

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

(Задания № 9, 10)

КУЙБЫШЕВ 1978

УДК 535.42 (083.96)

Составители:

ст. преп. каф. физики *П. Я. Нечаев*,
ас. каф. физики *В. П. Кабанова*

Под редакцией доц. А. И. Федосова

Принцип Гюйгенса-Френеля

Дифракция — проявление волновой природы света. Она состоит в том, что свет огибает препятствия на своем пути, частично попадая в область геометрической тени.

Явление дифракции света впервые было объяснено Френелем. Френель использовал принцип Гюйгенса и идею об интерференции света, высказанную Юнгом. Приближенное правило (принцип Гюйгенса-Френеля), сформулированное Френелем, позволяет с достаточной точностью решить большинство задач по дифракции света.

Принцип Гюйгенса-Френеля состоит в следующем.

1. Действительный источник света можно заменить системой фиктивных вторичных источников. В качестве этих источников можно выбрать малые участки dS любой замкнутой поверхности S , охватывающей источник (чаще всего принимают одну из волновых поверхностей).

2. Амплитуда и фаза колебания вторичного источника равны амплитуде и фазе колебания, дошедшего до элемента dS .

3. Световое воздействие в точке наблюдения определяется интерференцией волн, приходящих в эту точку от вторичных источников, так как вторичные источники когерентны.

4. Для поверхности S , совпадающей с волновой поверхностью, мощности вторичного излучения зависят от площади участков dS . Кроме того, излучение вторичных источников максимально в направлении внешней нормали к поверхности, на которой они расположены, и убывают с увеличением угла α между нормалью и направлением излучения (для $\alpha \geq \pi/2$ излучение отсутствует).

Зоны Френеля

При рассмотрении взаимной интерференции вторичных волн Френель применил весьма наглядный прием, получивший название метода зон Френеля. Этот метод состоит в следующем: пусть имеется точечный источник света A (рис. 1), нужно найти амплитуду светового колебания в точке B .

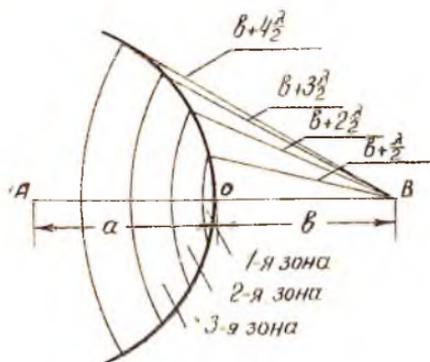


Рис. 1

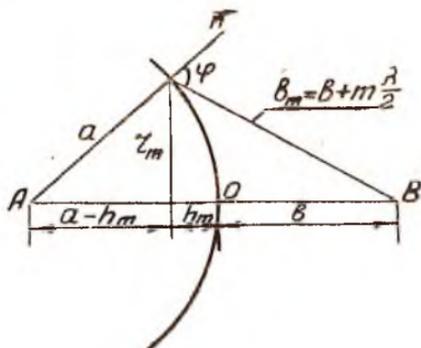


Рис. 2

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля заменим действие источника A действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности S . В качестве вспомогательной поверхности выберем поверхность фронта волны, идущей из A , т. е. поверхность сферы с центром A .

Френель разбил волновую поверхность на зоны следующим образом: из точки B , как центра, проводятся сферы радиуса

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2} (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Эти сферы вырезают на волновой поверхности кольцевые зоны.

Рассчитаем размеры зон Френеля.

Из рис. 2 имеем

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m \frac{\lambda}{2})^2 - (b + h_m)^2,$$

где a — радиус волновой поверхности;

r_m — радиус внешней границы m -й зоны.

Возведем выражение в скобках в квадрат, получим

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = b_m \lambda + m^2 (\lambda/2)^2 - 2b \cdot h_m - h_m^2, \quad (1)$$

откуда

$$h_m = \frac{b_m \lambda + m^2 (\lambda/2)^2}{2(a+b)}.$$

При не слишком больших m можно пренебречь слагаемым, содержащим λ^2 , так как $\lambda \ll b$. Тогда получим

$$h_m = \frac{b_m \lambda}{2(a+b)}. \quad (2)$$

Площадь сферического сегмента равна

$$S_m = 2\pi a h_m = \frac{\pi ab}{a+b} m \lambda,$$

а площадь m -й зоны Френеля —

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab \lambda}{a+b}.$$

Таким образом, при не слишком больших померах m площади зон Френеля одинаковы. Но с возрастанием помера зоны возрастает угол между нормалью к поверхности S и направлением излучения, поэтому амплитуды колебаний, доходящих до точки B от отдельных зон, монотонно убывают с увеличением помера зоны m .

Оценим радиусы зон Френеля. Так как при малых m $m \ll a$, из равенства (1) получим, что

$$r_m^2 = 2 a h_m.$$

Подставив сюда значение (2) для h_m , найдем радиус внешней границы m -й зоны Френеля:

$$r_m = \sqrt{m \frac{ab \lambda}{a+b}}.$$

Если положить $a = b = 1$ м и $\lambda = 0,5$ мкм, то для радиуса первой зоны получится равенство $r_1 = 0,5$ мм. Радиусы последующих зон возрастают как \sqrt{m} .

Для нахождения амплитуды световой волны в точке B воспользуемся графическим методом сложения колебаний. С этой целью зону Френеля разбивают на равные по площади участки, столь малые, чтобы фаза колебаний вызываемых в точке B различными вторичными источниками каждого участка, практически могла считаться постоянной. Тогда действие всего участка можно изобразить в виде вектора, длина которого дает суммарную амплитуду, а направление — начальную фазу колебания. Действие соседнего участка мож-

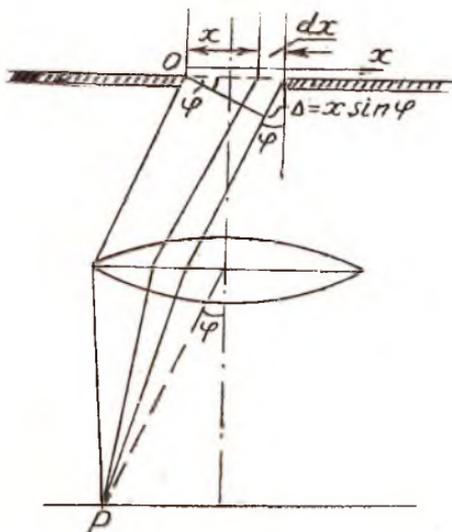


Рис. 7

$$y = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right),$$

где b — ширина щели;

λ — длина световой волны;

A_0 — алгебраическая сумма амплитуд колебаний, посылаемых в данном направлении всеми элементарными зонами.

Амплитуда результирующего колебания в точке P , следовательно, равна

$$A_{\varphi} = \left| A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \right|. \quad (3)$$

Равенство (3) показывает, что освещенность экрана зависит от угла дифракции φ . A_{φ} обращается в нуль для углов φ , удовлетворяющих условию:

$$\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi = \pm k \pi, \quad \text{где } k = 1, 2, 3, \dots,$$

$$\text{т. е. при } b \sin \varphi = \pm k \lambda. \quad (4)$$

Условие (4) определяет положение минимумов амплитуды

тарные зоны шириной dx .

Вторичные волны, посылаемые этими зонами под углом φ к оптической оси линзы, соберутся в некоторой точке экрана P , где, интерферируя между собою, возбуждают суммарное колебание оптического вектора \vec{y} (оптическим вектором будем называть вектор напряженности электрического поля световой волны). Величину его модуля трудно найти путем интегрирования, при этом получим:

ды, а значит, и освещенности экрана. В промежутках между минимумами находятся места максимальной освещенности. Наибольший максимум имеет место, при

$$\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi = 0, \text{ т. е. } \varphi = 0; \text{ тогда } A_{\varphi} = A_0.$$

Этот максимум будем называть нулевым. Все другие максимумы располагаются симметрично относительно нулевого и значительно уступают ему по яркости. Их места соответствуют значениям φ , при которых выполняются условия:

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi &= 1,43\pi; & \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi &= 2,46\pi; \\ \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi &= 3,47\pi; & \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi &= 4,47\pi \text{ и т. д.} \end{aligned}$$

Приближенно можно эти условия записать в виде равенства

$$\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\pi}{2} \text{ или } b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды
 $I = kA^2$.

Следовательно, $I_{\varphi} = \frac{I_0 \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)^2}$. (5)

Функция распределения интенсивности (5) представлена графически на рис. 8.

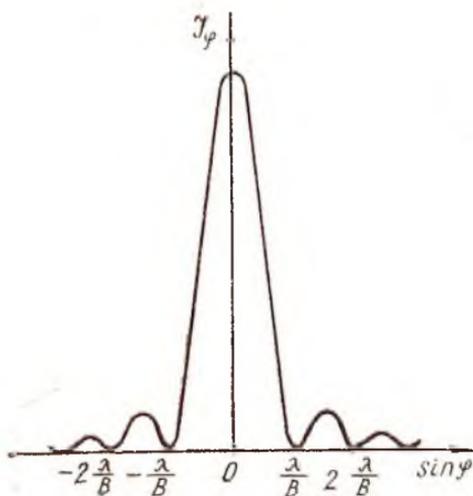


Рис. 8

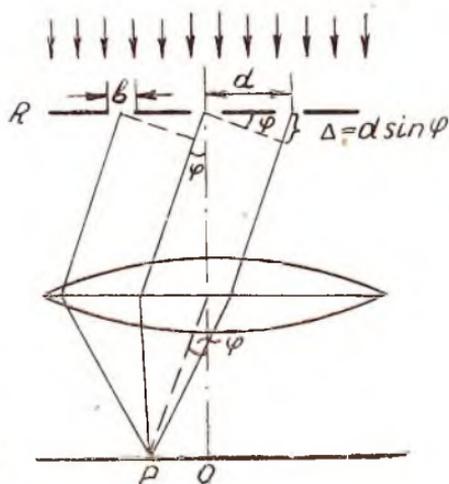


Рис. 9

Дифракционная решетка

Дифракционной решеткой называется совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей. Рассмотрим прохождение света через дифракционную решетку.

Пусть параллельный пучок монохроматического света падает на дифракционную решетку R по направлению нормали к ее плоскости (рис. 9).

Обозначим ширину каждой щели буквой b , а ширину непрозрачного промежутка между щелями a . Сумма $a + b = d$ называется периодом или постоянной дифракционной решетки.

Расположим параллельно решетке собирающую линзу, в фокальной плоскости которой поставим экран. Каждая из щелей даст на экране картину, описываемую графиком, изображенным на рис. 8.

Если бы колебания, приходящие в точку P от различных щелей, были некогерентными, то результирующая картина от щелей отличалась бы от картины, создаваемой одной щелью, лишь тем, что освещенность во всех точках возросла бы в N раз. Однако световые пучки, приходящие в точку P от различных щелей, являются когерентными, поэтому для нахождения результирующей интенсивности необходимо учитывать явление интерференции. Для этого можно воспользоваться векторной диаграммой.

Представив результирующие амплитуды колебаний, приходящих от различных щелей, в виде векторов $\vec{A}_1, \vec{A}_2, \vec{A}_3$ и т. д., направления которых отличаются последовательно на величину разности фаз Δ , обусловленной разностью хода δ соседних пучков, найдем суммарную амплитуду колебаний, создаваемых в точке P экрана всеми щелями:

$$\vec{A} = \sum_{i=1}^N \vec{A}_i, \text{ где } N \text{ — число щелей.}$$

Модули векторов \vec{A}_i одинаковы и определяются формулой (3). Угол же Δ между соседними векторами определяется соотношением

$$\Delta = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}.$$

Как это видно из рис. 9,

$$\delta = d \sin \varphi.$$

Таким образом,

$$\Delta = \frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda}. \quad (6)$$

Для направлений, удовлетворяющих условию (4), все \vec{A}_i равны нулю. Поэтому условие (4) минимумов для одной щели является также условием минимумов для решетки.

При тех значениях угла дифракции φ , для которых выполняется условие $\Delta = \pm 2\pi m$ ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$), направления векторов слагаемых амплитуд совпадают. Для этих направлений, следовательно, получаются одинаковые по величине максимумы

$$A_{max} = NA_{\varphi},$$

которые называются главными. Принимая во внимание формулу (6), находим условие, определяющее места главных максимумов дифракционной картины на экране:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (7)$$

Число m указывает порядковый номер главного максимума, считая от нулевого как влево, так и вправо. Его принято называть порядком соответствующего главного максимума. Интенсивность главных максимумов

$$I_{max} = N^2 I_{\varphi}.$$

Следовательно, яркость главных максимумов прямо пропорциональна квадрату числа щелей решетки. Между двумя соседними главными максимумами располагаются $(N-1)$ добавочных минимумов. Эти минимумы обусловлены интерференцией колебаний, возбуждаемых действием различных щелей, они формулой (4) не учитываются. Из анализа векторных диаграмм сложения амплитуд получается условие для добавочных минимумов:

$$d \sin \varphi = \pm n \frac{\lambda}{N} \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N-1, N+1, \dots).$$

Между дополнительными минимумами располагаются слабые вторичные максимумы, число которых, приходящееся на промежуток между соседними главными максимумами, равно $(N-2)$.

На рис. 10 представлена графически дифракционная картина от решетки при освещении ее монохроматическим светом ($N = 4$ и $a/b = 3$).

На этом рисунке отчетливо видно, что главные максимумы получаются в виде узких ярких линий, разделенных очень

слабо освещенными относительно широкими полосами. Чем больше число действующих щелей N , тем ярче и уже главные максимумы.

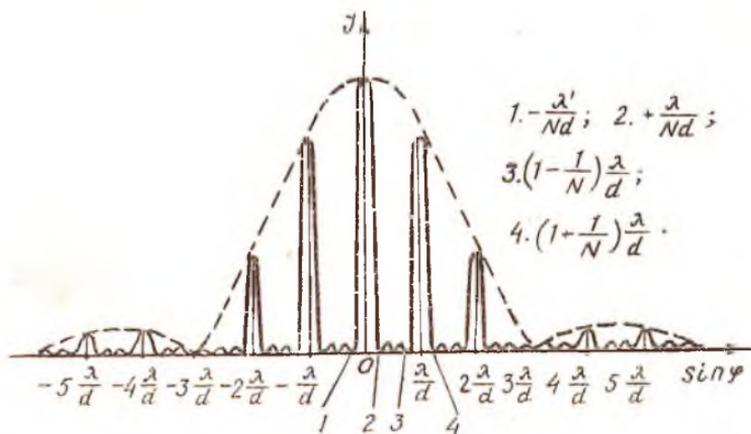


Рис. 10

Расстояние между главными максимумами, как это видно из формулы (7) зависит от длины волны света. Чем больше λ , тем больше это расстояние. Поэтому при освещении решетки монохроматическим светом все главные максимумы, кроме нулевого, образуют спектры, обращенные к нему фиолетовой частью. При освещении решетки белым светом нулевой максимум оказывается белым, а все другие получаются в виде сплошных спектров. Чем выше порядок спектра, тем больше он растянут. Если решетка освещается светом лишь некоторых отдельных длин волн, например, от светящейся водородной или неоновой газоразрядной трубки, то дифракционные спектры получаются линейчатыми.

Задание № 9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ЗОННОЙ ПЛАСТИНКИ

Приборы и принадлежности: оптическая скамья, ртутная лампа, конденсорная линза, экран с крестообразным вырезом, зонная пластинка, окуляр микроскопа, МИР-12.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ И ПРИБОРА

Зонная пластинка представляет собой экран, у которого четные зоны Френеля непрозрачны, а нечетные прозрачны или, наоборот, четные зоны прозрачны, а нечетные непрозрачны (рис. 11).

Если на зонную пластинку направить монохроматический свет от точечного источника S , находящегося на расстоянии a от пластинки, то в точке P экрана, расположенного на расстоянии b от нее, световые колебания, приходящие от всех прозрачных зон, будут иметь одинаковую фазу и, складываясь, дадут многократно повышенную интенсивность света по сравнению с тем, что было бы в случае отсутствия зонной пластинки (рис. 12).

Таким образом, зонная пластинка подобно линзе обладает фокусирующим действием. Фокусирующее действие зонной пластинки будет иметь место и тогда, когда лучи падают на пластинку под углом (например, от источника S^1). Следова-

тельно, с помощью зонной пластинки можно получить изображение протяженных предметов.



Рис. 11

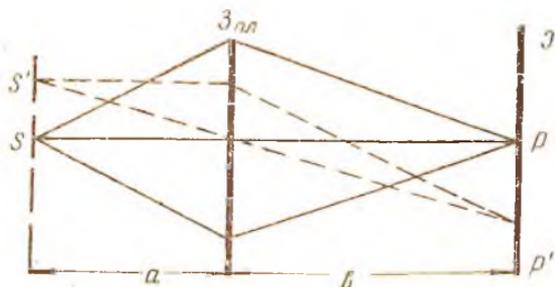


Рис. 12

Параллельный пучок лучей после дифракции от зонной пластинки собирается в точке, которая называется фокусом пластинки, а ее расстояние до пластинки – фокусным расстоянием.

Фокусное расстояние зонной пластинки можно найти из формулы для радиусов зон Френеля

$$r_m = \sqrt{m \frac{ab}{a+b} \lambda}$$

$$\text{при } a \rightarrow \infty, \quad b = \frac{r_m^2}{m\lambda} = f$$

$$\text{или } \frac{ab}{a+b} = \frac{r_m^2}{m\lambda} = f, \quad \text{тогда}$$

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = \frac{1}{f}. \quad (8)$$

Характерной особенностью зонной пластинки по сравнению с линзой является сильный хроматизм, так как фокусное расстояние ее пропорционально $\frac{1}{\lambda}$.

Оптическая схема установки приведена на рис. 13.

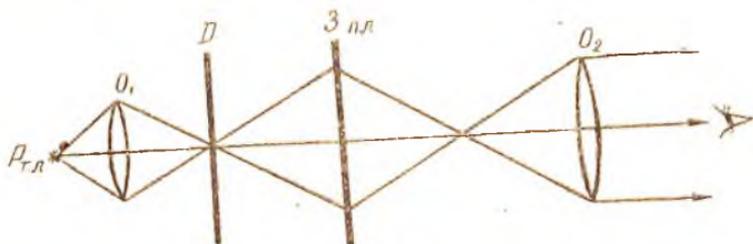


Рис. 13

Непрозрачный экран D с крестообразным вырезом освещается с помощью конденсора O_1 ртутной лампой. Лучи, проходя через зонную пластинку, создают изображение этого креста, которое рассматривается с помощью окуляра микроскопа O_2 .

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Определение радиусов колец зонной пластинки. Измерьте внешние радиусы первых пяти темных и светлых колец зонной пластинки, приписывая им, соответственно, нечетные и четные порядковые номера. Для измерения используется микроскоп МИР-12 (рис. 14).

Подготовка микроскопа к измерениям выполняется следующим образом: зонную пластинку кладут на предметный столик *1*, освещают светом, отраженным от зеркала *2* и, наблюдая в окуляр *3*, передвигают рукой окуляр в вертикальном направлении, добиваясь резкого изображения колец.

Точная фокусировка достигается вращением объектива *4* за нижнее кольцо с накаткой. Верхнее кольцо служит для закрепления объектива.

Установка окуляра на резкость нитей выполняется вращением оправы глазной линзы. Далее приступают к измерениям. Поскольку визирные линии окуляра не проходят через центр поля зрения, зонную пластинку следует несколько сместить по отношению к центру поля для удобства измерений. Отсчет снимают по шкале *5* (цена деления — 1 мм) и барабану *6* (цена деления — 0,01 мм).

При измерениях необходимо учесть наличие «мертвого хода» у микрометрического винта, поэтому его нужно вращать в одну сторону, делая последовательно отсчет. Вследствие того, что определить центр пластинки трудно, целесообразно проводить измерения диаметров колец, а не их радиусов.

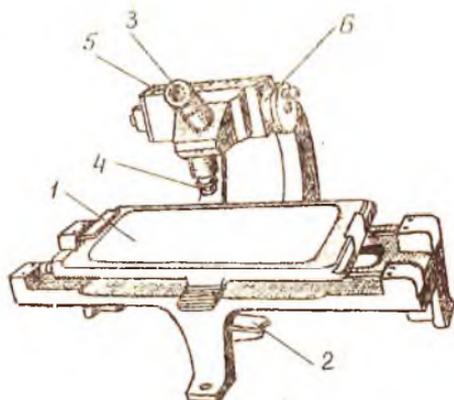


Рис. 14

Диаметр кольца находится как разность двух отсчетов, сделанных при совпадении визирной линии с внешним контуром кольца в диаметрально противоположных точках.

Все измерения занести в табл. 1.

Таблица 1

№ темных колец	№ светлых колец	Левый отсчет мм	Правый отсчет, мм	Диаметр кольца, мм	Радиус кольца, мм
1					
3	2				
5	4				

2. *Определение длины световой волны с помощью зонной пластинки.*

Включить ртутную лампу и, перемещая зонную пластинку, добиться того, чтобы в поле зрения окуляра было отчетливо видно яркое, резкое, увеличенное изображение креста в желтом, зеленом или фиолетовом свете (по указанию преподавателя).

Измерить расстояния от диафрагмы до зонной пластинки a и от зонной пластинки до фокальной плоскости окуляра b ;

Вычислить фокусное расстояние зонной пластинки по формуле (8) (опыт повторить 5 раз).

вычислить длину световой волны λ по формуле $\lambda = \frac{r_m^2}{m\bar{f}}$,

где \bar{f} — среднее значение фокусного расстояния зонной пластинки для данной длины волны. Все результаты записать в табл. 2.

Таблица 2

№ кольца, m	Радиус кольца r_m , мм	a мм	b мм	\bar{f} мм	λ_m мм	$\Delta\lambda_m$ мм	$(\Delta\lambda_m)^2$
1							
2							
3							
4							
5							
Среднее значение		×					×

Вычислить среднеквадратичную погрешность результата среднего арифметического

$$S_{\bar{\lambda}} = \sqrt{\frac{\sum_{m=1}^n (\Delta\lambda_m)^2}{n(n-1)}}$$

Оценить абсолютную погрешность результата серии измерений $\Delta\lambda = t_{\alpha, n} S_{\bar{\lambda}}$, где $t_{\alpha, n}$ — коэффициент Стьюдента, зависящий от числа произведенных измерений n и величины надежности α . Рекомендуется значение α брать в интервале от 0,9 до 0,98.

Окончательный результат записать в виде

$$\lambda = \bar{\lambda} \pm \Delta\lambda, \quad \varepsilon = \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}} \cdot 100\%$$

Погрешности, обусловленные погрешностями приборов, в данной работе можно не учитывать, так как они меньше случайных.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.
2. Почему вторичные источники когерентны?
3. Какое явление называется дифракцией света?
4. Каким должен быть размер экрана или отверстия в диафрагме, чтобы наблюдалась дифракция Френеля?
5. Объясните метод построения зон Френеля.
6. Объясните принцип действия зонной пластинки.
7. Можно ли с помощью зонной пластинки получить изображение протяженных предметов?
8. Сделайте вывод формулы для радиусов зон Френеля.
9. Что называется фокусом зонной пластинки?
10. Как изменяется фокусное расстояние зонной пластинки с изменением длины световой волны?

ЛИТЕРАТУРА

- Корсунский М. И. Оптика. Строение атома. Атомное ядро. М., «Наука», 1967, § 12, 13.
- Савельев Н. В. Курс общей физики, т. 3. М., «Наука», 1967, § 22.

Задание № 10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Приборы и принадлежности: гониометр, дифракционная решетка, источник света, дающий линейчатый спектр (исоновая лампа или спектральная трубка).

ОПИСАНИЕ ПРИБОРА

При выполнении работы используется упрощенный гониометр УГ-3. Он состоит из коллиматора SL_1 (рис. 15), укрепленного неподвижно на горизонтально расположенном металлическом диске Д.

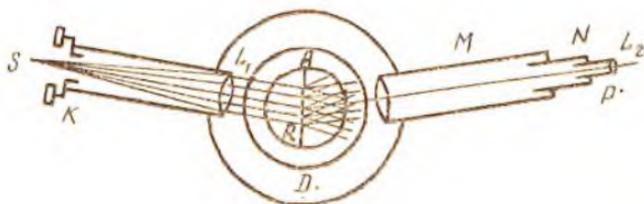


Рис. 15

На этом диске имеются два диаметрально противоположных угловых пониуса. Вдоль кромки диска скользит лимб-кольцо с делениями, ось которого совпадает с осью диска. По нему с помощью угловых пониусов производится отсчет углов дифракции.

С лямбдом скрепленна зрительная труба, состоящая из трех частей: трубы M , в которой находится объектив, трубы N , в передней части которой расположена нить f , и трубы P , свободно двигающейся в трубе N вдоль ее оси. В конце трубы P находится окуляр зрительной трубы L_2 . Выше диска D , коаксиально с ним, расположен свободно вращающийся вокруг оси гониометра столик A , на который ставится дифракционная решетка.

Назначение коллиматора — создавать параллельный пучок света. Коллиматор состоит из наружного тубуса, в котором укреплен линза L_1 и внутреннего тубуса с вертикальной щелью S . Эта щель должна быть параллельной штрихам дифракционной решетки. Ширина щели регулируется микрометрическим винтом K . Если установить щель коллиматора в фокальной плоскости линзы L_1 и направить на нее свет вдоль оптической оси, то из объектива будет выходить пучок света, который в результате действия дифракционной решетки образует дифракционную картину в фокальной плоскости объектива зрительной трубы. Ее может увидеть наблюдатель с помощью окуляра.

Для наблюдения дифракционной картины и измерения углов дифракции зрительная труба должна быть соответствующим образом настроена по глазу наблюдателя. Прежде всего ее фокусируют на визирную нить f , для чего направляют на свет и, перемещая трубу P относительно трубы N , добиваются наиболее ясной видимости нити f . В таком взаимном положении трубы P и N должны находиться все время работы одного и того же наблюдателя с данным гониометром. Затем зрительную трубу устанавливают на бесконечность. Для этого наводят ее на какой-либо удаленный предмет и перемещением трубы N вместе с P добиваются ясной видимости его. Четкость изображения нити f при этом должна сохраниться.

Гониометр с настроенной таким образом зрительной трубой устанавливают на рабочем столе и направляют свет от источника на щель коллиматора. После этого продолжают его настройку. Располагают оси коллиматора и зрительной трубы по одной прямой так, чтобы в трубу можно было увидеть изображение освещенной щели коллиматора. Затем расширяют щель настолько, чтобы на фоне ее хорошо была видна нить.

Изображение щели сначала может оказаться недостаточно резким. В этом случае, передвигая щель относительно

объектива коллиматора, добиваются необходимой резкости. Добившись резкого изображения, щель сужают следя за тем, чтобы нить трубы все время была хорошо видна на фоне изображения щели. Изображение щели для работы должно быть примерно в два раза шире нити. На этом установку прибора можно считать законченной.

УКАЗАНИЯ К ПОЛЬЗОВАНИЮ НОНИУСОМ

На лимбе нанесены градусные и полуградусные деления, так что по лимбу можно отсчитывать углы с точностью до половины градуса. Такая точность для нашего опыта недостаточна.

Чтобы уточнить измерения, нужно пользоваться нониусом. Нониус на нашем гониометре сделан так, что 29 делениям (полуградусным) лимба соответствуют 30 делений нониуса. Величина каждого деления нониуса составляет, таким образом, 29 минут.

Разность между ценой деления шкалы на лимбе ($30'$) и величиной деления нониуса ($29'$), равная одной минуте, повышает точность нониуса.

Отсчет производится следующим образом. Отсчитывается число градусных и полуградусных делений лимба (счет идет от нуля лимба), укладываемых до нулевого деления нониуса. Затем отыскивается деление нониуса, совпадающее с каким-либо делением лимба.

Номер совпадающего деления нониуса и будет равен числу минут, которое нужно прибавить к отсчету на лимбе.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

В данной работе с помощью дифракционной решетки определяется длина волны одной из наиболее ярких линий в спектре газоразрядного источника.

1. Настроить зрительную трубу по глазу наблюдателя как это указано в описании прибора.

2. На столик гониометра поместить дифракционную решетку. Штрихи решетки должны быть вертикальными, и пучок света, выходящий из коллиматора, должен падать на нее нормально. Установка решетки производится на глаз.

Вращая трубу, нужно убедиться, что справа и слева от нулевого максимума хорошо видны по меньшей мере спектры 1-го и 2-го порядка. Если с одной стороны спектры видны сла-

бо, то, немного повертывая решетку и перемещая ее на столике, следует добиться одинаково хорошей видимости спектров с обеих сторон.

3. Повертывая трубу, установить визирную нить трубы, например, на желтую линию в правом спектре первого порядка. Провести отсчет углов n_1 и n'_1 по двум нониусам во избежание ошибки на эксцентриситет.

4. Перевести трубу в новое положение, установив визирную нить на ту же линию в левом спектре первого порядка, и снова записать показания обоих нониусов n_2 и n'_2 .

5. Вычислить значение угла дифракции φ для данной линии в спектре первого порядка:

$$\varphi_{11} = \frac{n_2 - n_1}{2}; \quad \varphi_{12} = \frac{n'_2 - n'_1}{2};$$

$$\varphi_1 = \frac{\varphi_{11} + \varphi_{12}}{2}.$$

6. Повторить измерение углов дифракции.

7. Аналогичным образом найти углы дифракции для той же линии в спектре второго и, если возможно, третьего порядка.

8. По полученным значениям φ_m вычислить длину волны по формуле $d \sin \varphi = m \lambda$.

9. Найти среднее арифметическое полученных значений

$$\bar{\lambda} = \frac{\sum_{i=1}^n \lambda_i}{n}.$$

Длину волны вычислить в микрошах с точностью до третьего десятичного знака.

Результаты измерений и вычислений занести в таблицу.

Таблица

№ измерения спектра m	Порядок	Правый спектр		Левый спектр		Угол дифракции			Длина волны λ_m	$\Delta \lambda$
		отсчет по правому нониусу n_1	отсчет по левому нониусу n'_1	отсчет по правому нониусу n_2	отсчет по левому нониусу n'_2	$\varphi_{m1} = \frac{n_2 - n_1}{2}$	$\varphi_{m2} = \frac{n'_2 - n'_1}{2}$	$\varphi_m = \frac{\varphi_{m1} + \varphi_{m2}}{2}$		

10. Рассчитать среднеквадратичную погрешность результата среднего арифметического

$$S_{\bar{\lambda}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{\lambda} - \lambda_i)^2}{n(n-1)}}.$$

11. Оценить абсолютную погрешность результата серии измерений

$\Delta\lambda = t_{\alpha, n} S_{\bar{\lambda}}$, где $t_{\alpha, n}$ — коэффициент Стьюдента, зависящий от числа произведенных измерений n и от величины надежности α . Рекомендуется значение надежности α брать в интервале от 0,9 до 0,98.

12. Оценить относительную погрешность измерения

$$\varepsilon = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 100\%.$$

13. Окончательный результат записать в виде

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

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какое явление называется дифракцией света?
2. Как с волновой точки зрения объяснить прямолинейное распространение света?
3. Каково условие главных максимумов при наклонном падении света на дифракционную решетку?
4. Объяснить получение дифракционных спектров.
5. Почему спектры, полученные от дифракционной решетки, обращены к нулевому максимуму фиолетовой частью?
6. Какой наибольший порядок спектра можно увидеть при помощи дифракционной решетки, имеющей 500 линий на 1 мм, если пользоваться светом с длиной волны $\lambda = 0,590$ мк?
7. Каково условие главных и дополнительных минимумов при нормальном падении света на дифракционную решетку?
8. Показать, что если период решетки d соизмерим с шириной щели b , так что $d = nb$, то в спектре решетки исчезают все максимумы, номера которых кратны числу n .

ЛИТЕРАТУРА

- Ландсберг Г. С. Оптика. М., Гостехиздат, 1957, № 41, 45, 47.
Савельев И. В. Курс общей физики, т. 3. М., «Наука», 1967, § 21.
24, 25.

Составители:

*Петр Яковлевич Нечаев,
Вера Петровна Кабанова*

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Лабораторная работа

Редактор И. М. Чулкова
Техн. редактор Н. М. Каленюк
Корректор Т. В. Полякова

Сдано в набор 17.6.77 г. Подписано к печати 16.1.78 г.
Формат 60×84¹/₁₆. Бумага тип № 2. Физ. п. л. 1,25.
Усл. п. л. 1,16. Тираж 2000 экз. Бесплатно, Зак. № 928

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени
авиационный институт им. академика С. П. Королева,
Куйбышев, ул. Молодогвардейская, 151

Тип. УЭЗ КуАИ, Куйбышев, ул. Ульяновская, 18