

И. Н. Фетисов

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА.

Методические указания к лабораторной работе О-26 по курсу общей физики.

Москва, 2001

Цель работы - изучение дифракции света; экспериментальная проверка формул для дифракции Френеля (часть А) и Фраунгофера (часть Б).

(Примечание: в соответствии с маршрутом студенты выполняют обе части или одну, причем теоретическая часть является общей).

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Дифракция. Принцип Гюйгенса-Френеля

Опыт показывает, что в однородной среде свет распространяется прямолинейно (геометрическая оптика). Однако при некоторых условиях наблюдается огибание лучами света контура непрозрачных тел и, следовательно, проникновение света в область геометрической тени. Такого рода явления, в которых имеются отклонения от законов геометрической оптики, называют

дифракцией света. Дифракция обусловлена волновой природой света и наблюдается также для других волн. Первая элементарная количественная теория дифракции разработана О. Френелем (1816) и базируется на принципе Гюйгенса-Френеля, который является основным постулатом волновой теории, описывает и объясняет механизм распространения волн, в частности световых.

Пусть световая волна от источника Q падает на непрозрачный экран MN с отверстием (рис.1). Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, каждый элемент волновой поверхности S, которой достигла в данный момент волна, является центром вторичных сферических волн. Вторичные волны когерентны (разность фаз между ними не изменяется со временем) и интерферируют. Для нахождения амплитуды световой волны в любой точке P за экраном необходимо, исключив действие источника Q, заменить его действием вторичных источников, т.е. сложить вторичные волны с учетом их амплитуды и фазы.

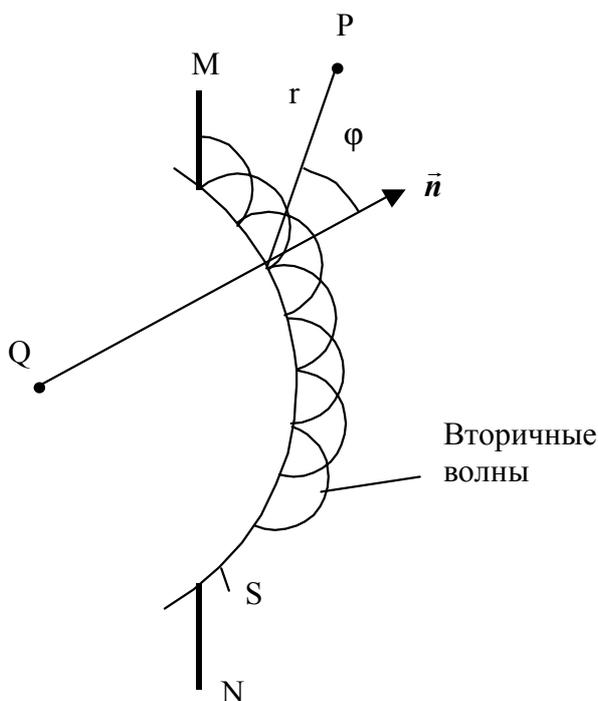


Рис. 1

Амплитуда сферической волны убывает с расстоянием r от источника по закону $1/r$. Следовательно, от каждого участка dS волновой поверхности E в точку P приходит колебание

$$dE = K(\beta) \frac{a \cdot dS}{r} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \alpha) \quad (1)$$

В этом выражении $(\omega t + \alpha)$ - фаза колебания в месте расположения волной поверхности S, $k=2\pi/\lambda$ - волновое число, λ - длина волны, r - расстояние от элемента поверхности dS до точки P. Множитель a определяется амплитудой волны в том месте, где находится dS . Амплитуда вторичной волны пропорциональна площади элемента dS . Коэффициент $K(\phi)$ зависит от угла ϕ

между нормалью \vec{n} к площадке dS и направлением от dS к точке P . При $\varphi=0$ этот коэффициент максимален, при $\varphi=\pi/2$ он обращается в нуль.

Результирующее колебание в точке P представляет собой сумму колебаний (1), взятых для всей волновой поверхности S в пределах отверстия в экране:

$$E = \int K(\varphi) \frac{a \cdot dS}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha) \quad (2)$$

Эта формула, являющаяся аналитическим выражением принципа Гюйгенса-Френеля, позволяет найти амплитуду волны в каждой точке за экраном.

2. Зоны Френеля. Волна в свободном пространстве.

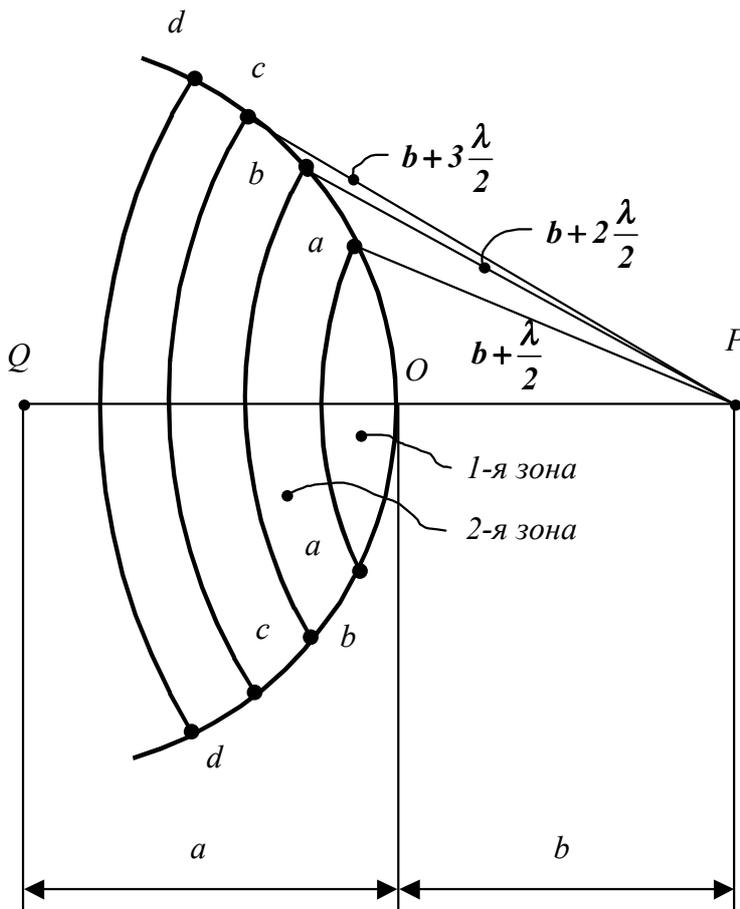


Рис. 2

Френель предложил простой способ анализа, заменяющий вычисление интеграла (2) и пригодный в случаях, обладающих симметрией.

Рассмотрим распространение в свободном пространстве монохроматической световой волны длиной λ , из точки Q в точку наблюдения P (рис.2). Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, действие источника Q заменяют действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности S , в качестве которой выбирают поверхность фронта сферической волны, идущей из Q . Далее поверхность S разбивают на кольцевые зоны так, чтобы расстояния от краев зоны до точки наблюдения P отличались на $\lambda/2$ (см. рис. 2). Образованные таким образом участки поверхности S называются зонами Френеля. Участок Oa сферической поверхности S называется первой зоной, ab - второй зоной, bc - третьей зоной Френеля и т.д. Можно показать (см. [1-3]), что площади зон примерно одинаковые, а их радиусы определяются выражением:

$$r_m^2 = m \frac{a \cdot b}{a + b} \lambda \quad (3)$$

Здесь r_m - радиус внешней границы m -й зоны ($m = 1, 2, 3$ и т.д.), a - радиус волновой поверхности, b - расстояние от вершины волновой поверхности O до точки P (рис. 2).

Волновой процесс в точке P можно рассматривать как результат интерференции волн, приходящих в точку наблюдения от каждой зоны в отдельности. При этом надо принять во внимание, что в точке P амплитуда колебаний A_m от каждой зоны медленно убывает с ростом номера зоны m (так как при этом возрастают расстояние r и угол φ), а фазы колебаний, вызываемых в точке P смежными зонами, противоположны. Поэтому амплитуда A результирующего колебания в точке P может быть представлена в виде

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (4)$$

Все амплитуды от нечетных зон входят с одним знаком, от четных зон - с другим. Запишем выражение (4) в виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots \quad (5)$$

Выражения в скобках равны нулю, и формула (5) упрощается следующим образом:

$$A = \frac{A_1}{2} \quad (6)$$

Согласно (6), амплитуда, создаваемая в некоторой точке Р всеми вторичными волнами (от всех зон), равна половине амплитуды, создаваемой одной лишь первой зоной. Из (3) получаем, например, что для видимого света ($\lambda=5 \cdot 10^{-7}$ м) и расстояний $a = b = 1$ м радиус первой зоны равен $r_1=0,5$ м. Следовательно, распространение света от Q к Р происходит так, как если бы световой поток шел внутри очень узкого канала вдоль QP, т.е. прямолинейно.

3. Дифракция Френеля от круглых отверстий и диска.

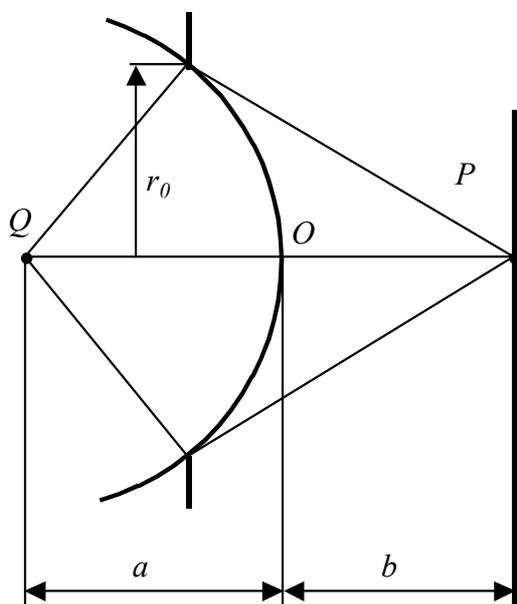


Рис. 3

Поставим на пути сферической монохроматической волны непрозрачный экран с вырезанным в нем круглым отверстием радиуса r_0 . Расположим экран так, чтобы перпендикуляр, опущенный из источника света Q на экран, попал в центр отверстия (рис. 3). Будем рассчитывать не всю дифракционную картину от отверстия, а только амплитуду волны в точке Р, лежащей из оси симметрии QO.

Если дифракционная картина создается сходящимися лучами, как показано на рис. 3, то говорят, что имеет место дифракция в приближении Френеля. Если лучи параллельны (точка Р и источник Q находятся далеко от отверстия или используются фокусирующие линзы), то такие случаи называют дифракцией Фраунгофера. Более четкий критерий для различных видов дифракции см. в [1, 2].

При некоторых значениях расстояний a и b (см. рис. 3) отверстие оставит открытым для точки наблюдения Р целое число m зон Френеля, т.е. $r_0 = r_m$, где r_m вычисляется по формуле (3). Следовательно, число открытых зон Френеля определяется выражением

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad (7)$$

В соответствии с (4) амплитуда в точке Р будет равна

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m \quad (8)$$

Перед A_m берется знак плюс, если m нечетное, и минус, если m четное.

Если отверстие открывает небольшое четное число зон, то сумма (8) равна нулю и в центре дифракционной картины будет темная точка (рис. 4б); если число зон нечетное, то сумма (8) равна амплитуде от одной зоны и центр дифракционной картины будет светлым (рис. 4а).

Если убрать преграду с отверстием, амплитуда в точке Р станет равной $A_1/2$ (см. (6)). Таким образом, преграда с отверстием, открывающим небольшое нечетное число зон Френеля, не только не ослабляет освещенность в точке Р, но, напротив, приводит к увеличению амплитуды в два раза, а интенсивности (энергетической величины, пропорциональной квадрату амплитуды) - в четыре раза.

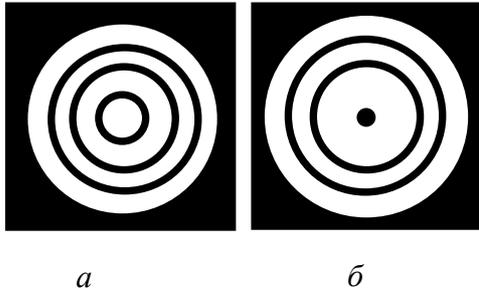


Рис. 4

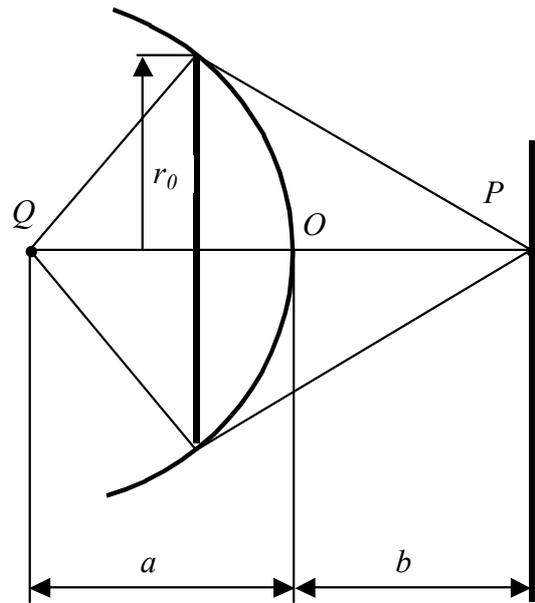


Рис. 5

Поместим между источником света Q и точкой наблюдения P непрозрачный круглый диск (или шар) радиуса r_0 (рис.5). Если диск закроет m первых зон Френеля, амплитуда в точке P будет равна

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots \quad (9)$$

Выражения в скобках формулы (9) равны нулю; следовательно,

$$A = \frac{A_{m+1}}{2} \quad (10)$$

Дифракционная картина от круглого диска показана на рис. 6. Вне геометрической тени наблюдаются темные кольца. В центре тени – светлое пятно (т.н. пятно Пуассона). Согласно формуле (10), оно создается вторичными волнами первой кольцевой зоны Френеля, окружающей диск. При небольшом числе закрытых зон амплитуда A_{m+1} мало отличается от A_1 . Поэтому интенсивность в точке P будет почти такая же, как при отсутствии преграды между источником Q и точкой P (см. (6)). Интенсивность света в пятне Пуассона плавно уменьшается по мере роста числа закрытых диском зон, так как уменьшается A_{m+1} ; это происходит при увеличении размера диска или (и) при уменьшении расстояний a и b (рис. 5).

4. Дифракция Фраунгофера на щели

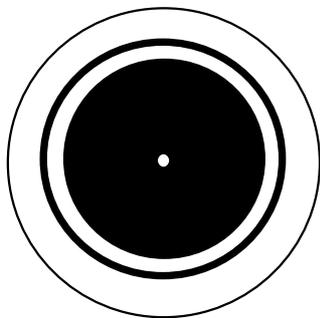


Рис. 6

Пусть свет от удаленного источника 1 проходит через линзу (объектив) 3 и собирается в ее фокальной плоскости на экране (рис. 7). Объектив создает на экране изображение источника света (предмета). Если перед объективом поместить экран 2 с отверстием, ограничивающим поперечные размеры пучка, то вид изображения на экране зависит от размеров и формы отверстия. Только тогда, когда открыта достаточная часть объектива, изображение имеет вид, точно воспроизводящий форму источника. При уменьшении же работающей части объектива наблюдаемая картина в большей или меньшей степени искажается и может даже совсем не напоминать формы источника.

Так, например, при рассматривании удаленной светящейся нити через объектив, прикрытый экраном с узкой щелью (параллельной нити), в фокальной плоскости объектива видна светлая размытая полоса с несколькими максимумами и минимумами.

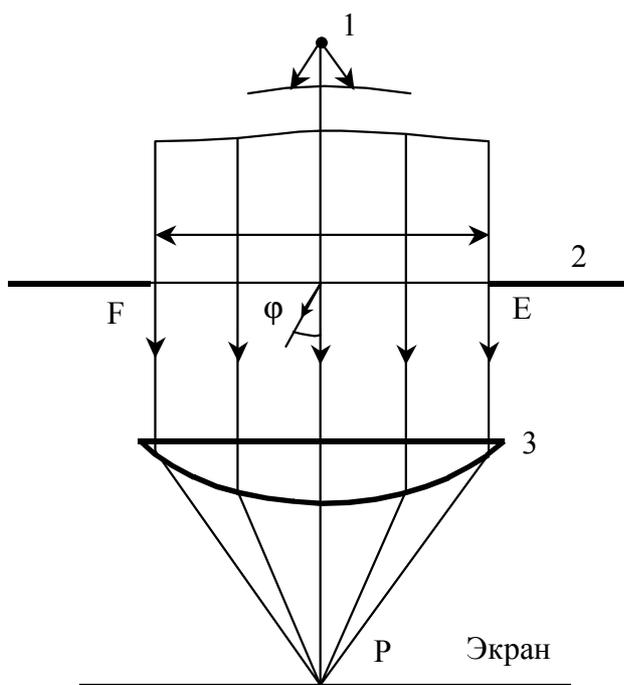


Рис. 7

Таким образом, изображение, даваемое объективом, есть всегда дифракционная картина, возникающая вследствие ограничения сечения светового пучка оправой линзы или специальной диафрагмой.

Тип дифракции, при котором рассматривается дифракционная картина, образованная параллельными лучами (как в данном случае), получил название дифракции Фраунгофера. Практически этот случай весьма важен, ибо он находит применение при рассмотрении многих вопросов, например, оптических инструментов.

Мы рассмотрим дифракцию Фраунгофера от длинной узкой щели, которая важна для дифракционной решетки.

Пусть отверстие 1 в экране 2 представляет собой щель шириной b и длиной много больше ширины (рис.8). Волновая поверхность FE падающей волны, плоскость щели и экран 3 параллельны друг другу. Картина, наблюдаемая в любой плоскости, перпендикулярной к щели, будет одинакова. Поэтому достаточно исследовать характер картины в одной такой плоскости, например в плоскости рис. 8. Все вводимые в дальнейшем величины, в частности угол φ , образуемый лучом с оптической осью линзы, относятся к этой плоскости.

Рис. 8. Все вводимые в дальнейшем величины, в частности угол φ , образуемый лучом с оптической осью линзы, относятся к этой плоскости.

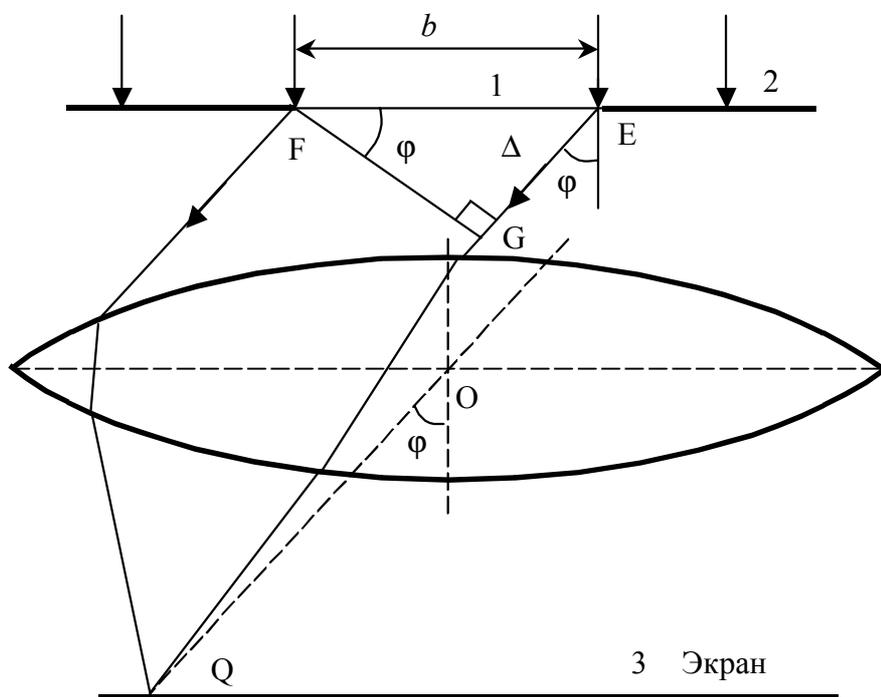


Рис. 8

картины на экране разобьем площадь щели на ряд узких параллельных полосок равной ширины. Каждая из этих полосок может рассматриваться как источник вторичных волн, причем фазы всех этих волн одинаковы, ибо при нормальном падении света плоскость щели совпадает с фронтом волны. Кроме того, и амплитуды вторичных волн будут, одинаковы, ибо выбранные

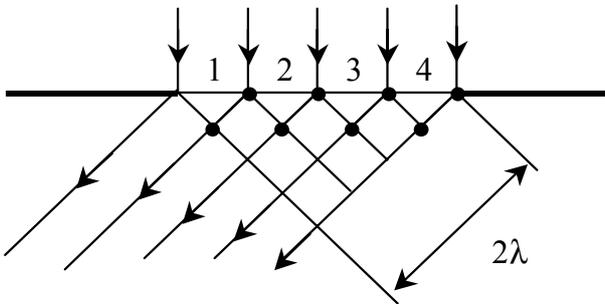


Рис. 9

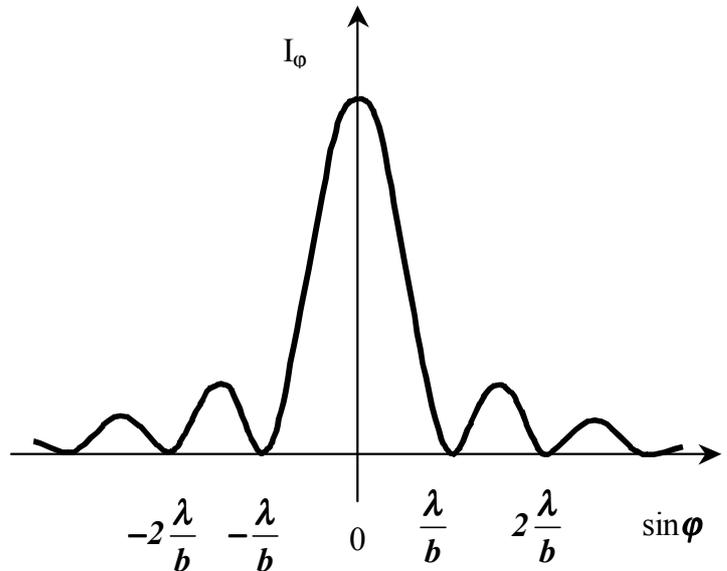


Рис. 10

полоски имеют равные площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения. В результате интерференции вторичных волн (параллельных пучков под разными углами φ) на экране будут наблюдаться чередующиеся максимумы и минимумы. Их положение легко найти.

На рис. 7 показан случай, когда вторичные волны распространяются в направлении падающего на щель света ($\varphi=0$) и собираются на экране в точке P. Вторичные волны от волновой поверхности FE до точки P проходят пути разной длины, но при этом затрачивают одинаковое время (это свойство линзы называется таухронностью, см. [1]). Таким образом, вторичные волны приходят в точку P в одинаковой фазе и усиливают друг друга; в этой точке будет максимум света.

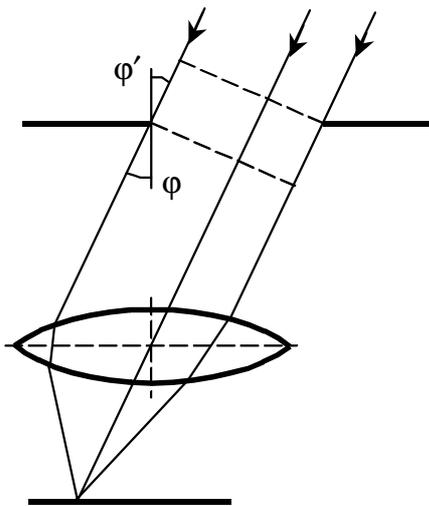


Рис. 11

Рассмотрим интерференцию вторичных волн под углом φ (рис. 8). Проведем перпендикуляр FG к лучу EG. Вторичные волны проходят путь от волновой поверхности FG до точки Q на экране за одинаковое время. Следовательно, разность хода между ними образуется на участке между волновыми поверхностями FE и FG. Как видно из рис. 8, разность хода от краев щели (отрезок EG) равна $\Delta = b \cdot \sin \varphi$.

Если разность хода Δ от краев щели равна $\pm k\lambda$, (где k – целое число), открытую часть волновой поверхности можно разбить на $2k$ равных по ширине полосок (зон), причем разность хода от краев соседних зон равна $\lambda/2$ (см. рис. 9, где $k=2$). Колебания от каждой пары соседних зон гасят друг друга, так что результирующая амплитуда равна нулю.

Если разность хода Δ равна $\pm(k+1/2)\lambda$, число зон будет нечетным, действие одной из них окажется некомпенсированным и наблюдается максимум интенсивности. Таким образом, максимум интенсивности имеем для углов

$$\varphi = 0 \text{ и } \sin \varphi = \pm \left(k + \frac{1}{2}\right) \cdot \frac{\lambda}{b} \quad (k=1, 2, 3, \dots) \quad (11)$$

минимум интенсивности - для углов

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{b} \quad (k=1, 2, 3, \dots) \quad (12)$$

Как показывают формулы (11) и (12), расстояние минимумов и вторичных максимумов от центра картины возрастает с уменьшением ширины щели b . При этом центральная светлая полоса расширяется, захватывая все большую и большую область экрана.

Наоборот, при увеличении ширины щели положение первых минимумов придвигается все ближе к центру картины, так что центральный максимум становится все резче. При очень широкой щели (по сравнению с λ) мы получаем в центре резкое изображение линейного источника.

На рис. 10 показано распределение интенсивности I_φ в зависимости от $\sin\varphi$. Оно получено в результате решения интеграла (2) (см. [1. 2]). Положение минимумов и вторичных максимумов соответствует формулам (11), (12). Большая часть света приходится на центральный максимум.

Если плоская волна падает на щель наклонно под углом φ' к нормали, то центральный максимум расположен под углом $\varphi = \varphi'$, т.е. в направлении падающей волны (рис. 11).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Часть А. ДИФРАКЦИЯ ФРЕНЕЛЯ

1А. Методика опыта.

Оптическая схема прибора для изучения дифракции Френеля на круглом отверстии показана на рис. 12. Излучение газоразрядной лампы 1 приближенно можно считать монохроматическим с

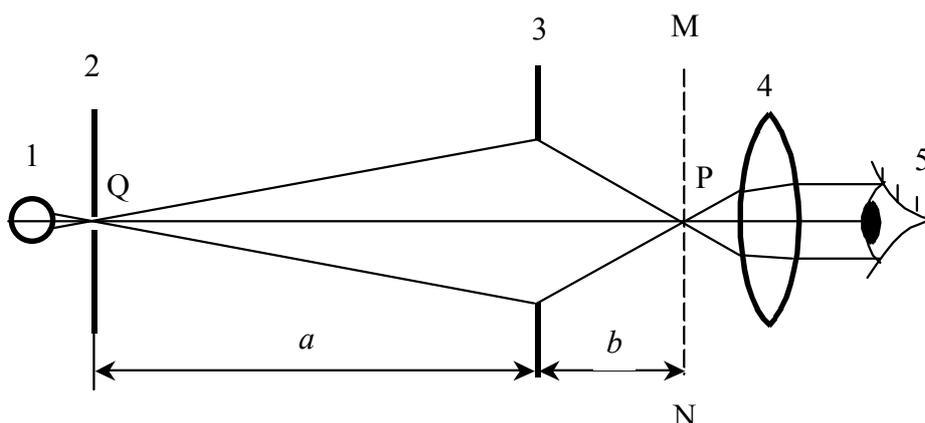


Рис. 12

длиной волны λ . Маленькое круглое отверстие Q в экране 2 служит точечным источником света. Дифракция происходит на круглом отверстии радиуса r_0 в десятые доли миллиметра в пластине 3 (вместо пластины с одним отверстием может использоваться пластина с множеством одинаковых отверстий).

Дифракционную картину рассматривают глазом 5 через лупу 4 с большим увеличением. Рассматриваемая картина расположена вблизи фокуса лупы (на рис. 12 в плоскости MN на расстоянии b от отверстия). Пластины 3 можно перемещать, изменяя тем самым расстояния b и a . При этом, согласно (7), изменяется число m зон Френеля, открываемых отверстием в пластине 3.

В условиях опыта $a \gg b$, поэтому первым членом в скобках формулы (7) можно пренебречь; в результате получаем:

$$m = \frac{r_0^2}{(\lambda \cdot b)} \quad (13)$$

$$\frac{1}{b} = \frac{\lambda}{r_0^2} m \quad (14)$$

В опыте наблюдают дифракционную картину на различных расстояниях b от отверстия, которым соответствует различное число m открытых зон, а также количественно проверяют формулу (14). Плавно изменяя b , получают серию дифракционных картин с черной точкой в центре и измеряют для них b . Им соответствует четное число m зон Френеля, которое находится следующим образом.

Наблюдения начинают с максимальных для данной установки расстояний b , для которых, согласно (14), отверстие открывает менее двух зон. При уменьшении b число m возрастает. Следовательно, для первой полученной картины с черной точкой имеем $m = 2$. Таким образом, начало отсчета m определено. При дальнейшем уменьшении b число m будет возрастать и для последующих картин с черной точкой будем иметь $m = 4$, затем $m = 6$ и т.д.

По результатам описанного выше опыта строится графическая зависимость $1/b$ от m . Согласно формуле (14), экспериментальные точки должны лежать на прямой, проходящей через начало координат. Из результатов измерений по формуле (14) можно определить длину волны (радиус отверстия r_0 приведен на установке).

Дифракцию на шаре радиусом r_0 в десятые доли миллиметра наблюдают, используя оптическую схему на рис. 12, только вместо пластины с отверстием помещают шарик. В условиях опыта шарик закрывает небольшое число зон, поэтому в центре тени можно наблюдать светлую точку - пятно Пуассона.

2А. Описание установки.

Состав установки (данные номера приведены на приборах и принадлежностях): 1 - базовый блок с натриевой лампой и оптической скамьей, 2 - устройство для изучения дифракции от круглого отверстия, 3 - устройство для наблюдения дифракции на шаре, 4 - переменная щель, 5 - постоянная щель, 6 - экран с маленьким круглым отверстием для получения точечного источ-

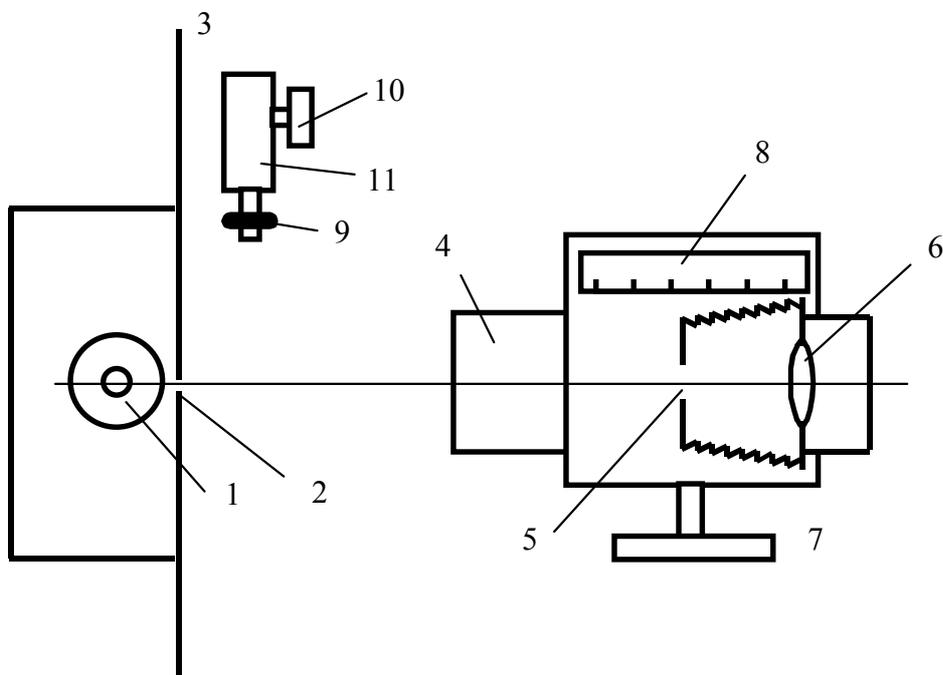


Рис. 13

ника света, 7 - линейка длиной 50 - 60 см.

Лабораторная установка (базовый блок и устройство номер 2) показана схематически в плане на рис. 13. Газоразрядная натриевая лампа 1 освещает узкую вертикальную щель 2 в экране 3; щель служит источником желтого света, близкого к монохроматическому. Для получения точечного источника перед щелью необходимо поставить экран с круглым отверстием. На

оптической скамье 4 устанавливают на специальных держателях (рейтерах) различные объекты для изучения дифракции. На рис. 13 показано устройство номер 2 для изучения дифракции Френеля на круглом отверстии. Оно состоит из пластины 5 с одинаковыми отверстиями, лупы 6, механизма перемещения отверстия (относительно лупы) с помощью винта 7, отсчетного устройства 8 для измерения расстояния b от пластины 5 до фокальной плоскости лупы (см. рис. 12). На корпусе источника света установлено приспособление для измерения углов дифракции Фраунгофера (в части Б). Оно состоит из "световой метки" 9 (миниатюрной лампы накаливания), которую можно перемещать в горизонтальном направлении винтом 10 и измерять ее положение с помощью линейки 11. На корпусе источника имеются два тумблера для включения натриевой лампы и световой метки.

С установкой и принадлежностями обращаться бережно: не дотрагиваться до линз, не прикладывать больших усилий, не ронять.

3А. Выполнение работы.

Задание А1. Наблюдение дифракции Френеля от круглого отверстия и проверка формулы (14)

1. Включить натриевую лампу тумблером, расположенным на корпусе источника света; время прогрева лампы несколько минут. (Световую метку не включать).
2. Перед щелью 2 (см. рис.13) вплотную к ней установить экран с круглым отверстием (деталь 6). Перемещая экран поперек щели, добиться наибольшей яркости источника при наблюдении вдоль оси установки.
3. На оптическую скамью установить устройство номер 2, описанное выше. Закрепить винтом устройство на оптической скамье.
4. Наблюдать через лупу 6 дифракционные картины от многих одинаковых круглых отверстий. Медленно вращая винт 7, наблюдать дифракцию на различных расстояниях b от отверстия. Прodelать наблюдения несколько раз. Зарисовать характерную дифракционную картину.
5. Выполнить количественные измерения, методика которых описана выше. Для этого установить наибольшее расстояние b , отсчитываемое по линейке 8. Наблюдая в центре поля зрения дифракцию и плавно уменьшая b , получить картину с черной точкой в центре; при этом на отверстии укладываются две зоны Френеля ($m = 2$). Измерить b для $m = 2$, результат записать в табл. 1.
6. Продолжая уменьшать b , получить следующую картину с черной точкой, ей соответствует $m=4$; измерить для нее b , записать результат. Подобное измерение выполнить для $m=6$.
7. Опыт (пункты 5,6) проделать 4 раза. Радиус отверстий r_0 приведен на установке, записать его в табл.1.

Таблица 1

$r_0 = \dots, \lambda = \dots$ (по результатам обработки)

m	b , мм			Среднее $\langle b \rangle$, мм

Примечание: в таблице 4 строки.

Задание А2. Наблюдение дифракции на шаре и пятна Пуассона.

Оптическая схема опыта показана на рис. 12, на котором вместо пластины 3 с отверстием помещается небольшой шарик от подшипника.

1. Устройство номер 3 установить на оптическую скамью и закрепить рейтер на скамье винтом.
2. Зарисовать наблюдаемую картину.
3. Записать в табл. 2 условия наблюдений: радиус шарика r_0 , расстояний a и b (приведены на установке номер 3).

Таблица 2

r_0	a	b	λ	m
			590 нм	

4А. Обработка и анализ результатов изменений (часть А)

Задание А1.

1. Для каждого m вычислить среднее значение $\langle b \rangle$ из четырех измерений.
2. По результатам измерений построить графическую зависимость, отложив по оси абсцисс величину m , а по оси ординат $1/\langle b \rangle$.
3. Через полученные точки и начало координат провести наилучшую на глаз прямую.
4. Сделать вывод, согласуется ли ход полученной зависимости с теоретической формулой (14).
5. Используя полученный график и формулу (14), определить длину волны натриевой лампы; результат записать в табл. 1. Полученное значение λ сравнить со справочными данными (590 нм).

Задание А2.

По формуле (7) вычислить, сколько зон Френеля (m) закрывает шар в условиях опыта. Результаты представить в табл. 2.

Часть Б. ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА

Изучить теоретическую часть, особенно раздел 4 «Дифракция Фраунгофера на щели».

1Б. Методика опыта

Дифракцию Фраунгофера на щели изучают на приборе, оптическая схема которого пока-

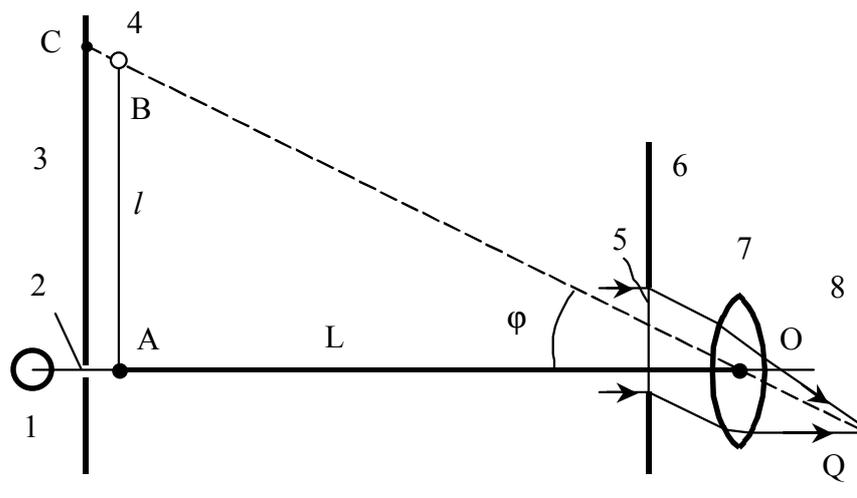


Рис. 14

зана на рис. 14 в плане. Газоразрядная лампа 1 освещает узкую вертикальную щель 2 в непрозрачном экране 3; щель служит источником желтого света со спектральным составом близким к монохроматическому. Дифракция происходит на вертикальной щели 5 в экране 6. Ширина щели 5 много меньше расстояния до источника света, поэтому щель освещается параллельным (в горизонтальной плоскости) пучком, по нормали к плоскости щели.

Дифракционная картина наблюдается визуально. Собирающая линза 7, роль которой выполняет хрусталик глаза, расположена вблизи щели. Глаз аккомодирует на источник света - щель 2, т.е. глаз фокусирует на сетчатке 8 параллельный пучок света. Таким образом, здесь имеет место дифракция Фраунгофера (в параллельных лучах).

Рассматривая источник через щель, мы видим на темном фоне экрана 3 дифракционную картину (рис.15) в виде системы светлых и темных вертикальных полос с ярким центральным

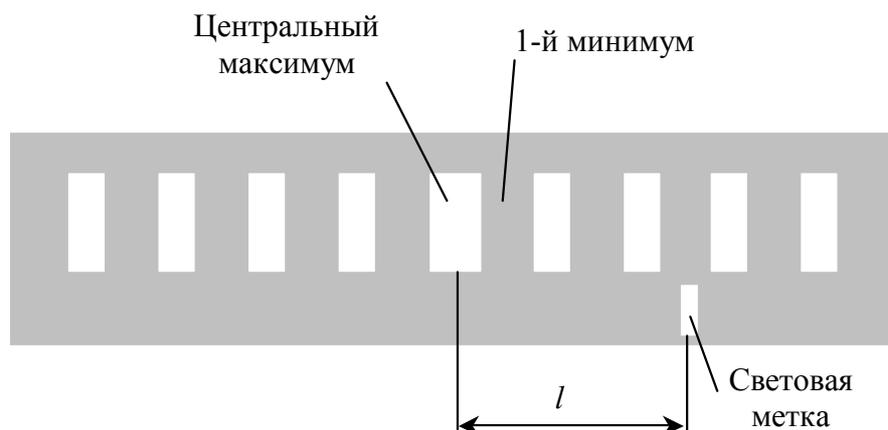


Рис. 15

максимумом в направлении на источник - щель 2. Если измерить угол φ , под которым наблюдаются вторичные максимумы и минимумы, то можно проверить формулы (11) и (12), а также определить длину волны.

Опишем методику измерения углов φ . Пусть рис. 14 изображает ход лучей для одного из вторичных максимумов под углом дифракции φ . Глаз воспринимает этот свет исходящим из точки С на экране, лежащей на продолжении луча ОQ. Угол φ находят, измеряя катеты треугольника ОАВ.

Катет АВ длиной l измеряют с помощью маленькой вспомогательной лампы накаливания В, которая служит "световой меткой", перемещаемой по горизонтали. Глядя на эту лампу через щель 5, мы видим ее дифракционную картину с ярким белым центральным максимумом и окрашенными, быстро затухающими вторичными максимумами. Свет от лампочки падает на щель наклонно, при этом центральный максимум будет наблюдаться в направлении на источник света (как разъяснялось выше на рис. 11). Перемещая лампу, совмещают ее изображение с соответствующим участком дифракционной картины и измеряют с помощью встроенной в установку линейки расстояние l от лампы до центрального максимума. На рис. 15 показан случай, когда «световая метка» совпадает с положением третьего минимума.

Как видно из рис. 14, $\operatorname{tg}\varphi=l/L$, где L - расстояние по осевой линии от лампочки до оптического центра глаза (примерно до щели). Поскольку угол φ мал, тангенс равен синусу:

$$\sin \varphi = \frac{l}{L} \quad (15)$$

В опыте измеряют расстояние l до первого минимума ($k = 1$), второго минимума ($k = 2$) и т.д. Измерив также расстояние L , по формуле (15) вычисляют $\sin\varphi$ и строят графическую зависимость $\sin\varphi$ от k . Если экспериментальные точки лежат на прямой, проходящей через начало координат, то опыт согласуется с теоретической формулой (12).

Из результатов опыта по формуле (12) можно определить длину волны λ . Для этого необходимо знать ширину щели b (приводится на установке).

2Б. Описание установки

Установка описана выше в разделе 2А.

3Б. Выполнение работы.

Задание Б1. Наблюдение дифракции на щели переменной ширины.

1. Включить натриевую лампу тумблером, расположенным на корпусе источника света; время прогрева лампы несколько минут. (Световую метку не включать).
2. В этом и следующем заданиях источником света служит узкая щель 2 в корпусе натриевой лампы (см. рис.13). Если она закрыта экраном с круглым отверстием (деталь 6), убрать экран.
3. На оптическую скамью поставить рейтер с переменной щелью (принадлежность номер 4) и закрепить рейтер винтом на скамье. Ширину щели можно изменять микрометрическим винтом, расположенным над щелью.
4. Располагая глаз близко к щели, наблюдать изменение дифракционной картины при изменении ширины щели. Зарисовать картины при узкой и широкой щели.
5. Сделать вывод, согласуются ли качественно наблюдаемые изменения дифракционной картины с формулами (11) и (12).

Задание Б2. Проверка формулы (12).

1. Изучить методику опыта в разделе 1Б.
2. Поставить на скамью рейтер с постоянной щелью (номер 5) и закрепить рейтер на скамье.
3. Наблюдать дифракцию на щели.
4. Включить «световую метку» тумблером на корпусе источника света. Наблюдать дифракцию от лампы накаливания. Объяснить происхождение радужной окраски.
5. Ознакомиться с устройством для измерения положения вторичных максимумов и минимумов (см. рис. 13). Оно состоит из «световой метки» 9 (миниатюрной лампы накаливания), которую можно перемещать в горизонтальном направлении винтом 10. Расстояние l в мм от щели 2 (т.е. от середины центрального максимума) до «световой метки» определяют по линейке 11 (считывают значение напротив риски).
6. Вращая винт 10, совместить «световую метку» с серединой первого минимума (для него $k=1$ в формуле (12)). По линейке 11 определить расстояние l и записать результат в табл. 3. Повторить измерения 4 раза.
7. Повторить измерения п.6 для второго минимума ($k=2$) третьего минимума ($k=3$) и т.д. Максимальное количество измеренных минимумов ограничивается условиями наблюдения, обычно - не менее пяти. Результаты измерений записать в табл. 3.

Таблица 3

$b = \dots, L = \dots, \lambda = \dots$ (по результатам обработки)

k	l , мм	Среднее $\langle l \rangle$, мм	$\sin \varphi = \frac{\langle l \rangle}{L}$

Примечание: в таблице 10 строк

8. Измерить линейкой расстояние L от лампы накаливания до щели (см. рис. 14), результат записать в табл. 3. Записать значение ширины щели b , приведенное на рейтере.
9. По окончании измерений выключить натриевую лампу и световую метку.

4Б. Обработка и анализ результатов измерений (часть Б).

Задание Б2.

1. По результатам измерений l для каждого минимума (т.е. для различных значений k) вычислить среднее $\langle l \rangle$ и $\sin \varphi = \langle l \rangle / L$.
2. Построить графическую зависимость $\sin \varphi$ от k . Через полученные точки и начало координат провести наилучшую прямую.
3. Сделать вывод, согласуется ли ход полученной зависимости с теоретической формулой (12).
4. Используя полученный график и формулу (12), определить длину волны; результат записать в табл. 3.
5. Значения λ , полученные в опытах (если выполняли обе части А и Б) сравнить между собой и со справочными данными (590 нм).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется дифракцией волн?
2. В чем состоит принцип Гюйгенса-Френеля?
3. Чем различаются дифракции в приближении Френеля и Фраунгофера ?
4. Что такое зоны Френеля?
5. Как объяснить возникновение черной точки в центре дифракционной картины от круглого отверстия?
6. Как объяснить пятно Пуассона?
7. Под какими углами наблюдаются максимумы и минимумы при дифракции Фраунгофера на щели?

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 3-х т. М.: Наука, 1978. т.2. 480 с.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. 928 с.
3. Бутиков Е.И. Оптика. М.: Высш. шк., 1986. 512 с.