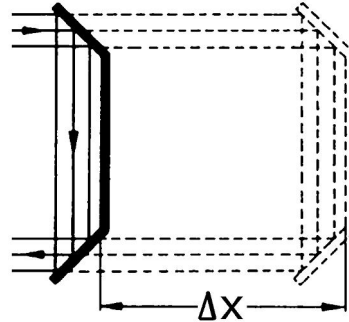


Рис. 16.8 Отодвигание зеркал при измерении скорости света в воздухе

Чтобы пройти это расстояние свету потребуется время

$$\Delta t = \frac{1}{2f}$$

где  $f=50,1$  МГц – частота модуляции светового сигнала.

Таким образом, скорость света в воздухе можно считать по формуле

$$c = \frac{\Delta l}{\Delta t} = 4f \cdot \Delta x. \quad (16.2)$$

Скорость света в воде и синтетической смоле определяется по сравнению со скоростью света в воздухе, что поясняет рис. 16.9.

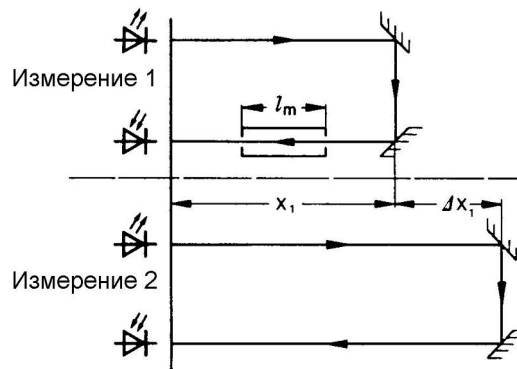


Рис. 16.9 Измерение скорости света в прозрачных средах

Первое измерение  $x_1$  местоположения отражающих зеркал проводится со средой, при этом синхронизируются фазы модулированного светового сигнала на входе и выходе оптической схемы. В первом измерении свету для прохождения всего оптического пути понадобится время  $t_1$

$$t_1 = \frac{l_1 - l_m}{c} + \frac{l_m}{v},$$

где  $l_1=2x_1$  – оптическая длина пути без среды,  $l_m$  – геометрическая длина прозрачной среды,  $c$  – скорость света в воздухе,  $v$  – скорость света в среде.

После извлечения прозрачной среды будет некоторое опережение фазы на выходе схемы, так как оптическая длина пути уменьшилась. При отодвигании зеркал на некоторое расстояние  $\Delta x_1$  (второе измерение) можно компенсировать эту разность фаз за счет увеличения длины пути и снова добиться синфазности сигналов. При втором измерении (без среды) свет проходит расстояние  $l_2$

$$l_2=l_1+2\Delta x_1.$$

При этом, ему понадобится время  $t_2$ :

$$t_2 = \frac{l_2}{c} = \frac{l_1 + 2\Delta x_1}{c}$$

Так как фазы передатчика и приемника синхронизированы, то

$$t_1 = t_2 + \frac{k}{f},$$

где  $k=0,1,2,3\dots$ , где  $k$  – номер положения, при котором  $t_1=t_2$  и  $j_1=j_2=0$ , т.е. одинакова частота и фаза.

Значение скорости света в среде равна:

$$v_1 = \frac{l_m}{\frac{2\Delta x_1 + l_m}{c} + \frac{k}{f}}. \quad (16.3)$$

Показатель преломления среды можно рассчитать по формуле:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (16.4)$$

### Задание 16.1 Измерение скорости света в воздухе

1. Установите систему отражающих зеркал 3 на минимальном расстоянии от светоизлучающего блока с линзами. Это положение должно соответствовать нулевому делению на станине 4.

2. При помощи ручки на лицевой поверхности блока 6 добейтесь по осциллографу синфазности выходящего и принимаемого сигнала (рис.17.4).

3. Отодвигайте систему отражающих зеркал, при этом на экране осциллографа будет появляться эллипс (см. рис. 15.5).

Далее отодвигайте систему отражающих зеркал до тех пор, пока фаза принимаемого сигнала по осциллографу относительно излучаемого не изменится на  $\pi$  см.рис. (17.4).



4. Запишите, какому расстоянию  $\Delta x$  по станине соответствует это положение зеркал.

5. Повторите измерения 5–7 раз.

6. Рассчитайте по формуле 16.2 скорость света в воздухе, сравните с известным значением.

### **Задание 16.2 Измерение скорости света в прозрачных средах**

1. Отодвиньте систему зеркал 3 и поместите между ними и излучающим блоком 6 на специальные подставки сосуд с водой.

2. При каком-то положении зеркал добейтесь по осциллографу синфазности входного и выходного сигнала. Запишите, какой длине  $x_1$  по станине соответствует это положение.

3. Извлеките сосуд с водой из оптической схемы. По осциллографу убедитесь, что теперь сигнал с выхода приходит раньше, чем в предыдущем случае.

4. Отодвигайте систему зеркал 3 из первоначального положения до тех пор, пока фазы входного и выходного сигнала по осциллографу опять не совпадут, как первоначально при наличии воды.

5. Запишите, какому расстоянию  $\Delta x$  по станине соответствует это положение зеркал.

6. Повторите измерения 5–7 раз.

7. Пункты 1–5 повторите для синтетической смолы.

8. Рассчитайте по формуле 16.3 скорость света в воде и синтетической смоле и по формуле 16.4 соответствующие им показатели преломления. Сравните полученные значения с табличными.

### **Контрольные вопросы к лабораторной работе 16**

1. Сформулируйте физический смысл скорости света.

2. Физический смысл показателя преломления среды.

3. Чем отличается оптический путь от геометрического пути?

4. Какова связь между длиной волны, скоростью распространения света и частотой?

5. Каким образом измерил скорость света Рёмер, Физо?

6. Фигуры Лиссажу. Математическое выражение для кривой Лиссажу.

7. Перечислите основные элементы экспериментальной установки.

8. Какой метод положен в основу измерения скорости света?

9. Какой параметр остается постоянным при переходе из одной среды в другую?

10. Какими тремя векторами характеризуется свет как электромагнитная волна?

11. Какие методы определения показателя преломления среды Вы знаете?

**Рекомендуемая литература:** [1], [4], [11], [12], [14].

## Лабораторная работа № 17

### ПРОВЕРКА ЗАКОНА ЛАМБЕРТА

**Приборы и принадлежности:** источник питания, галогеновая лампа, переносной люксметр, измерительный модуль люксметра, двухлинзовый конденсор, линза собирающая, держатель линзы, экран из сульфида цинка, правоугольный зажим, треугольная и круглая основы, стойки и крепления различной длины и сечения, демонстрационный градуированный диск, универсальный зажим с соединением (суставом).

**Цель работы:** экспериментальная проверка закона Ламберта.

#### Краткая теория

Воздействие света на глаз или какой-либо другой приемный аппарат состоит, прежде всего, в передаче этому регистрирующему аппарату энергии, переносимой световой волной.

Фотометрия, раздел физической оптики, в котором рассматриваются энергетические характеристики оптического излучения, испускаемого источниками, распространяющегося в различных средах и взаимодействующего с телами. При этом энергия электромагнитных колебаний оптического диапазона усредняется по малым интервалам времени, которые, однако, значительно превышают период таких колебаний. Фотометрия охватывает как экспериментальные методы и средства измерений фотометрических величин, так и относящиеся к этим величинам теоретические положения и расчёты.

Теоретические и экспериментальные методы фотометрии находят применение в светотехнике и технике сигнализации, в астрономии и астрофизике, при расчёте переноса излучения в плазме газоразрядных источников света и звёзд, при химическом анализе веществ, в пирометрии, при расчётах теплообмена излучением и во многих др. областях науки и производства.

Фундаментальный для фотометрии закон

$$E = \frac{I}{l^2} \quad (17.1)$$

согласно которому освещённость  $E$  изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния  $l$  от точечного источника с силой света  $I$  был сформулирован И. Кеплером в 1604. Однако основоположником экспериментальной фотометрии следует считать П. Бугера, который опубликовал в 1729 г. описание визуального метода количественного сравнения источников света – установления (путём изменения расстояний до источников) равенства освещённостей соседних поверхностей с использованием в качестве прибора глаза.

В 1760 г. И. Ламберт приступил к развитию теоретических методов фотометрии.

Прежде всего, необходимо дать определения основным фотометрическим величинам, которые применяют в измерительной практике. Их выбор обусловлен особенностями приемных аппаратов, непосредственно реагирующих на ту или иную из этих величин.

Основным энергетическим понятием фотометрии является *световой поток излучения*. Это энергия видимого излучения, переносимая потоком квантов света в единицу времени. Световой поток соответствует мощности излучения в системе энергетических величин. Обозначение:  $\Phi$ . Единица измерения СИ: люмен.

*Световая энергия* – это энергия видимого излучения, переносимая потоком квантов. Под световой энергией понимается поток, получаемый за единицу времени от источника света. Обозначение  $Q$ . Единица измерения люмен·сек.

Отношение светового потока к телесному углу, в пределах которого заключен этот поток, называется *силой света*. Обозначение:  $I$ . Единица измерения СИ: кандела (кд).

*Яркость* — световая характеристика тел. Отношение силы света, излучаемого поверхностью, к площади ее проекции в плоскости, перпендикулярной точке наблюдения. Обозначение:  $L$ . Единица измерения СИ: кд/м<sup>2</sup>.

Поверхность, у которой яркость не зависит от угла наклона площадки к лучу зрения, называется ортотропной; испускаемый с единицы площади такой поверхности световой поток подчиняется закону Ламберта (рис.17.1) .

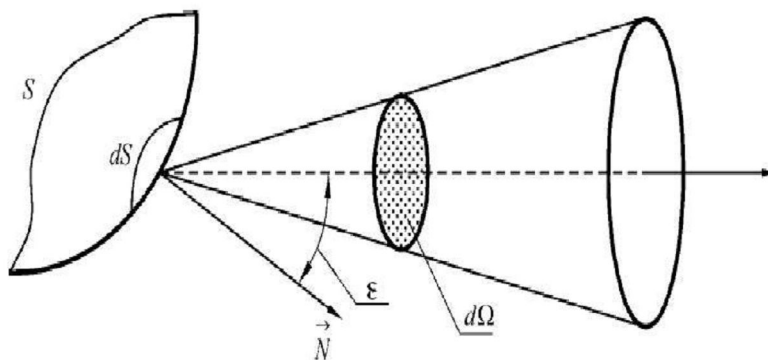


Рис. 17.1 Определение яркости

$S_1$  — элемент площади источника.  $S_2$  — элемент площади приёмника.  $\varepsilon_1$  — угол между нормалью к элементу площади источника и направлением наблюдения.

Плотность потока световой энергии в заданном направлении называется *светимостью*. Обозначение:  $M$ . Единица измерения СИ: лм/м<sup>2</sup>

Освещение поверхности, создаваемое световым потоком, падающим на поверхность называется *освещённостью*. Обозначение  $E$ . Единицей

измерения освещенности в системе СИ служит люкс (1 люкс = 1 люмену на квадратный метр).

Все это можно свести в таблицу 17.1. *Таблица 17.1*

Величины	Обозначение	Определение	Единица измерений (символ)	Единица энергетическая
Световой поток	$\Phi$	$\Phi = \frac{dQ}{dt}$	люмен (лм)	Вт
Световая энергия	$Q$	$Q = \int \Phi dt$	люмен сек (лм с)	Дж
Сила света	$I$	$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$	Кандела (кд)	Вт/ср
Яркость	$L$	$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dS_1 \cos(\epsilon_1)}$	кандела/м <sup>2</sup> (кд/м <sup>2</sup> )	Вт/(ср м <sup>2</sup> )
Светимость	$M$	$M = \frac{d\Phi}{dS_1}$	люмен /м <sup>2</sup> (лм/м <sup>2</sup> )	Вт/м <sup>2</sup>
Освещенность	$E$	$E = \frac{d\Phi}{dS_2}$	люкс (лк)	Вт/М <sup>2</sup>

*Источник излучения* – это некоторая поверхность, излучающая энергию. Общими характеристиками источника излучения являются:

- поток излучения;
- диаграмма силы света – показывает распределение силы света в пространстве  $I(\varphi, \theta)$ ;
- яркость  $L(x, y, \varphi, \theta)$ , где  $x, y$  – координаты на поверхности источника,  $\varphi, \theta$  – углы в полярных координатах.

Особый интерес представляет так называемый ламбертовский излучатель. Это такой излучатель, у которого яркость постоянна и не зависит от направления (то есть не зависит от положения точки на поверхности и от угла наблюдения).

В 1760 году И. Ламберт сформулировал закон, согласно которому яркость  $L$  рассеивающей свет диффузной поверхности одинакова во всех направлениях. Из определения закона Ламберта следуют простые соотношения между световыми величинами – светимостью  $M$  и яркостью  $L$ :  $M = \pi L$ ; между силой света рассеивающей плоской поверхности по перпендикуляру к ней ( $I_0$ ) и под углом  $\theta$  ( $I_\theta$ ):  $I_\theta = I_0 \cos\theta$ . Последнее выражение означает, что сила света такой поверхности максимальна по направлению перпендикулярному к ней и, убывает с увеличением  $\theta$ , становится равной нулю в касательных к поверхности направлениях.

В действительности лишь немногие реальные тела рассеивают свет без значительного отступления от закона Ламберта даже в видимой области

спектра. К ним относятся поверхности, покрытые окисью магния, серноокислым барием, гипс, матовые поверхности; из мутных сред – молочное стекло, некоторые типы облаков; среди самосветящихся излучателей – абсолютно черное тело, порошкообразные люминофоры. Тем не менее, закон Ламберта находит широкое применение не только в теоретических работах как схема идеального рассеяния света, но и для приближенных фотометрических и светотехнических расчетов.

*Отражение света* – явление, заключающееся в том, что при падении света на границу раздела двух сред, в результате взаимодействия его с веществом второй среды появляется световая волна, распространяющейся от границы раздела «обратно» в первую среду. Несамосветящиеся тела становятся видимыми вследствие отражения света от их поверхностей.

Пространственное распределение интенсивности отражённого света определяется отношением размеров неровностей поверхности (границы раздела) к длине волны  $\lambda$  падающего излучения. Если неровности малы по сравнению с  $\lambda$ , имеет место зеркальное отражение света. Когда размеры неровностей соизмеримы с  $\lambda$  или превышают её (шероховатые поверхности, матовые поверхности) и расположение неровностей беспорядочно, отражение света диффузно. Возможно также смешанное отражение света, при котором часть падающего излучения отражается зеркально, а часть – диффузно. Если же неровности с размерами  $\sim \lambda$  и более расположены закономерно (регулярно), распределение отражённого света имеет особый характер, близкий к наблюдаемому при отражении света от дифракционной решётки.

Ламбертовское рассеяние - это такое рассеяние, которое происходит по всем направлениям, равномерно распределенным в пределах телесного угла  $2\pi$ . Яркость такой поверхности постоянна по всем направлениям и не зависит от направления падающего света, то есть полностью подчиняется закону Ламберта.

Часть падающего потока  $\Phi$  поглощается поверхностью, и рассеивается лишь поток  $\Phi'$ :  $\Phi' = \alpha\Phi$ . Коэффициент  $\alpha$  называется альбедо (от лат. albus - белый), и является характеристикой отражательных свойств поверхности какого-либо тела.

Коэффициент альбедо  $\alpha$  изменяется в пределах от нуля до единицы. У абсолютно черного тела  $\alpha = 0$  (ничего не рассеивает, все поглощает), у абсолютно белого тела  $\alpha = 1$  (все рассеивает, ничего не поглощает)

Альбедо некоторых поверхностей:

$\alpha = 0,85-0,95$  – очищенный мел,

$\alpha = 0,7-0,8$  – белая бумага для рисования,

$\alpha = 0,78$  – свежесвыпавший снег,

$\alpha = 0,25-0,3$  – песок,

$\alpha = 0,01-0,002$  – черный бархат.

### Сферический ламбертовский излучатель.

По определению у ламбертовского излучателя яркость постоянна и не зависит от направления (то есть не зависит от положения точки на поверхности и от угла наблюдения) (см.рис 17.2).

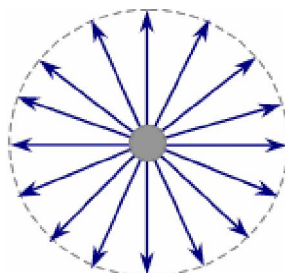


Рис. 17.2 Сферический ламбертовский излучатель

В случае плоского ламбертова излучателя каждая точка поверхности  $dS$  имеет яркость  $L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dS_1 \cos(\epsilon_1)}$ ,  $I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$ , есть сила света, тогда  $L = dI/dS = \text{const}$ . В этом случае сила света от него постоянна во всех направлениях:  $I = I_0 = \text{const}$ .

### Плоский ламбертовский излучатель.

По определению у ламбертовского излучателя яркость постоянна и не зависит от направления (то есть не зависит от положения точки на поверхности и от угла наблюдения). В случае плоского ламбертова излучателя каждая точка поверхности  $dS$  имеет яркость

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dS_1 \cos(\epsilon_1)}, I = \frac{d\Phi}{d\Omega}, \text{ есть сила света, тогда } L = \frac{dI}{dS \cos\varphi}.$$

А если яркость одинакова, то яркость в перпендикулярном направлении равна яркости в направлении, составляющем угол  $\varphi$  с нормалью к поверхности  $dS$  (см. рис. 17.3).

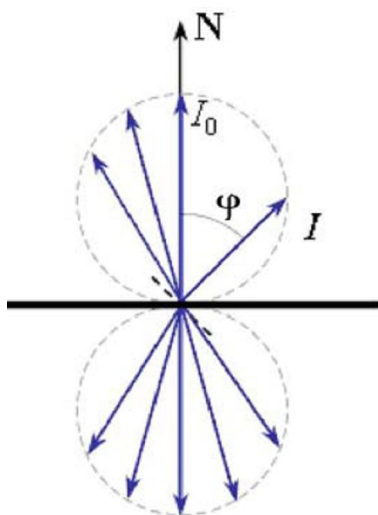


Рис. 17.3 Излучение плоского ламбертовского излучателя.

То есть:  $\frac{dI_0}{dS} = \frac{dI_\varphi}{dS \cos \varphi}$  или  $dI_\varphi = dI_0 \cos \varphi$ . Это и есть **закон Ламберта (закон косинусов)**: плоская поверхность, имеющая одинаковую яркость по всем направлениям, излучает свет, сила которого изменяется по закону косинуса:  $I = I_0 \cos \varphi$ , где  $I_0$  – сила свет в направлении нормали к поверхности,  $\varphi$  – угол между рассматриваемым направлением и нормалью.

По-другому можно сказать, что площадь  $dS^*$  под которой видна излучающая поверхность  $dS$  есть:  $dS^* = S \cos \varphi$  (рис. 17.4)

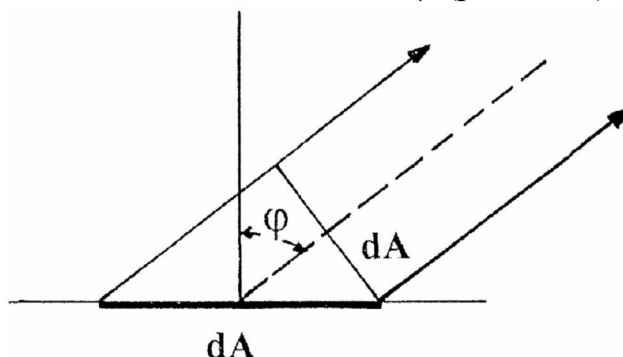


Рис. 17.4 Зависимость между силой света и углом наблюдения.

### Описание экспериментальной установки

На главном рельсе расположена галогеновая лампа (2) в корпусе. Свет от нее, с помощью линзы (3) формирует пятно на люминесцентном экране (5). Экран крепится в центре поворотного устройства оснащенного угловой шкалой (6). Но при этом при повороте положение экрана не меняется. Измерительная головка люксметра (4) крепится с помощью универсального зажима к поворотному устройству (рис.17.5).



Рис.17.5. Внешний вид установки для проверки закона Ламберта.

1 – блок питания галогеновой лампы; 2 – осветительная галогеновая лампа в корпусе с конденсором; 3 – линза в держателе; 4 – измерительная головка люксметра; 5 – сульфидо-цинковый экран; 6 – диск с градуировкой; 7 – измерительный модуль люксметра.

Расстояние между компонентами установки показано на рис.17.6. Перемещая линзу  $L_1$ , установить пятно на экране диаметром приблизительно 6 см. Экран необходимо повернуть так, чтобы перпендикуляр линии к его поверхности образовывал угол  $15^\circ$  с оптической осью. Люксметр нужно направить к центру круга.

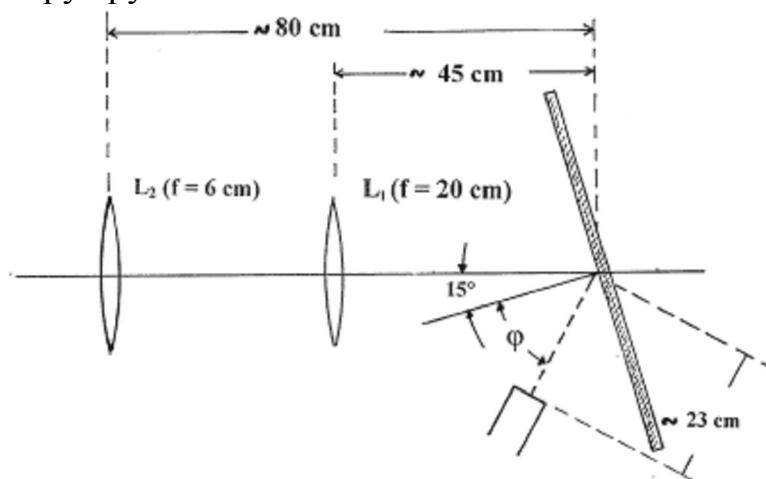


Рис. 17.6 Схематическое изображение расположения элементов установки

Из-за неровностей поверхности экрана из цинкового сульфида предоставляет идеальную диффузную отражательную поверхность (источник Ламберта).

### Порядок выполнения лабораторной работы 17

1. На люминесцентном экране, поверхность которого перпендикулярна оптической оси установки, с помощью линзы  $L_1$  и держателя лампы, проецируется освещенная область с резкими краями (диаметром примерно 6 см).



2. Экран поворачивается на угол  $15^\circ$  к оптической оси. Датчик люксметра при этом направляется к центру освещенного круга.

3. Перед началом измерения люксметр необходимо откалибровать.

4. Перед выполнением основных измерений следует измерить интенсивность люминесценции экрана за счет внешнего излучения и не связанное с излучением лампы. Интенсивность люминесценции измеряется с угловым шагом  $5^\circ$ - $10^\circ$ , при фиксированном положении экрана и выключенной лампе. Полученные результаты необходимо будет учитывать при проведении основных измерений.

5. После включения лампы проводится измерение светимости поверхности экрана освещенного галогеновой лампой при разных углах наблюдения. Причем углы наблюдения должны быть те же, что и те при которых проводилась измерение фонового излучения.

**Внимание!!! Следует избегать попадания прямого света от галогеновой лампы в глаза.**

6. Полученные результаты запишите в табл. 17.2

Таблица 17.2

$\varphi^*$ - угол наблюдения	$\cos\varphi^*$	$M$ при включенной лампе (люкс)	$M^*$ при включенной лампе (люкс)	$M^* - M$ (люкс)

### Обработка результатов эксперимента

Принцип этой работы. Видимый свет взаимодействует с диффузионной отражающей поверхностью. Светимость этой поверхности определяется как функция угла наблюдения.

Сила света люминесценции поток пропорционален  $\cos\varphi$  согласно закону Ламберта. Этот закон также применим для светимости, которая может быть определен посредством люксметра.

Рис. 17.7 показывает, что светимость, как функция  $\cos\varphi$  есть линейная функция. Линейность полученных результатов – есть проверка закона Ламберта.

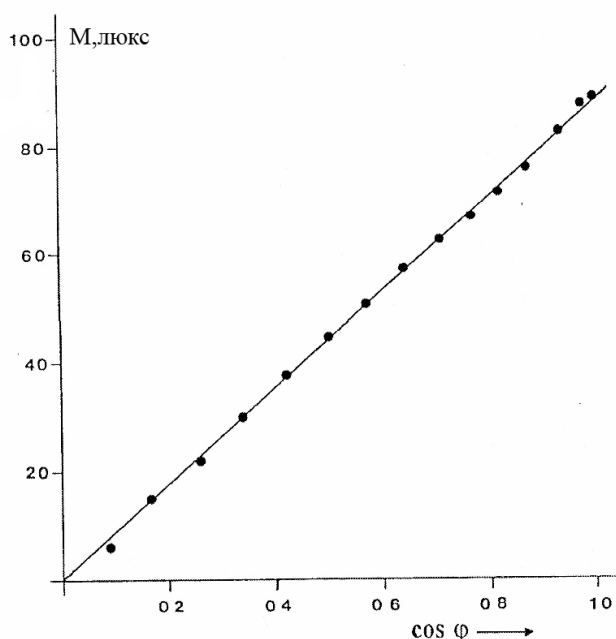


Рис. 17.7 Освещенность как функция косинуса угла наблюдения

Полученные результаты можно представить в полярной системе координат. При этом величина светимости откладывается как длина радиус вектора в полярных системах координат. Если величины светимости представить как векторы интенсивности в полярной системе координат с углом  $\varphi^* = 90^\circ - \varphi$  (рис. 17.8), то оконечности векторов расположены на круге с координатами центра  $(x = 0; y = R/2)$   $x^2 + (y - R)^2 = R^2$ . Преобразование к полярным координатам с  $x = \rho \cos \varphi^*$  и  $y = \rho \sin \varphi^*$ ,  $\rho = 2R \sin \varphi^*$ , с  $\varphi^* = 90^\circ - \varphi$  приводят  $\rho = 2R \cos \varphi$ .

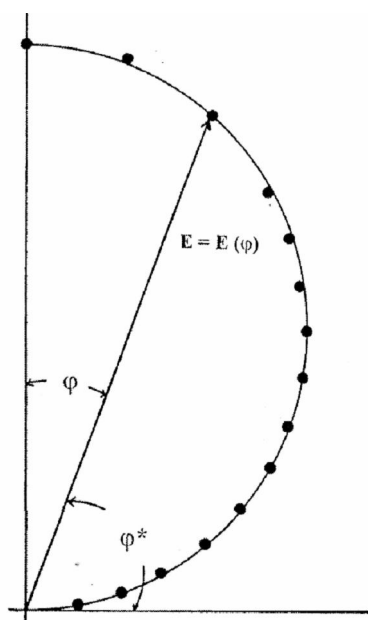


Рис. 17.8 Освещенность как функция косинуса угла наблюдения в полярных координатах

Точность измерения угла  $\Delta\varphi$  составляет  $0,5^\circ$ . Относительная ошибка измерения светимости  $\Delta M/M$  составляет  $0,5\%$ . Из этого соотношения можно найти  $\Delta M$ . Эти данные нужны для определения размеров экспериментальных точек на графике.

### **Контрольные вопросы к лабораторной работе 17**

1. Что такое фотометрия?
2. Дайте определение фотометрических величин: сила света; освещенность; светимость источника света; яркость источника света.
3. Что такое «ламбертовский излучатель», «ламбертовское рассеивание»?
4. В чем заключается разница между «сферическим ламбертовским излучателем» и «плоским ламбертовским излучателем»?
5. Сформулируйте закон Ламберта (закон косинусов).
6. Объясните принцип действия люксметра.

**Рекомендуемая литература:** [1], [4], [10], [14].

### Рекомендуемая литература

1. Ахматов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. М., 1998.
2. Трофимова Т.И. Курс физики. М., 2008.
3. Иродов И.Е. Волновые процессы. М., 2002.
4. Князев С.И. Физический практикум по оптике: в 4 ч. Шадринск, 1970.  
Ч. 4.
5. Кортнев А.В., Рублев Ю.В., Куценко А.Н. Практикум по физике. М., 1965.
6. Лабораторные занятия по физике / под ред. Л.Л. Гольдина. М., 1983.
7. Лабораторный практикум по общей физике / под ред. Е.М. Гершензона, Н.Н. Малова. М., 1985.
8. Лабораторный практикум по физике / Под ред. А.С. Ахманова. М., 1980.
9. Ландсберг Г.С. Оптика. М., 1976.
10. Майсова Н.Н. Практикум по курсу общей физики. М., 1963.
11. Матвеев А.Н. Оптика. М., 1985.
12. Савельев И.В. Курс общей физики: в 3 т. М., 2001. Т. 2.
13. Сивухин Д.В. Общей курс физики: в 4 т. М., 2002. Т. 4.
14. Физический практикум: в 2 т. / под ред. В.И. Ивероновой М., 1968.  
Т. 2.
15. Богатов Н.М., Добро Л.Ф., Матвеекин М.П., Митина О.Е.. Лабораторный практикум по оптике: в 2 ч. Краснодар, 2004. Ч. 1.
16. Добро Л.Ф., Богатов Н.М., Митина О.Е.. Лабораторный практикум по оптике. Краснодар, 2012. Ч. 1.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Введение.....	3
9.	Изменение показателя преломления пластины по углу Брюстера.....	4
10.	Определение Сепана-Больцмана при помощи оптического пирометра.....	12
11.	Определение преломляющего угла бипризмы Френеля.....	22
12.	Исследование аббераций оптических систем.....	32
13.	Измерение спектральных характеристик светофильтров.....	44
14.	Определение радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона.....	53
15.	Сравнение дифракционного и дисперсионного спектров.....	61
16.	Измерение скорости света.....	73
17.	Проверка закона Ламберта.....	84
	Рекомендуемая литература.....	94

*Учебное издание*

Добро Людмила Федоровна  
Богатов Николай Маркович  
Митина Ольга Евгеньевна

## ОПТИКА

Лабораторный практикум  
Часть 2

---

Подписано в печать 04.06.13. Формат 60×84 1/16.  
Печать цифровая. Уч. О – изл.л.5,5. Тираж 500 экз.  
Заказ № 1490.

Кубанский государственный университет.  
350040 г. Краснодар, ул. Ставропольская, 149.

Издательско-полиграфический центр КубГУ.  
350040 г. Краснодар, ул. Ставропольская, 149.