



ДОНСКОЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
УПРАВЛЕНИЕ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ И ПОВЫШЕНИЯ
КВАЛИФИКАЦИИ

Кафедра «Физика»

Практикум
по дисциплине
«Физика»
по разделу

«Волновая оптика»

Лабораторные работы
03, 04, 05, 06.

Авторы
Беликова Т.С., Мардасова И.В.,
Склярора Н.Ю., Шкиль Т.В.

Ростов-на-Дону, 2022

Аннотация

Практикум содержит краткую теорию по разделу физики «Волновая оптика», описание рабочих установок и методику экспериментального определения ряда физических величин для лабораторных работ: «Изучение интерференции света при наблюдении колец Ньютона», «Изучение явления дифракции на зонной пластинке», «Изучение дифракции света на дифракционной решётке», «Изучение поляризованного света».

Предназначен для студентов инженерных специальностей всех форм обучения, в программу учебного курса которых входит выполнение лабораторных работ по физике (раздел «Волновая оптика»).

Авторы

доцент Беликова Т.С.,
доцент Мардасова И.В.,
доцент Склярова Н.Ю.,
доцент Шкиль Т.В.



Оглавление

Лабораторная работа 03 ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА ПРИ НАБЛЮДЕНИИ КОЛЕЦ НЬЮТОНА	4
Краткая теория	4
Описание экспериментальной установки и методики выполнения работы	6
Порядок выполнения работы	8
Контрольные вопросы	10
Лабораторная работа 04 ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИИ НА ЗОННОЙ ПЛАСТИНКЕ	11
Краткая теория	11
Описание экспериментальной установки и методики выполнения работы	14
Порядок выполнения работы	16
Контрольные вопросы	18
Лабораторная работа 05 ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКЕ	19
Краткая теория	19
Описание экспериментальной установки и методики выполнения работы	21
Порядок выполнения работы	22
Контрольные вопросы	25
Лабораторная работа 06 ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА	26
Цель работы: проверка закона Малюса	26
Краткая теория	26
Описание экспериментальной установки и методики выполнения работы	29
Порядок выполнения работы	30
Контрольные вопросы	32
Рекомендуемая литература	33

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 03

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА ПРИ НАБЛЮДЕНИИ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы: определение радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона; определение длины волны монохроматического света.

Оборудование: оптическая скамья, устройство для получения колец Ньютона, светофильтры, ртутная лампа с двойным конденсором и источником питания, собирающая линза, держатели для линз, экран.

Краткая теория

Интерференция света – это пространственное перераспределение интенсивности света при наложении когерентных световых волн. В результате возникает устойчивая картина в виде чередующихся максимумов и минимумов света.

Когерентными называются волны с одинаковой частотой и постоянной разностью фаз.

Оптическая разность хода Δ двух световых волн – величина, равная разности оптических длин путей:

$$\Delta = L_2 - L_1.$$

Оптическая длина пути – величина, равная произведению геометрической длины проходимого волной пути ℓ на показатель преломления среды n , в которой распространяется свет:

$$L = n\ell.$$

Абсолютный показатель преломления среды n – величина, равная отношению фазовых скоростей света в вакууме и в данной среде:

$$n = \frac{c}{v}.$$

Среда с большим показателем преломления называется *оптически более плотной*. При отражении от границы раздела среды, оптически менее плотной, со средой, оптически более плотной, фаза световой волны изменяется на π , что равносильно потере полуволны.

Условие наблюдения интерференционного максимума: если в оптической разности хода двух лучей до данной точки укладывается целое число длин волн в вакууме, то в данной точке будет наблюдаться максимум интенсивности света:

$$\Delta = \pm m \cdot \lambda_0,$$

где $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, λ_0 – длина волны в вакууме (в воздухе).

Условие наблюдения интерференционного минимума: если в оптической разности хода двух лучей до данной точки укладывается нечетное число длин полуволн в вакууме, то в данной точке будет наблюдаться минимум интенсивности света:

$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2},$$

где $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

На рис. 1 схематически изображено устройство для получения интерференционной картины в виде колец Ньютона в проходящем свете. Плоско-выпуклая стеклянная линза большого радиуса кривизны R прижимается выпуклой стороной к плоской стеклянной пластине так, чтобы между ними образовался воздушный зазор переменной толщины. На плоскую поверхность линзы нормально падает параллельный пучок лучей (на рис. 1 проделжен один из таких лучей). Падающий луч 1 частично проходит сквозь систему линза-пластина (луч 1'), частично отражается от стеклянной пластины, а затем отражается от линзы, образуя луч 1''. Лучи 1' и 1'' являются когерентными и интерферируют между собой. При этом возникает интерференционная картина, имеющая вид концентрических окружностей радиусами r .

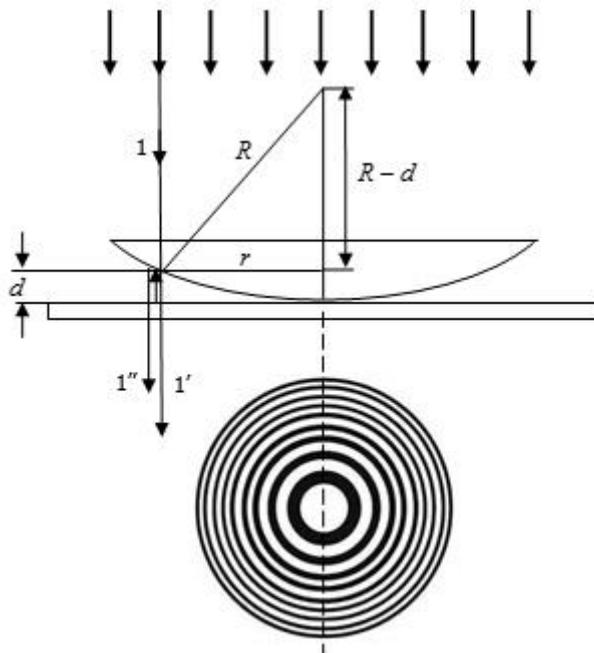


Рис. 1

При отражении световой волны от границы раздела среды оптически менее плотной со средой оптически более плотной (воздух-стекло) фаза колебаний светового вектора изменяется на π . Поскольку луч 1'' дважды испытывает такое отражение (от пластины и от линзы), суммарное изменение фазы составляет 2π , т.е. колебания светового вектора в лучах 1' и 1'' происходят в одинаковой фазе. Оптическая разность хода этих лучей (рис. 1) определяется выражением

$$\Delta = 2dn_{\text{возд}} = 2d \Rightarrow d = \frac{1}{2} \Delta, \quad (1)$$

где d – ширина воздушного зазора в точке падения луча 1;

$n_{\text{возд}} = 1$ – показатель преломления воздуха.

Как видно из рис. 1,

$$R^2 = r^2 + (R - d)^2, \quad r^2 = 2Rd - d^2.$$

Т. к. $d^2 \ll 2Rd$, $r^2 = 2Rd$, $r = \sqrt{2Rd} = \sqrt{R\Delta}$. (2)

При наблюдении минимума в оптической разности хода двух лучей до данной точки укладывается нечетное число длин полуволен в вакууме,

$$\Delta = (2m - 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 1, 2, 3...),$$

поэтому радиус темного кольца Ньютона в проходящем свете в соответствии с (2) определяется формулой

$$r_{\text{темн}} = \sqrt{(2m - 1)R} \frac{\lambda_0}{2},$$

где $m = 1, 2, \dots$ – номер кольца.

При наблюдении максимума $\Delta = m \cdot \lambda_0$, поэтому радиус светлого кольца Ньютона в проходящем свете определяется формулой

$$r_{\text{св}} = \sqrt{m\lambda_0 R},$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$ – номер кольца.

Чем больше m , тем меньше различие между радиусами соседних колец, и тем ближе кольца друг к другу. Каждое кольцо имеет заметную ширину и в нем осуществляется плавный переход от максимума к минимуму.

Описание экспериментальной установки и методики выполнения работы

Установка для наблюдения колец Ньютона показана на рис. 2.

Источником света является ртутная лампа (1) с источником питания (2) и двойным конденсором (3). Конденсор, или осветительная линза, помещается между ртутной лампой и устройством для получения колец Ньютона (4). С помощью собирающей линзы (5), на держателе которой закрепляется светофильтр (6), увеличенное изображение колец и миллиметровой измерительной шкалы проецируется на экран (7), расположенный на расстоянии 40 см от линзы на оптической скамье (8). Цена деления шкалы 1 мм. В описанной установке кольца Ньютона наблюдаются в проходящем свете.



Рис. 2

В реальной установке соприкосновение линзы и пластинки не является идеальным и толщина воздушного зазора на расстоянии r от точки соприкосновения составляет $d \pm \Delta d$. Величина Δd имеет положительное значение, если между линзой и пластинкой имеются частицы пыли и отрицательное значение при более высоком давлении линзы на пластинку. Таким образом, оптическая разность хода интерферирующих лучей равна

$$\Delta = 2(d \pm \Delta d).$$

В соответствии с (2)

$$\Delta = 2\left(\frac{r^2}{2R} \pm \Delta d\right) = \frac{r^2}{R} \pm 2\Delta d.$$

Для темного кольца $\Delta = (2m - 1)\frac{\lambda}{2}$, следовательно

$$\frac{r^2}{R} \pm 2\Delta d = (2m - 1)\frac{\lambda}{2}.$$

Для двух различных колец

$$\left. \begin{aligned} \frac{r_m^2}{2R} \pm 2\Delta d &= (2m - 1)\frac{\lambda}{2} \\ \frac{r_n^2}{2R} \pm 2\Delta d &= (2n - 1)\frac{\lambda}{2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{\lambda(m - n)}$$

Для вычисления полученную формулу удобнее представить в виде

$$R = \frac{(r_m + r_n)(r_m - r_n)}{\lambda(m - n)}. \quad (3)$$

Зная длину волны λ используемого монохроматического света и измерив

6. Вычислить средние значения радиусов: $r = \frac{r_{np} + r_{лев}}{2}$.

7. По формуле (3) вычислить три раза значение радиуса кривизны R , используя различные сочетания колец m и n больших порядков, измерение радиусов которых производится более точно.

8. Рассчитать $\langle R \rangle = \frac{R_1 + R_2 + R_3}{3}$; $\Delta R_i = |\langle R \rangle - R_i|$,

$$\langle \Delta R \rangle = \frac{\Delta R_1 + \Delta R_2 + \Delta R_3}{3}, \quad \delta R = \frac{\langle \Delta R \rangle}{\langle R \rangle} \cdot 100\%.$$

9. Записать окончательный результат в виде $R = \langle R \rangle \pm \langle \Delta R \rangle$.

Задание 2. Определение длины волны монохроматического света.

1. Установить светофильтр, пропускающий свет неизвестной длины волны.
2. Выполнить п. 2-6 задания 1; экспериментальные данные занести в табл. 2.

Таблица 2

$\langle R \rangle =$							
m							
№ кольца	r_{np} (мм)	$r_{лев}$ (мм)	r (мм)	Номера колец в сочетании, m и n	λ (м)	$\Delta \lambda$ (м)	$\delta \lambda$ (%)
1							X
2							
3							
4							
5							
6							
7							
8							
9							
среднее							

3. По формуле (4) вычислить три раза значение длины волны λ , используя значение $\langle R \rangle$ и различные сочетания колец m и n (больших порядков).

4. Рассчитать $\langle \lambda \rangle$, $\langle \Delta \lambda \rangle$, $\delta \lambda$.

5. Записать окончательный результат в виде $\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta \lambda \rangle$.

Контрольные вопросы

1. Что представляет собой свет согласно волновой теории?
2. Что такое интерференция света?
3. Какие волны называются когерентными?
4. Записать и сформулировать условие наблюдения интерференционных максимумов.
5. Записать и сформулировать условие наблюдения интерференционных минимумов.
6. Изобразить схематически, как осуществляется интерференция в системе линза – стеклянная пластинка. Какие лучи интерферируют между собой?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 04

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИИ НА ЗОННОЙ ПЛАСТИНКЕ

Цель работы: определить длину волны лазерного излучения и рассчитать радиусы зонной пластинки.

Оборудование: лазер, зонная пластинка, четыре линзы в держателях, матовый экран, поляризационный фильтр, оптическая скамья.

Краткая теория

Дифракцией света называется явление отклонения света от прямолинейного распространения, когда свет, огибая края отверстия или препятствия, заходит в область геометрической тени. Дифракция наблюдается, если размеры отверстия или препятствия соизмеримы с длиной волны λ .

Проникновение световых волн в область геометрической тени может быть объяснено с помощью принципа Гюйгенса-Френеля.

Принцип Гюйгенса-Френеля: каждая точка фронта волны является источником когерентных вторичных сферических волн, интерференция которых определяет результирующую волну в следующий момент времени. Амплитуда вторичной сферической волны пропорциональна величине площади волновой поверхности, излучающей эту волну. Максимум излучения вторичных волн происходит в направлении нормали к волновой поверхности.

В общем случае нахождение амплитуды результирующего колебания представляет собой сложную задачу. Однако, в случаях, обладающих симметрией, нахождение амплитуды результирующего колебания может быть осуществлено более простым методом, разработанным Френелем и получившим название метода зон Френеля.

Определим *методом зон Френеля* амплитуду светового колебания, возбуждаемого в точке М сферической волной, распространяющейся в изотропной однородной среде из точечного источника S (рис. 1). Действие источника света S заменяется действием вспомогательных источников, расположенных на одной из волновых поверхностей S' , являющейся поверхностью фронта волны, идущей из S (поверхность сферы с центром S). Поверхность S' разбивается на кольцевые зоны Френеля таким образом, чтобы расстояния от границ зоны до точки М отличались на $\lambda/2$.

Если расстояние OM от центра O волновой поверхности S' до точки М равно b , то для построения зон из точки М проводятся сферы радиусами

$$b_k = b + k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots).$$

Пересечение сфер с волновой поверхностью S' определяет границы зон Френеля, выделяемых на этой поверхности. Вычисление показывает, что площади всех зон Френеля примерно одинаковы.

Каждой точке поверхности любой из зон соответствует аналогичная точка в соседней зоне, колебания от которой в точке М отличаются по фазе на π . Поэтому результирующие колебания от двух соседних зон в целом находятся в противофазе.

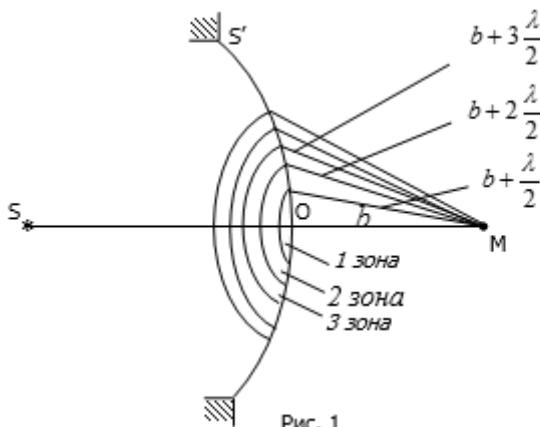


Рис. 1

Окончательный результат получается сложением действий каждой зоны в точке М, причем учитывается, что:

- 1) действие соседних зон ослабляет друг друга, т.к. эти зоны посылают в точку М колебания в противофазе;
- 2) действие зоны уменьшается с увеличением угла между нормалью к поверхности зоны и направлением на точку М, поэтому амплитуды колебаний A_1, A_2, \dots , создаваемые первой, второй и т.д. зонами в точке М, связаны неравенствами: $A_1 > A_2 > A_3 > \dots$

Амплитуда результирующего колебания в точке М может быть представлена в виде

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

Все амплитуды от нечётных зон входят с одним знаком, а от чётных зон – с другим.

Если в некотором отверстии (рис. 1), до которого дошел фронт волны, поместится четное число зон Френеля, в точке М будет наблюдаться темное пятно, окруженное чередующимися светлыми и темными кольцами. Если в отверстии помещается нечетное число зон Френеля, в точке М будет светлое пятно.

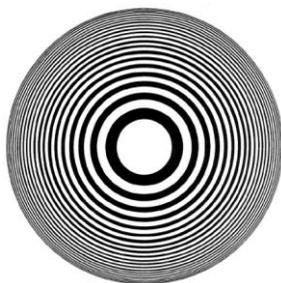


Рис. 2

Колебания от четных и нечетных зон Френеля находятся в противофазе и взаимно ослабляют друг друга. Если на пути световой волны поставить пластинку, которая перекрывает все четные или все нечетные зоны, то амплитуда колебаний в точке М резко возрастает. Такая пластинка называется зонной (рис. 2).

Зонная пластинка дает в точке наблюдения М увеличение интенсивности, действуя аналогично собирающей линзе с фокусным расстоянием f (рис. 3); f – расстояние от центра

зонной пластинки до точки наблюдения. Как видно из рис. 3,

$$r_n^2 = \left(f + n \frac{\lambda}{2}\right)^2 - f^2 = f^2 + fn\lambda + n^2 \frac{\lambda^2}{4} - f^2 = nf\lambda,$$

т.к. $n^2 \frac{\lambda}{4} \ll nf\lambda$.

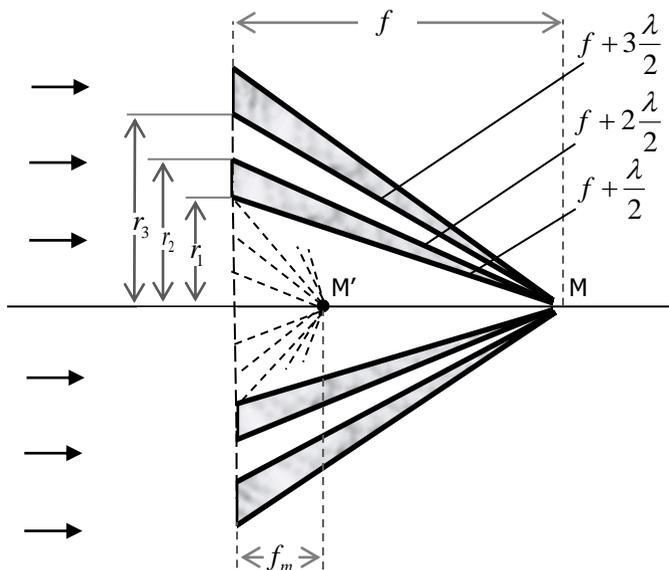


Рис. 3

$$r_n^2 = fn\lambda, \tag{1}$$

$$f = \frac{r_n^2}{n\lambda}, \tag{2}$$

где r_n – радиус n -ого кольца зонной пластинки (рис. 3).

Зная радиус r_1 первого центрального круга зонной пластинки, можно рассчитать все остальные радиусы ее колец. В соответствии с (1)

$$r_n = \sqrt{fn\lambda}, \quad r_1 = \sqrt{f\lambda} \Rightarrow r_n = r_1 \sqrt{n}. \tag{3}$$

В отличие от линзы, зонная пластинка дает не одно, а несколько изображений источника. Если точку наблюдения M (рис. 3) сместить в такое положение M' , чтобы в пределах каждого прозрачного кольца зонной пластинки укладывалась не одна, а три зоны Френеля (для направления на точку M'), то действие двух из них будет взаимно скомпенсировано, и амплитуда колебаний в точке M' будет определяться только третьей зоной.

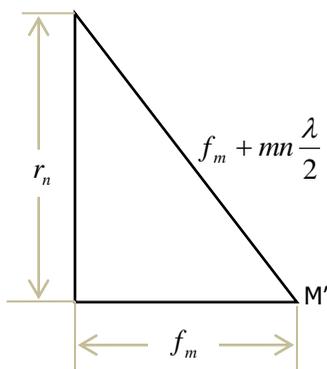


Рис. 4

Амплитуды волн, приходящих в эту точку от некомпенсированных зон всех прозрачных колец пластинки, складываются, т.е. указанная точка является еще одним фокусом зонной пластинки f_m . Приведенное рассуждение верно и для других точек наблюдения, если в пределах каждого кольца пластинки укладывается любое нечетное число зон Френеля m .

Так как каждое кольцо дополнительно разделено на m зон, то для кольца радиуса r_n (рис.4) выполняется соотношение

$$r_n^2 = \left(f_m + mn \frac{\lambda}{2}\right)^2 - f_m^2 = f_m^2 + f_m mn \lambda + \left(mn \frac{\lambda}{2}\right)^2 - f_m^2.$$

Т.к. $\left(mn \frac{\lambda}{2}\right)^2 \ll f_m nm \lambda$, $r_n^2 = f_m mn \lambda$, $f_m = \frac{r_n^2}{mn \lambda}$.

В соответствии с (2)

$$f_m = \frac{f}{m}, \quad m = 3, 5, 7, \dots \quad (4)$$

Следовательно, по мере смещения точки наблюдения М (т.е. экрана) к зонной пластинке на экране будет наблюдаться чередование ярких точек с затемненными промежутками между ними, что можно интерпретировать как наличие у зонной пластинки последовательности фокальных точек. Соответствующие фокусные расстояния f_m связаны с главным фокусом f соотношением (4).

Описание экспериментальной установки и методики выполнения работы

Экспериментальная установка изображена на рис. 5.

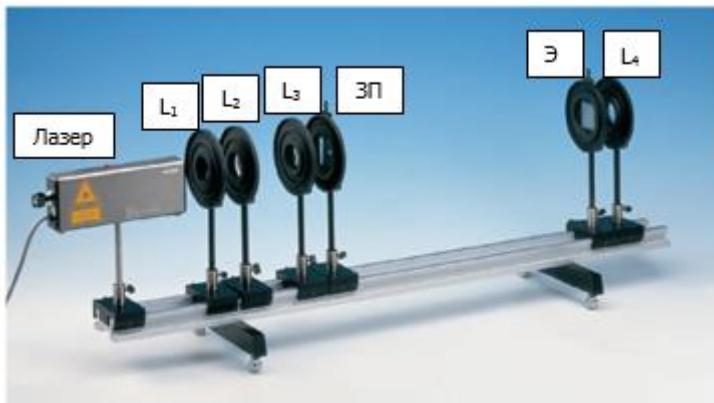


Рис. 5

В начале оптической скамьи помещен гелий-неоновый лазер, излучение которого проходит через систему, состоящую из трех линз L_1 , L_2 , L_3 , попадает на зонную пластинку ЗП, а затем на матовый экран Э с поляризационным фильтром. Линза L_4 используется как лупа. Система линз L_1 ($F_1 = 20$ мм), L_2 ($F_2 = -50$ мм), L_3 ($F_3 = 100$ мм) позволяет расширить лазерный луч до диаметра около 5 мм и обеспечивает параллельность пучка на расстоянии в пределах нескольких метров (теоретически до 10 м). Рассеивающая линза L_2 позволяет уменьшить расстояние между линзой L_1 и L_3 и, тем самым, уменьшить длину оптической скамьи. Параллельный пучок света от лазера (рис. 6) падает на линзу L_1 и собирается в её фокусе F_1 ; эта точка является точечным источником света S_1 ; S_2 – мнимое изображение источника S_1 , даваемое рассеивающей линзой L_2 . Это изображение S_2 является источником света для собирающей линзы L_3 и должно находиться в её фокусе F_3 , чтобы за линзой L_3 лучи шли параллельным пучком.

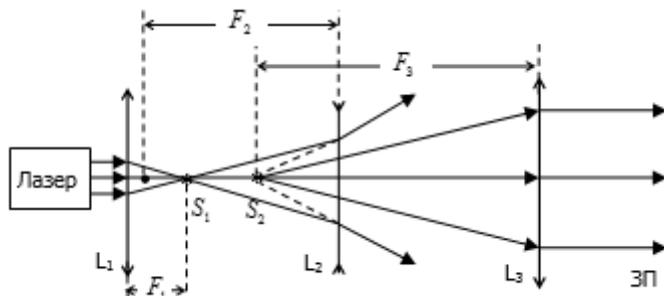


Рис. 6

Необходимое для этого взаимное расположение элементов установки

представлено на рис. 7. Для настройки оптической системы используется зонная пластинка, которая должна быть практически полностью освещена. При ее перемещении от линзы L_3 до конца оптической скамьи размер и положение светового пятна (в центре зонной пластинки) не должны изменяться.

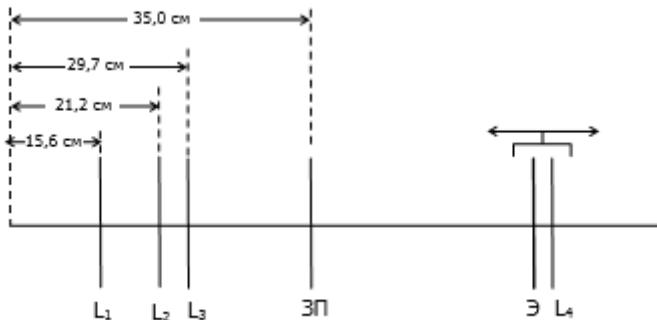


Рис. 7

Изображение от зонной пластинки наблюдается на экране из матового стекла, глаз наблюдателя располагается за экраном, фиксируя оптическое изображение в проходящем ослабленном пучке. Поляризационный фильтр, используемый для ослабления яркости изображения (примерно в два раза), установлен непосредственно за экраном на одном с ним держателе. Собирающая линза L_4 ($F_4 = 50$ мм) используется как лупа для более удобного наблюдения фокальных точек. Перемещая экран (совместно с линзой L_4) от края оптической скамьи по направлению к зонной пластинке, можно фиксировать фокальные точки пластинки и определять соответствующие им фокусные расстояния.

Используемая зонная пластинка имеет 20 зон, радиус первой центральной светлой зоны $r_1 = 0,6$ мм.

Внимание! Никогда не подвергайте глаза действию прямого ослабленного лазерного пучка! Это опасно для зрения!

Порядок выполнения работы

Задание 1.

1. Провести оптическую юстировку установки с помощью зонной пластинки. В случае необходимости осторожным перемещением линз L_2 и L_3 добиться строгой параллельности лазерного пучка. При этом центр светового пятна должен совпадать с центром пластинки, а диаметры пятна и зонной пластинки должны быть примерно равны. Положение оптических приборов должно соответствовать рис. 7.

2. Определить фокусные расстояния зонной пластинки.

Данная экспериментальная установка позволяет хорошо наблюдать одну фокальную точку 3-го порядка с фокальным расстоянием

Физика

$$f_3 = \frac{r_n^2}{3n\lambda}. \quad (5)$$

Для определения f_3 перемещаем экран совместно с линзой L_4 от края оптической скамьи по направлению к зонной пластинке; при этом на экране наблюдается система концентрических колец со светлым пятном в центре. По мере перемещения экрана яркость центрального светлого пятна убывает, в центре возникает темное пятно, которое затем сменяется яркой светящейся точкой. Этой точке с максимальной яркостью соответствует фокальная точка 3-го порядка (если изображение фокальной точки не удастся зафиксировать, то рекомендуется линзы L_2 и L_3 переместить по оптической скамье в положения 25 см и 29,3 см соответственно). Необходимо по оптической скамье определить соответствующее положение экрана ℓ_1 и занести его в табл. 1, а затем определить фокусное расстояние $f_3 = \ell_1 - \ell_2$, где ℓ_2 – положение зонной пластинки. Выполнить эту операцию 5 раз.

3. Определить длину волны лазерного излучения, используя формулу (5).

$$\lambda = \frac{r_n^2}{3nf_3}. \quad (6)$$

Для $n = 1$
$$\lambda = \frac{r_1^2}{3f_3}. \quad (7)$$

Результаты расчетов по формуле (7) занести в табл. 1.

Таблица 1

		$\ell_2 = 0,35$ м	$r_1 = 6 \cdot 10^{-4}$ м		
№ п/п	$\ell_1, \text{м}$	$f_3, \text{м}$	$\lambda, \text{м}$	$\Delta\lambda, \text{м}$	$\delta\lambda$
1					X
2					
3					
4					
5					
среднее					

4. Рассчитать $\langle \lambda \rangle = \frac{\lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_5}{5}$; $\Delta\lambda_i = |\langle \lambda \rangle - \lambda_i|$;

$$\langle \Delta\lambda \rangle = \frac{\Delta\lambda_1 + \Delta\lambda_2 + \dots + \Delta\lambda_5}{5}; \quad \delta\lambda = \frac{\langle \Delta\lambda \rangle}{\langle \lambda \rangle}.$$

5. Записать окончательный результат в виде $\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta\lambda \rangle$.

Задание 2.

1. Рассчитать по формуле (3) радиусы пяти (по указанию преподава-

теля) различных колец зонной пластинки; результаты занести в табл. 2.

Таблица 2

$\langle f_3 \rangle =$ м, $r_1 = 0,6$ мм				
Номер кольца n	r_n , м	λ , м	$\Delta\lambda$, м	$\delta\lambda$
				X
среднее				

2. Используя значение $\langle f_3 \rangle$ из табл.1 и формулу (6), рассчитать λ :

$$\lambda = \frac{r_n^2}{3n \langle f_3 \rangle}$$

3. Выполнить п. 4 и 5 задания 1.

Контрольные вопросы

1. Какое явление называется дифракцией света? При каком условии она наблюдается?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Как строятся зоны Френеля? Ответ проиллюстрировать рисунком.
4. Сколько зон укладывается на отверстии, если в точке наблюдения в центре дифракционной картины наблюдается светлое пятно? тёмное пятно?
5. Что представляет собой зонная пластинка и в чём заключается принцип её действия?
6. Для чего применяется зонная пластинка?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 05

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКЕ

Цель работы: определение длины волны лазерного излучения с помощью дифракционной решётки.

Оборудование: гелий-неоновый (*He-Ne*) лазер, дифракционная решётка, экран с миллиметровой шкалой, оптическая скамья с измерительной линейкой.

Краткая теория

Дифракцией света называется явление отклонения света от прямолинейного распространения, когда свет, огибая края отверстия или препятствия, заходит в область геометрической тени. Дифракция наблюдается, если размеры отверстия или препятствия соизмеримы с длиной волны λ .

Проникновение световых волн в область геометрической тени может быть объяснено с помощью принципа Гюйгенса-Френеля.

Принцип Гюйгенса-Френеля: каждая точка фронта волны является источником когерентных вторичных сферических волн, интерференция которых определяет результирующую волну в следующий момент времени.

Дифракционной решеткой называется совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей. Общая ширина щели a и непрозрачного промежутка b называется *постоянной* (или *периодом*) решетки d (рис. 1):

$$d = a + b.$$

Период дифракционной решётки можно определить по формуле:

$$d = \frac{1}{n},$$

где n – число щелей, приходящихся на единицу длины решётки.

Прозрачные дифракционные решетки обычно изготавливаются из стеклянных или кварцевых пластин, на поверхность которых наносится алмазным резцом ряд параллельных штрихов.

Если на решетку нормально к её поверхности падает плоская монохроматическая волна с длиной λ , то в центральную точку экрана линзой Л соберутся лучи, для которых угол дифракции $\varphi_0 = 0$, амплитуды их волн сложатся арифметически, и интенсивность центрального максимума будет наибольшей.

Лучи, идущие под углом φ к первоначальному направлению от соответствующих мест каждой из двух соседних щелей, обладают разностью хода $d \sin \varphi$ (рис. 1). Волны усиливают друг друга, если эта разность хода равна целому числу длин волн.

Физика

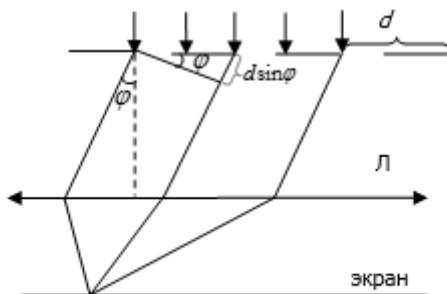


Рис. 1

Условие наблюдения главных максимумов:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots - \text{порядок максимума.}$$

При $m = 0$ имеем центральный максимум, при $m = \pm 1$ – имеем два максимума 1-го порядка, симметрично расположенные относительно центрального, и т. д. (рис. 2).

Очевидно, что в тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при N щелях, т. е. главные минимумы интенсивности определяются в соответствии с условием наблюдения минимумов при дифракции на щели [1]:

$$a \sin \varphi = \pm 2m \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{или} \quad a \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots).$$

Кроме того, вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых щелями, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, т. е. возникнут дополнительные минимумы.

Условие дополнительных минимумов:

$$d \sin \varphi = \pm m' \cdot \frac{\lambda}{N} \quad (m' \neq 0, N, 2N, \dots),$$

где m' может принимать все целочисленные значения, кроме $0, N, 2N, \dots$, т. е. кроме тех, при которых данное условие переходит в условие главных максимумов.

В случае N щелей между соседними главными максимумами располагается $N-1$ дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами, создающими весьма слабый фон. Чем больше щелей N , тем большее количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, тем более интенсивными и более острыми будут максимумы (рис. 2).

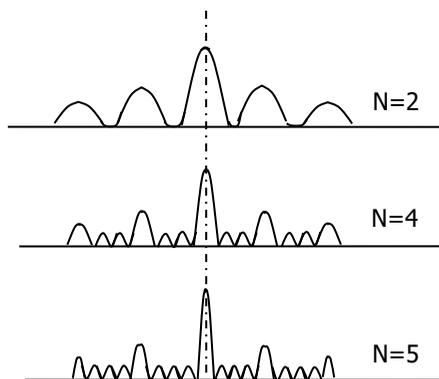


Рис. 2

При пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m = 0$), разлагаются в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины. Это позволяет использовать дифракционную решетку как спектральный прибор для исследования спектрального состава света (определения длин волн и интенсивностей всех монохроматических компонентов).

Описание экспериментальной установки и методики выполнения работы

Экспериментальная установка, представленная на рис. 3, состоит из оптической скамьи (1), на которой размещены лазер (2), дифракционная решётка (3) и экран с миллиметровой шкалой (4).

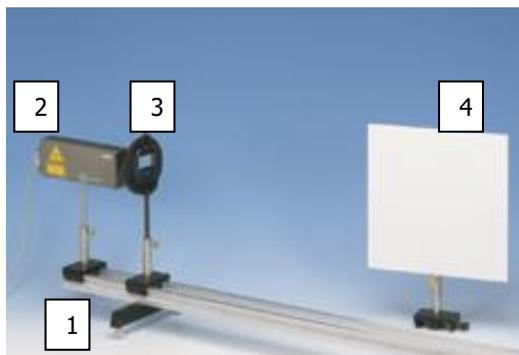


Рис. 3

На рис. 4 показано положение нескольких симметричных главных максимумов, наблюдающихся на экране после дифракции лазерного излучения на дифракционной решётке.

Условие наблюдения главных максимумов при дифракции на дифракционной решётке:

$$d \sin \varphi = m \lambda .$$

Как видно из рис. 4, $\sin \varphi = \frac{x}{\ell}$, где $\ell = \sqrt{x^2 + L^2}$, x – расстояние

между максимумами нулевого и m -го порядка, L – расстояние между экраном и дифракционной решёткой. Следовательно,

$$\sin \varphi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + L^2}},$$

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin \varphi}{m} = \frac{d \cdot x}{m \sqrt{x^2 + L^2}}. \quad (1)$$

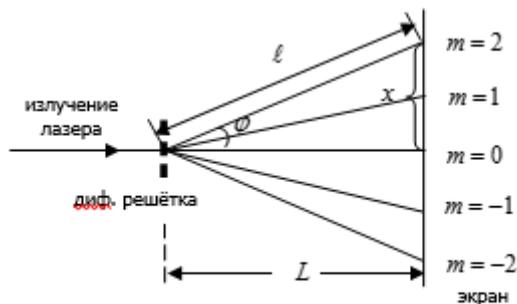


Рис. 4

Порядок выполнения работы

Задание 1. Определение длины волны лазерного излучения при неизменном расстоянии L между экраном и дифракционной решёткой

1. Включить лазер.
2. Перемещая дифракционную решётку по оптической скамье, добиться того, чтобы на экране наблюдалось по пять главных максимумов, симметрично расположенных относительно центрального ($m = 0$); при этом положение центрального максимума должно соответствовать нулю измерительной шкалы.
3. С помощью измерительной шкалы определить расстояние x_m для пяти главных максимумов, расположенных слева (x_n) и справа (x_n) от центрального; данные занести в табл. 1.
4. С помощью линейки, расположенной на оптической скамье, определить расстояние L между экраном и дифракционной решёткой и занести его в табл. 1.
5. Выключить лазер.
6. Рассчитать период дифракционной решётки по формуле

$$d = \frac{10^{-3}}{n} \text{ (м)},$$

где n (число щелей, приходящихся на 1 мм длины) указано на ре-

шётке. Результат занести в табл. 1.

7. Определить среднее значение $x = \frac{x_n + x_n}{2}$ для каждого m .
8. Рассчитать по формуле (1) длину волны лазерного излучения.

Таблица 1

$d =$		$m,$		$L =$		m
m	$x_n(m)$	$x_n(m)$	$x(m)$	$\lambda(m)$	$\Delta\lambda(m)$	$\delta\lambda(\%)$
1						X
2						
3						
4						
5						
среднее						

9. Вычислить среднее значение длины волны: $\langle \lambda \rangle = \frac{\lambda_1 + \dots + \lambda_5}{5}$,
 абсолютные погрешности отдельных измерений $\Delta\lambda_i = |\langle \lambda \rangle - \lambda_i|$,
 среднюю абсолютную $\langle \Delta\lambda \rangle = \frac{\Delta\lambda_1 + \dots + \Delta\lambda_5}{5}$
 и относительную погрешности $\delta\lambda = \frac{\langle \Delta\lambda \rangle}{\langle \lambda \rangle} \cdot 100\%$.
10. Записать окончательный результат в виде: $\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta\lambda \rangle$.

Задание 2. Определение длины волны лазерного излучения при различных положениях дифракционной решётки относительно экрана

1. Включить лазер.
2. Перемещая дифракционную решётку по оптической скамье, установить её на расстоянии L_1 от экрана (расстояния L_i указываются преподавателем). При этом положение центрального максимума ($m = 0$) должно соответствовать нулю измерительной шкалы. Значение L_1 занести в табл. 2.
3. С помощью измерительной шкалы определить расстояние между центральным максимумом и максимумами первого порядка, расположенными слева (x_n) и справа (x_n) от него; значения x_n и x_n занести в табл. 2.
4. Выполнить пункты 2 и 3 для двух других значений L_i .

Таблица 2

$d = \quad m, \quad m = 1$							
№	$L(m)$	$x_n(m)$	$x_n(m)$	$x(m)$	$\lambda(m)$	$\Delta\lambda(m)$	$\delta\lambda(\%)$
1							X
2							
3							
среднее							

5. Выключить лазер.
6. Определить среднее значение $x = \frac{x_n + x_n}{2}$ для каждого L_i .
7. Рассчитать по формуле (1) длину волны лазерного излучения.
8. Вычислить $\langle \lambda \rangle$, $\langle \Delta\lambda \rangle$, $\delta\lambda$ (см. пункты 9 и 10 задания 1) и записать окончательный результат.

Задание 3. Рассчитать номер последнего максимума, который можно наблюдать с помощью данной решётки

Так как максимум наибольшего порядка в дифракционном спектре m_{\max} будет наблюдаться при максимальном значении $\sin \varphi$, а предельное значение $\sin \varphi = 1$, то из условия наблюдения главных максимумов следует:

$$d \approx m_{\max} \cdot \lambda,$$

$$m_{\max} \approx \frac{d}{\lambda}.$$

В качестве m_{\max} берётся целая часть полученного числа.

Рассчитать m_{\max} с использованием формулы: $m_{\max} \approx \frac{d}{\langle \lambda \rangle}$.

Задание 4. Определить общее число максимумов k , которые можно наблюдать с помощью данной решётки

Как видно из рис. 4, полное число максимумов k складывается из нулевого максимума и всех остальных максимумов, расположенных симметрично относительно нулевого ($2m_{\max}$), т. е. определяется формулой:

$$k = 2m_{\max} + 1.$$

Контрольные вопросы

1. Что представляет собой явление дифракции света?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Что представляет собой дифракционная решетка?
4. Что такое период дифракционной решетки? Как его определить, зная длину решетки ℓ и число щелей N ?
5. Запишите условие наблюдения главных максимумов при дифракции на дифракционной решетке.
6. Как рассчитать общее число максимумов, которое можно наблюдать с помощью данной решётки?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 06

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цель работы: проверка закона Малюса.

Оборудование: лазер, поляририд, фотоприемник, мультиметр, оптическая скамья.

Краткая теория

Свет представляет собой электромагнитные волны, в которых напряженность электрического и магнитного полей изменяются по гармоническому закону:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx + \alpha_0),$$

$$H = H_0 \cos(\omega t - kx + \alpha_0),$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число;

λ – длина волны.

Электромагнитная волна (рис. 1)

является поперечной: векторы \vec{E} и \vec{H} взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной вектору скорости распространения волны \vec{v} , т. е. направлению распространения волны x .

На основании опытных данных установлено, что физическое, фотохимическое и другие действия света вызываются колебаниями вектора напряженности электрического поля, поэтому вектор \vec{E} получил название светового вектора; E_0 – амплитуда светового вектора.

Световая волна, излучаемая естественным источником света, является результатом сложения множества электромагнитных волн, испускаемых отдельными атомами данного источника. Направление колебания светового вектора \vec{E} волны, излучаемой каждым атомом, различно и ориентировано случайным образом. Поэтому в результирующей волне вектор \vec{E} колеблется с одинаковой вероятностью во всех направлениях, перпендикулярных лучу, характеризующему направление распространения света.

Таким образом, естественный свет представляет собой электромагнитную волну, в которой колебания светового вектора происходят во всех возможных направлениях перпендикулярно световому лучу (рис. 2).

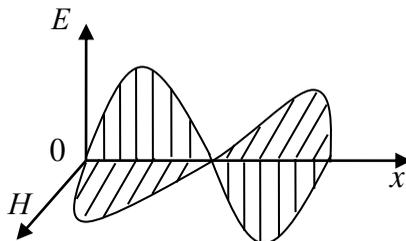


Рис. 1

Свет, в котором направления колебаний вектора \vec{E} упорядочены каким-либо образом, называется поляризованным. Если колебания светового вектора осуществляются только

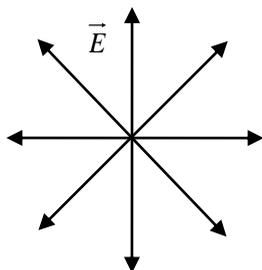


Рис. 2



Рис. 3

в одной плоскости, свет называется плоско- или линейно поляризованным (рис. 3). Плоскость, в которой происходят колебания светового вектора, называется плоскостью поляризации.

Поляризация света наблюдается при отражении и преломлении естественного света, а также при прохождении его через анизотропные

среды.

При прохождении света через некоторые оптически прозрачные кристаллы происходит разделение светового луча (рис. 4). Это явление получило название двойного лучепреломления. Было установлено, что при любых углах падения вышедшие из кристалла два луча параллельны друг другу и обладают одинаковыми интенсивностями. Один из них удовлетворяет закону

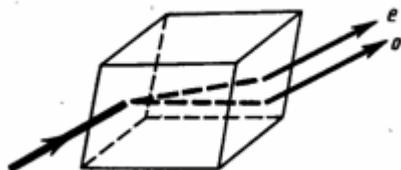


Рис. 4

преломления света, называется обыкновенным лучом и обозначается на чертежах буквой "o". Второй не подчиняется закону преломления света, называется необыкновенным, обозначается буквой "e".

Исследования показывают, что вышедшие из кристалла обыкновенный и необыкновенный лучи полностью поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Двойным лучепреломлением называется способность некоторых веществ расщеплять падающий световой луч на два луча, которые поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях.

В некоторых кристаллах один из лучей поглощается сильнее другого. Это явление называется дихроизмом.

Поляризатор – это устройство, преобразующее естественный свет в плоско поляризованный.

В основе действия поляризаторов лежит свойство кристаллов разделять луч естественного света на два плоскополяризованных луча. Поляризаторы свободно пропускают только колебания вектора \vec{E} , параллельные плоскости, называемой плоскостью поляризатора (плоскостью пропускания).

В качестве поляризатора часто используют поляроид.

Поляроид – целлулоидная пленка, на которую наносятся мелкие кристаллики герпатита (сульфата йодистого хинина), обладающие сильным

селективным поглощением. Пленка толщиной 0,1 мм полностью поглощает один из лучей, поэтому после прохождения поляриоида Π интенсивность естественного света уменьшается в два раза (рис. 5).

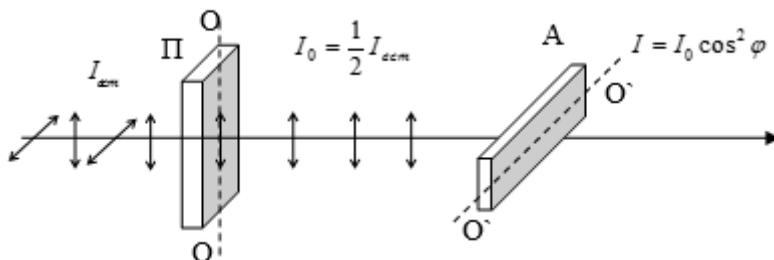


Рис.5

Для анализа степени поляризации света используются анализаторы, ничем конструктивно не отличающиеся от поляризаторов.

Если на пути естественного света интенсивностью $I_{ест}$ поставить поляризатор Π и анализатор A , то интенсивность поляризованного света, прошедшего через анализатор, будет зависеть от взаимного расположения плоскостей пропускания поляризатора и анализатора (рис. 5).

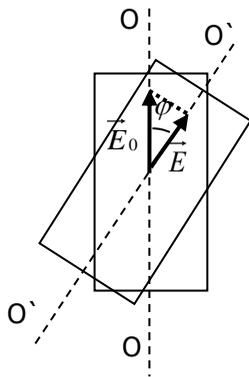


Рис. 6

Если на анализатор падает плоскополяризованный свет амплитуды E_0 и интенсивности I_0 так, что угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью пропускания анализатора равен φ , то сквозь анализатор пройдет составляющая колебания с амплитудой $E = E_0 \cos \varphi$ (рис. 6).

Как известно, интенсивность волны прямо пропорциональна квадрату амплитуды, т.е. $I \sim E^2$, $I_0 \sim E_0^2$.

Поскольку $E = E_0 \cos \varphi$,

$$E^2 = E_0^2 \cos^2 \varphi,$$

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (1)$$

Соотношение (1) было экспериментально установлено французским физиком Э.Л. Малюсом и носит название *закона Малюса*: интенсивность света, прошедшего анализатор, равна произведению интенсивности падающего на анализатор поляризованного света I_0 и квадрата косинуса угла φ между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора.

Описание экспериментальной установки и методики выполнения работы

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 7.

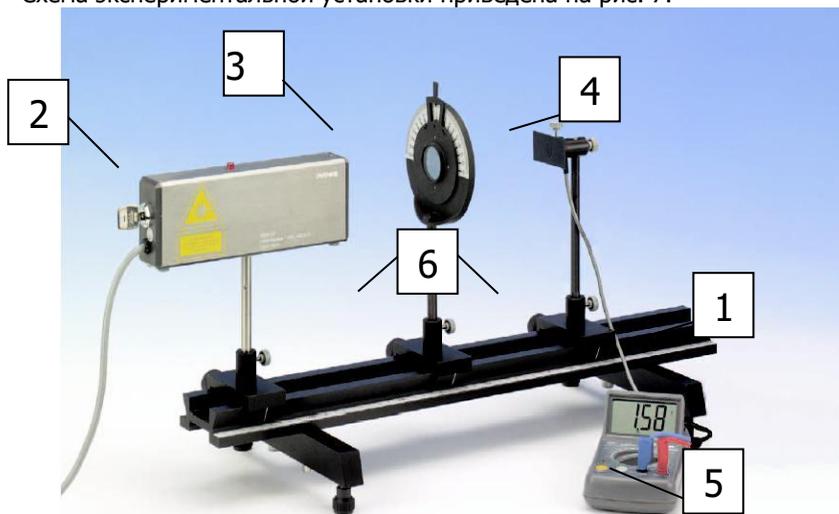


Рис. 7

На оптической скамье (1) помещены гелий-неоновый лазер (2), являющийся источником поляризованного света, поляририд с радиальной шкалой (3), выполняющий роль анализатора, и фотоэлемент (4) с регистрирующим устройством – цифровым мультиметром (5). Анализатор (поляририд) и фотоэлемент находятся в специальных держателях (6). Анализатор закреплен в держателе с поворотным устройством с радиально нанесенными делениями и может вращаться вокруг оси, совпадающей с направлением светового луча; угол поворота анализатора отсчитывается по радиальной шкале. Фотометрический датчик (фотоэлемент (4)) для измерения интенсивности поляризованного света, прошедшего через анализатор, соединен с мультиметром. В соответствии с законом Столетова для фотоэффекта, интенсивность света, падающего на фотоэлемент (т.е. прошедшего через анализатор поляризованного света) пропорциональна силе тока насыщения, который регистрируется цифровым мультиметром. Следовательно, интенсивность будет соответствовать показаниям мультиметра и может быть выражена в относительных единицах.

Угол φ , отсчитываемый по радиальной шкале анализатора, – это угол между плоскостью пропускания анализатора и плоскостью поляризации падающего на анализатор плоскополяризованного лазерного излучения с амплитудой E_0 (см. рис. 6). Если $\varphi = 0$, эти плоскости совпадают и интенсивность I прошедшего через анализатор света (и сила тока, фиксируемого

мультиметром) максимальна. Если $\varphi = 90^0$, эти плоскости взаимно перпендикулярны и интенсивность $I = 0$.

При проведении эксперимента на фотоэлемент кроме поляризованного света может попасть небольшая часть естественного света (за счет неполной темноты в лаборатории), обуславливая фоновое значение интенсивности I_{φ} , которое необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных. В данной работе для уменьшения фона практически до нуля на входное отверстие фотоэлемента надевается защитный кожух в виде полового цилиндра.

Порядок выполнения работы

1. Обеспечить достаточное затемнение в лаборатории.
2. Включить лазер и мультиметр (настроенный на предел измерения силы тока 2 мА) и установить центры анализатора и фотометрического датчика на одной горизонтальной оси, совпадающей с направлением луча лазера.
3. Установить указатель анализатора так, чтобы ноль отсчёта на нём "0" совпадал с нулевым делением шкалы (рис. 8); в этом положении $\varphi = 0$, $I = I_{\max}$.
4. Вращая оправу анализатора по часовой стрелке, снимать показания мультиметра через каждые 10^0 (т.е. для углов $0^0, 10^0, \dots, 90^0$) и записать их в третий столбец таблицы.
5. Аналогично, вращая анализатор против часовой стрелки от нулевого деления, записать показания мультиметра в четвертый столбец таблицы.
6. Выключить лазер и мультиметр.



Рис. 8

Таблица

φ^0	$\cos^2 \varphi$	Интенсивность света (в относительных единицах)			
		$I_\phi =$		$I_0 =$	
		I_1	I_2	I_{cp}	$I_{теор}$
0	1				
10	0,97				
20	0,88				
30	0,75				
40	0,59				
50	0,41				
60	0,25				
70	0,12				
80	0,03				
90	0				

Проверку закона Малюса (1) можно осуществить двумя способами.

1. Построить график $I = f(\cos^2 \varphi)$. Если график представляет собой прямую линию, интенсивность I прямопропорционально (линейно) зависит от $\cos^2 \varphi$, т. е. закон Малюса верен.
2. Построить экспериментальные графики $I_1 = f(\varphi)$, $I_2 = f(\varphi)$ и сопоставить их с теоретическим графиком $I_{теор} = f(\varphi)$.

Задание 1. Проверка линейной зависимости $I = f(\cos^2 \varphi)$.

1. По результатам измерений для каждого значения угла φ из таблицы рассчитать

$$I = I_{cp} = \frac{I_1 + I_2}{2}.$$

2. Построить зависимость интенсивности света, прошедшего через анализатор, от квадрата косинуса угла φ по данным таблицы, т.е. $I = f(\cos^2 \varphi)$. Если фоновое значение интенсивности пренебрежимо мало, ($I_\phi \approx 0$), график пройдет через начало координат, а максимальное значение интенсивности (при $\varphi = 0$ $\cos^2 \varphi = 1$) соответствует I_0 (рис.9).

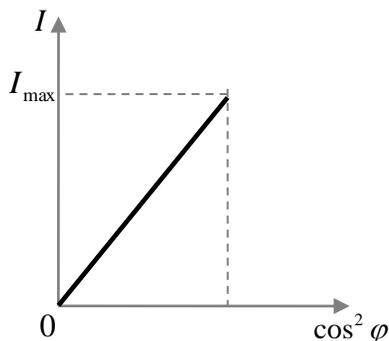


Рис. 9

3. Проанализировать полученный

график и сделать вывод.

Примечание: при выполнении задания 1 шестой столбец таблицы не заполняется.

Задание 2. Теоретическая проверка закона Малюса.

1. Используя значение I_0 (при $\varphi = 0$) из таблицы, рассчитать в соответствии с законом Малюса значения

$$I_{\text{теор}} = I_0 \cos^2 \varphi.$$

2. Построить по данным таблицы в одной координатной сетке (в полярных координатах) графики $I_1 = f(\varphi)$, $I_2 = f(\varphi)$, $I_{\text{теор}} = f(\varphi)$.

Примерный вид графиков показан на рис. 10. Радиальные направления на графике соответствуют значениям угла φ , а откладываемые на них отрезки – значениям интенсивности в выбранном определённом масштабе.

3. Сравнить графики, сделать вывод.

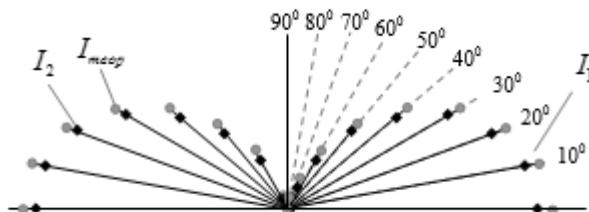


Рис. 10

Контрольные вопросы

1. Что представляет собой свет согласно волновой теории?
2. Изобразите графически световую волну, запишите уравнение для светового вектора и поясните значения всех входящих в него величин.
3. Продольной или поперечной является световая волна? Дайте обоснование своему ответу.
4. Какой свет называют естественным? Изобразите его графически.
5. Какой свет называют плоско- или линейно поляризованным? Изобразите его графически.
6. Как можно из естественного света получить поляризованный?
7. Какую плоскость называют плоскостью поляризации?
8. В чем заключается двойное лучепреломление?
9. Какой луч называют обыкновенным? Необыкновенным?
10. Какое явление называют дихроизмом?
11. Что такое поляризатор? Анализатор?
12. Что представляет собой поляроид?
13. Запишите и сформулируйте закон Малюса и поясните его рисунком.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ИТЕРАТУРА

1. Т.И.Трофимова, А.В. Фролов, «Курс физики», т.2, изд. КноРус, 976 с., 2010г.
2. И.В.Савельев, «Курс общей физики», т.2, изд. КноРус, 1856 с., 2009г.