

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4.3.1

Изучение дифракции света

Пилюгин Л. С.
Б02-212
3 апреля 2024 г.

1 Аннотация

Цель работы: исследовать явления дифракции Френеля и Фраунгофера на щели.

Оборудование: оптическая скамья, ртутная лампа, монохроматор, щели с регулируемой шириной, рамка с вертикальной нитью, двойная щель, микроскоп на поперечных салазках с микрометрическим винтом, зрительная труба.

2 Теоритические сведения

2.1 Дифракция

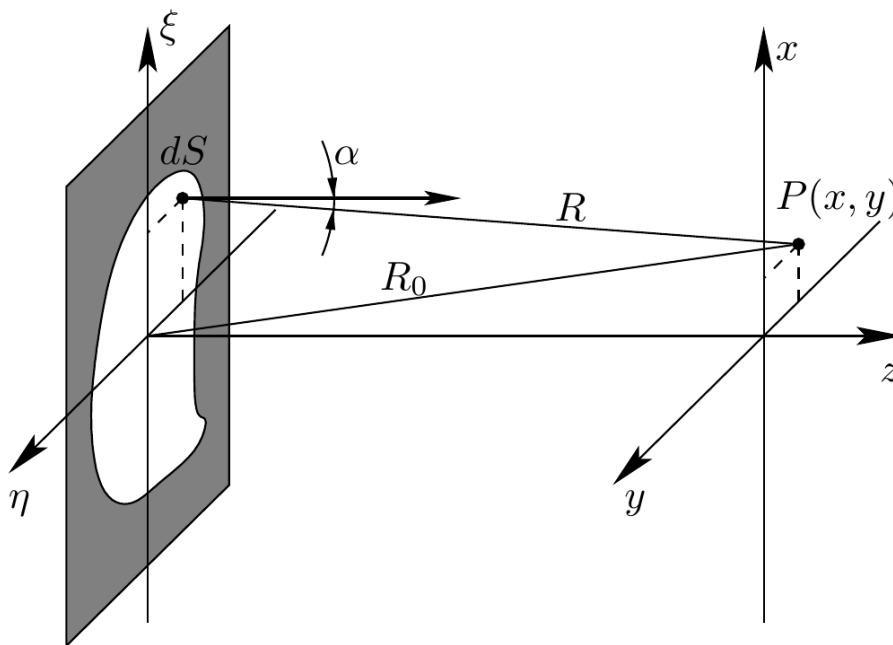
Дифракцией называются отклонения в распространении волн от законов геометрической оптики.

Основными параметрами, определяющими характер дифракционных явлений, является длина волны λ , размер отверстия b и расстояние до плоскости наблюдения z . Характер дифракции определяется волновым параметром

$$p = \frac{\sqrt{\lambda z}}{b}$$

При $p \ll 1$ выполняются законы геометрической оптики, при $p \approx 1$ происходит дифракция Френеля, $p \gg 1$ — дифракция Фраунгофера.

2.2 Принцип Гюйгенса-Френеля



Пусть волна света, созданная источниками, расположенными в области $z < 0$, достигла плоскости $z = 0$. Световое поле в этой плоскости нам известно. Пусть его комплексная амплитуда есть

$$f_0(x, y) = a_0(x, y)e^{i\varphi_0(x, y)}$$

где функции $a_0(x, y)$ и $\varphi_0(x, y)$ описывают распределение амплитуд и фаз колебаний в плоскости $z = 0$.

Согласно принципу Гюйгенса, каждую точку (ξ, η) плоскости $z = 0$, куда пришла волна, можно рассматривать как источник вторичной волны. То есть можно представить себе, что волна возбуждает колебания некоторого фиктивного источника (осциллятора), который и переизлучает вторичную волну. Частота ω этой переизлучённой волны совпадает с частотой исходной монохроматической волны. Френель дополнил принцип Гюйгенса, предложив рассматривать световое колебание в любой точке наблюдения в области $z > 0$ как результат интерференции этих вторичных волн.

Предполагается, что амплитуда излучения вторичного источника пропорциональна амплитуде $a_0(\xi, \eta)$ колебания, созданного реальной волной, пришедшей к площадке ds . Фаза колебания также задаётся фазой $\varphi(\xi, \eta)$ пришедшей к элементу ds волны.

Далее предполагается, что маленькая площадка ds переизлучает, подобно точечному источнику, сферическую волну, т. е. для вычисления вклада, который даёт эта площадка в суммарное колебание в точке наблюдения P , нужно учесть ослабление амплитуды и набег фазы e^{ikR}/R . Наконец, предполагается, что амплитуда колебания пропорциональна видимой из точки наблюдения площади элемента ds , т.е. пропорциональна $ds \cos \alpha$. Таким образом, вклад элемента ds пропорционален величине

$$f_0(\xi, \eta) \frac{e^{ikR}}{R} \cos \alpha \cdot d\xi d\eta$$

Полное световое колебание $g(x, y)$ есть результат интерференции всех вторичных волн, посылаемых всеми площадками ds , расположенными в области отверстия:

$$g(x, y) = \frac{1}{i\lambda} \iint_S f_0(\xi, \eta) \frac{e^{ikR}}{R} \cos \alpha d\xi d\eta$$

При условии, что размер препятствия мал по сравнению с расстоянием R_0 до точки наблюдения, амплитудный множитель $\frac{1}{R}$, учитывающий уменьшение амплитуды в сферической волне по мере удаления от вторичного источника ds , можно заменить постоянной величиной $\frac{1}{R_0}$. Множитель наклона $\cos \alpha$ также считаем приблизительно одинаковым (и равным единице) для всех вторичных источников, расположенных в области отверстия. Тогда в этом приближении принцип Гюйгенса—Френеля приобретает следующий вид:

$$g(x, y) = \frac{1}{i\lambda R_0} \iint f_0(\xi, \eta) e^{ikR} d\xi d\eta$$

$$R \approx z + \frac{(x - \xi)^2}{2z} + \frac{(y - \eta)^2}{2z}$$

Тогда

$$g(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint f_0(\xi, \eta) e^{i\frac{k}{2z}((x-\xi)^2 + (y-\eta)^2)} d\xi d\eta$$

Если отверстие освещается плоской волной, то $f_0(\xi, \eta) = A_0$.

2.3 Дифракция Френеля

Рассмотрим дифракцию плоской волны амплитуды A_0 на непрозрачном экране, отверстие в котором имеет вид длинной щели, вытянутой вдоль оси η . Верхний край щели совпадает с прямой $\xi = b_1$, а нижний — с $\xi = b_2$. Нас интересует световое колебание в

точке P , расположенной на расстоянии z за щелью на оси z . Интегрирование по η в бесконечных пределах даёт константу, не представляющую интерес. Тогда с точностью до несущественного постоянного множителя получаем

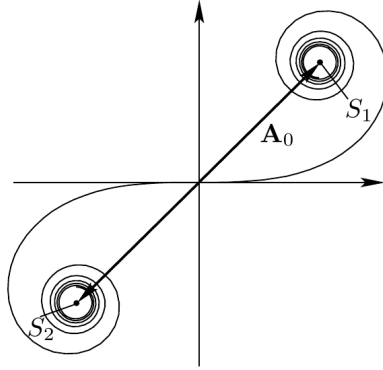
$$g = A_0 \int_{b_1}^{b_2} e^{\frac{ik}{2z}\xi^2} d\xi$$

Для расчёта светового поля воспользуемся методом векторных диаграмм. Разбив щель на узкие полоски $d\xi$, параллельные краям щели, изобразим колебание, созданное полоской в точке наблюдения P , в виде вектора, длина которого равна $d\xi$, а угол наклона $\varphi = \frac{k}{2z}\xi^2$. В частности, вклад полоски вторичных источников, лежащих на оси η , изображается горизонтальным вектором.

Разность фаз $d\varphi$ колебаний от полосок на расстояниях ξ и $\xi + d\xi$:

$$d\varphi = \frac{k}{z}\xi d\xi$$

Поэтому угол между двумя соседними векторами на диаграмме не сохраняется неизменным. По мере удаления от центра угол начинает быстро нарастать — цепочка векторов быстро скручивается.



Диаграмму можно разделить на части, вклад каждой из которых в сдиг фаз будет π . Каждой такой части соответствует своя зона Шустера — прямоугольная часть щели. Т.к. сдвиг фаз между соседними зонами Шустера π , ширина зоны m равна

$$\frac{k}{2z} (r_m/2)^2 = \pi m$$

$$r_m = 2\sqrt{2\pi m z/k} = 2\sqrt{\lambda z}$$

2.4 Дифракция Фраунгофера

Рассмотрим дифракцию на отверстии в плоском экране, находящемся в плоскости $z = 0$. Пусть точка наблюдения имеет координаты $P(x, y, z)$. Расстояние R от площадки ds в точке экрана (ξ, η) до точки P равно

$$R = \sqrt{z^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \approx R_0 - \frac{x\xi + y\eta}{R_0} + \frac{\xi^2 + \eta^2}{2R_0}$$

$R_0 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ — расстояние от начала координат O до точки наблюдения.

$$\xi^2 + \eta^2 \leq b^2 \ll \lambda R_0$$

Тогда последним слагаемым в R можно пренебречь и

$$R \approx R_0 - \frac{x\xi}{R_0} - \frac{y\eta}{R_0}$$

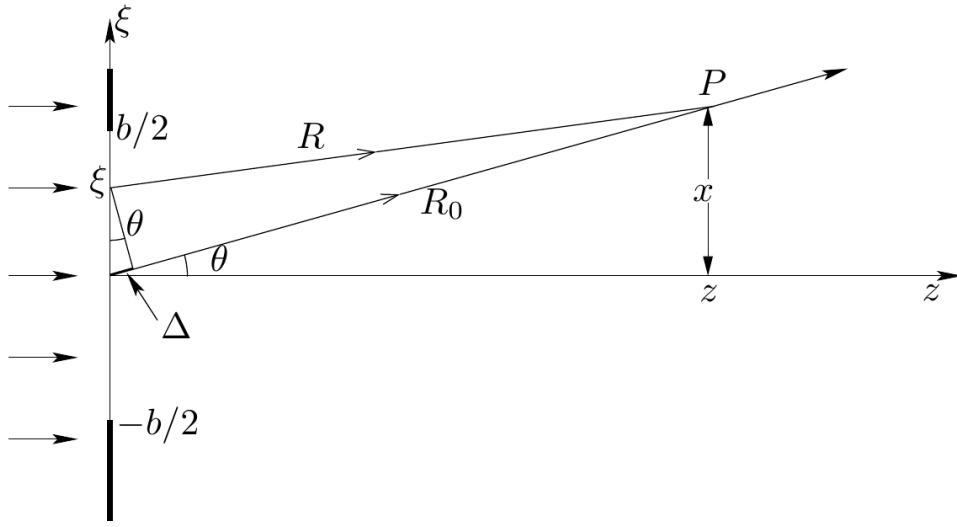
Тогда принцип Гюйгенса-Френеля запишется в виде

$$g(x, y) = \frac{e^{ikR_0}}{i\lambda R_0} \iint f_0(\xi, \eta) e^{-i\left(\frac{kx}{R_0}\xi + \frac{ky}{R_0}\eta\right)} d\xi d\eta$$

В одномерном случае

$$g(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_0(\xi) e^{-i\frac{kx}{R_0}\xi} d\xi$$

$u = \frac{kx}{R_0}$, а картина дифракции Фраунгофера представляет собой преобразование Фурье граничного поля $f_0(\xi)$.



Определим разность хода волн Δ , приходящих к удалённой точке наблюдения от двух вторичных источников, один из которых находится в точке с координатой ξ , а второй — в точке $\xi = 0$. Удалённость точки P позволяет считать направления волн, идущих из этих точек практически параллельными, следовательно, разность их хода равна

$$\Delta = \xi \sin \theta$$

Соответственно разность фаз колебаний равна $\varphi = -k\xi \sin \theta$, где θ — направление на удалённую точку наблюдения, имеющую координату x :

$$k \sin \theta = \frac{kx}{R_0} = u$$

Таким образом

$$g(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_0(\xi) e^{-ik \sin \theta \xi} d\xi$$

Эта формула — полный аналог преобразования Фурье для $f_0(t)$

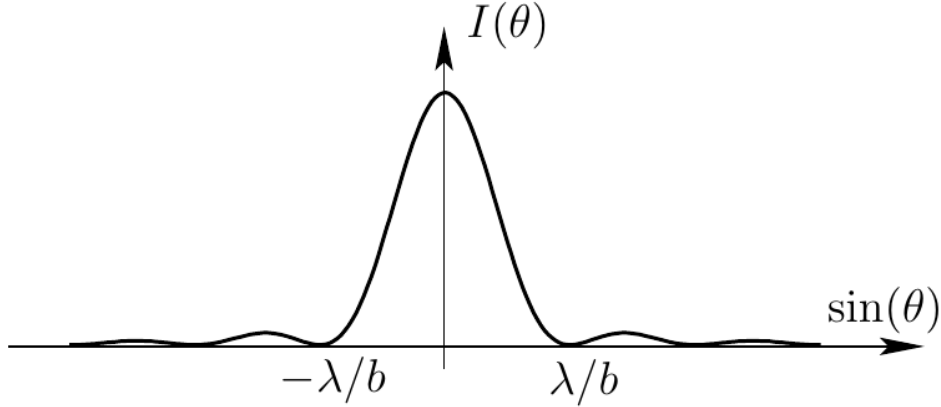
$$C(\omega) = \int f_0(t) e^{-i\omega t} dt$$

Эта аналогия позволяет назвать величину $u = k \sin \theta$ пространственной частотой. Распределение $I(\theta)$ $g(\theta)$ называется диаграммой направленности.

2.5 Дифракция Фраунгофера на щели

Пусть щель шириной b освещается слева плоской нормально падающей волной. Граничное поле $f_0(x)$, возникающее в плоскости $z = 0$, примыкающей к непрозрачному экрану со щелью справа, имеет вид прямоугольного выступа шириной b . Тогда

$$g(\theta) = \int_{-b/2}^{b/2} e^{ikx \sin \theta} dx = \frac{kb}{2} \frac{\sin \theta}{\sin \theta}$$



Почти вся интенсивность $I(\theta) \propto g(\theta)^2$ сосредоточена в области

$$|\sin \theta| \leq \frac{\lambda}{b}$$

2.6 Дифракция Фраунгофера на двух щелях

Рядом со щелью, дифракцию на которой мы рассмотрели выше, расположим параллельно ещё одну щель на расстоянии d от первой.

Расстояние от второй щели до точки наблюдения на величину $\Delta = d \sin \theta$ меньше расстояния между первой щелью и точкой наблюдения. Соответствующая фаза колебания отличается на величину

$$\alpha = -k\Delta = -kd \sin \theta$$

Поэтому колебательный процесс, созданный второй щелью в точке наблюдения, описывается функцией $g(\theta)e^{i\alpha}$. Волны, посылаемые в точку наблюдения двумя щелями, интерферируют. Амплитуда суммарного колебательного процесса в точке наблюдения есть $g(\theta) + g(\theta)e^{i\alpha}$.

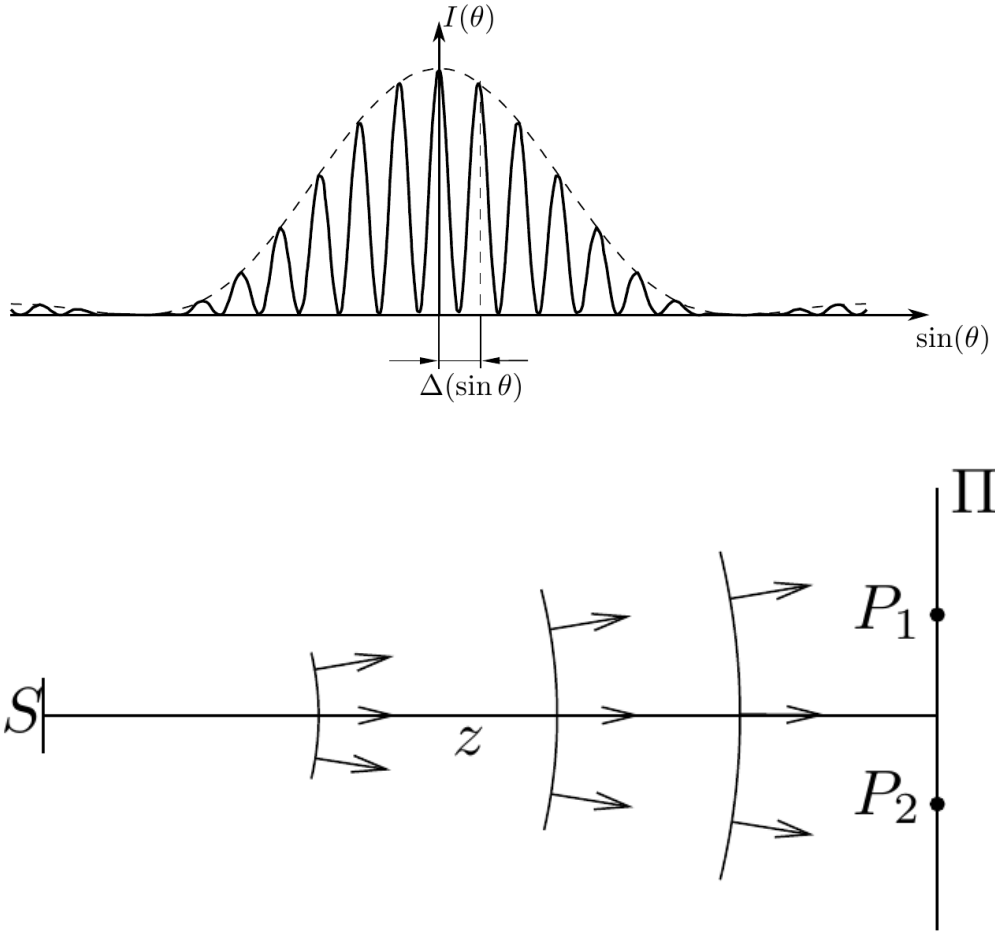
Картина интенсивности

$$I(\theta) = |g(\theta)|^2 (1 + \cos(kd \sin \theta))^2$$

2.7 Пространственная когерентность

Пусть источником светового поля $E(\vec{r}, t)$ в плоскости наблюдения Π является протяжённый квазимонохроматический источник S , находящийся на расстоянии z . Колебания поля в точках P_1 и P_2 плоскости наблюдения запишем, в комплексной форме

$$V_1(t) = A_1(\vec{r}_1, t)e^{i\omega t}, \quad V_2(t) = A_2(\vec{r}_2, t)e^{i\omega t}$$



Рассмотрим вопрос о когерентности колебаний $V_1(t)$ и $V_2(t)$. Каждый из колебательных процессов характеризуется временем когерентности τ_0 , т.е. в течение времени $\tau \ll \tau_0$ амплитуды $a_i(t)$ и фазы колебаний $\varphi_i(t)$ сохраняются почти неизменными. По прошествии времени τ_0 амплитуды и фазы колебаний принимают новые значения, которые некоррелированы со своими прежними значениями. Если при этом разности фаз сохраняются, то колебания будут когерентными.

Рассмотрение колебаний в различных точках пространства позволяет ввести понятие пространственной когерентности. Количественной мерой пространственной когерентности является функция пространственной когерентности:

$$\Gamma_{12} = \overline{V_1(t)V_2^*(t)} = \overline{A_1(t)A_2^*(t)}$$

которая зависит от расстояния между точками наблюдения. Нормированная функция

$$\gamma_{12} = \frac{\overline{V_1(t)V_2^*(t)}}{\sqrt{I_1 I_2}}$$

называется степенью пространственной когерентности.

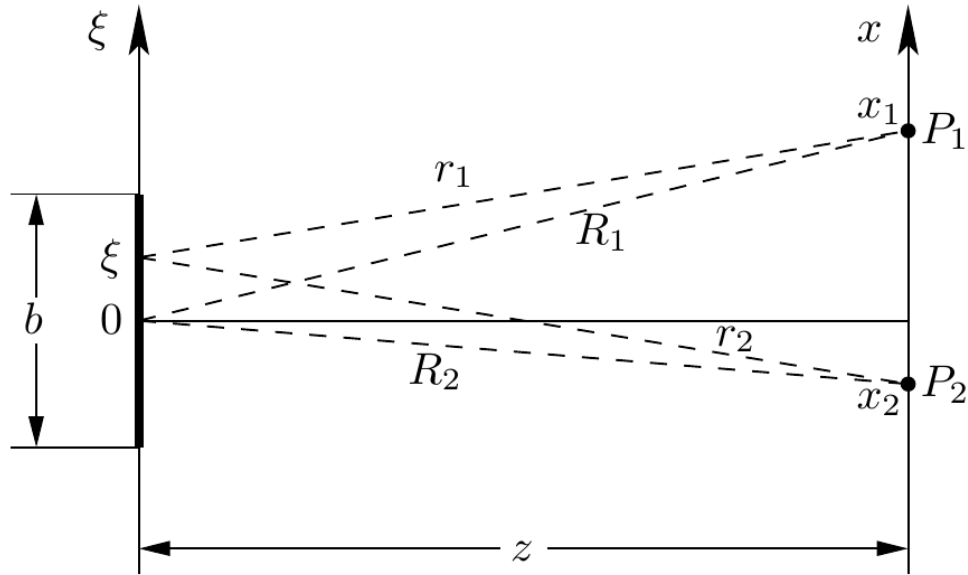
Вопрос о пространственной когерентности возникает, если источник является протяжённым, и разные его участки ds излучают некогерентно. Действительно, излучение разных участков — это излучение разных совокупностей атомов, моменты возникновения излучаемых ими цугов не связаны между собой, поэтому разность фаз излучаемых ими волн изменяется за время регистрации $\Delta t \gg \tau_0$ множество раз, принимая с равной вероятностью любое значение в интервале $[0, 2\pi]$

Найдём колебания поля, созданного протяжённым квазимонохроматическим источником S в точках $P_1(x_1)$ и $P_2(x_2)$ плоскости наблюдения, находящейся на расстоянии z от источника — излучающего отрезка ширины b , расстояние между точками P_1 и P_2 равно $\rho = |x_1 - x_2|$. Колебания в каждой из точек P_1 и P_2 — это сумма колебаний, созданных всеми малыми отрезками $\Delta\xi$ источника. Амплитуда $a_i = a(\xi_i)$ колебаний излучающей площадки $\Delta\xi_i$, имеющей координату ξ_i , и её фаза $\varphi_i = \varphi(\xi_i)$ сохраняются неизменными в течение времени, малом по сравнению со временем когерентности τ_0 . При распространении волны от площадки $\Delta\xi_i$ до точек P_1 и P_2 возникает набег фазы kr_{1i} и kr_{2i} соответственно. Поэтому суммарное колебание в точках P_1 и P_2 можно записать в виде

$$A_1 = \sum_i a_i e^{i\varphi} \frac{e^{ikr_{1i}}}{r_{1i}} \quad A_2 = \sum_i a_i e^{i\varphi} \frac{e^{ikr_{2i}}}{r_{2i}}$$

A_1 и A_2 — комплексные амплитуды.

$$A_1 A_2^* = \sum_i \sum_j a_i a_j e^{i(\varphi_i - \varphi_j)} \frac{e^{ik(r_{1i} - r_{2i})}}{r_{1i} r_{2i}}$$



При усреднении величины $A_1 A_2^*$ за время $\Delta t \gg \tau_0$ учтём некогерентность колебаний, созданных разными площадками

$$\overline{A_1 A_2^*} = \sum_i \overline{a_i^2} \frac{e^{ik(r_{1i} - r_{2i})}}{r_1 r_2}$$

Далее мы учтём, что среднее значение квадрата амплитуды излучающей площадки $\Delta\xi$ равно $\overline{a^2(\xi)} = J(\xi)\Delta\xi$, где $J(\xi)$ — интенсивность излучения единичной площадки, имеющей координату ξ . Примем также, что размеры источника b и расстояние ρ малы по сравнению с z . В этом приближении можно положить

$$\frac{1}{r_1 r_2} \approx \frac{1}{R_1 R_2}$$

При вычислении фазового множителя $e^{ik(r_1-r_2)}$ необходимо учесть дополнительный член в разложении r_1, r_2 в ряд Тейлора, поскольку ошибки при оценке должны быть малы по сравнению с длиной волны λ . Тогда

$$r_{1,2} = \sqrt{z^2 + (x_{1,2} - \xi)^2} \approx z + \frac{(x_{1,2} - \xi)^2}{2z}$$

при условии, что отброшенные члены разложения много меньше λ . Отсюда

$$r_1 - r_2 \approx \frac{x_1^2 - x_2^2}{2z} - \frac{\rho\xi}{z}$$

Тогда

$$\Gamma(\rho) = \overline{V_1(t)V_2^*(t)} = \overline{A_1(t)A_2^*(t)} = \frac{e^{ik\rho x/z}}{R_1 R_2} \int J(\xi) e^{-ik\rho\xi/z} d\xi$$

$$x = (x_1 + x_2)/2.$$

$$\gamma(\rho) = \frac{\int J(\xi) e^{-ik\rho\xi/z} d\xi}{\int J(\xi) d\xi}$$

Функция пространственной когерентности $\Gamma(\rho)$ является преобразованием Фурье распределения интенсивности излучения по источнику $J(\xi)$. В роли частоты ω здесь выступает пространственная частота $\frac{k\rho}{z}$.

Для однородного источника (все точки которого излучают с одинаковой интенсивностью J_0)

$$\gamma(\rho) = \frac{\sin \frac{kb}{2z}\rho}{\frac{kb}{2z}\rho}$$

Найдём радиус пространственной когерентности ρ_0 — максимальное расстояние между точками наблюдения, при котором степень когерентности не обращается в нуль. Его можно оценить по полуширине главного максимума функции $\gamma(\rho)$:

$$\rho_0 = \frac{\lambda z}{b} = \frac{\lambda}{\psi}$$

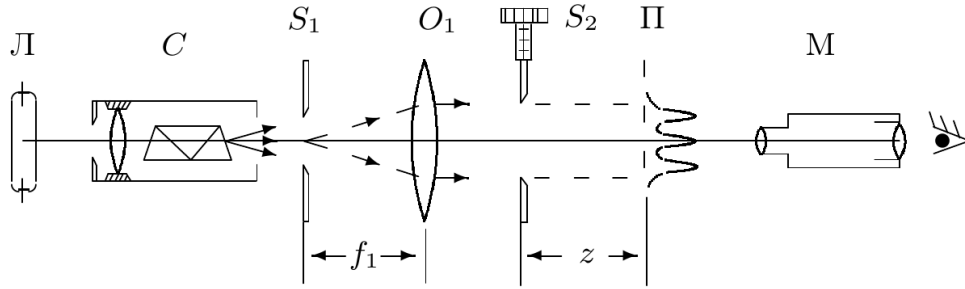
Функция $\gamma(\rho)$ описывает постепенное уменьшение степени когерентности от единицы при $\rho = 0$ до нуля по мере увеличения расстояния между точками наблюдения. При $\rho = \rho_0$ степень когерентности становится равной нулю. Отметим однако, что наличие боковых лепестков функции $\gamma(\rho)$ означает частичное (незначительное) восстановление степени когерентности колебаний в точках, расстояние между которыми превышает ρ_0 .

3 Оборудование

3.1 Дифракция Френеля на щели

Световые лучи освещают щель S_2 и испытывают на ней дифракцию. Дифракционная картина рассматривается с помощью микроскопа M , сфокусированного на некоторую плоскость наблюдения Π .

Щель S_2 освещается параллельным пучком монохроматического света с помощью коллиматора, образованного объективом O_1 , и щелью S_1 , находящейся в его фокусе. На щель S_1 сфокусировано изображение спектральной линии, выделенной из спектра ртутной лампы L при помощи простого монохроматора C , в котором используется призма прямого зрения.



Распределение интенсивности света в плоскости наблюдения Π проще всего рассчитывать с помощью зон Шустера. При освещении щели S_2 параллельным пучком лучей (плоская волна) зоны Френеля представляют собой полосы, параллельные краям щели. Результирующая амплитуда в точке наблюдения определяется суперпозицией колебаний от тех зон Френеля, которые не перекрыты створками щели. Графическое определение результирующей амплитуды производится с помощью векторной диаграммы — спирали Корню. Суммарная ширина n зон Шустера определяется соотношением

$$\xi_n = \sqrt{zn\lambda}$$

Вид наблюдаемой дифракционной картины на щели шириной b определяется волновым параметром:

$$p = \frac{\sqrt{z\lambda}}{b}$$

Также используют так называемое число Френеля:

$$C = \frac{1}{p^2}$$

Это полное число открытых зон Шустера на всей ширине щели.

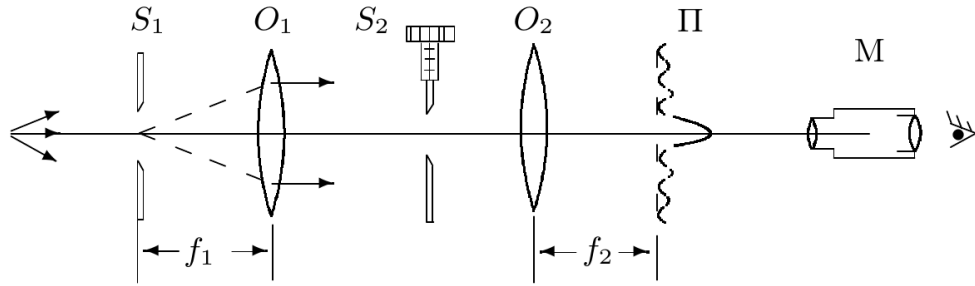
Дифракционная картина отсутствует вблизи щели при $p \ll 1$, а распределение интенсивности света за щелью можно приближённо получить с помощью законов геометрической оптики. Дифракционная картина в этом случае наблюдается только в узкой области на границе света и тени у краёв экрана.

При небольшом удалении от щели эти две группы дифракционных полос перемещаются практически независимо друг от друга. Каждая из этих групп образует картину дифракции Френеля на краю экрана. Распределение интенсивности при дифракции света на краю экрана может быть найдено с помощью спирали Корню.

При дальнейшем увеличении расстояния z обе системы дифракционных полос постепенно сближаются и, наконец, при $C \approx 1$ накладываются друг на друга. Распределение интенсивности в плоскости наблюдения в этом случае определяется числом зон Шустера, укладывающихся на полуширине щели $b/2$. Если это число равно n , то в поле зрения наблюдается $m = n - 1$ тёмных полос. Таким образом, по виду дифракционной картины можно оценить число зон Френеля на полуширине щели.

3.2 Дифракция Фраунгофера на щели

На значительном удалении от щели, когда выполнено условие $C \ll 1$, изображение щели размывается и возникает дифракционная картина, называемая дифракцией Фраунгофера.



Дифракцию Френеля и Фраунгофера можно наблюдать на одной и той же установке. Однако при обычных размерах установки дифракция Фраунгофера возникает только при очень узких щелях. Например, при $z \approx 20 - 40$ см и $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см получаем $b \ll 0,3$ мм. Работать с такими тонкими щелями неудобно, для наблюдения дифракции Фраунгофера к предыдущей схеме добавляется объектив O_2 .

Дифракционная картина наблюдается здесь в фокальной плоскости объектива O_2 . Каждому значению угла θ соответствует в этой плоскости точка, отстоящая от оптической оси на расстоянии

$$x = f_2 \operatorname{tg} \theta \approx f_2 \theta$$

Поскольку объектив не вносит дополнительной разности хода между интерферирующими лучами, в его фокальной плоскости наблюдается неискажённая дифракционная картина Фраунгофера. Эта картина соответствует бесконечно удалённой плоскости наблюдения.

В центре поля зрения наблюдается дифракционный максимум. При малых углах θ положение минимумов определяется соотношением

$$\theta_m = m \frac{\lambda}{b}$$

Расстояние x_m от тёмной полосы до оптической оси объектива O_2 пропорционально фокусному расстоянию f_2

$$x_m = m \frac{\lambda}{b} f_2$$

Видно, что при малых углах минимумы эквидистантны, а расстояния δx между минимумами обратно пропорциональны ширине b щели S_2 .

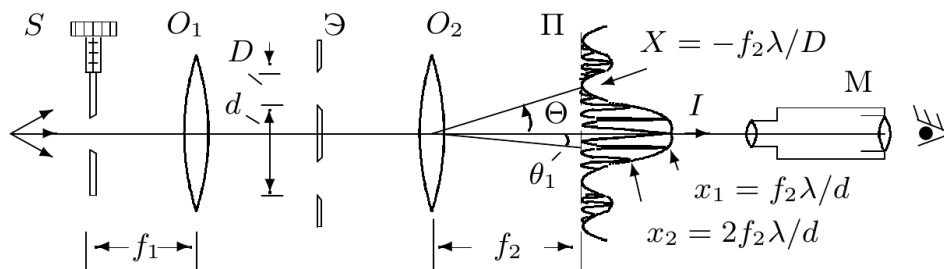
3.3 Дифракция Фраунгофера на двух щелях

Для наблюдения дифракции Фраунгофера на двух щелях в установке следует заменить щель S_2 экраном Э с двумя щелями. При этом для оценки влияния ширины входной щели на чёткость дифракционной картины вместо входной щели S_1 следует поставить щель с микрометрическим винтом. Два дифракционных изображения входной щели, одно из которых образовано лучами, прошедшими через левую, а другое — через правую щели, накладываются друг на друга.

Если входная щель достаточно узка, то дифракционная картина в плоскости П подобна той, что получалась при дифракции на одной щели, однако теперь вся картина испещрена рядом дополнительных узких полос.

Как ясно из формулы, угловая координата θ_m интерференционного максимума m -го порядка определяется соотношением

$$\theta_m = m \frac{\lambda}{d}$$



d — расстояние между щелями. Линейное расстояние δx между соседними интерференционными полосами в плоскости П равно, поэтому

$$\delta x = f_2 \frac{\lambda}{d}$$

На рисунке показано распределение интенсивности в фокальной плоскости объектива O_2 . Штриховой линией изображено распределение интенсивности при дифракции света на одиночной щели. Нетрудно оценить число n интерференционных полос, укладывающихся в области центрального дифракционного максимума. Полная ширина главного максимума равна $2f_2\lambda/b$, b — ширина щели, отсюда

$$n = \frac{2\lambda f_2}{b} \frac{1}{\delta x} = \frac{2d}{b}$$

При дифракции света на двух щелях чёткая система интерференционных полос наблюдается только при достаточно узкой ширине входной щели S , которую можно рассматривать как протяжённый источник света размером b . Для наблюдения интерференции необходимо, чтобы расстояние d между щелями не превышало радиуса когерентности

$$d \leq \frac{\lambda}{b} f_1$$

Здесь b — ширина входной щели S и, следовательно, b/f_1 — её угловая ширина. Таким образом, по размытию интерференционной картины можно оценить размер источника. Этот метод используется в звёздном интерферометре при измерении угловых размеров звёзд.

4 Результаты измерений

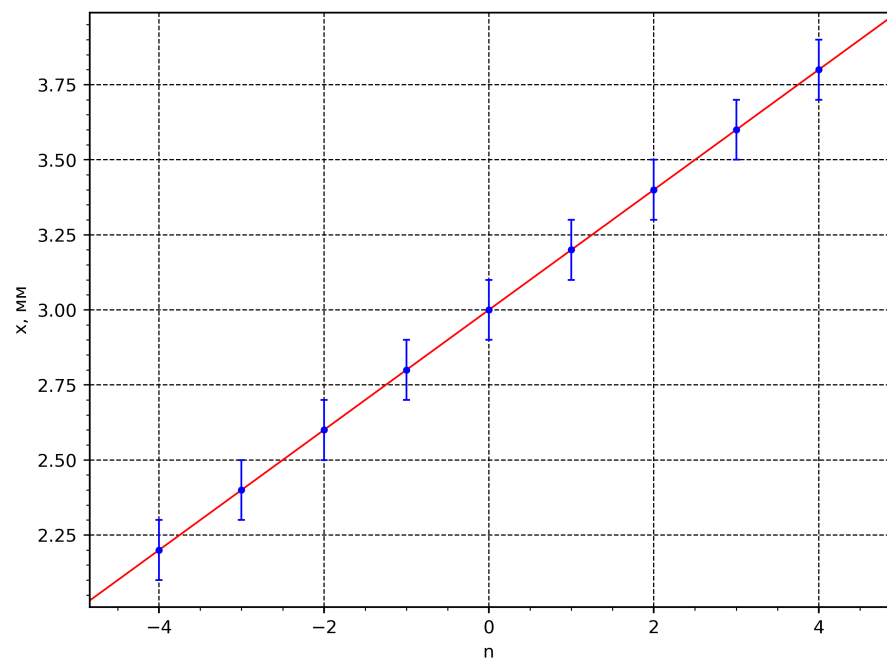
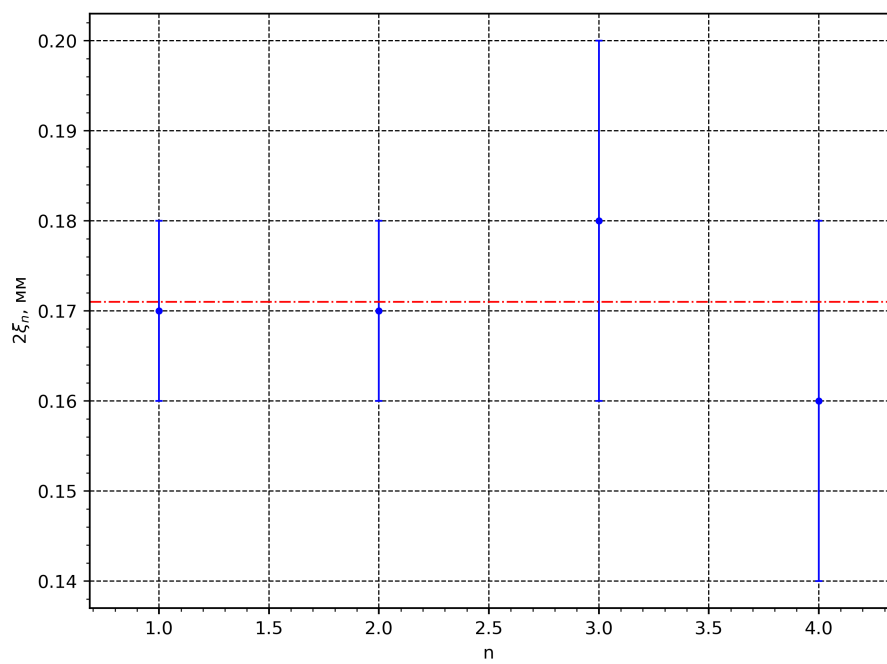
4.1 Дифракция Френеля

Ширина щели S_2 $b = 0,171 \pm 0,0005$ мм, $\lambda = 546,1$ нм.

n	$x, \pm 0,5$ мм	$x_n - x_0, \pm 0,1$ мм	$2\xi, \text{ мм}$
0	409,0	0	0
1	422,0	13,0	$0,17 \pm 0,01$
2	416,0	7,0	$0,17 \pm 0,01$
3	414,0	5,0	$0,18 \pm 0,02$
4	412,0	3,0	$0,16 \pm 0,02$

4.2 Дифракция Фраунгофера на щели

$b = 0,3975 \pm 0,0005$ мм, $f = 12,8$ см.



n	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	5
$x, \pm 0,1]; \text{mm}$	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0	3,2	3,4	3,6	3,8

$$k = 0,20 \pm 0,01 \text{ mm}$$

$$b = \lambda f / k = 0,35 \pm 0,05 \text{ mm}$$

4.3 Дифракция Фраунгофера на двух щелях

$n = 12$, $X = 0,561 \pm 0,001$ мм, $\delta x = 0,0470 \pm 0,0001$ мм, $f_1 = 11,0$ см, $f_2 = 12,8$ см,

$$d = \frac{\lambda f_2}{\delta x} = 1,53 \pm 0,03 \text{ мм}$$

Прямые измерения дают $d = 1,55 \pm 0,01$ мм, $b_0 = 0,0950 \pm 0,0005$ мм, $b_1 = 0,1300 \pm 0,0005$ мм

5 Вывод

Были исследованы явления дифракции Френеля и Фраунгофера на одной и двух щелях.