

## РАБОТА 6

### Исследование дифракции Френеля на круглом отверстии и круглом диске

**Цель работы:** изучение явления дифракции света на простейших объектах и измерение их основных параметров.

#### Введение

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени. Если на пути параллельного светового пучка расположено круглое препятствие (круглый диск, шарик или круглое отверстие в непрозрачном экране), то на экране, расположенном на достаточно большом расстоянии от препятствия, появляется **дифракционная картина** – система чередующихся светлых и темных колец. Если препятствие имеет линейный характер (щель, нить, край экрана), то на экране возникает система параллельных дифракционных полос.

Различают два вида дифракции света – дифракцию Френеля и дифракцию Фраунгофера. Критерии наличия дифракции определённого вида или её отсутствия выражаются следующими соотношениями:

$$\frac{b^2}{l\lambda} \ll 1 \quad \text{– дифракция Фраунгофера,}$$

$$\frac{b^2}{l\lambda} \approx 1 \quad \text{– дифракция Френеля,}$$

$$\frac{b^2}{l\lambda} \gg 1 \quad \text{– геометрическая оптика,}$$

где  $\lambda$  – длина волны света,  $b$  – характерный размер препятствия,  $l$  – расстояние от препятствия до экрана.

Для наблюдения дифракции световых волн необходимо создание специальных условий. Это обусловлено тем, что масштабы дифракции сильно зависят от соотношения размеров препятствия и длины волны.

Явление дифракции волн может быть объяснено с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, становится центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий

момент времени. Пусть на плоскую преграду с отверстием падает параллельный ей фронт волны (рис. 6.1).

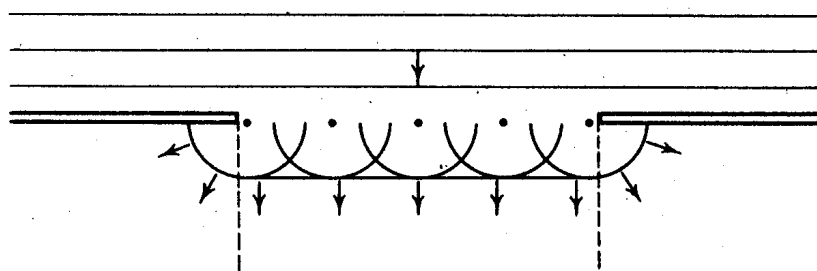


Рис. 6.1

По Гюйгенсу каждая точка выделяемого отверстием участка волнового фронта служит центром вторичных волн, которые в однородной среде будут сферическими. Построив огибающую вторичных волн, можно убедиться в том, что за отверстием волна проникает в область геометрической тени, огибая края преграды. На рис. 6.1 границы этой области показаны пунктиром.

Однако принцип Гюйгенса не дает никаких указаний об амплитуде, а, следовательно, и об интенсивности волн, распространяющихся в различных направлениях. Этот недостаток был устранен французским ученым Френелем, который развил количественную теорию дифракционных явлений. Он дополнил принцип Гюйгенса представлением об интерференции вторичных волн. Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства. Развитый таким образом принцип Гюйгенса получил название **принципа Гюйгенса-Френеля**.

Вычисление амплитуды результирующего колебания представляет собой довольно сложную задачу. Однако, в некоторых случаях, отличающихся симметрией, данная задача может быть осуществлена простым алгебраическим или геометрическим суммированием.

Определим амплитуду световых колебаний, возбуждаемой в точке  $P$  сферической волной, распространяющейся в однородной изотропной среде от точечного источника  $S$  (см. рис. 6.2). Как можно видеть волновая поверхность такой волны симметрична относительно прямой  $SP$ .

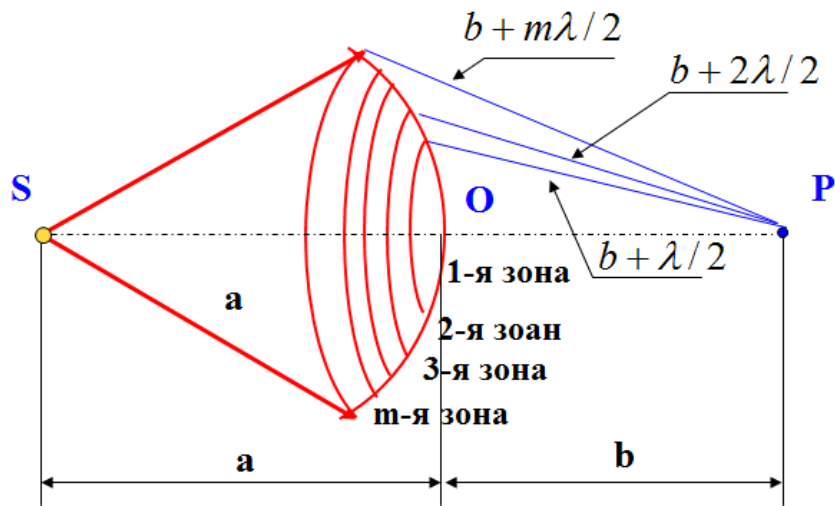


Рис. 6.2

Френель предложил разбить волновую поверхность падающей волны в месте расположения препятствия на кольцевые зоны (**зоны Френеля**), построенные так, что расстояние от краев каждой зоны до точки Р отличаются на половину длины волны,  $\lambda/2$ .

Из рис. 6.3 видно, что расстояние  $b_m$  от внешнего края  $m$ -й зоны до точки Р можно представить следующим образом:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}, \quad (6.1)$$

где  $b$  - расстояние от вершины волновой поверхности О до точки Р.

Если смотреть на волновую поверхность из точки Р, то границы зон Френеля будут представлять собой концентрические окружности.

Колебания, приходящие в точку Р от аналогичных точек двух соседних зон, будут находиться в противофазе. Поэтому результирующие колебания, создаваемые каждой из зон в целом, будут для соседних зон отличаться по фазе на  $\pi$ .

Можно показать, что при не слишком больших  $m$  зоны Френеля имеют одинаковую площадь и не зависят от  $m$ . Так как расстояние  $b_m$  от зоны до точки наблюдения увеличивается с ростом  $m$  и угол между нормалью к элементам зоны и направлением на точку Р растет с увеличением  $m$ , то амплитуды колебаний, возбуждаемых зонами Френеля в точке Р, образуют монотонно убывающую последовательность:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_m > A_{m+1} > \dots$$

где  $A_m$  – амплитуда колебаний, вызванных  $m$ -й зоной.

Так как фазы колебаний, возбуждаемых соседними зонами, отличаются на  $\pi$ , то результирующая амплитуда в точке наблюдения:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (6.2)$$

Вследствие монотонного убывания амплитуды можно приближенно считать, что

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (6.3)$$

Используя соотношение (6.2) можно упростить выражение (6.3):

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (6.4)$$

Видно, что суммарная амплитуда колебаний в точке Р, вызванная всем волновым фронтом, равна половине амплитуды одной первой (центральной) зоны.

Колебания от четных и нечетных зон Френеля находятся в противофазе и, следовательно, взаимно ослабляют друг друга.

Если поставить непрозрачный диск на пути волны и открыть отверстие только в одну зону Френеля, то амплитуда колебаний в точке наблюдения возрастает в 2 раза по сравнению с действием невозмущенной волны. Если открыть две зоны, то амплитуда колебаний обращается в нуль. Если изготовить непрозрачный экран, который оставял бы открытыми только несколько нечетных (или только несколько четных) зон, то амплитуда колебаний резко возрастет. Такие пластинки, обладающие свойством фокусировать свет, называются **зонными пластинками**.

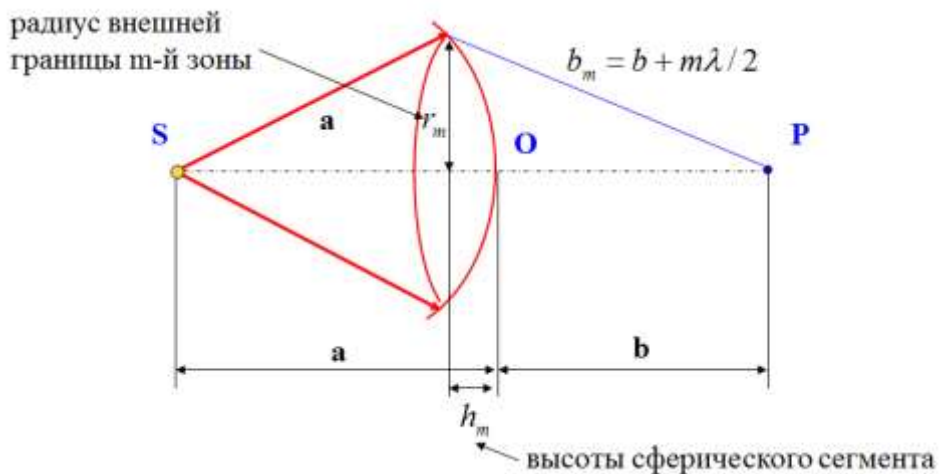


Рис. 6.3

Чтобы получить формулу для радиуса внешней границы  $m$ -ой зоны, рассмотрим рис.3. Если радиус волновой поверхности обозначить  $a$ , а радиус внешней границы  $m$ -й зоны -  $r_m$ , тогда, используя теорему Пифагора можно записать:

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m\lambda/2)^2 - (b + h_m)^2, \quad (6.5)$$

где  $h_m$  - высота сегмента.

Пренебрегая во втором равенстве выражения (6.5) слагаемым, содержащим  $\lambda^2$  ввиду рассмотрения не слишком больших  $m$ , можно получить выражение для высоты сегмента:

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}. \quad (6.6)$$

Так как при не слишком больших  $m$  высота сегмента  $h_m \ll a$ , то из первого равенства в (6.5) следует:

$$r_m^2 = 2ah_m. \quad (6.7)$$

Таким образом, внешний радиус  $m$ -й зоны Френеля

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}. \quad (6.8)$$

Формула (6.8) была получена для дифракции сферической волны расходящейся из точки  $S$  при наблюдении результата интерференции вторичных волн в точке  $P$ .

В случае дифракции плоской волны, волновые поверхности являются плоскостями, перпендикулярными направлению распространения волны. Плоскую волну формально можно рассматривать как сферическую волну бесконечно большого радиуса ( $a \rightarrow \infty$ ). Следовательно, из (6.8) внешний радиус  $m$ -й зоны Френеля для дифракции плоской волны получается:

$$r_m = \sqrt{bm\lambda}. \quad (6.9)$$

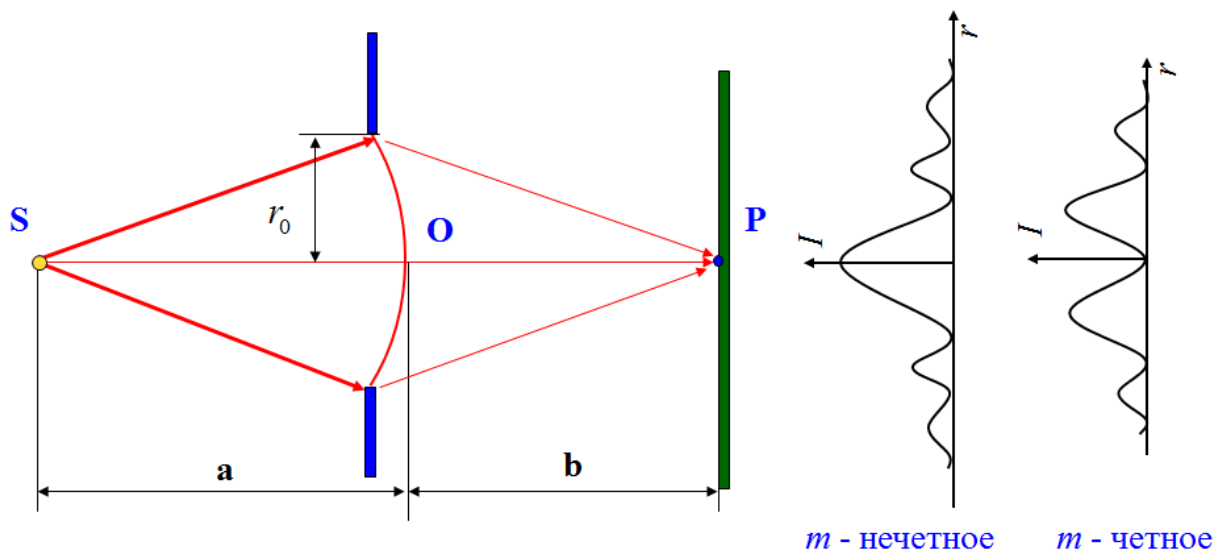


Рис. 6.4

Например, для  $\lambda = 500$  нм и  $b = 1$  м получаем  $r_1 = 0,7$  мм.

Если на пути сферической волны поставить непрозрачный экран с вырезанным в нем круглым отверстием радиуса  $r_0$  (рис. 6.4), то амплитуда колебаний в точке  $P$  будет равна:

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}, \quad (6.10)$$

где знак зависит от числа открытых зон Френеля, «плюс» берется для нечетных  $m$  «минус» – для четных. Число открытых зон Френеля  $m$  равно

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (6.11)$$

Дифракционная картина от круглого отверстия – чередование светлых и темных концентрических колец. В центре картины будет либо светлое (при нечётных  $m$ ) – (рис. 6.5а), либо тёмное (при чётных  $m$ ) пятно (рис. 6.5б).

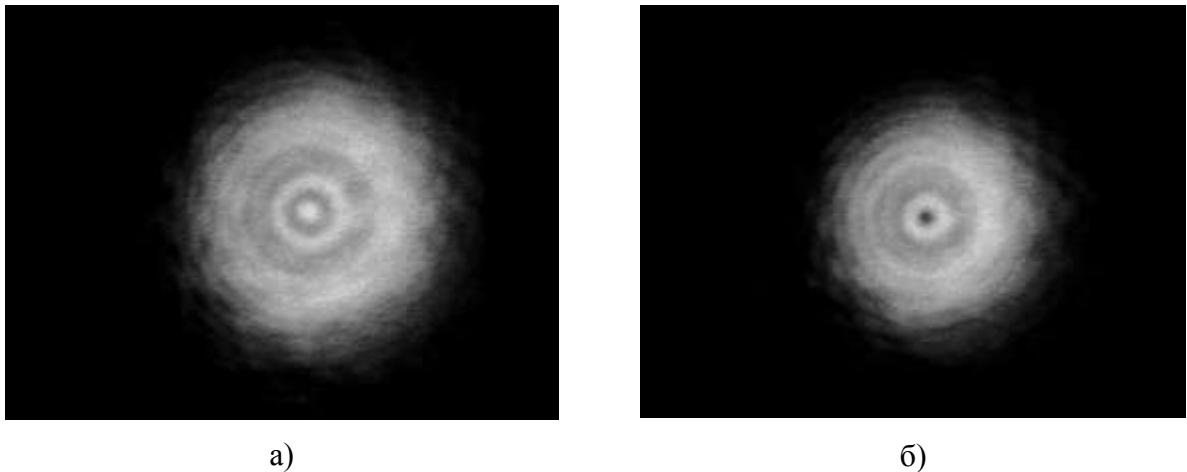


Рис. 6.5

Если же на пути волны поставить непрозрачный диск радиуса  $r_0$ , то амплитуда колебаний в точке Р будет равна

$$A = \frac{A_m}{2}. \quad (6.12)$$

В случае непрозрачного диска дифракционная картина имеет вид чередование светлых и темных концентрических полос, при этом в центре при любом числе  $m$  всегда светлое пятно, это – так называемое **пятно Пуассона**.

### Методика выполнения работы

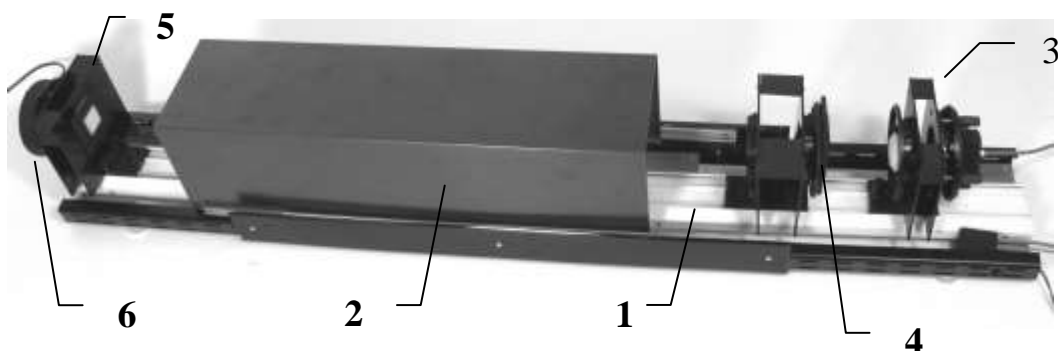


Рис. 6.6

Работа выполняется на лабораторной установке (рис. 6.6) которая включает в себя: оптическую скамью 1 с светозащитным сдвигающимся кожухом 2, подвижные рейтера, источник света - полупроводниковый лазер с оптической насадкой (линзой) для увеличения размеров светового пучка 3, блок 4 со сменными пластинами с отверстиями (дисками), экран 5.

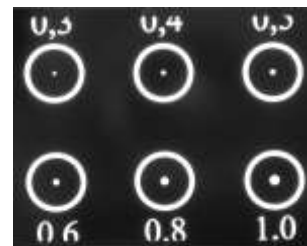


Рис. 6.7

К приборам и принадлежностям относятся также компьютер с необходимым программным обеспечением, а также веб-камера 6, предназначенная для фиксации дифракционной картины на экране.

Сменные пластины (рис. 6.7), устанавливаемые в блок (рис.6-4 и рис. 6.8), содержат ряд круглых отверстий с фиксированными диаметрами (значения указаны в мм), либо ряд непрозрачных дисков. При освещении пучком света от источника на экране, установленном на фиксированном расстоянии от пластин, возникает соответствующая дифракционная картина (рис. 6.5).

Пучок света, излучаемый полупроводниковым лазером, имеет весьма малую расходимость и в первом приближении может считаться параллельным пучком. Проходя через собирающую линзу с фокусным расстоянием  $f = 50 \pm 5\text{мм}$ , он собирается в «точку» (геометрическое приближение), а затем расходится как сферическая волна. Таким образом, можно считать, что точечный источник, находящийся в фокусе линзы, излучает сферическую волну. Положение этого точечного источника относительно отверстий можно найти как разность расстояния  $l$  от линзы до пластины с отверстиями и фокусного расстояния  $f$  линзы:

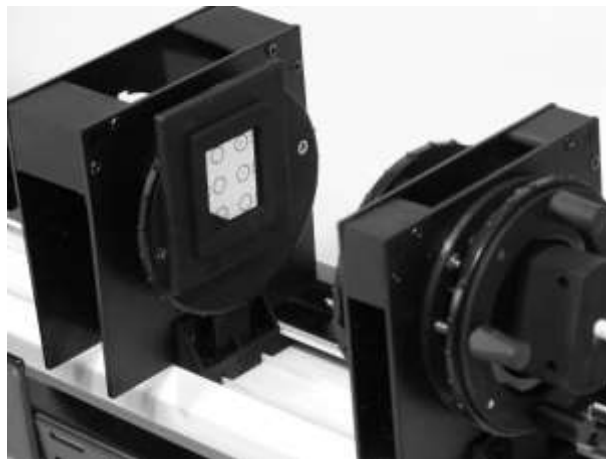


Рис.8

$$a = l - f \quad (6.13)$$

## Порядок выполнения работы

### Задание 1. Дифракция света на круглом отверстии.

1. После включения компьютера запустите программу «Microsoft LifeCam»
2. Соберите оптическую схему в соответствии с рис. 6.6, установив в оптический блок пластину с отверстиями. Лазер и блок «экран -видеокамера» должны располагаться на противоположных концах скамьи, а блок со сменными пластинами на расстояние 20 см от лазера. (Шкала скамьи начинается со стороны лазера.)
3. Включите источник света и проведите предварительную юстировку. Для этого снимите пластину с отверстиями и линзу с соответствующих оптических блоков. Вращая юстировочные винты на оправке лазера, установите луч в центр экрана. Вкручивая юстировочный винт по резьбе, обратите внимание, что диаметрально противоположный винт при этом не должен касаться упорного кольца оправки.
4. Установите линзу на оптический блок осветителя и, сдвигая ее вверх- вниз и вправо- влево установите освещенное пятно в центр экрана.
5. Вставьте на пути луча в блок 4 одно из отверстий (например, диаметром 0.6 мм) и получите в центре экрана дифракционную картину.
6. С помощью формулы (6.11) оцените число открытых  $m$  отверстием зон Френеля для данного положения отверстия. Запишите значение в таблицу 6.1.
7. Перемещая источник лазерного излучения с линзой к оптическому блоку с пластиной, зафиксируйте ряд его положений, при которых на наблюдаемой дифракционной картине на экране наблюдается ярко выраженные максимумы и минимумы в ее центре. Координаты соответствующих положений источника для этих случаев запишите в табл. 6.1.
8. Установите в блок 4 отверстие с другим диаметром и повторите п.6-7. Заполните таблицу 6.1.

Таблица 6.1.

№	$b$ , м	$R = d/2$ , м	$l$ , м	Характер перехода*	$a = l - f$ , м	$m = R^2 ab/\lambda(a+b)$
1						
2						
...						

\* характер перехода означает переход от светлого пятна к темному (четное число зон Френеля) или от темного к светлному (нечетное число зон Френеля)



## Задание 2. Дифракция света на круглом диске.

1. Установите в оптический блок пластину с дисками и проведите наблюдение полученной дифракционной картины.

2. Воспользовавшись формулами (6.11) определите номер зоны Френеля для каждого максимума (минимума). Результаты занесите в табл. 6.2. Длина волны излучения источника  $\lambda = 0,65$  мкм (красный цвет).

3. Напишите заключение к работе.

Таблица 6.2

№ точки	$b$ , м	$R = d/2$ , м	$l$ , м	Характер перехода*	$a = l - f$ , м	$m = R^2 ab / \lambda(a+b)$
1						
2						
...						

### Контрольные вопросы.

1. Дайте определение дифракции.
2. Дайте определение волновой поверхности, луча, волнового фронта.
3. Какие волны называются плоскими, сферическими?
4. Сформулируйте принцип Гюйгенса.
5. Каким положением Френель дополнил принцип Гюйгенса? Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля. Для решения каких задач он используется? В чем его удобство?
6. Почему на общей огибающей вторичных волн всегда наблюдается интерференционный максимум?
7. Что такое зоны Френеля? Чему равны их радиусы? Расскажите о методе зон Френеля. Для решения каких задач он используется?