

Лабораторная работа

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА.

Описание целей работы

Конкретная цель		Критерий достижения цели
I. Изучение теории		
1.	Принцип Гюйгенса – Френеля.	Без ошибки сформулировать принцип Гюйгенса с уточнениями Френеля, указать ограничения в применении.
2.	Зоны Френеля.	Объяснить принцип построения зон, расчет освещенности в точке наблюдения, согласование с законом прямолинейного распространения света.
3.	Дифракция Френеля от простейших преград.	Для каждого случая указать принципиальную схему наблюдения, вид дифракционной картины и изобразить график зависимости $I(\varphi)$.
4.	Дифракция Фраунгофера от щели.	Объяснить принципиальную схему наблюдения, вид дифракционной картины, изменения в дифракционной картине при изменении ширины щели.
5.	Параметр дифракции.	Написать выражение, объяснить смысл входящих в него величин, подсчитать значение параметра для данных преподавателем значений и указать вид дифракции.
6.	Дифракция Фраунгофера от отверстия и других преград.	Объяснить принципиальную схему наблюдения и вид получаемых картин.
II. Практические навыки		
Студент должен научиться собирать установку для наблюдения дифракции Френеля или дифракции Фраунгофера.		

Оборудование: He – Ne лазер, оптическая скамья, раздвижная щель, короткофокусный объектив, дифракционные препятствия.

Необходимые теоретические сведения

1.1 Принцип Гюйгенса – Френеля

Во многих оптических явлениях световое излучение можно рассматривать как волновой процесс и применять к нему волновые характеристики. Одним

из доказательств волновой природы света является существование такого явления как дифракция света (от англ. diffraction - отклонение).

Если в однородной безграничной среде возникает в какой-либо точке волновое возмущение, то оно будет распространяться в этой среде равномерно и прямолинейно. В каждый момент времени положение в среде волнового возмущения характеризуется волновой поверхностью (поверхностью равной фазы), и описание процесса распространения волны сводится к нахождению волновой поверхности во все последующие моменты времени. Если в однородную среду поместить точечный источник возмущения, то волновая поверхность в заданный момент времени будет сферической поверхностью с центром, совпадающим с источником. Тогда в каждый последующий момент времени новый волновой фронт тоже будет сферической поверхностью, но с большим радиусом. Если же в некоторой области пространства мы за счет внешних причин (экраны, диафрагмы, оптические неоднородности) искадим распределение амплитуд и фаз на волновом фронте, то в последующие моменты времени волновой фронт исказится, в результате чего возникнут направления распространения волны, непредусмотренные законом прямолинейного распространения.

Такие отступления от закона прямолинейного распространения волны, возникшие в результате ограничения или искажения падающего волнового фронта, называются дифракцией волн. Дифракцию света обычно наблюдают на краях щели или экранов, размеры которых сравнимы с длиной волны. Существование дифракции приводит к тому, что в области изображений мы наблюдаем картину, отличную от той, которую предсказывают законы геометрической оптики. Математически строгое решение дифракционных задач на основе волнового уравнения, как правило, представляет исключительные трудности. Поэтому в оптике применяется приближенный метод решения задачи о распределении света вблизи границы между светом и тенью, основанный на принципе Гюйгенса – Френеля.

Согласно Х. Гюйгенсу (1678 г.), каждая точка, до которой доходит световое возбуждение, может рассматриваться как самостоятельный источник вторичных волн. Поверхность, огибающая эти вторичные волны, указывает положение фронта действительно распространяющейся волны. Принцип Гюйгенса объясняет распространение волн, согласующееся с законами геометрической оптики, но не объясняет явлений дифракции.

О. Ж. Френель дополнил принцип Гюйгенса, введя представление о когерентности вторичных волн и их интерференции, что позволило объяснить многие дифракционные явления (см. [1], § 33, [2] § 6.1, [3], § 39).

Согласно принципу Гюйгенса – Френеля волновое возмущение в произвольной точке Р можно рассматривать как результат интерференции элементарных вторичных волн, излучаемых каждым элементом некоторой волновой поверхности.

Пусть S – точечный, монохроматический источник световых волн (рис.1). Найдем амплитуду колебания, возбуждаемого источником в точке P , применяя принцип Гюйгенса – Френеля.

1. Источник света можно заменить произвольной волновой поверхностью σ , отстоящей на расстоянии R от источника S (рис. 1). Каждый элемент $d\sigma$ этой поверхности может служить источником вторичной сферической волны, амплитуда которой A_0 пропорциональна величине элемента $d\sigma$:

$A_0 = a_0 d\sigma$; где a_0 – амплитуда исходной световой волны в том месте, где находится $d\sigma$.

2. Амплитуда этой же волны в точке P , обратно пропорциональна расстоянию r от $d\sigma$ до точки P и прямо пропорциональна некоторому коэффициенту $K(\varphi)$, который убывает с увеличением угла φ между направлением \vec{r} и нормалью \vec{n} к $d\sigma$ (при $\varphi = \pi/2$, $K(\varphi) = 0$):

$$A_p \sim K(\varphi) * \frac{1}{r} * A_0 = K(\varphi) \frac{a_0}{r} d\sigma. \quad (1)$$

3. Результирующее колебание в точке P найдется как сумма колебаний от всех элементов $d\sigma$ поверхности σ :

$$A_p = \int_{\sigma} K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t + \alpha_0 - kr) d\sigma. \quad (2)$$

Вычисление интеграла (2) в большинстве случаев является очень сложной математической задачей. Однако, в случаях, отличающихся симметрией, как показал Френель, амплитуда результирующего колебания может быть найдена более простым способом.

1.2. Метод зон Френеля.

Френель предложил метод расчета, основанный на разбиении волновой поверхности на **зоны**.

Рассмотрим случай распространения света в однородной среде из точечного источника света (рис.2). Волновая поверхность такой волны

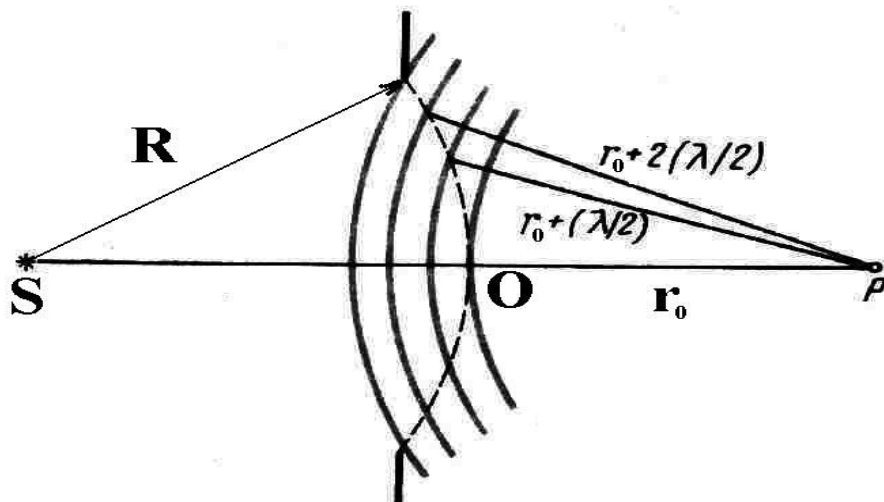


Рис. 2.

симметрична относительно прямой SP . Воспользовавшись этим, Френель разбил волновую поверхность на кольцевые зоны. Зоны выбираются так, чтобы расстояния от соответствующих границ двух соседних зон до точки наблюдения P отличались бы на $\lambda/2$. Тогда лучи, приходящие в точку P от соответствующих точек двух соседних зон (т.е. от точек, лежащих у внешних краев зон или в середине зон и т.д.) будут находиться в противофазе и ослаблять друг друга. В точке наблюдения P происходит сложение колебаний, пришедших в эту точку от всех зон. Если бы амплитуды всех складываемых колебаний были равны, то результат сложения был бы либо равен 0 (если число зон четное), либо амплитуде колебания пришедшего от какой-нибудь одной зоны (если число зон нечетное). Однако, амплитуды колебаний, пришедших от разных зон, неодинаковы. Амплитуда колебания, пришедшего от зоны, должна прежде всего зависеть от площади зон. Доказано, что при не очень большом числе открытых зон площади зон Френеля примерно одинаковы. Тогда амплитуда колебания, пришедшего в точку P от зоны будет зависеть от углового фактора $K(\varphi)$. Так как угол φ с ростом номера зоны монотонно растет, множитель $K(\varphi)$ в (2) тоже монотонно убывает, и амплитуды колебаний, возбуждаемых в точке P зонами Френеля, образуют монотонно убывающую последовательность:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{k-1} > A_k > A_{k+1} > \dots$$

Так как колебания, возбуждаемые соседними зонами в точке P находятся в противофазе, то припишем им знаки (+) и (-). Тогда амплитуда результирующего колебания в точке P запишется:

$$A_p = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (3)$$

Перепишем (3) в виде:

$$A_p = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots \quad (4)$$

Вследствие монотонного убывания амплитуды можно приближенно считать, что $A_k = (A_{k-1} + A_{k+1})/2$.

Тогда в (4) все выражения в скобках будут равны нулю и формула упростится:

$$A_p = \frac{A_1}{2} \quad (5)$$

Полученный результат означает, что действие всей волновой поверхности эквивалентно действию половины центральной зоны. В обычных случаях центральная зона имеет размеры порядка долей миллиметра. Свет от точки S к точке P распространяется как бы в пределах очень узкого прямого канала, т.е. практически прямолинейно.

Интересно, что если на пути волны поставить экран, оставляющий открытой только центральную зону Френеля, то амплитуда в точке P будет равна A_1 , т.е. в два раза больше суммарной амплитуды (5). А интенсивность света I будет в четыре раза больше, чем при отсутствии преграды, т.к. $I \sim A^2$.

Изложенный метод является удобным средством для качественного исследования широкого круга дифракционных задач.

1.3. Дифракция Френеля от простейших преград.

1.3.1. Дифракция на круглом отверстии.

Волновую поверхность выберем так, чтобы она касалась краев отверстия. Пусть t . O – центр отверстия, тогда ось SP является осью симметрии. Интенсивность света в точке P определяется количеством зон Френеля, помещающихся в отверстии. Если число зон нечетное, то в точке P наблюдается максимум и будет светло, если четное – то в точке P темно. Если размер отверстия увеличивать постепенно, то в точке P поочередно будет наблюдаться увеличение и уменьшение освещенности. Такая же картина будет наблюдаться, если точку наблюдения P будем постепенно приближать вдоль линии OP к отверстию (объясните, почему?). Этот пример наглядно свидетельствует о полной неприменимости законов геометрической оптики при описании явлений, в которых дифракция играет существенную роль.

Перейдем теперь к исследованию дифракционной картины на всем экране вокруг точки P . Пусть для конкретности экран для наблюдений находится на таком расстоянии от отверстия, что для центральной точки P экрана в отверстии уложилось три зоны Френеля. Тогда в центре экрана будет светлое пятно – максимум интенсивности. Если смещаться от центра экрана, проводя для каждой точки наблюдения аналогичное разбиение волновой поверхности на зоны Френеля, то легко увидеть, что с одной стороны отверстия зоны начнут частично закрываться, а с противоположной стороны – будут частично появляться новые зоны, первоначально закрытые.

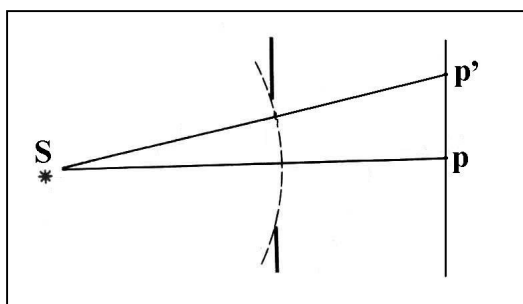


Рис. 3.

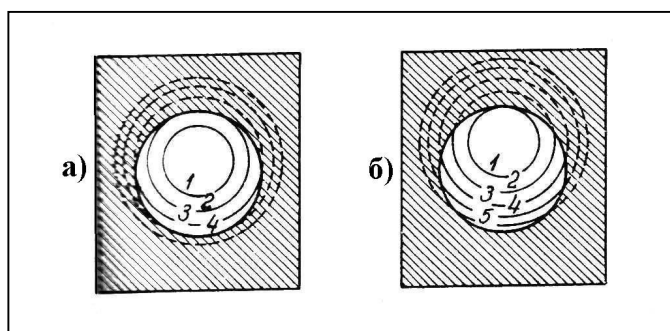


Рис. 4.

В точке экрана, для которой картина открытых зон изображена на рисунке 4а, интенсивность станет минимальной, т.к. попарно взаимно погасятся колебания от целиком открытых первой и второй зон, а также от приблизительно одинаковых по величине и по форме открытых частей третьей и четвертой зон (наше рассуждение не претендует на строгость); через эту точку будет проходить темное кольцо. Затем (рис. 4б) интенсивность снова достигнет максимума, т.к. колебания от открытых частей третьей и четвертой зон, а также второй и пятой зон попарно погасятся и останется не скомпенсированным колебание от целой первой

зоны; здесь пройдет светлое кольцо. Таким образом, на экране возникает чередование светлых и темных колец. Можно показать, что число отчетливо наблюдаемых колец порядка числа зон для центральной точки экрана, а далее дифракционная картина постепенно исчезает.

1.3.2. Дифракция Френеля на малом круглом экране.

Если размер экрана невелик (несколько зон), то действие первой открытой зоны практически не отличается от действия центральной зоны волнового фронта. Т.о. освещенность в точке Р будет такой – же, как и в отсутствии экрана. Вследствие симметрии всей картины относительно прямой SP светлая точка в Р окружена кольцевыми зонами чередующихся света и тени (вне границ геометрической тени), которые постепенно сбегаются и на некотором удалении от точки Р переходят в равномерную освещенность экрана.

Если диск очень мал ($\alpha \sim \sqrt{2r_0\lambda}$), то освещенность экрана в точке Р такая же, как и в отсутствии экрана.

1.3.3. Дифракция на прямолинейном крае плоского экрана.

Для расчета дифракционной картины зоны Френеля лучше выбрать не в виде колец, а в виде полосок, параллельных краю экрана (см. [1] § 36, 37, [2] § 6.2, [3] § 42, [6] § 128). Чаще всего расчет картины производится графическим способом (спираль Корню). Амплитуда в точке Р (рис. 6) вдвое меньше чем в отсутствие экрана (интенсивность соответственно вчетверо меньше). Распределение интенсивности на плоскости наблюдения показано на рис.6б. Из рисунка видно, что при переходе в область геометрической тени интенсивность изменяется не скачком, а постепенно стремится к нулю.

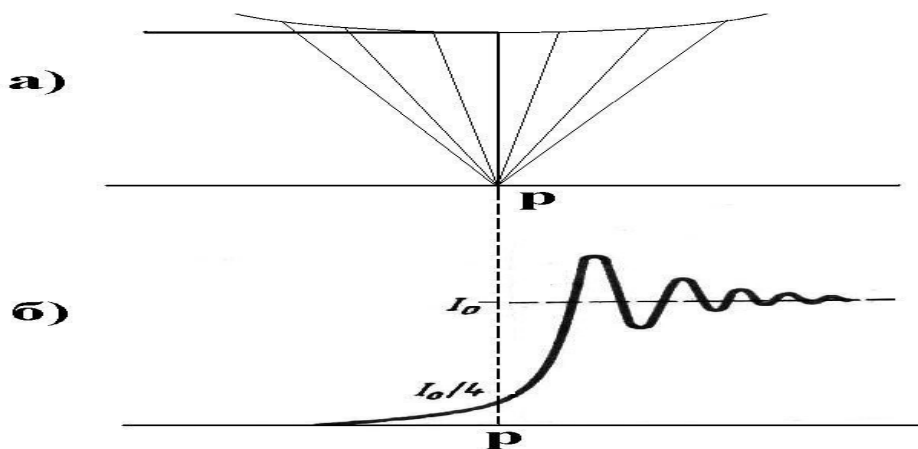


Рис. 6.

Справа от границы геометрической тени расположен ряд чередующихся минимумов и максимумов убывающей интенсивности.

1.3.4. Дифракция от щели.

Щель можно рассматривать как два рядом расположенных прямолинейных экрана. Расчет дифракционной картины можно также произвести с помощью спирали Корню ([6] § 128).

Вид дифракционной картины будет зависеть от ширины щели. Будем последовательно уменьшать ширину щели и наблюдать происходящие изменения. Пусть щель будет «широка» настолько, что картины от обоих краев щели не «вливают друг на друга» (рис. 7а). Светлая полоса от щели по краям будет плавно переходить в темноту, а в середине распадется на ряд симметричных, постепенно размывающихся минимумов и максимумов. При достаточно широкой щели центр картины будет равномерно освещен.

При постепенном сужении щели в середине полосы появится четкая структура из темных и светлых полос (рис. 7б), число которых будет уменьшаться с уменьшением ширины щели. В центре картины последовательно будет наблюдаться то темная, то светлая полоса. Наиболее резкий минимум наблюдается в том случае, если ширина щели соответствует двум открытым зонам. При дальнейшем сужении щели её размер не будет превышать размера первой зоны и вид картины на экране принципиально изменится. В этом случае говорят о дифракции Фраунгофера.

1.4. Дифракция Фраунгофера.

Дифракцией Фраунгофера или дифракцией в параллельных лучах называют дифракцию плоской волны. Принципиальная схема наблюдения дифракции Фраунгофера показана на рис. 8. Источник света (\sim точечный) и линза L_1 создают параллельный пучок лучей (плоскую волну).

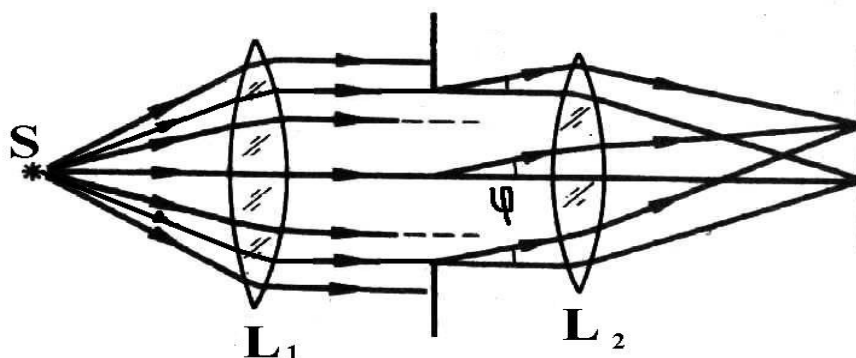


Рис. 8.

Дифракционная картина наблюдается в фокальной плоскости линзы L_2 (в «бесконечности»). Препятствия располагают между линзами. Дифракционная картина представляет собой «дифракционное изображение» источника света. Этот вид дифракции поддается расчету.

Простейшим для расчета и практически важным случаем является дифракция Фраунгофера на бесконечной щели шириной b (рис. 8). Расчет показывает ([1] § 39, [2] § 6.3, [3] §44, [6] § 129), что распределение интенсивности по направлениям имеет вид:

$$I = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2, \quad (6)$$

где I_0 – интенсивность падающей волны, а $\alpha = (\pi b \sin \varphi) / \lambda$.

График функции $I(\sin \varphi)$ показан на рис. 9.

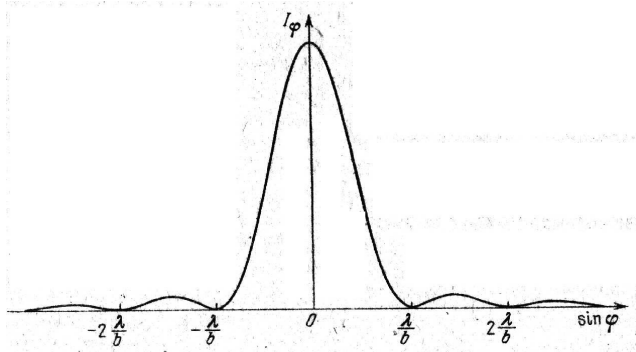


Рис.9

Дифракционная картина на экране будет представлять собой ряд чередующихся максимумов и минимумов убывающей интенсивности. Наибольший максимум имеет место, когда $(\pi b \sin \varphi) / \lambda = 0$, т.е. $\varphi = 0$; при этом $I = I_0$. Т.о. в центре картины

всегда будет светлая полоса – центральный максимум – с угловой шириной, определяемой условием $\sin \varphi = \frac{\lambda}{b}$.

Минимумы освещенности наблюдаются для углов φ , удовлетворяющих условию:

$$\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} = \pi m, \quad \text{где } m = 1, 2, 3 \dots, \quad (7)$$

т.е. при $\sin \varphi = \frac{m\lambda}{b}$ (см. рис. 9) m – порядок темной полосы.

Чем меньше ширина щели b , тем шире располагаются дифракционные полосы. Ширина полос также зависит от λ (чем $>\lambda$, тем шире располагаются полосы).

Между минимумами интенсивности располагаются максимумы различных порядков. Практически можно считать, что максимумы находятся посередине между соседними минимумами. Значения интенсивности в максимумах быстро убывают с увеличением порядка. Их соотношение приближенно можно выразить в виде: 1: 0,047 : 0,017 : 0,008 : ...

Т.о. основная часть светового потока сосредоточена в центральной полосе между первыми минимумами. При сужении щели картина расширяется, но яркость уменьшается. Когда $b \rightarrow \lambda$, центральный максимум охватывает все поле зрения, освещенность экрана уменьшается от центра к краям монотонно.

1.5. Параметр дифракции.

Можно установить количественный критерий, позволяющий предсказывать вид дифракции в каждом конкретном случае (см [6] с. 405 - 407). Пусть щель D шириной b располагается на расстоянии R от точечного источника S , излучающего волну длиной λ . Экран расположим на расстоянии r от щели (рис. 10а). Дифракция Френеля переходит в дифракцию Фраунгофера (см. п. 1.3.4.) если размер щели становится меньше размера первой зоны Френеля. Размер первой зоны Френеля (см. [1], [2], [3], [6])

$h = \sqrt{\frac{Rr\lambda}{R+r}}$ и в любом случае достаточно мал по сравнению с R . Считая лучи, падающие на щель, практически параллельными, (дифракция Фраунгофера - есть дифракция в параллельных лучах) получим:

$$h \approx \sqrt{r\lambda}, \quad \text{а} \quad \frac{b}{2} < \sqrt{r\lambda}, \quad \text{откуда} \quad \frac{b^2}{\lambda r} < 1.$$

Величина $b^2/\lambda r = \rho$ определяет характер дифракции:

$$\frac{b^2}{\lambda r} \begin{cases} \ll 1 - \text{дифракция Фраунгофера} \\ \sim 1 - \text{дифракция Френеля} \\ \gg 1 - \text{геометрическая оптика} \end{cases}$$

Проанализируем полученный результат. Будем менять только ширину щели b . При очень малой ширине ($\rho \ll 1$) наблюдается дифракция Фраунгофера. Распределение интенсивности света на экране соответствует кривой на рис. 9. Если щель открывает небольшое число зон Френеля ($\rho \sim 1$), на экране получается изображение щели, обрамленное по краям отчетливо видимыми темными и светлыми полосами (рис. 7, п. 1.3.4.). В случае, когда щель открывает большое число зон Френеля ($\rho \gg 1$), на экране получится равномерно освещенное изображение щели. Лишь у границ геометрической тени сохранятся практически неразличимые глазом неоднородности освещенности.

Попробуем теперь менять положение экрана, не меняя положения щели. При малых расстояниях экрана от щели ($\rho \gg 1$) изображение соответствует законам геометрической оптики. Увеличивая расстояние, мы придем сначала к френелевой дифракции, которая затем перейдет в дифракцию Фраунгофера (рис. 10 б).

1.6. Дифракция Фраунгофера от простейших преград.

1.6.1. Дифракция от прямоугольного отверстия.

Прямоугольное отверстие можно рассматривать как наложение двух взаимно – перпендикулярных щелей, каждая из которых создает

дифракционную картину в своем направлении. В центре картины будет наблюдаться светлое пятно, от которого в двух взаимно – перпендикулярных направлениях разбегаются чередующиеся темные и светлые пятна.

1.6.2. Дифракция от круглого отверстия.

Имеет большое практическое значение, т.к. все оправы объективов имеют обычно круглую форму. В центре картины будет наблюдаться круглое освещенное пятно, окруженное темными и светлыми кольцами. Угловой радиус первого темного кольца определяется соотношением $\sin \varphi = \frac{0,61\lambda}{d}$

(9), где d – радиус отверстия. Чем меньше d , тем сильнее выражена дифракционная картина

Интенсивность первого максимума составляет всего около 2% от интенсивности центрального.

2. ВЫПОЛНЕНИЕ РАБОТЫ.

2.1. Описание установки.

Работа выполняется с лазерным источником света. Лазер обладает свойством создавать монохроматический пучок практически параллельных лучей. Поэтому дифракцию Фраунгофера можно наблюдать без дополнительного коллимирования, помещая дифракционные объекты непосредственно в лазерный пучок света.

Для наблюдения дифракции Френеля необходимо иметь точечный источник света. Его можно смоделировать, поместив в лазерный луч короткофокусный объектив. Объектив соберет лучи в своем фокусе, который и можно принять за точечный источник света.

На рис. 11 показаны схемы наблюдения дифракции Френеля (рис. 11б) и дифракции Фраунгофера (рис. 11а). ДП – дифракционные препятствия: щель, круглое отверстие, несколько отверстий, прямоугольное отверстие, нить и т.п. Наблюдать дифракционную картину можно на неподвижном экране (на стене) или на подвижном, укрепленном на рейтере.

Для измерений освещенности в дифракционной картине в работе используется светодиод, укрепленный в подвижной рамке. Рамка может перемещаться по линейке, укрепленной на неподвижном экране. Ток, возбуждаемый в фотодиоде, через усилитель подается на микроамперметр (или осциллограф). Получив на экране соответствующую картину и, передвигая вдоль нее рамку с фотоприемником, снимаем показания амперметра через каждые $2 \div 5$ мм. По полученным значениям строим график зависимости $I(\ell)$ или $I(\varphi)$, где ℓ – значения линейной шкалы на экране, а φ - углы дифракции.

2.2 Изучение дифракции Фраунгофера.

2.2.1. Дифракция на кругом отверстии.

На пути светового пучка поместите ирисовую диафрагму. Изменяя диаметр отверстия диафрагмы определите величину отверстия, при котором, его изображение теряет четкость и переходит в дифракционную картину. Зарисуйте картину. Перемещая диафрагму вдоль рельса, пронаблюдайте изменения в картине. Объясните их.

Вместо ирисовой диафрагмы можно использовать листок черной бумаги, в которой тонкой иглой сделаны проколы – отверстия.

2.2.1.1. Проверьте соотношения для положения минимумов и максимумов при дифракции плоской волны на круглом отверстии:

$$\text{для минимумов: } \sin \varphi = \frac{0,61\lambda}{d}; \frac{1,12\lambda}{d}; \frac{1,62\lambda}{d}; \frac{2,12\lambda}{d};$$

$$\text{для максимумов: } \sin \varphi = 0; \frac{0,81\lambda}{d}; \frac{1,33\lambda}{d}; \frac{1,85\lambda}{d}; \text{ где } d \text{ – радиус отверстия,}$$

а $\lambda = 0,683$ мкм.

Накройте дифракционную картину листом миллиметровой бумаги и отметьте на ней положение минимумов и максимумов.

$$\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{l_k}{r}, \text{ где } l_k \text{ - радиус соответствующего дифракционного}$$

кольца, а r – расстояние от отверстия до экрана.

2.2.1.2. Постройте график распределения освещенности на экране. Для этого: а) соберите цепь с фотоприемником. Проверьте ее у преподавателя. Включите. Передвинув фотоприемник в центральную часть дифракционной картины, установите усиление таким образом, чтобы отклонение стрелки микроамперметра составило примерно половину шкалы. б) отодвиньте фотоприемник за край дифракционной картины и, медленно передвигая его, пройдите через центр картины, снимая значения микроамперметра через 2 или 3 мм. По полученным данным постройте график. Сравните с расчетным ([1], [3], [6]).

2.2.2. Дифракция на щели

Установите на рейтере раздвижную щель и получите на экране дифракционную картину. Зарисуйте ее.

Проследите за изменением картины при изменении ширины щели. Объясните наблюдаемые изменения.

Проследите за изменением картины при перемещении щели поперек оптической оси. Объясните наблюдаемые изменения.

2.2.2.1. Проверьте соотношения для положений минимумов и максимумов:

для минимумов: $\sin \varphi_k = \frac{k\lambda}{b}$, где $k = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots$

для максимумов: $\sin \varphi_k = 0; \frac{1,43\lambda}{b}; \frac{2,45\lambda}{b}; \frac{3,47\lambda}{b}; \frac{4,43\lambda}{b}$, где b – ширина щели, k – порядок минимума или максимума. Измерения выполняются при постоянной ширине щели. $\sin \varphi$ определяется аналогично пункту 2.2.1.1.

2.2.2.2. Постройте график зависимости ширины центрального максимума от ширины щели.

Меняя ширину щели, определяйте при каждом изменении ширину центрального максимума на экране (между двумя первыми минимумами) и ширину щели b . Постройте график $\Delta l(b)$.

2.2.2.3. Постройте график распределения освещенности в дифракционной картине аналогично п. 2.2.1.2.

2.2.3. Дифракция на двух щелях.

Поставьте вместо щели пластинку с двумя щелями. Этот случай подробно описан в учебной литературе. Получите дифракционную картину. Опишите ее. Сравните с картиной от одной щели. Объясните различия.

2.3. Изучение дифракции Френеля.

Поставьте на скамью рейтер с короткофокусным объективом и отъюстируйте установку. Теперь на экране должно получиться круглое пятно диаметром $10 \div 30$ см. Дифракционные объекты должны помещаться за фокусом объектива.

2.3.1. Дифракция на нити.

Поместите в световой пучок рамку с нитью. Перемещая рейтер вдоль скамьи, найдите такое положение, при котором дифракционная картина будет наиболее отчетливой. Зарисуйте ее. Перемещая подвижный экран ближе, к нити найдите положение, при котором изображение нити на экране соответствует законам геометрической оптики. Оцените диаметр нити и сравните полученный результат с реальным значением, полученным с помощью микрометра.

2.3.2. Дифракция на краю.

Укрепите в штативе лезвие и введите его край в световой пучок. Передвигая штатив ближе к объективу, найдите положение, при котором дифракционная картина будет наиболее отчетливой. Зафиксируйте ее. Передвигая подвижный экран, найдите его положение, при котором изображение плоского края будет соответствовать законам геометрической оптики.

2.3.3. Дифракция на щели.

2.3.3.1. Максимально раскрытую щель установите на расстоянии $10\div 30$ см от объектива и закрепите. Медленно уменьшая ширину щели, наблюдайте за картиной на экране. Объясните динамику ее изменения. Покажите преподавателю и зафиксируйте в тетради описание следующих картин:

- от двух краев щели;
- для нескольких открытых зон;
- для двух открытых зон;
- для одной открытой зоны;
- для щели, ширина которой меньше диаметра первой зоны.

2.3.3.2. Установите щель ближе к объективу. Подберите такую ширину щели, чтобы передвигая экран к щели, можно было бы последовательно получить случаи:

- а) дифракции Фраунгофера;
- б) дифракции Френеля;
- в) геометрической оптики.

Оцените ширину щели из данных опыта. Проверьте расчет прямым измерением.

ВОПРОСЫ.

1. Что является главным в дифракции как в оптическом явлении?
2. В чем состоит дополнение Френеля к принципу Гюйгенса? Сформулируйте принцип Гюйгенса – Френеля.
3. Чем вызвано обращение теории к методу зон? В каких случаях эффективен этот метод?
4. Какая часть волновой поверхности называется зоной Френеля?
5. Как построить зоны Френеля для световых волн, распространяющихся в свободном пространстве от точечного источника? Какова форма и соотношение площадей таких зон?
6. Что можно сказать о колебаниях, пришедших в точку наблюдения от краев одной и той же зоны, от краев соседних зон, от двух соответствующих точек соседних зон?
7. Напишите формулу для суммарной амплитуды световых волн в точке наблюдения, если открыто:
 - а) только первая зона
 - б) две первых зоны
 - в) пять первых зон
 - г) вся волновая поверхность
 - д) все зоны, начиная с десятой.
8. Как будет выглядеть распределение зон Френеля на сферической волновой поверхности в круглом отверстии из точки наблюдения, не лежащей на оси отверстия? Какую суммарную амплитуду (качественно) могут дать в этой точке все (полностью и не полностью) открытые зоны? Какова общая картина дифракции (на круглом отверстии)?

9. Что следует из формулы (4) для случая дифракции света от точечного источника на круглом непрозрачном экране? Какова общая картина такой дифракции на “экране наблюдения”? Как объясняется наличие светлого пятна в центре геометрической тени?

10. Какой вид имеет картина дифракции света на прямом краю плоского экрана?

11. Какой случай дифракции носит имя Фраунгофера?

12. Рассмотрите дифракцию Фраунгофера на одной щели. Для чего служат в этом случае линзы, где располагаются они и экран наблюдения по отношению к плоскости щели? Какие углы дифракции могут наблюдаться? Как обосновать это на основе принципа Гюйгенса?

13. Какова форма зон в случае дифракции Фраунгофера на одной щели? Запишите выражение для разности хода двух крайних в щели лучей при данном угле дифракции. Как изменится число зон при увеличении угла дифракции?

14. По условию (8) найдите ширину щели, необходимую для наблюдения на экране, удаленном от нее на 1 м картин, соответствующих дифракции Френеля? дифракции Фраунгофера? геометрической оптике?