

Работа 4-17

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ОПЫТ ЮНГА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА

Цель работы: Изучение дифракции света в параллельных лучах лазера, знакомство с интерференционным опытом Юнга, определение параметров схемы этих опытов.

Оборудование: Газовый лазер ЛГН-104, оптическая скамья, система с одной и двумя щелями, экран для наблюдения дифракционной картины.

Теория

Дифракцией света (в пер. с лат. - разломанный, преломленный) называется явление огибания световыми лучами препятствий, соизмеримых с длиной волны этих лучей. В явлении дифракции, так же как и в явлениях интерференции, поляризации и др. проявляются волновые свойства света.

Дифракция сферических волн несфокусированного света, наблюдаемая непосредственно без применения каких-либо оптических систем, получила название дифракции Френеля.

Дифракция в параллельных лучах, когда световая волна является плоской и для ее наблюдения необходимо использовать оптические приборы, называется дифракцией Фраунгофера.

В 1802 г. английский ученый Томас Юнг, используя явление дифракции, наблюдал интерференцию световых волн (интерференционный опыт Юнга) и первый в ясной форме установил принцип сложения амплитуд, объяснив это явление.

Сложение двух или нескольких колебаний, при котором средняя энергия результирующего колебания отличается от суммы средних энергий исходных колебаний и может быть больше или меньше нее в зависимости от разности фаз, называется интерференцией света. В этом случае интенсивность света в различных точках пространства меняется от минимального до максимального значений.

Колебания, у которых за время, достаточное для наблюдения, разность фаз сохраняется постоянной, называются когерентными.

Условием интерференции волн одной и той же частоты является их когерентность. Опыт показывает, что когда два независимых источника света, например две лампы накаливания, посылают световые волны в одну область пространства, то интерференции не наблюдается, происходит простое сложение интенсивностей. Это означает, что данные источники некогерентны. Для получения двух когерентных волн в настоящее время существует много интерференционных схем, которые дают два изображения одного излучающего центра. Опыт Юнга принципиально отличается от этих схем, хотя он несколько труден для толкования, т. к. в этом случае сложение двух участков волны делается возможным не благодаря явлениям отражения (бизеркало) или преломления (бипризма), а благодаря явлению дифракции.

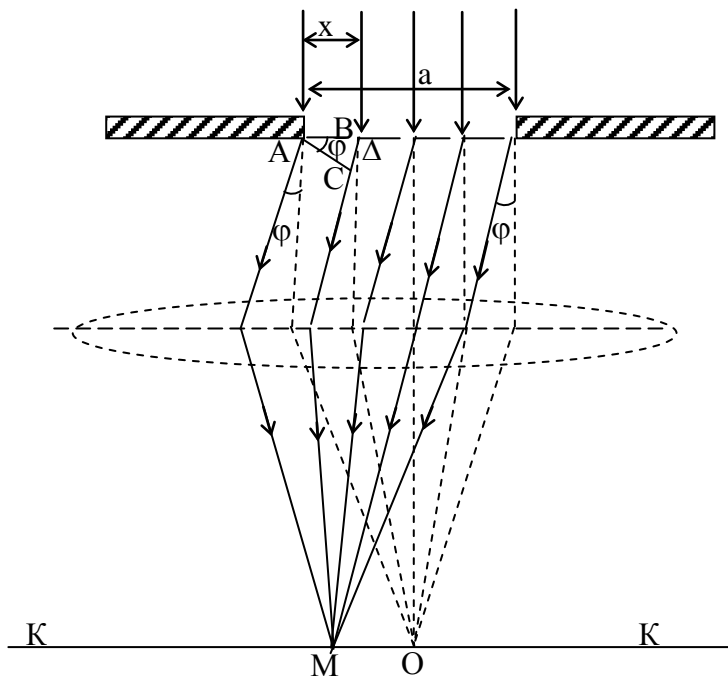


Рис. 1

а благодаря явлению дифракции.

Рассмотрим возникновение дифракционной картины при прохождении параллельного пучка лучей через узкую щель шириной « а ». Схема наблюдения представлена на рис. 1. В этом случае фронт световой волны будет плоским, перпендикулярным к лучам и будет совпадать с плоскостью щели.

Вследствие явления дифракции при прохождении щели лучи света будут отклоняться под различными углами φ_1 , φ_2 и т. д. по обе стороны от нее.

Дифрагированные лучи являются когерентными и могут интерферировать при наложении.

Лучи, прошедшие через щель без отклонения собираются линзой L в одной точке O экрана КК в одинаковой фазе и дают нулевой интерференционный максимум.

Разность хода между двумя лучами, идущими под углом φ , опреде-

лится как $\Delta = BC = x \sin \varphi$, а сдвиг фазы будет соответственно равен

$$\delta = k \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi. \quad (1)$$

Здесь k – волновой вектор. Все лучи, отклонившиеся на угол φ соберутся линзой L в точке M экрана KK . Для определения суммарной интенсивности от всех лучей, проходящих через щель необходимо проинтегрировать все колебания по ширине щели "а". Расчеты показывают, что в результате дифракции на узкой щели угловое распределение интенсивности колебаний в направлении ширины щели выразится следующей формулой:

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda}\right)^2}, \quad (2)$$

где I_0 – интенсивность света, падающего на щель.

При постоянной ширине щели «а» и длине волны λ число зон Френеля, укладывающихся на «а» зависит только лишь от угла φ . Причем, чем больше φ , тем больше зон Френеля укладывается в щели. Если направления наблюдения таковы, что в щели укладывается четное число зон Френеля, то в результате интерференции между лучами от соседних зон действие этих зон будут равны нулю и действие всей щели будет также равно 0. Таким образом, дифракционные минимумы образуются при выполнении равенства

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (3)$$

где $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

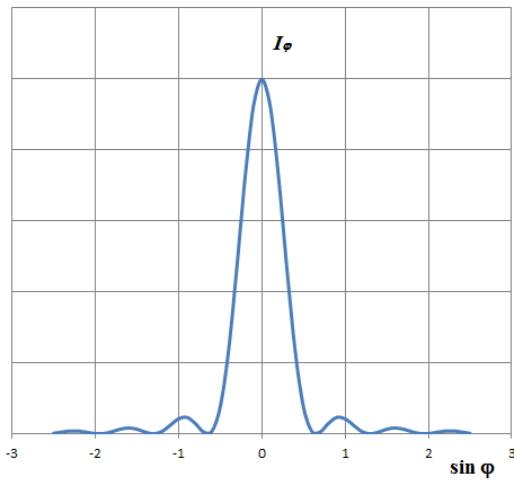
Если число зон Френеля, укладывающихся на щели, равно нечетному целому числу $(2m + 1)$, то действие щели эквивалентно действию одной зоны Френеля. В этом случае наблюдаются максимумы света. Их положение можно определить следующей формулой:

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4)$$

здесь $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Графическое распределение интенсивности на экране KK приведе-

но на рис. 2. Интенсивности, сосредоточенные в нулевом, первом, втором и т. д. максимумах составляют отношение: 1:0,047:0,016:0,008.



Примерно 93% интенсивности излучения (ф. 2) сосредоточено в нулевом максимуме. Его угловая ширина обратно пропорциональна «а».

Дифракционная картина усложняется, если пучок параллельных лучей пропустить через две щели. Так как лучи света, идущие от различных точек волновой поверхности под одним углом, линзой L фокусируются в одну точку на

экране, то дифракционные картины от обеих щелей накладываются одна на другую.

Схема наблюдения представлена на рис. 3.

Соответствующие лучи, проходящие через первую и вторую щели под углом φ имеют разность фаз δ, определяемую разностью хода

$\Delta = BC$. Как видно из рис. 3.

$\Delta = BC = d \sin \varphi$, где $d = a + b$ – расстояние между соответствующими точками соседних щелей. Очевидно, в тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, его не будет и от обеих щелей. Таким образом, условие минимума для дифракции от одной щели сохраняется и для двух щелей – ф. (3). Условие же максимума будет реализовываться в том

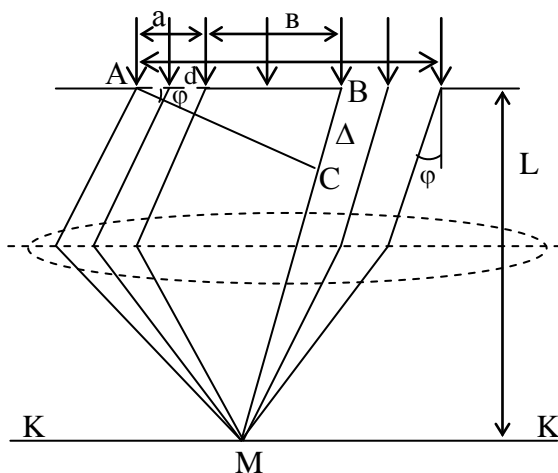


Рис. 3

случае, когда разность хода между соответствующими лучами, идущими от разных щелей будет равна четному числу половин длин волн, т.е. когда фазы колебаний этих лучей совпадают. Поэтому

$$\Delta = d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (5)$$

где $m=0, 1, 2, 3, \dots$

Максимумы, определяемые ф. (5), называются главными. Максимум нулевого порядка не зависит от λ и для любых длин волн располагается при $\varphi=0$.

Кроме минимумов, определяемых ф. (3) при дифракции от 2-х щелей в промежутках между соседними главными максимумами имеется по одному добавочному минимуму. Они возникают в тех направлениях, для которых колебания от отдельных щелей взаимно гасят друг друга, т.е. приходят в противофазе. Условие их реализации определяется соотношением

$$d \sin \varphi = \pm \frac{m\lambda}{N}, \quad (6)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots, (N-1), (N+1), (2N-1), (2N+1), \dots$, (N – количество щелей).

Между дополнительными минимумами так же располагается дополнительный максимум, называемый вторичным.

Упражнение 1

Определение ширины щели и расстояния между двумя щелями по опыту Юнга

Классический интерференционный опыт Юнга заключается в наблюдении интерференционной картины двух световых пучков, получившихся в результате деления исходного светового пучка на две части с помощью двух параллельных щелей, прорезанных в непрозрачном

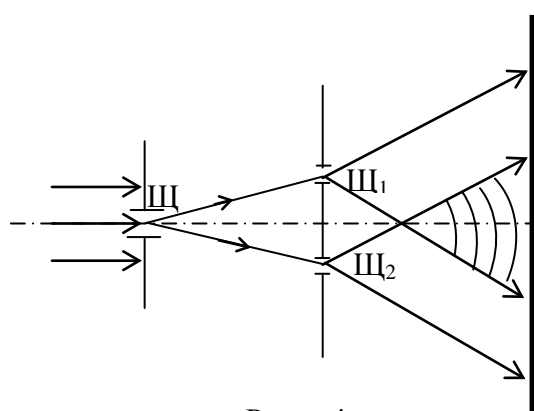


Рис. 4

экране (рис. 4). Для успеха опыта Юнга, выполняемого с обычными источниками света, необходимо использовать узкую предварительную щель, обеспечивающую пространственную когерентность светового пучка, достигающего экрана с двумя щелями.

Пространственная когерентность излучения лазера позволяет осуществлять опыт Юнга при непосредственном освещении обеих щелей полным сечением лазерного светового пучка. Подобный опыт, впервые осуществленный в 1961 году, доказал про-

странственную когерентность излучения.

Экран представляет собой непрозрачную пластинку, на поверхности которой прорезаны 3 щели: две щели прорезаны близко друг к другу, а третья - значительно удалена от двух первых. Это позволяет сравнить явления, происходящие при прохождении света через одну и через две щели.

Для выполнения работы необходимы следующие измерения:

1. Установить на оптической скамье непрозрачный экран перпендикулярно световому пучку лазера так, чтобы он осветил сначала только отдельную щель. При этом на экране будет наблюдаться характерная дифракционная картина от отдельной щели. В центре ее выделяется своей интенсивностью широкий дифракционный максимум нулевого порядка. Дифракционные максимумы более высоких порядков менее интенсивны.

2. Измерить поочередно расстояния ΔX_i между максимумами и минимумами различных порядков (рис. 5).

3. Измерить расстояние L между щелью и экраном 5.

4. Произвести вычисления углов дифракции по формуле:

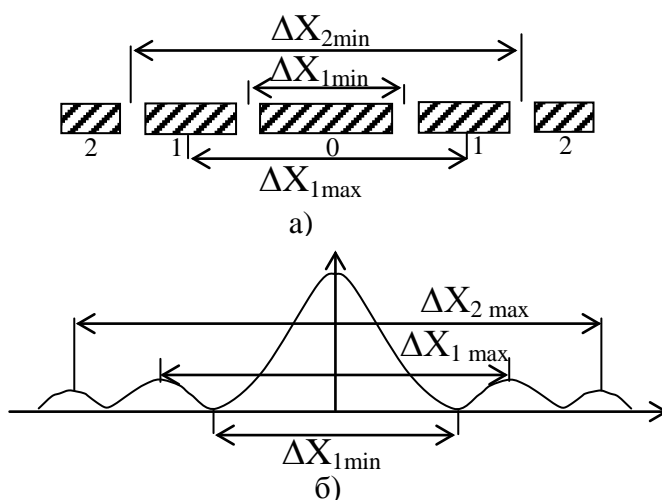


Рис. 5. Внешний вид (а) и распределение интенсивности (б) в дифракционной картине.

$$\operatorname{tg}\varphi_i = \frac{\Delta X_i}{2L}. \quad (7)$$

При этом учитывается, что $\operatorname{tg}\varphi_i = \sin\varphi_i$.

5. Исходя из условий минимума и максимума интенсивности света [ф. (2), (3)], а также используя ф. (1), имеем

$$\begin{aligned} a \sin\varphi_{\min} &= \pm m\lambda \\ a \sin\varphi_{1,\max} &= \pm 1,13\lambda \\ a \sin\varphi_{2,\max} &= \pm 2,46\lambda \\ a \sin\varphi_{3,\max} &= \pm 3,47\lambda \\ a \sin\varphi_{4,\max} &= \pm 4,47\lambda \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь “а” – ширина щели; $m = \pm 1, \pm 2, \dots$; φ_{\min} и φ_{\max} – углы, под которыми наблюдаются минимумы и максимумы дифракции. Для каждого измерения вычислить величину “а”. Определить ее среднее значение. Рассчитать ошибку измерения ε .

Расчет ε проводится по следующим формулам:

$$\Delta a' = \sqrt{\frac{\sum (a_{\text{ср.}} - a_i)^2}{n(n-1)}} \quad (9)$$

$$\Delta a = t \Delta a'$$

t – коэффициент Стьюдента, зависящий от n – числа измерений. Для его определения необходимо воспользоваться соответствующей таблицей.

$$\varepsilon = \frac{\Delta a}{a_{\text{ср.}}} \cdot 100\% \quad (10)$$

Все данные занести в таблицы 1, 2.

Таблица 1

	X_1	ΔX_2	ΔX_3	L	$\operatorname{tg}\varphi_1$	$\operatorname{tg}\varphi_2$	$\operatorname{tg}\varphi_3$	λ	$a_{\text{ср.}}$
min									
max									

Таблица 2

№	a_i	$a_{\text{ср.}} - a_i$	$(a_{\text{ср.}} - a_i)^2$	$\Sigma(a_{\text{ср.}} - a_i)^2$	ε
1					
2					
·					
·					
·					
n					

7. Передвинуть непрозрачный экран так, чтобы лазерный луч падал на две щели. Теперь дифракционные максимумы всех порядков изрезаны системой светлых и темных интерференционных полос. Эффект особенно заметен на максимуме нулевого порядка (рис. 6).

Определение расстояния d между серединами двух щелей делается по интерференционной картине, расположенной в пределах дифракционного максимума нулевого порядка.

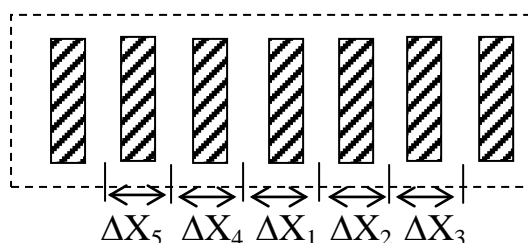


Рис. 6. Внешний вид дифракционной картины на 2-х щелях (пунктиром обозначен мах «0» порядка для одной щели).

8. Измерить ΔX_i расстояние между темными интерференционными полосами на экране. Рассчитать его среднее значение $\overline{\Delta X_i}$.

9. Измерить L расстояние от щелей до экрана наблюдения.

10. Так как наблюдения проводятся в пределах максимума нулевого порядка, то положение темных интерференционных полос определяет условие [ф. (6)]:

$$d \sin \varphi_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda,$$

но $\sin \varphi \approx \varphi$ и $m=0$, тогда

$$d \cdot \varphi = \frac{1}{2} \lambda; \quad \varphi = \frac{\overline{\Delta X_i}}{2L};$$

$$d = \frac{L}{\overline{\Delta X_i}} \lambda. \quad (11)$$

По ф. (11) вычислить расстояние между щелями.

11. Данные занести в таблицу 3.

Таблица 3

№ п п	ΔX_i	$\overline{\Delta X_i}$	L	λ	d	ε
1.						
2.						
3.						
4.						
5.						
сред.						

12. Произвести оценку точности измерений d.

Литература:

1. Ландсберг Г. С. Оптика. – М: Наука, 1976.
2. Годжаев Н.М. Оптика.– М.: Высшая школа, 1977.
3. Савельев И.В. Курс физики. Том 3. – М.: Наука, 1971.