



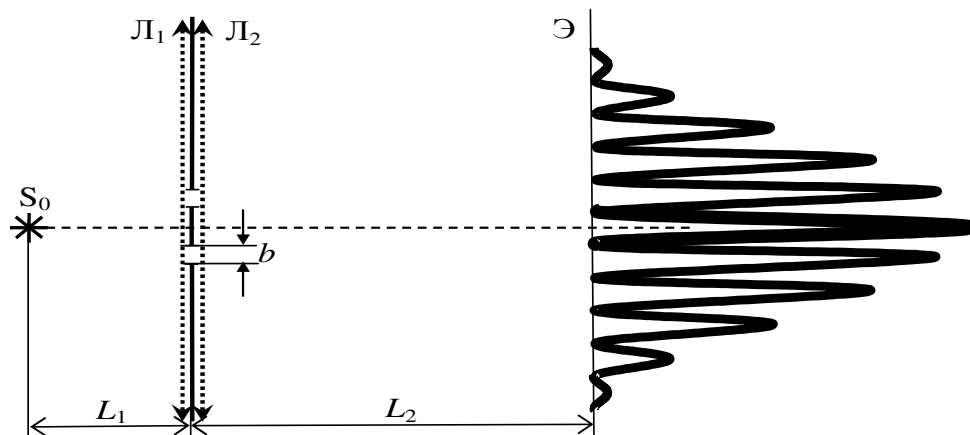
Лабораторный практикум по ФИЗИКЕ

ОПТИКА

Митин И.В.

Задача № 412

Изучение влияния размеров источника света
на видность интерференционной картины



МОСКВА 2012

Цель работы

Экспериментальное изучение влияния размеров источника света на видность интерференционной картины.

Идея эксперимента

С помощью линзы на экране получают изображение ярко освещенной щели. Помещая на пути светового пучка дифракционную решетку, наблюдают появление на экране дополнительных изображений. Изменяя размер щели и перемещая решетку, исследуют изменение интерференционной картины.

Теория.

Под **интерференцией** понимают круг явлений, в которых при наложении двух или более световых пучков происходит пространственное перераспределение энергии излучения, при этом возникают устойчивые во времени чередующиеся светлые и темные участки – интерференционные полосы.

Схема Юнга.

Классической схемой для наблюдения интерференционных явлений является схема Юнга (рис. 1). Точечный монохроматический источник света O (длина волны λ) находится перед непрозрачным экраном с двумя точечными отверстиями (или бесконечно узкими щелями), расположенными в точках O_1 и O_2 на расстоянии d друг от друга. Эти отверстия становятся источниками вторичных волн, которые создают интерференционную картину на экране \mathcal{E} , расположенном на расстоянии $L \gg d$ от источников.

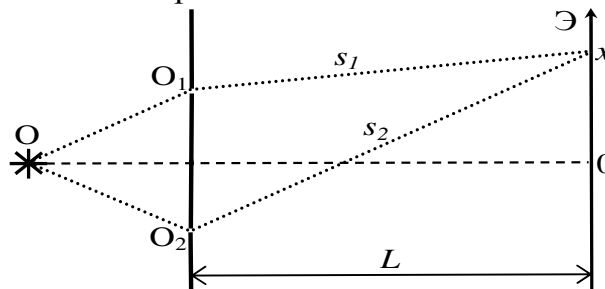


Рис. 1. Схема Юнга с точечным источником

Можно показать, что распределение интенсивности на экране зависит от разности фаз φ между волнами, идущими от источников O_1 и O_2 в точку с координатой x . Разность фаз φ связана с разностью хода $\Delta s = s_2 - s_1$ соотношением

$$\varphi = k \cdot \Delta s,$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число.

При условии $L \gg d$ разность хода рассчитывается по формуле:

$$\Delta s = \frac{x \cdot d}{L}.$$

Интенсивность интерференционной картины на экране Э описывается формулой:

$$I(x) = 2I_0 \cdot (1 + \cos k\Delta s) = 4I_0 \cdot \cos^2 \frac{k\Delta s}{2}, \quad (1)$$

где I_0 - интенсивность на экране от каждого из источников по отдельности.

Максимум интенсивности: $I_{\max}(x) = 4I_0$ при разности фаз $\varphi = 2\pi m$;

- разности хода $\Delta s = \lambda m$,

Минимум интенсивности: $I_{\min}(x) = 0$ при разности фаз $\varphi = 2\pi(m + 1/2)$;

- разности хода $\Delta s = \lambda(m + 1/2)$,

где $m = \frac{\Delta s}{\lambda} = 0, 1, 2, \dots$ - **порядок интерференции**.

На экране наблюдается система параллельных **интерференционных полос**, расстояние между которыми Δx можно найти из соотношения

$$\frac{\Delta x \cdot d}{L} = \lambda$$

(изменение разности хода при переходе от любого максимума к соседнему равно λ):

$$\Delta x = \frac{\lambda \cdot L}{d}. \quad (2)$$

В схеме Юнга в центре экрана находится максимум (полоса) **нулевого** порядка, далее следуют максимумы **первого, второго, третьего** и т.д. порядков.

Рассмотрим, как изменится картина в случае **протяженного** источника. Такой источник представляет собой совокупность **некогерентных** точечных источников, поэтому для расчета интерференции необходимо **просуммировать (проинтегрировать) интенсивности (интерференционные картины)**, формируемые на экране каждым из точечных (бесконечно малых) фрагментов источника (рис. 2).

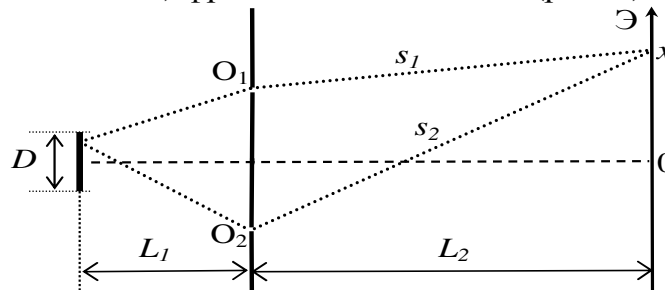


Рис. 2. Схема Юнга с протяженным источником

Расчеты показывают, что в этом случае распределение интенсивности на экране задается формулой (см. Дополнение):

$$I_{\text{прот}} = 2I_0 \cdot \left(1 + \frac{\sin\left(k \frac{Dd}{2L_1}\right)}{k \frac{Dd}{2L_1}} \cdot \cos(k\Delta s) \right), \quad (3)$$

где D – поперечный размер источника;

L_1 – расстояние от источника до плоскости с двумя отверстиями;

L_2 – расстояние от плоскости с двумя отверстиями до экрана Э;

$\Delta s = s_2 - s_1 = \frac{x \cdot d}{L_2}$ – разность хода для волн, приходящих из O_1 и O_2 в точку

с координатой x .

Для функции вида $\frac{\sin \alpha}{\alpha} = \frac{\sin\left(k \frac{Dd}{2L_1}\right)}{k \frac{Dd}{2L_1}}$ обычно используют обозначение

$\text{sinc} \alpha = \frac{\sin \alpha}{\alpha}$ (читается – «синк»).

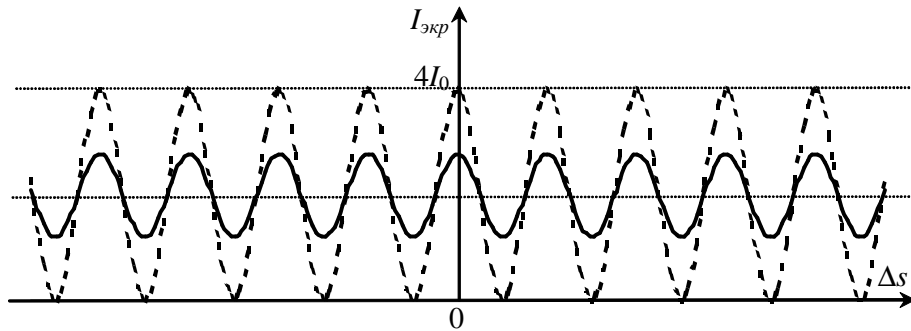


Рис. 3. Зависимость интенсивности на экране от разности хода в случае протяженного (сплошная линия) и точечного (штриховая линия) источника.

Введем понятие видности интерференционной картины:

$$V(x) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где I_{\max} и I_{\min} – значения интенсивности картины в соседних максимуме и минимуме.

В случае монохроматического источника видность всюду равна единице $V=1$, т.к. $I_{\min}=0$ во всех минимумах. Для протяженного источника из формулы (3) следует, что

$$I_{\max} = I_0 \cdot \left(1 + \left| \text{sinc} \left(k \frac{Dd}{2L_1} \right) \right| \right); \quad I_{\min} = I_0 \cdot \left(1 - \left| \text{sinc} \left(k \frac{Dd}{2L_1} \right) \right| \right),$$

откуда для видности имеем (рис. 4):

$$V(x) = \left| \text{sinc} \left(k \frac{Dd}{2L_1} \right) \right|. \quad (4)$$

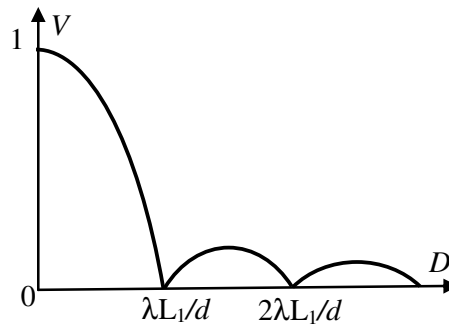


Рис. 4. График зависимости видности от размера источника D .

Заметим, что видность V зависит от размера источника D , расстояния d между отверстиями, расстояния L_1 от источника до плоскости отверстий, но при этом не зависит от координаты x экрана. Это означает, что по мере увеличения размеров источника видность уменьшается сразу для ВСЕХ точек интерференционной картины (рис. 3).

Видность станет равной нулю, когда аргумент синка равен π :

$$k \frac{Dd}{2L_1} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{Dd}{2L_1} = \pi,$$

откуда условие полного пропадания интерференции запишется в виде:

$$\frac{Dd}{\lambda L_1} = 1. \quad (5)$$

Часто фразу «полное пропадание интерференционной картины» ошибочно трактуют как отсутствие какой-либо освещенности на экране. Как следует из формул, это не так: если интерференционный член равен нулю, то интенсивность на экране равна сумме интенсивностей от каждого из источников, т.е. наблюдается равномерно засвеченное поле.

Модернизированная схема Юнга.

1. Основным недостатком классической схемы Юнга при экспериментальных исследованиях является малая светосила: ведь через две узкие щели в непрозрачном экране проходит чрезвычайно малая доля энергии падающей волны. Если увеличить ширину щелей, то наблюдаемая картина будет уже описываться дифракционным приближением Френеля, наглядное представление о котором дает спираль Корню (подробнее см. в литературе). При дифракции Френеля на двух щелях распределение интенсивности на экране, вообще говоря, уже не будет иметь характерный вид регулярно расположенных интерференционных полос.

Однако ситуацию можно изменить, установив в плоскости щелей дополнительно тонкую собирающую линзу с таким фокусным расстоянием f , чтобы выполнялось условие:

$$\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} = \frac{1}{f}, \quad (6)$$

где L_1 и L_2 - расстояния от источника до линзы и от линзы до экрана соответственно.

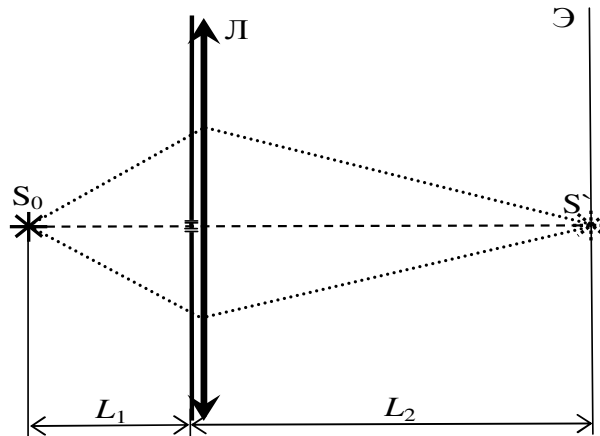


Рис. 5. Схема Юнга с точечным источником, двумя бесконечно узкими щелями и установленной собирающей линзой (S' - изображение источника S_0 в отсутствие препятствия с щелями).

Обратим внимание, что если установить только линзу, убрав препятствие с двумя щелями, то на экране будет наблюдаться четкое изображение источника (рис. 5). Причем, если источник имеет конечную ширину D , то размер изображения D_3 в соответствии с формулой (6) тонкой линзы определяется формулой:

$$D_3 = D \cdot \frac{L_2}{L_1}. \quad (7)$$

Рассмотрим, как преобразует линза наблюдаемую на экране интерференционную (или, при ненулевой ширине щелей, дифракционную) картину. Представим тонкую линзу с фокусным расстоянием f как совокупность двух тонких собирающих линз L_1 и L_2 с фокусными расстояниями $f_1 = L_1$ и $f_2 = L_2$ соответственно, расположенными друг за другом в той же плоскости, что и исходная линза (рис. 6).

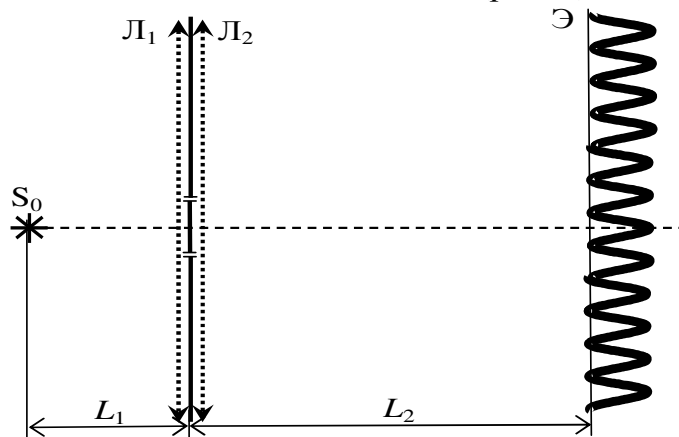


Рис. 6. Схема Юнга с точечным источником S_0 , двумя бесконечно узкими щелями (для наглядности масштаб сильно увеличен) и установленной собирающей линзой (показана эквивалентная схема с двумя линзами L_1 и L_2).

Оптические характеристики системы двух линз будут полностью аналогичны характеристикам исходной линзы. В частности, оптическая сила системы равна сумме оптических сил каждой из линз, и в соответствии с (6) равна оптической силе исходной линзы:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} = \frac{1}{f}.$$

Но в той же плоскости, что и две собирающие линзы, находится и препятствие с двумя щелями! Будем считать, что эти три объекта расположены в следующем порядке: сначала свет от источника падает на первую собирающую линзу с $f_1 = L_1$, затем на препятствие с двумя щелями, и далее на вторую линзу с $f_2 = L_2$. Нетрудно заметить, что первая линза, для которой точечный источник света расположен в фокусе, даст параллельный пучок света, который будет дифрагировать на препятствии. Так как экран для наблюдения установлен в фокальной плоскости второй линзы, то получившаяся схема наблюдения будет характерна для дифракции Фраунгофера, когда и источник, и экран расположены на бесконечном расстоянии от препятствия. Таким образом, устанавливая собирающую линзу с фокусным расстоянием, удовлетворяющим (6), мы получаем на экране распределение интенсивности, описываемое уже не приближением **Френеля**, а приближением **Фраунгофера!!!**

Известно, что формула, описывающая дифракцию Фраунгофера на N щелях, имеет вид:

$$I(\varphi) = I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin N\delta}{\sin \delta} \right)^2, \quad (8)$$

где $u = \frac{kb \sin \varphi}{2}$;

$$\delta = \frac{kd \sin \varphi}{2};$$

b и d – ширина щели и расстояние между щелями соответственно;

φ – угол дифракции;

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ - волновое число.}$$

$I_0 \sim b^2$ – интенсивность в центре картины при дифракции на одной щели шириной b .

При $N=2$ формула (8) преобразуется к виду:

$$I(\varphi) = I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \cdot \left(\frac{2 \sin \delta \cos \delta}{\sin \delta} \right)^2 = 4I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \cdot \cos^2 \delta \quad (8a)$$

Если координату точки на экране обозначить за x , то, считая углы дифракции φ малыми, получим:

$$\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{x}{L_2};$$

$$\delta = \frac{kd \sin \varphi}{2} = \frac{2\pi d \cdot x}{2\lambda \cdot L_2} = \pi \frac{d \cdot x}{\lambda \cdot L_2}. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8a) получим:

$$I(x) = 4I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \cdot \cos^2 \left(\pi \frac{d \cdot x}{\lambda \cdot L_2} \right). \quad (10)$$

Заметим, что полученное распределение интенсивности на экране с точностью до множителя $\left(\frac{\sin u}{u} \right)^2$ совпадает с распределением интенсивности (1) в интерференционной схеме Юнга. Если щели бесконечно узкие, то $\left(\frac{\sin u}{u} \right) = 1$, и на экране наблюдается система полос (рис. 6), ширина Δx которых определяется из соотношения:

$$\Delta x = \frac{\lambda \cdot L_2}{d}. \quad (11)$$

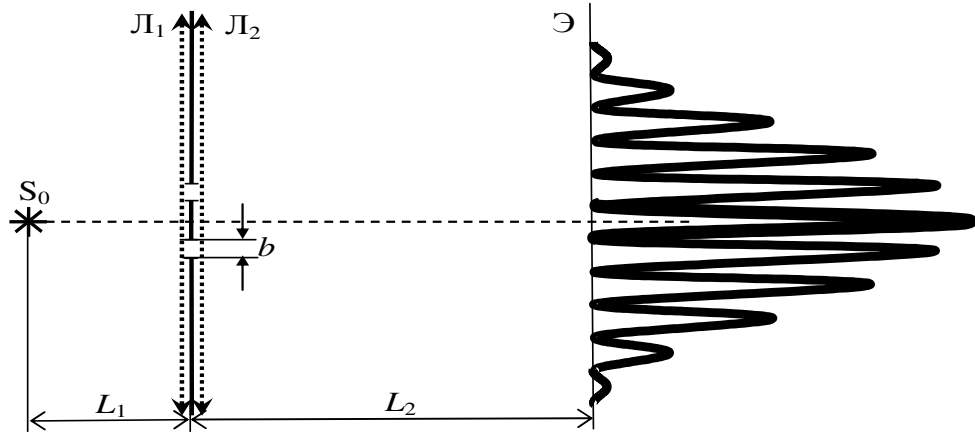


Рис. 7. Схема Юнга с точечным источником S_0 , двумя щелями конечной ширины b и установленной собирающей линзой (показана эквивалентная схема с двумя линзами L_1 и L_2). Из распределения интенсивности следует, что $d/b \approx 5 \div 6$.

При конечной ширине щелей b с ростом порядка интерференции интенсивность полос будет уменьшаться (рис. 7). Нетрудно получить, что из условия $\sin u = 0$ следует, что интенсивность максимума порядка $m = \frac{d}{b}$ будет равна нулю. Поэтому, если выбрать решетку с отношением $\frac{d}{b} \approx 4 \div 6$, то число наблюдаемых на экране полос будет равно

$$M = 2m - 1 = 7 \div 11,$$

что позволит легко определить их ширину.

Отметим также, что в классической схеме Юнга интенсивность I_0 пропорциональна световой энергии, прошедшей через две бесконечно узкие щели. А в предложенной схеме щели уже не являются бесконечно узкими, а

имеют конечную ширину b , и интенсивность I_0 в формуле (10) пропорциональна квадрату ширины щели. Это позволяет существенно увеличить интенсивность наблюдаемой картины.

Таким образом, поместив в одной плоскости препятствие, имеющее две ненулевые по ширине щели, и собирающую линзу, можно получить четкую интерференционную картину в виде системы полос, интенсивность которых уменьшается с ростом порядка интерференции.

2. А теперь посмотрим, как изменится картина, если число щелей N значительно увеличить ($N \gg 2$), т.е. установить дифракционную решетку. В соответствии с формулой (8):

1) дифракционные максимумы, определяемые из условия $\delta = 0, \pi, 2\pi, \dots, n\pi, \dots$, останутся на тех же местах, т.е. расстояние между ними будет по-прежнему определяться по формуле (11);

2) интенсивность этих максимумов вырастет пропорционально N^2 ;

3) ширина каждого из максимумов существенно уменьшится (координаты ближайших минимумов определяются из условия $\delta = n\pi \pm \frac{\pi}{N}$, угловой размер максимумов равен $\Delta\psi = \frac{\lambda}{H}$, где $H = Nd$ – полная ширина решетки).

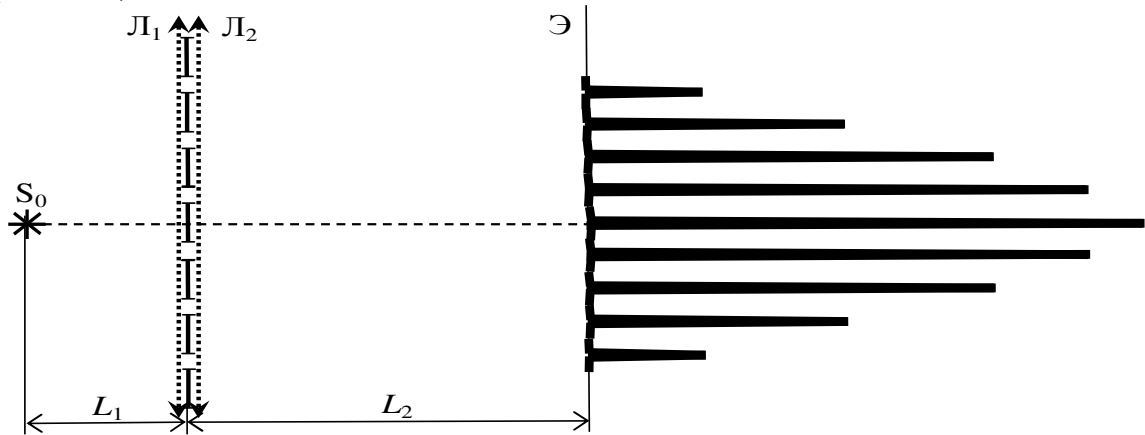


Рис. 8. Схема Юнга с точечным источником S_0 , дифракционной решеткой (для наглядности масштаб решетки сильно увеличен) и установленной собирающей линзой (показана эквивалентная схема с двумя линзами L_1 и L_2).

Таким образом, в случае точечного источника монохроматического света на экране будут наблюдаться только яркие точки-максимумы (рис. 8), интенсивность в которых будет уменьшаться с увеличением порядка максимума в соответствии с формулой $\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$. Расстояние между максимумами будет по-прежнему определяться формулой (11), как и в случае двух бесконечно узких щелей, однако общая интенсивность картины будет существенно выше.

Теперь сместим точечный источник на небольшое расстояние δy от оси, не изменяя при этом расстояние от источника до линзы (рис. 9). В отсутствие дифракционной решетки в соответствии с законами геометрической оптики точечное изображение сместится в другую от оси сторону на расстояние

$$\delta x = \frac{L_2}{L_1} \delta y.$$

При установленной решетке точно на такое же расстояние и в ту же сторону сместятся и все остальные максимумы.

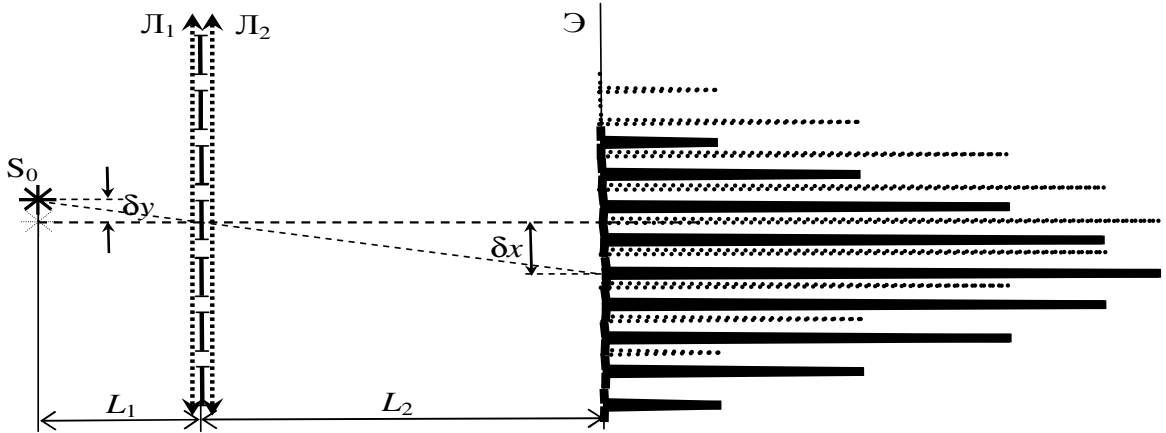


Рис. 9. Схема Юнга с точечным источником S_0 , смещенным от оси симметрии.

3. Рассмотрим, как изменится интерференционная картина, если источник монохроматического света S станет протяженным с шириной D (рис. 10). Его можно представить как совокупность бесконечно малых областей (будем называть их «точками»), причем излучение отдельных «точек» источника будет некогерентным.

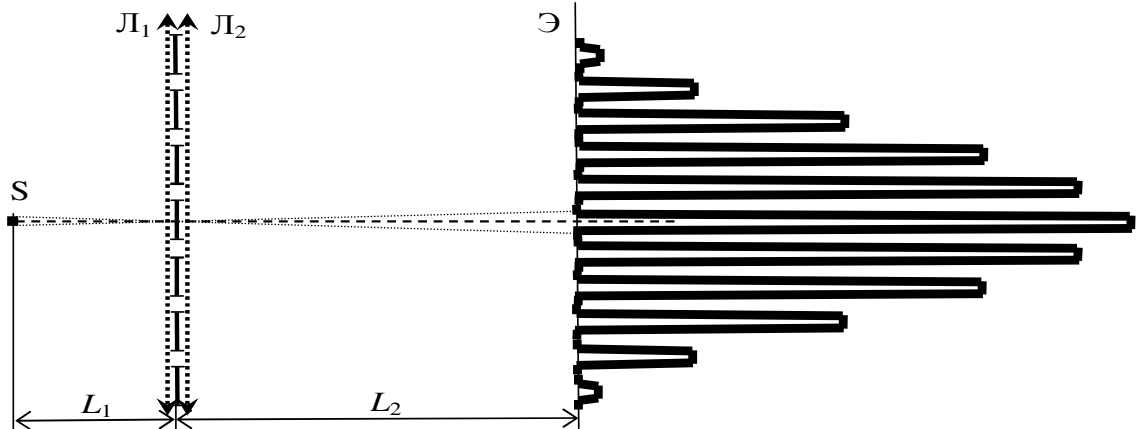


Рис. 10. Схема Юнга с протяженным источником S , дифракционной решеткой (для наглядности масштаб решетки сильно увеличен) и установленной собирающей линзой (показана эквивалентная схема с двумя линзами L_1 и L_2).

В этом случае результирующая интенсивность на экране будет равна сумме интенсивностей от каждой из «точек» источника S . В результате на

экране будет наблюдаться совокупность изображений источника, расположенных друг от друга на расстоянии

$$\Delta x = \frac{\lambda \cdot L_2}{d}, \quad (11)$$

а ширина каждого из изображений будет равна:

$$D_3 = \frac{L_2}{L_1} D \quad (12)$$

(уширение изображений, связанное с дифракцией на решетке, существенно меньше ширины изображения).

Нетрудно сообразить, что если

$$\Delta x = D_3, \quad (13)$$

то на экране будет наблюдаться почти равномерная засветка, монотонно убывающая от центра картины к периферии, т.е. интерференционная картина полностью размоется. Из равенства (13) следует, что размер источника, при котором происходит размытие, определяется по формуле

$$D = \frac{L_1 \cdot \lambda}{d}. \quad (14)$$

Данный результат полностью идентичен условию (5), полученному при рассмотрении классической схемы Юнга для протяженного источника. Однако использование в схеме эксперимента, во-первых, собирающей линзы, и, во-вторых, дифракционной решетки вместо объекта с двумя бесконечно узкими щелями позволяет существенно увеличить интенсивность картины. Подобный эксперимент можно выполнять с обычной лампой накаливания даже в освещенном помещении.

4. Теперь, не меняя положений источника, собирающей линзы и экрана, сместим дифракционную решетку в сторону источника (рис. 11), уменьшив расстояние между ними до $L'_1 < L_1$.

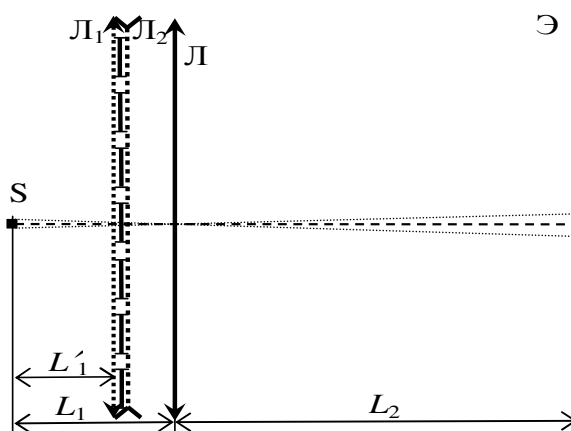


Рис. 11. Схема Юнга с протяженным источником S, смещенной к источнику дифракционной решеткой и установленной собирающей линзой Л. Распределение интенсивности на экране аналогично указанному на рис. 10.

Мысленно добавим в плоскости дифракционной решетки две линзы: собирающую L_1 и рассеивающую L_2 , с одинаковыми по модулю фокусными расстояниями, равными $\pm L'_1$ (рис. 11). В результате, оптическая схема системы не изменится, но установленная первой (перед решеткой) собирающая линза сформирует параллельный пучок, падающий на решетку. А вторая, рассеивающая линза, образует в своей фокальной плоскости (она совпадает с плоскостью источника!) дифракционную картину (мнимую!), характерную вновь для дифракции Фраунгофера! Расстояние между главными максимумами (в плоскости источника) вычисляется по формуле

$$\Delta x' = \frac{\lambda \cdot L'_1}{d} \quad (11a)$$

Эта картина будет перенесена основной линзой L системы из плоскости источника на экран, где вновь в случае протяженного источника будет наблюдаться система освещенных полос, такая же, как показано на рис. 10. Ширина полос на экране будет точно такой же, как и в ранее разобранным случае

$$D_3 = \frac{L_2}{L_1} D \quad (12)$$

но расстояние $\Delta x'_3$ между ними станет меньше:

$$\Delta x'_3 = \frac{L_2}{L_1} \Delta x' = \frac{\lambda \cdot L_2}{d} \cdot \frac{L'_1}{L_1} \quad (11a)$$

Условие пропадания картины можно записать для плоскости источника в виде

$$\Delta x' = D \quad (13a)$$

здесь в формулу входит ширина источника, а не его изображения.

Получаем условие размытия картины:

$$D = \frac{L'_1 \cdot \lambda}{d}, \quad (14a)$$

Структура формулы вновь такая же, как и для классической схемы Юнга (5), причем в нее вновь входит расстояние L'_1 от источника до решетки.

Можно предложить следующую схему проведения эксперимента. Если при помещении дифракционной решетки вплотную к линзе картина не размывается, то следует, приближая решетку к источнику, добиться такого размытия.

5. Не меняя положений источника, собирающей линзы и экрана, сместим дифракционную решетку в сторону экрана (расстояние от решетки до экрана равно $L'_2 < L_2$). Теперь на решетку будет падать сходящийся (после линзы L) пучок света.

Мысленно добавим в плоскости дифракционной решетки две линзы: рассеивающую L_1 и собирающую L_2 , с одинаковыми по модулю фокусными расстояниями, равными $\pm L'_2$ (рис. 12). Как и в предыдущем случае, оптическая схема системы не изменится, но установленная первой (перед

решеткой) рассеивающая линза сформирует параллельный пучок, падающий на решетку. А вторая, собирающая линза, образует в своей фокальной плоскости (на экране!) дифракционную картину, характерную опять же для дифракции Фраунгофера! В этом случае расстояние между главными максимумами будет определяться по формуле

$$\Delta x'' = \frac{\lambda \cdot L'_2}{d} \quad (11b)$$

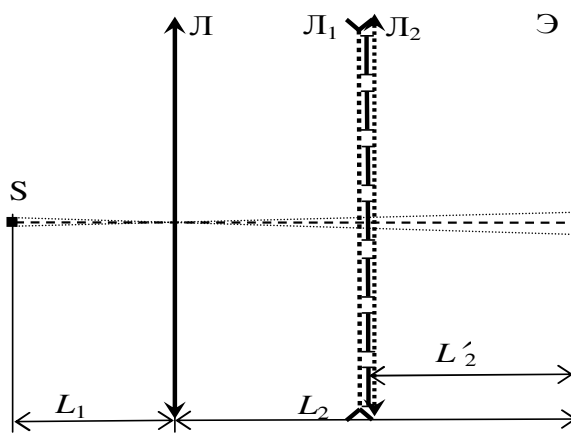


Рис. 12. Схема Юнга с протяженным источником S, смещенной к экрану дифракционной решеткой и установленной собирающей линзой Л. Распределение интенсивности на экране аналогично указанному на рис. 10.

Ширина же каждого изображения щели на экране останется неизменной и равной

$$D_3 = \frac{L_2}{L_1} D. \quad (12)$$

Из условия пропадаания интерференционной картины

$$\Delta x'' = D_3 \quad (13b)$$

находим условие на размер источника в этом случае:

$$D = \frac{L_1 \cdot \lambda}{d} \cdot \frac{L'_2}{L_2}, \quad (14b)$$

Так как $\frac{L'_2}{L_2} < 1$, то в этом случае размытие произойдет при меньшем

размере источника, чем в предыдущем случае.

Таким образом, если в эксперименте при помещении дифракционной решетки вплотную к линзе картина не размывается, следует приближать решетку к экрану и добиться размытия.

6. С помощью собирающей линзы получим на экране изображение щели в виде ярко освещенной полосы шириной

$$D_3 = \frac{L_2}{L_1} D. \quad (12)$$

Посмотрим на полосу глазом через дифракционную решетку. Как известно, глаз – это та же собирающая линза, при этом изображение формируется на сетчатке глаза. Следовательно, дифракционная решетка располагается между источником света (полоской) и линзой (глазом) так же, как и на рис. 11. Если перемещать решетку вдоль оси зрения «полоска-глаз», можно заметить, что при некотором расстоянии L'_1 от полосы до решетки изображение, получаемое на сетчатке, размоется. Условие размытия вновь будет определяться формулой (14а), только в этом случае под D следует понимать ширину D_3 светлой полосы на экране.

$$D_3 = \frac{L_2}{L_1} D = \frac{L'_1 \cdot \lambda}{d}. \quad (14c)$$

Таким образом, используя глаз в качестве оптического прибора, можно вновь проверить формулу, определяющую размеры источника, при котором наблюдаемая интерференционная картина полностью размывается.

7. Все рассмотренные выше случаи предполагали, что источник света является монохроматичным. Как изменится картина, если, к примеру, в качестве источника взять обычную лампу накаливания, излучающую во всем видимом диапазоне (белый свет)?

Центральная полоса (максимум нулевого порядка) так и останется белой. А по краям ближайших к ней полос (максимумам первого порядка) появится окраска: ближе к нулевому – синяя, дальше от него – красная. Но существенная часть данных полос так и останется белой, так как в каждой ее точке будут находиться максимумы для различных длин волн, но создаваемые разными точками протяженного источника. Этот факт позволяет считать, что в центре полосы находится максимум для длины волны, соответствующей середине видимого диапазона, т.е. $\lambda_y \approx 550$ нм. Это позволяет воспользоваться полученными выше формулами для монохроматического источника.

Для последующих полос (максимумов второго, третьего и т.д. порядков) участки белого цвета будут сужаться, цветное размытие по краям – увеличиваться.

Эксперимент.

Схема экспериментальной установки.

На рис. 13 приведена схема экспериментальной установки для изучения влияния размеров протяженного источника света на видность интерференционной картины.

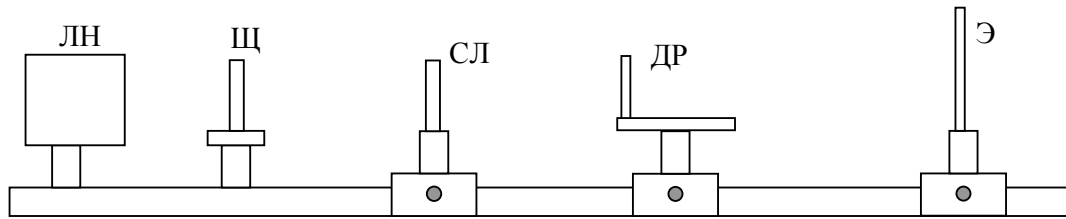


Рис. 13. Схема экспериментальной установки.

Все элементы размещаются на оптической скамье длиной около метра. На одном краю скамьи стационарно установлен источник света – лампа накаливания ЛН. Перед источником света в специальном гнезде размещается подставка для щели. Щель Щ образована двумя лезвиями бритвы, находящимися на расстоянии 1-3 миллиметров друг от друга. Подставку со щелью можно вращать вокруг вертикальной оси, при этом изменяется ее поперечный размер. Именно эта щель и является протяженным источником света переменного размера. Щель окружена непрозрачным экраном особой формы, чтобы при любом положении щели световой пучок от лампы накаливания проходил только через щель и не давал посторонней засветки на экране для наблюдения.

Вдоль скамьи могут свободно перемещаться подставки – рейтера, в которых размещаются следующие объекты:

- собирающая линза СЛ;
- дифракционная решетка ДР;
- экран Э для наблюдения.

Все объекты должны устанавливаться таким образом, чтобы их центры находились на одной высоте, плоскости линзы, решетки и экрана были перпендикулярны к оптической оси системы. Расстояние между объектами определяется либо по шкале (масштабу), укрепленной на скамье, либо непосредственно с помощью линейки. Для измерения поперечных размеров щели и изображения в комплект установки входит штангенциркуль.

В креплении линзы размещен специальный держатель, в который можно поместить дифракционную решетку максимально близко к линзе. Отдельная подставка для решетки позволяет помещать ее на произвольном расстоянии от линзы.

Проведение экспериментальных исследований.

В настоящей работе студенту предлагается самостоятельно разработать план исследований. Так как не известен ни один из параметров установки, студент должен самостоятельно определить:

- 1) фокусное расстояние собирающей линзы;
- 2) максимально возможный размер щели, образованный двумя лезвиями бритвы;
- 3) параметры дифракционной решетки: ее период и ширину отдельной щели.

4) длину волны в спектре лампы накаливания, на которой проводятся измерения (определяется по цвету).

Кроме этого, необходимо проверить формулы, приведенные в теоретической части описания для определения размера источника (щели), при котором полностью размывается наблюдаемая картина. При проверке формул следует провести измерения для всех различных случаев взаимного расположения линзы и дифракционной решетки:

- 1) линза и решетка расположены в одной плоскости;
- 2) решетка находится между протяженным источником (щелью) и линзой;
- 3) решетка находится между линзой и экраном для наблюдения;
- 4) решетка находится перед глазом исследователя.

По результатам исследований необходимо построить не менее двух графиков, выбрав оси координат на них так, чтобы отражаемая на графике зависимость была линейной. Применяв для полученных графиков метод наименьших квадратов (МНК), определить тот или иной параметр.

В отчете к работе необходимо:

- 1) указать значения всех характеристик системы, перечисленные выше, и оценить погрешность;
- 2) кратко описать разработанные самостоятельно методики проведения экспериментов;
- 3) подтвердить или опровергнуть проверяемые в работе формулы, отражающие влияние размеров щели на видность картины.

Литература.

1. *Бутиков Е.И.* Оптика. – СПб.: Невский диалект, 2003. §5.1, 5.5, 6.3, 6.5.
2. *Матвеев А.Н.* Оптика. М.: Высшая школа, 1985. §27, 33.
3. *Ландсберг Г.С.* Оптика. М.: Наука, 1976, §17, 46.

Дополнение.

Расчет интерференционной картины от протяженного источника

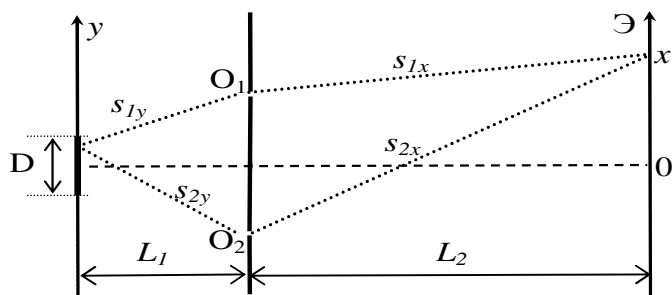


Рис. 1Д. Схема Юнга с протяженным источником

Пусть расстояние от протяженного монохроматического источника интенсивностью I_0 до плоскости со щелями равно $L_1 \gg d$, размер равномерно светящегося источника D (рис. 1Д). Обозначим за y координату какой либо точки источника (источник расположен в области $|y| < \frac{D}{2}$). Дополнительная разность хода Δs_y между лучами, идущими от точки y к двум щелям, рассчитывается точно также, как и в схеме Юнга:

$$s_{2y} - s_{1y} = \Delta s_y = \frac{y \cdot d}{L_1},$$

интенсивность источника длиной dy равна $dI_{\text{ист}} = I_0 \frac{dy}{D}$.

Тогда суммарная разность хода равна $\Delta s = \Delta s_x + \Delta s_y = \frac{x \cdot d}{L_2} + \frac{y \cdot d}{L_1}$, интенсивность интерференционной картины от такого источника дается формулой:

$$dI_{\text{экр}} = dI_{\text{ист}} \cdot (1 + \cos(k(\Delta s_x + \Delta s_y))).$$

Раскрываем $\cos(k(\Delta s_x + \Delta s_y)) = \cos(k\Delta s_x) \cdot \cos(k\Delta s_y) - \sin(k\Delta s_x) \cdot \sin(k\Delta s_y)$ и интегрируем по y в пределах от $-\frac{D}{2}$ до $\frac{D}{2}$. Интеграл от $\sin(k\Delta s_y)$ в симметричных пределах дает ноль, поэтому остается:

$$I_{\text{экр}} = \frac{I_0}{D} \cdot \left(D + \cos(k\Delta s_x) \cdot \int_{-D/2}^{D/2} \cos(k\Delta s_y) dy \cdot \right) =$$

$$= \frac{I_0}{D} \cdot \left(D + \cos(k\Delta s_x) \cdot \frac{\sin\left(k \frac{yd}{L_1}\right)}{k \frac{d}{L_1}} \Big|_{-D/2}^{D/2} \right) =$$

$$= \frac{I_0}{D} \cdot \left(D + \cos(k\Delta s_x) \cdot \frac{\sin\left(k \frac{Dd}{2L_1}\right)}{k \frac{Dd}{2L_1}} \cdot D \right) = I_0 \cdot \left(1 + \frac{\sin\left(k \frac{Dd}{2L_1}\right)}{k \frac{Dd}{2L_1}} \cdot \cos(k\Delta s_x) \right).$$

Видность картины равна

$$V(x) = \left| \frac{\sin\left(k \frac{Dd}{2L_1}\right)}{k \frac{Dd}{2L_1}} \right| = \left| \text{sinc}\left(k \frac{Dd}{2L_1}\right) \right|,$$

причем видность **не зависит** от x .

Условие полного пропадания интерференции запишется в виде:

$$\frac{Dd}{\lambda L_1} = 1.$$

откуда

$$D_{\text{прон}} = \frac{\lambda L_1}{d}.$$

Часто в литературе встречается условие на размер источника, при котором интерференционная картина еще видна:

$$D_{\text{еще_видна}} = \frac{D_{\text{прон}}}{2} = \frac{\lambda L_1}{2d}.$$

Нетрудно подсчитать, что $V(D_{\text{еще_видна}}) = \frac{2}{\pi}$.

Расстояние между щелями $d_0 = \frac{\lambda L_1}{D}$, при котором пропадает интерференционная картина, называют **радиусом когерентности**. Вводя $\psi = \frac{D}{L_1}$ - угол, под которым виден протяженный источник от плоскости щелей (или **угловой размер источника**), получаем для радиуса когерентности

$$d_0 = \frac{\lambda}{\psi}.$$

Введем также понятие **угловой апертуры интерференции** Ω - угла, под которым из центра источника видны щели:

$$\Omega = \frac{d}{L_1}.$$

С учетом введенных обозначений условие нулевого значения видности можно записать в следующих видах:

$$\frac{\lambda L_1}{Dd} = \frac{\lambda}{D \cdot \Omega} = \frac{\lambda}{\psi \cdot d} = 1.$$

Иными словами, видность будет ненулевой, если выполнены условия:

$$D \leq \frac{\lambda}{\Omega} \text{ или } d \leq \frac{\lambda}{\psi}.$$

Формулу $\frac{\lambda L_1}{Dd} = 1$ легко запомнить, используя следующую: произведение самой большой (L_1) из величин на самую маленькую (λ) равно произведению двух остальных (Dd), к тому же еще эти величины обозначены одной и той же буквой.