

Московский государственный технический университет
имени Н.Э. Баумана

С.М. Вишнякова

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА КРУГЛОМ ОТВЕРСТИИ И НА НЕПРОЗРАЧНОМ ДИСКЕ.

*Методические указания к лабораторной работе О-77
по курсу общей физики*

Москва

2014

О-77

Цель работы. Изучение явления дифракции света на круглых объектах – круглом отверстии и на непрозрачном диске. Экспериментальное определение дифракционным методом длины волны излучения лазера, размеров мелких частиц; исследование распределения интенсивности дифрагированного света, знакомство с теоремой Бабинне.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Дифракция света - это явление перераспределения интенсивности света в пространстве, которое наблюдается *после* прохождения светом края непрозрачного или прозрачного препятствия (оптической неоднородности) при условии, что оптические свойства (показатель преломления и коэффициент поглощения) среды и препятствия различаются значительно. Дифракция наблюдается как в проходящем край препятствия свете, так и в свете, отраженном от него, О том, что произошла дифракция света, можно узнать по появлению в пространстве, например, на плоских экранах, темных и светлых полос.

Перечислим некоторые закономерности дифракции света:

1) дифракция обусловлена волновой природой света и происходит на краях оптических неоднородностей, линейные размеры d которых больше длины волны света λ : $d > \lambda$;

2) длина волны света, как и его частота, при дифракции не изменяется;

3) *характер перераспределения интенсивности света* (дифракционная картина)

- не зависит от физико-оптических свойств неоднородности (в частности, от показателя преломления n), но

- зависит от соотношения между размерами области оптической неоднородности d , длиной волны λ и расстоянием L от области неоднородности до точки наблюдения при соблюдении условий $\lambda < d \ll L$. При этом,

если $\frac{d^2}{\lambda L} \ll 1$ - наблюдается дифракция Фраунгофера;

если $\frac{d^2}{\lambda L} \sim 1$ - наблюдается дифракция Френеля,

если $\frac{d^2}{\lambda L} \gg 1$ - наблюдается распределение интенсивности в соответствии с законами геометрической оптики; ение пучков света,

углы дифракции (угловое расшир угловые распределения максимумов и минимумов интенсивности и т.д.) пропорциональны длине волны: $\theta \sim \lambda/d$; это приводит к характерному для дифракции разложению пучка некогерентного света по длинам волн.

К дифракционным явлениям относятся явления, наблюдаемые после прохождения света вблизи краев экранов (обозначим эти экраны Э1): 1) расширение первоначально параллельного

пучка света по мере его распространения (рис. 1), 2) заход света в область геометрической тени (рис.2) – светлое пятно за непрозрачным диском);

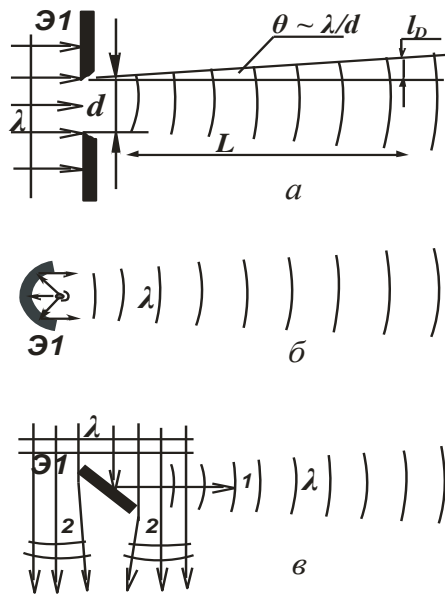


Рис.1. Расширение пучка света а) от отверстия, б) от вогнутого зеркала, в) отраженного (1) от куска плоского зеркала и прошедшего (2) вблизи него

Рис.2. Дифракционная картина за непрозрачным шариком Э1 (в центре «пятно Пуассона»): а) схема установки, б) распределение интенсивности света $I(r)$ вдоль экрана Э2

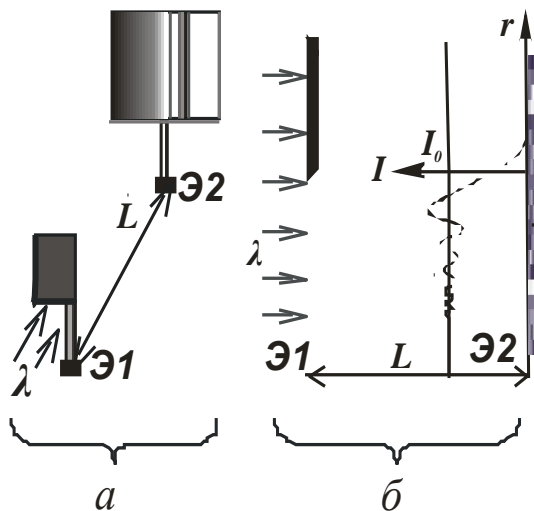
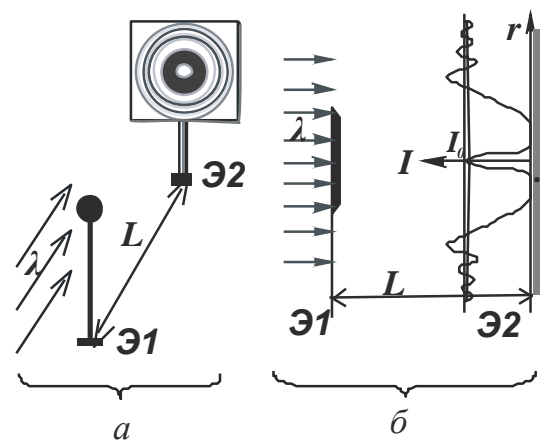


Рис. 3, а), б) Дифракционная картина за непрозрачной полуплоскостью Э1: а) схема установки, б) распределение интенсивности света $I(r)$ вдоль экрана Э2

3) Образование темных и светлых полос на границе света и геометрической тени (дифракция на крае непрозрачной полуплоскости - (рис.3, а), б)) и на круглом отверстии - (рис.3, в), г)). При этом на экране наблюдения Э2 параллельно геометрической тени проходит *более яркая полоса*,

чем вся освещенная часть экрана Э2 (рис.3а, б). А прямо против середины отверстия возможны как максимальная, так и минимальная интенсивность в зависимости от размеров отверстия и расстояния между ним и экраном Э2 (рис.3,в г)).

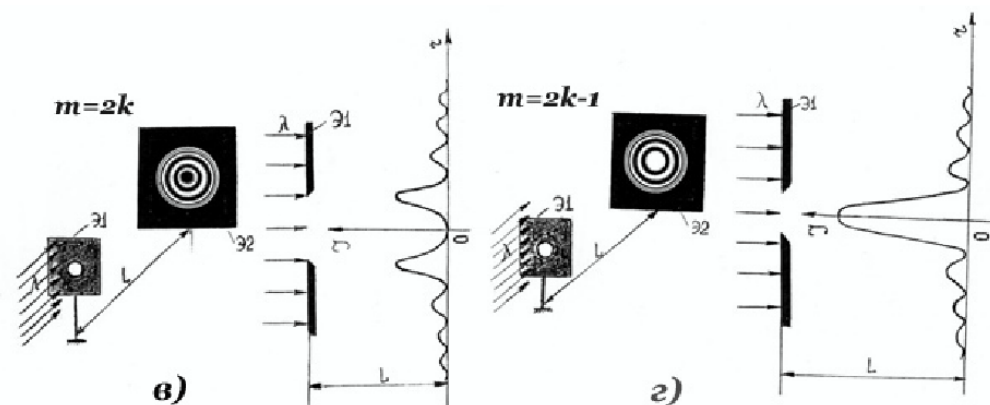


Рис.3 (в, г). Дифракция на круглом отверстии в зависимости от расстояния между отверстием и экраном Э2.

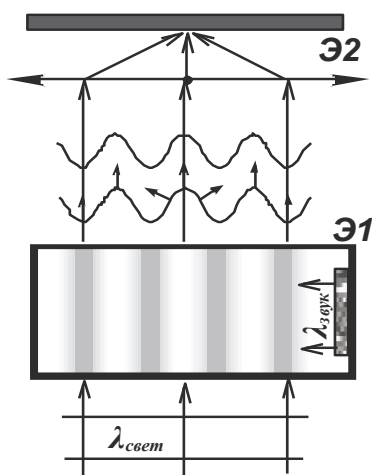


Рис. 4. Схема дифракции на ультразвуковых волнах

Похожие максимумы и минимумы интенсивности, как и в случаях на рис.3, можно наблюдать после прохождения света через отверстие и в прозрачной пластинке. Для исследования свойств жидкости используется, например, дифракция света, прошедшего через кювету с жидкостью, в которой установилась стоячая ультразвуковая волна: оптическими неоднородностями здесь являются перемежающиеся области пучностей и узлов плотности жидкости (рис.4)

Наблюдаемые на экране Э2 картины чередования светлых и темных полос называются дифракционными картинами, которые будут тем ярче выраженными, чем тоньше и ровнее края препятствий.

В первых примерах (рис. 2, 3) непрозрачный экран-препятствие Э1 перекрыл часть волновой поверхности и в результате создал *неоднородность волновой поверхности по амплитуде*: в точках волновой поверхности непосредственно за экраном амплитуда световых колебаний стала равной нулю, а в остальных точках осталась неизменной. Граница между изменённой и неизменной частями волновой поверхности проходит вдоль края экрана. В области

пространства за этой границей и происходит перераспределение интенсивности света, т.е. дифракция.

В последнем примере (рис.4) к передней плоской стенке кюветы с жидкостью световые колебания приходят в одной фазе (плоская волна), но, поскольку фазовая скорость света в областях с максимальной и минимальной плотностями разная, к задней плоской стенке кюветы колебания приходят уже с разными фазами (волновая поверхность не будет плоской). Изменение формы волновой поверхности после прохождения области оптической неоднородности также приводит к перераспределению интенсивности света, т.е. к его дифракции.

Каковы причины изменения свойств волновой поверхности? Взаимодействие электромагнитной волны с веществом препятствия (оптической неоднородности) сопровождается такими явлениями, как поглощение, дисперсия и соответствующие им перераспределения интенсивности света и т.д. Эти явления и приводят к нарушению амплитудной однородности волновой поверхности и к изменению её первоначальной формы. Перераспределение интенсивности света (дифракция) обусловлено уже происшедшим распадом волновой поверхности на части с резко различающимися свойствами, т.е. на фракции (дифракция - *от лат. diffractus* - разломанный), и является *результатом интерференции* вновь образовавшихся пучков света. Именно за границами фракций волновой поверхности в последующих по ходу волны областях, например, на геометрической границе свет-тьень, на геометрической границе падающей и отраженной волн наблюдается то, что называется дифракцией. Таким образом, по сути *дифракция – это явление перераспределения интенсивности света, возникающее вследствие локального изменения структуры первоначального волнового фронта в области с резкими оптическими неоднородностями*. Под изменением структуры понимаем а) *изменение распределения амплитуды колебаний в волне по точкам волновой поверхности при прохождении волны через области с разными коэффициентами поглощения*, б) *изменение формы волновой поверхности при прохождении волны через области с разными показателями преломления*.

Такие явления, как отражение, преломление или изгибание световых лучей в средах с *непрерывно изменяющимся* показателем преломления, не относятся к явлениям дифракции света, им свойственны другие закономерности (законы отражения и преломления, закономерности, выражаемые формулами Френеля, в которые входит n , и т.д.). При взаимодействии света с неоднородностями среды, линейные размеры d которых порядка длины волны или меньше, т. е. $d \lesssim \lambda$, свет претерпевает рассеяние, закономерности которого также отличны от закономерностей дифракции. Например, под действием электрического поля световой волны заряженные частицы (электроны, ионы) и поляризованные частицы (частички

пыли, дыма, флуктуационные скопления молекул газа и т.д.) *излучают вторичные электромагнитные волны*, которые накладываются на первоначальную волну, в результате чего изменяются длина волны, фазовая скорость, пространственное распределение интенсивности света и т.д.

Как же определить, **каково будет распределение интенсивности света при его дифракции**, как объяснить наблюдаемое? Существует ряд теорий, объясняющих эти явления: решение задач дифракции на основе теории электромагнитных полей Максвелла, приближенная теория Кирхгофа, теория диффузии света в область тени, геометрическая теория дифракции и т.д. В большинстве случаев, представляющих практический интерес (например, при конструировании оптических приборов), весьма эффективным средством является приближенная теория Гюйгенса-Френеля, в основе которой лежат принцип Гюйгенса-Френеля и метод зон Френеля.

Принцип Гюйгенса-Френеля гласит, что каждая точка, до которой доходит волновое возмущение, сама становится элементарным источником *излучения вторичных сферических волн*. Эти вторичные волны – *когерентны* и при наложении интерферируют друг с другом. Геометрическая огибающая этих вторичных волн дает положение волнового фронта в последующий момент времени. Амплитуда колебаний световой волны в любой точке пространства (назовем её точкой P) находится как результат интерференции всех вторичных волн, дошедших до точки P , с учетом их фаз и амплитуд (рис.5).

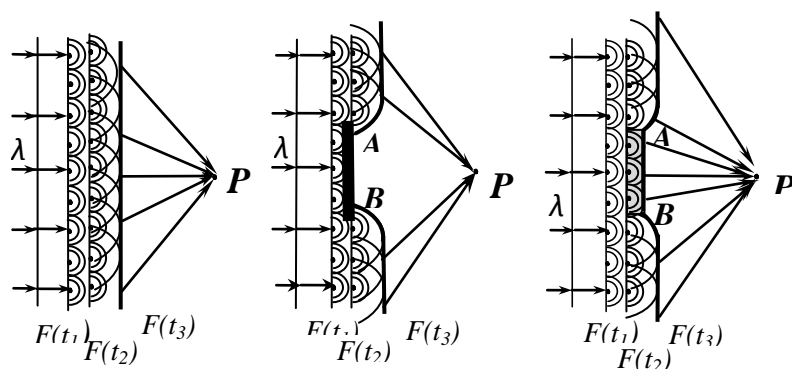


Рис. 5. Иллюстрация применения принципа Гюйгенса-Френеля: $F(t)$ – волновые поверхности в разные моменты времени при прохождении светом а) однородной среды, б) вблизи краев непрозрачного диска, в) через прозрачный диск

На основе принципа Гюйгенса-Френеля строится весьма эффективная *модель*: процесс распространения реальной электромагнитной волны представляется как процесс распространения *воображаемых* когерентных волн, излучаемых множеством элементарных источников. Такая модель позволяет учесть любые изменения на пути распространения реальной электромагнитной волны.

Обычно для удобства расчетов выбирают те источники вторичных волн, которые расположены на претерпевшей изменения волновой поверхности первичной волны. При этом действие реального источника заменяется действием вторичных (воображаемых) точечных

источников, расположенных на вспомогательной (волновой) поверхности. Частоту, амплитуду и фазу колебаний источника вторичных волн принимают равной частоте, амплитуде и фазе действительных колебаний в точке расположения этого вторичного источника

Дифракция на круглых объектах: на отверстии и на непрозрачном диске.

Метод зон Френеля для расчета результирующего колебания в точке наблюдения P заключается в разбиении волновой поверхности на участки, называемые зонами Френеля.

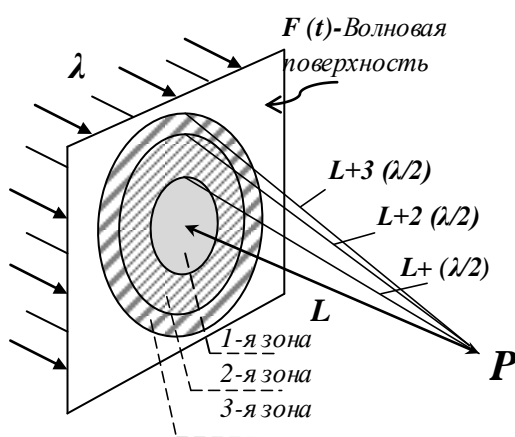


Рис.6. Построение зон Френеля

На сферической или плоской волновой поверхности зоны Френеля – это кольцевые участки волновой поверхности, построенные по отношению к точке наблюдения P так, чтобы расстояния от внешних границ соседних зон до точки P отличались на $\lambda/2$ (рис.6). Колебания, приходящие в точку P от аналогичных точек двух соседних зон, т.е. от точек, расстояния от которых до точки P отличаются на $\lambda/2$, происходят в противофазе. Поэтому результирующие колебания, приходящие в точку P от любых двух соседних зон Френеля отличаются в точке P по фазе на π . Из этого свойства Френеля ясно, что колебания от двух соседних зон гасят друг друга в точке P , а колебания от зон, расположенных через одну, усиливаются в точке P . Кроме того, можно показать [1], что площади зон Френеля примерно одинаковы и незначительно убывают с увеличением номера зоны m , а диаметр внешней границы m -й зоны равен $d_m = 2 \sqrt{\frac{m\lambda}{\frac{1}{R} + \frac{1}{L}}}$ - на сферической поверхности и $d_m = 2\sqrt{m\lambda L}$ - на плоской.

Если препятствие для света имеет другую, не круглую форму, то и форма зон Френеля будет другой при соблюдении условия: расстояния от внешних границ соседних зон до точки P должны отличаться на $\lambda/2$. Для прямоугольных препятствий, например, щелей, волновой фронт разбивается на полосатые зоны.

Если препятствие для света имеет другую, не круглую форму, то и форма зон Френеля будет другой при соблюдении условия: расстояния от внешних границ соседних зон до точки P должны отличаться на $\lambda/2$. Для прямоугольных препятствий, например, щелей, волновой фронт разбивается на полосатые зоны.

Если препятствие для света имеет другую, не круглую форму, то и форма зон Френеля будет другой при соблюдении условия: расстояния от внешних границ соседних зон до точки P должны отличаться на $\lambda/2$. Для прямоугольных препятствий, например, щелей, волновой фронт разбивается на полосатые зоны.

Поставим на пути световой волны непрозрачный экран с круглым отверстием диаметром d_0 , что создает амплитудную неоднородность волновой поверхности с границей вдоль края отверстия. Интенсивность света в точке P , находящейся на оси симметрии экрана с отверстием, будет зависеть от того, сколько зон Френеля открыто отверстием для этой точки P :

Если открыто *четное* число зон (например, две), т.е. $m = \frac{d_0^2}{4\lambda} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{L} \right) = 2k$, $k = 1, 2, 3, \dots$, то в точке P будет минимальная интенсивность (*темное* пятно - рис. 3); если открыто *нечетное* число зон, т.е. $m = \frac{d_0^2}{4\lambda} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{L} \right) = 2k - 1$, $k = 1, 2, 3, \dots$, то интенсивность в точке P будет максимальная (*светлое* пятно – см. рис. 3).

Если на пути световой волны поставить *непрозрачный диск*, закрывающий любое, но не очень большое число зон Френеля для точки P , то в точку P придут колебания от всех оставшихся открытыми (практически $m \rightarrow \infty$) зон Френеля, так что за непрозрачным диском в области его геометрической тени можно наблюдать светлое пятно – «пятно Пуассона» (рис.2).

Чтобы определить интенсивность света в любой другой точке наблюдения, надо построить для этой точки зоны Френеля и провести соответствующие рассуждения.

Если проинтерпретировать приведенную выше величину $\frac{d^2}{4\lambda L} = m$ как число «работающих» (и открытых последовательно одна за другой) зон для точки P на оси симметрии препятствия (оптической неоднородности), то можно наглядно представить роль этого параметра в характере распределения интенсивности света.

1. Если отверстием открыта *малая часть первой зоны Френеля*, т.е., $m = \frac{d^2}{4\lambda L} \ll 1$, то в точку P вторичные волны приходят по почти параллельным направлениям с практически одинаковыми фазами колебаний, так как оптическая разность хода этих волн много меньше $\lambda/2$. Этот случай реализуется при условии $\lambda \gg \frac{d^2}{L}$, или при $d \ll \sqrt{\lambda L}$, или при $L \gg \frac{d^2}{\lambda}$. Эти же условия справедливы для точек сравнительно большой окрестности точки P . Поэтому дифракционное уширение $l_D = L\theta \sim L\lambda/d \gg d$ значительно, а в точке P и её окрестности наблюдается всегда только светлое пятно (рис.7). На практике параллельность хода волн обеспечивается либо большим расстоянием L от препятствия до точки наблюдения, либо с помощью линзы, расположенной между препятствием и точкой P так, чтобы точка наблюдения находилась в ее фокальной плоскости.

Дифракция в параллельных лучах называется дифракцией Фраунгофера. Дифракция Фраунгофера используется в спектральных приборах, например, в дифракционной решетке. При дифракции Фраунгофера дифракционная картина представляет собой дифракционное изображение источника света. Например, дифракционное изображение Солнца, которое возникает при прохождении солнечного света сквозь хаотические по форме и расположению просветы между листьями деревьев, имеет форму красивых эллипсов (эллипсов как сечение пучка света на экране наблюдения).

2. Если препятствием открыто или закрыто *небольшое число первых зон Френеля*, т.е. $m = \frac{d^2}{4\lambda L} \sim 1$ и $\frac{L}{d} \sim \frac{d}{4\lambda}$, то на расстояниях L , больших, чем размер d примерно во столько же раз, во сколько d больше λ , линейное уширение пучка составляет $l_D = L\theta \sim L\lambda/d \sim d$, т.е. имеет порядок размера препятствия. Дифракция света при этом проявляется наиболее эффективно: в точке наблюдения возможны как максимум (см. рис. 3, в), з), так и минимум. Эта область дифракции называется *дифракцией рис Френеля* (см. рис. 7). При дифракции Френеля получается дифракционное изображение препятствия (области оптической неоднородности).

3. Если открыто (отверстием) или закрыто (диском) *очень большое число зон Френеля*, т.е. $m = \frac{d^2}{4\lambda L} \gg 1$, что возможно, если $\lambda \ll \frac{d^2}{L}$ или $d \gg \sqrt{\lambda L}$, или $L \ll \frac{d^2}{\lambda}$. В этом случае дифракционное уширение $l_D = L\theta \sim L\lambda/d \ll d$ практически отсутствует. В области пространства, где справедливо $m = \frac{d^2}{4\lambda L} \gg 1$, дифракционной расходимостью пучка света, выделенного из плоской волны, можно пренебречь и рассматривать его как пучок параллельных лучей геометрической оптики. Этому условию вполне удовлетворяют размеры оптических инструментов. В этом случае распределение интенсивности света можно описать с помощью законов геометрической оптики, а в опыте мы наблюдаем *геометрическую тень с резкими границами*.

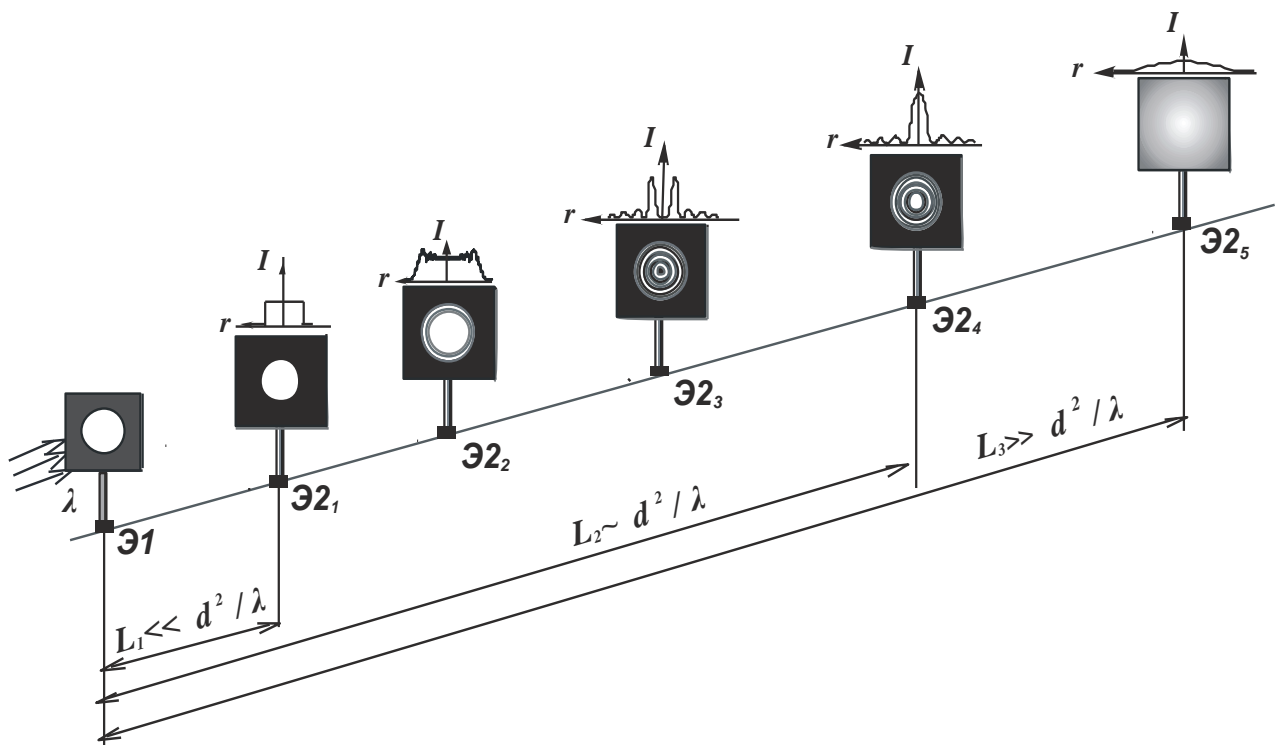


Рис.7. Области дифракции в зависимости от расстояния L между оптической неоднородностью и точкой наблюдения при заданном d^2/λ : L_1 - область геометрической оптики; L_2 - ближняя область дифракции, или дифракция Френеля; L_3 - дальняя область дифракции, или дифракция Фраунгофера

Таким образом, характер дифракционного перераспределения интенсивности света (дифракционная картина) зависит от соотношения между размерами области оптической неоднородности d , длиной волны λ и расстоянием L от области неоднородности до точки наблюдения при соблюдении условий $\lambda < d \ll L$.

На рис. 7 изображены разные области дифракции в зависимости от расстояния L при заданном d^2/λ : отодвигая экран Э2 от оптической неоднородности – круглого отверстия в непрозрачном экране Э1 – на разных расстояниях L можно наблюдать различные распределения интенсивности света. Такие же картины, как на рис.7, можно получить, если при постоянном значении $\sqrt{L\lambda}$ уменьшать размеры отверстия d .

Дифракция свойственна всем волновым процессам при условии $\lambda < d \ll L$. Например, благодаря дифракции звуковых волн мы можем слышать звук от источника, расположенного за препятствием; для изучения структуры кристаллов используется дифракция рентгеновских лучей на кристаллической решетке (период кристаллической решетки $d \sim 0,1 \text{ нм}$ больше длины волны $\lambda \sim 0,01 \text{ нм}$ рентгеновского излучения).

Нахождение результирующего колебания методом векторных диаграмм

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, вторичные волны, излучаемые разными участками волновой поверхности, когерентны, что позволяет воспользоваться **методом векторных диаграмм** для оценки амплитуды колебаний и фазы колебаний в точке Р по отношению к амплитуде и фазе первичной волны (падающей на препятствие) [1].

Разобьем *первую* зону Френеля на N кольцевых подзон (рис. 8). Световое колебание в точке Р от центральной подзоны изобразим вектором \overline{OH} , длина которого равна амплитуде колебания (рис.). Далее к \overline{OH} прибавим вектор \overline{HB} ,

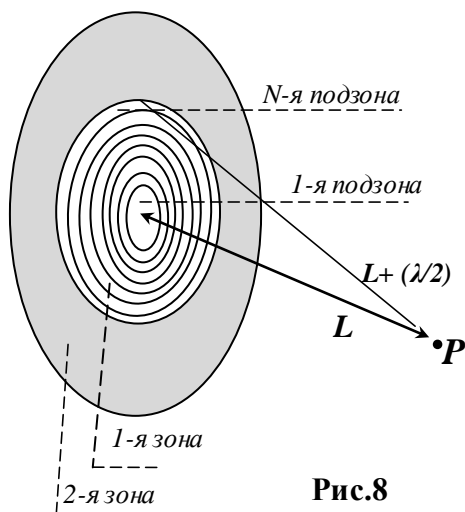


Рис.8

изображающий колебание от следующей подзоны, располагая его под углом φ к вектору \overline{OH} , где, согласно методу векторных диаграмм, φ означает разность между фазами колебаний от центральной и следующей подзон. (Колебания от разных точек волновой поверхности до точки Р проходят разное расстояние и соответственно набирают разные фазы). Прибавим последовательно колебания от всех

последующих подзон с учетом их разности фаз; заметим, что колебание от последней N -й подзоны отличается от колебания от центральной подзоны по фазе на π , так что $\overline{CD} \updownarrow \overline{OH}$. Результирующий вектор \overline{OD} , построенный на диаграмме (см. рис. 9 а), означает вектор $\overline{E_1}$ светового колебания в точке P , пришедшего от всей поверхности первой зоны Френеля.

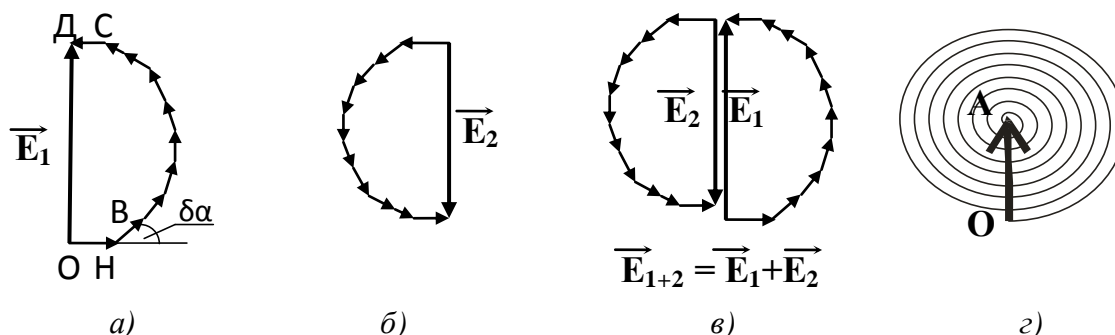


Рис. 9

Прделаем аналогичную операцию для нахождения колебания в точке P , пришедшего от второй зоны Френеля: разобьем вторую зону на подзоны, сложим векторы колебаний от всех подзон, учитывая, что колебания от разных подзон придут в точку P с разными фазами (разные расстояния) (рис9,б).

Сравнивая рис.9,а и рис. 9,б, видим, что $\overline{E_1} \updownarrow \overline{E_2}$, т.е. колебания от первой и второй зон Френеля происходят в противофазе, согласно идее о построении зон Френеля. Площади зон незначительно убывают с увеличением номера зоны, поэтому $E_2 < E_1$.

Одновременное действие двух зон изобразится вектором $\overline{E} = \overline{E_1} + \overline{E_2}$ (рис9, в). Если значительно увеличить число N подзон разбиения, то в пределе ломаные кривые превратятся почти в полуокружности, почти, потому, что все же $E_m \approx E_{m+1}$.

Если учесть действие всех зон Френеля, то получится спиральная кривая (рис. 9г). Вектор \overline{OA} , соединяющий начало и конец этой спирали, изображает результирующее колебание $\overline{E_0}$, которое создает световая волна, приходящая в точку P при отсутствии каких-либо препятствий. Из рис. 9,г) следует, что $E_0 \approx \frac{1}{2} E_1$, а тогда интенсивность $I_0 \approx \frac{1}{4} I_1$.

Это означает, что интенсивность действительной волны в точке P обеспечивается как бы действием лишь части первой зоны Френеля. А так как размеры первой зоны пренебрежимо малы по сравнению с расстоянием L , то, как показывают расчеты, (см. далее: график функции Бесселя), что основная доля энергии и информации от источника к точке наблюдения переносится волной вдоль тонкой лучевой трубки, исходящей из части первой зоны Френеля. Колебания от остальной части волновой поверхности практически гасят друг друга.

Мы рассмотрели два способа качественной оценки интенсивности света при его дифракции на круглом объекте: использование свойства зон Френеля (колебания в точке Р от двух соседних зон отличаются на π) и метод векторных диаграмм для сложения амплитуд колебаний в точке Р, пришедших от вторичных источников.

Условия наблюдения дифракции Фраунгофера позволяют сделать некоторые приближения в расчетах и найти формулу для распределения интенсивности света по дифракционной картине.

Дифракция Фраунгофера на круглом отверстии.

Дифракция Фраунгофера – дифракции в параллельных лучах имеет место в том случае, когда на отверстие падает плоская волна (параллельный пучок света), а дифракционная картина наблюдается достаточно далеко от преграды с отверстием, (почти в параллельных лучах, в «бесконечности»). Этот тип дифракции имеет практическое значение, т. к. изображение, получаемое с помощью оптических приборов, является результатом дифракции света на круглых оправках линз и объективов. Параллельный пучок от источника и наблюдение дифракционной картины на «бесконечности» обеспечивается системой линз.

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля результирующая амплитуда $E(P)$ колебаний вектора напряженности электрического поля электромагнитной волны в точке наблюдения Р равна сумме амплитуд однонаправленных колебаний (когерентные волны), возбуждаемых в точке Р всеми вторичными источниками, которые находятся на выбранной волновой поверхности:

$$E(P) = \int dE(P),$$

где $dE(P)$ – амплитуда колебаний вторичных волн, *приходящих в точку Р* с одного элементарного участка волновой поверхности площадью dS' (от одного вторичного точечного источника Q). Чтобы получить ожидаемый результат при интегрировании, надо учесть соотношение между амплитудами и фазами вторичных волн в точке Р. Будем считать, что свет монохроматический, $\omega = \text{const}$, а по предположению Френеля $dE(P)$ – пропорциональна площади элементарного участка dS' и амплитуде действительной волны $E_0(Q)$ в точках Q выбранной волновой поверхности. Учитывая, что амплитуда вторичных сферических волн уменьшается как $1/r$, где r – расстояние от элементарного участка Q до точки Р, а разность фаз, которую приобретают вторичные волны, проходя путь от разных точек волновой поверхности Q к точке Р, равна (kr) ($k=2\pi/\lambda$ – волновой вектор), для результирующего колебания в точке Р получим следующую формулу:

$$E(P) = \int dE(P) = C \int_{S'} E_0 \frac{e^{-ikr}}{r} dS'$$

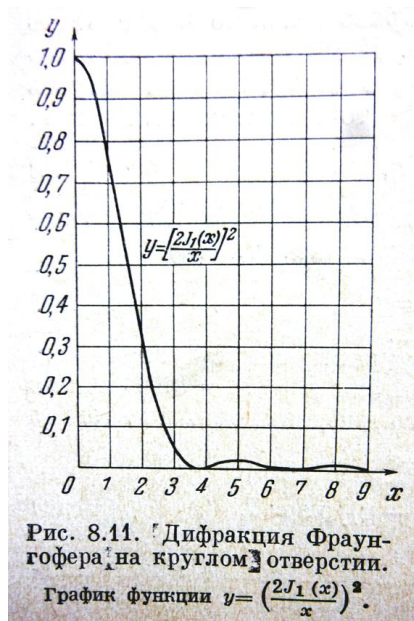
где C – постоянная или слабо изменяющаяся величина, зависящая от взаимного расположения объекта дифракции и экрана для наблюдения дифракционной картины и т.д.

Приближения, используемые при расчете интенсивности света в точках дифракционной картины при дифракции Фраунгофера на круглом отверстии:

а) на отверстие диаметром d падает плоская волна (параллельный пучок света), т.е. амплитуда действительной волны и вторичных волн в точках волновой поверхности $E_0(Q)$, совпадающей с плоскостью отверстия, – величина постоянная;

б) длина волны λ много меньше диаметра отверстия d , а расстояние L от отверстия до наблюдаемой дифракционной картины велико по сравнению с диаметром отверстия d (дифракция в параллельных лучах): $\lambda \ll d \ll L$;

в) точки наблюдения P находятся вблизи осевой линии отверстие – экран, на котором наблюдается картина («приближение малых углов дифракции»);



С учетом принятых приближений расчет интеграла для интенсивности света $I(P)$, пропорциональной квадрату амплитуды колебаний в точке P , дает выражение

$$I(P) = I_0 \left[\frac{2J_1(x)}{x} \right]^2, \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность в центре картины, $x = (\pi d / \lambda) \sin \varphi$, φ – угол дифракции, $\sin \varphi = R / L$, R – радиус темных или светлых колец дифракционной картины,

$J_1(x)$ – функция Бесселя первого порядка.

Функция $y = I / I_0 = \left[\frac{2J_1(x)}{x} \right]^2$ имеет главный максимум $y=1$ при $x=0$ и с увеличением x осциллирует с постепенным уменьшением амплитуды.

Ожидаемые теоретические значения углов дифракции для светлых и темных колец, для относительного значения интенсивности максимумов, определенных по формуле (1) даются в таблице 1.

Таблица 1

n	Максимумы: $d \sin \varphi_n = p_n \lambda$	Минимумы: $d \sin \varphi_n = k_n \lambda$	I_n / I_0
0			1
1	$d \sin \varphi_1 = 1,638 \lambda$	$d \sin \varphi_1 = 1,220 \lambda$	0,0175
2	$d \sin \varphi_2 = 2,679 \lambda$	$d \sin \varphi_2 = 2,232 \lambda$	0,00416
3	$d \sin \varphi_3 = 3,699 \lambda$	$d \sin \varphi_3 = 3,238 \lambda$	0,00160

4	$d \sin \varphi_4 = 4,710 \lambda$	$d \sin \varphi_4 = 4,241 \lambda$	0,00078
---	------------------------------------	------------------------------------	---------

Из данных таблицы 1 следует, что угол дифракции φ_1 , или угловой радиус первого темного кольца, под которым оно видно из центра круглого отверстия диаметром d , равен

$$\varphi_1 \approx 1,22 \lambda / d.$$

Угловой размер всего светлого пятна, наблюдаемого из центра круглого отверстия и в пределах которого сосредоточено около 84% всей энергии, проходящей через отверстие, равен $2 \varphi_1 = 2(1,22 \lambda / d)$. При $\lambda \ll d$ угол φ_1 – мал, поэтому это светлое пятно в пределах первого темного дифракционного кольца можно рассматривать как изображение удаленного точечного источника, уширенного дифракцией на краях круглого отверстия диаметром d .

Уширение световых волн, которые дифрагируют на оправках линз оптических систем таких, как, например, телескоп, микроскоп, ограничивает разрешающие возможности этих устройств. Если на объектив телескопа одновременно падает свет от двух некогерентных точечных источников, например, от двух звезд, на экране наблюдения будет два светлых пятна, смещенных относительно друг друга (центральные максимумы двух дифракционных картин). Чем ближе эти центральные максимумы, тем труднее различить наличие двух источников. В соответствии с *критерием Рэлея* [2, стр.145] два точечных некогерентных источника считаются разрешенными (различимыми), если главный дифракционный максимум одного совпадает с первым минимумом второго. Таким образом, минимальное угловое расстояние между двумя источниками (между двумя звездами), которые начинают разрешаться (наблюдаться как два различных источника) при наблюдении через телескоп, равно

$$\varphi_{\min} = 1,22 \frac{\lambda}{d}, \quad \text{где } \lambda \text{ – длина волны, } d \text{ – диаметр объектива телескопа}$$

Контрольные вопросы

- 1) Какое явление называется дифракцией света?
- 2) Для чего используется и в чем заключается метод зон Френеля?
- 3) Что такое дифракция Френеля и дифракция Фраунгофера?
- 4) Может ли в точке Р (см.рис.3) наблюдаться минимум освещенности ? Если – да, то при каких условиях, если – нет, то почему.
- 5) Максимальная или минимальная интенсивность света будет в точке наблюдения Р, если кольцевыми отверстиями в непрозрачном экране для этой точки Р а) открыты две зоны Френеля: 2-я и 4-я; б) открыты три зоны Френеля: 1-я, 3-я и 5-я? Ответ обосновать.
- 6) Почему в центре дифракционной картины от диска наблюдается светлое пятно? Можно ли за этим же диском наблюдать полную геометрическую тень или, наоборот, отсутствие какой-либо тени? Ответ поясните.
- 7) Почему ограничены разрешающие возможности объективов оптических систем?
- 8) Подсчитайте минимальное угловое расстояние, разрешаемое глазом человека.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

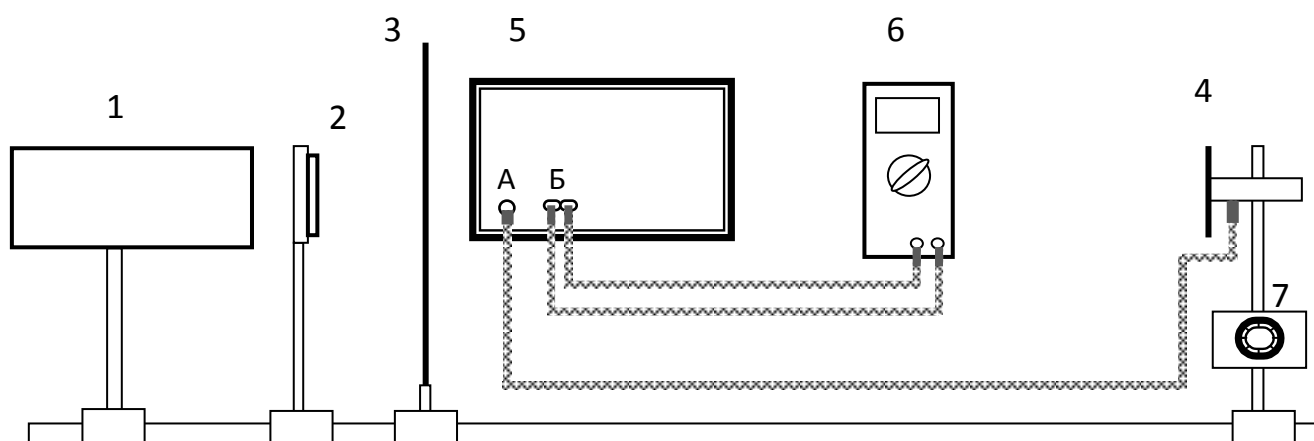


Рис. 10

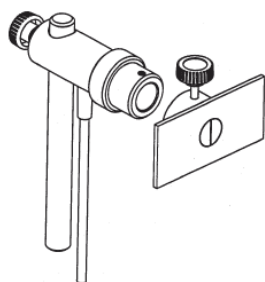
Экспериментальная установка в сборе приведена на рис.10. Всю установку можно разбить на два блока. Один блок назовем дифракционным, он включает источник света – гелий-неоновый лазер 1, объекты дифракции на стеклянной пластинке 2 и металлический экран 3 для наблюдения дифракционной картины. Другой блок – блок фотоприемника, который представляет собой систему приборов для измерения интенсивности света (или пропорциональной ей величины – напряжения) в разных точках дифракционной картины. Этот блок включает фотодетектор 4, соединенный с фотоусилителем 5, сигнал с которого выводится на цифровое измерительное устройство 6. В данной установке фотоусилитель сконструирован так, что является аппаратом управления всей системой измерений.

Дифракционный блок.

1) В лабораторной работе в качестве источника света используется гелий - неоновый лазер, длина волны излучения которого равна 632,8 нм (мощность оптического излучения до 0,2 мВт).. Для электромагнитного излучения лазера характерны: 1) высокая степень монохроматичности ($\Delta\lambda \approx 10^{-2}$ нм), 2) высокая временная и пространственная когерентность, 3) большая интенсивность, 4) узость пучка: диаметр пучка – 0,48 мм, расходимость 1,7 мград, 5) поляризованность излучения.

2) Объектами дифракции являются два непрозрачных диска (кружочка) и два отверстия в непрозрачном экране, выполненном с помощью краски на стеклянной пластинке. Стеклянная пластинка закреплена в держателе размером 5х5см и может перемещаться в горизонтальном и вертикальном направлениях с помощью поворотного устройства .

Блок для детектирования и измерения интенсивности света (Блок фотоприемника).



1) В качестве *фотодетектора* 4 используется полупроводниковый кремневый диод, дополненный усилителем тока (внутренний усилитель). Электрический ток через диод прямо пропорционален интенсивности падающего света. Для измерений интенсивности света с высоким пространственным разрешением диод снабжен фронтальными линзами, которые частично закрыты диафрагмой в форме щели шириной 0,3мм.

Высота диодной головки может быть отрегулирована и зафиксирована с помощью стержня, на котором закреплен фотодетектор .

С помощью винтового механизма 7 (см. рис.10) фотодетектор можно перемещать по горизонтальным направляющим поперек дифракционной картины. Цена деления горизонтальной шкалы, расположенной на опоре фотодетектора, равна 1 мм/дел. Перемещение фотодетектора относительно этой шкалы осуществляется вращением барабана-рукоятки, который связан с микрометрическим винтом. Один оборот барабана с делениями смещает фотодиод на 0,5 мм, поэтому цена деления шкалы барабана равна $0,5 \text{ мм}/100 \text{ дел} = 0,005 \text{ мм/дел}$. При вращении барабана по часовой стрелке фотодетектор смещается «на нас», при вращении против часовой стрелки фотодетектор смещается «от нас». Рекомендуемый шаг перемещения фотодетектора – 0,25мм (50 делений по круговой шкале барабана).

С помощью кабеля, жестко прикрепленного к фотодетектору, фотодетектор подсоединяется к фотоусилителю 6 через гнездо А (см. рис. 10).

Такая система: фотодетектор с внутренним усилителем плюс фотоусилитель специальной конструкции – позволяет измерять постоянные и переменные интенсивности света малых величин.

2) Элементы управления *фотоусилителя*.

А – входное гнездо для диода; служит как для приема сигналов от фотодетектора, так и для обеспечения его напряжением (диодный режим работы фотодиода);

Б – выход на монитор или на цифровое измерительное устройство через гнездо BNC с переходником; используется в случае постоянного оптического сигнала или переменного до 60 кГц. (BNC – коннектор с байонетной фиксацией по имени разработчиков Пола Нейла и Карла Концельмана)

3) Цифровой мультиметр - предназначен для детектирования и измерения напряжения, пропорционального входному для фотодиода световому сигналу (световому потоку).

Подготовка

установки к работе (измерениям). Получение дифракционной картины.

1) Подсоедините фотодиод с внутренним усилителем с помощью кабеля диода к входному гнезду **A** фотоусилителя 5.

2) Используя BNC переходник, подсоедините мультиметр к выходному гнезду напряжения **B** фотоусилителя. Входные гнезда мультиметра – «СОМ» и (V, Ω , Hz). На мультиметре кнопкой DC/AC установите род измеряемого тока: DC (знак AC-переменный ток- высвечивается на дисплее, знак DC- нет), предел измерений: 200мВ.

3) Фотоусилитель работает от напряжения 12 В, поэтому к сетевому источнику питания 220 В подключается через адаптер. Штекер одного конца провода, идущего от адаптера, вставьте в разъем фотоусилителя на его задней панели. Другой провод от адаптера должен с помощью вилки подключаться к источнику питания 220 В.

Фотоусилитель работает только с фотодетектором.

Подключайте фотоусилитель к розетке 220 В только при выполнении заданий с использованием фотодетектора

4) Расположите подвижную опору лазера и подвижную опору фотодиода по краям оптической скамьи, а дифракционные объекты 2 (по метке на бегунке) – на расстоянии 20-22 см от края скамьи, стержень рейтера с дифракционными объектами вставьте в бегунок относительно втулки вниз до упора.

5) С помощью винтового механизма установите фотодиод так, чтобы его окно было на оси всей установки: метка на рейтере фотодиода совпадала с серединой линейки на передвижном устройстве. Затем установите металлический экран 3 непосредственно перед фотодетектором,

6) Установка лазера.

А) Первоначально стержень рейтера лазера должен быть вставлен в бегунок вниз до упора (минимальная высота корпуса над оптической скамьей).

Б) Убедившись в том, что ключ на задней стенке лазера установлен в положение «0» (вертикальное положение = выкл.), подключите лазер к источнику питания 220 В. Затем поворотом ключа до «1» (горизонтальное положение = вкл.) включите лазер, дайте ему прогреться 5 – 10 минут.

Внимание! Не направляйте луч лазера непосредственно в глаз.

Не устанавливайте луч лазера на уровне глаз.

В) Отодвиньте стеклянную пластинку с дифракционными объектами так, чтобы луч лазера свободно проходил сквозь окно держателя и падал на экран 3. Поворачивая корпус лазера

вокруг его вертикальной оси, установите его так, чтобы луч попадал в середину (по горизонтали) экрана, а регулировкой винта в рейтере лазера добейтесь того, чтобы луч распространялся горизонтально.

7) Объект, на котором происходит дифракция, должен находиться в нижней половине стеклянной пластинки, а все дифракционные объекты (все отверстия или все диски) первоначально должны быть установлены горизонтально. Подвиньте в держателе стеклянную пластинку так, чтобы луч пересекал ее вблизи дифракционных объектов. Возможности для настройки – хорошие, если луч проходит несколько выше (до 0,5 см) линии с дифракционными объектами, плоскость пластинки вертикальна и перпендикулярна лучу, а отраженный от пластинки луч попадает в окно лазера.

8) В зависимости от того, как расположены относительно друг друга луч и линия дифракционных объектов, приподнимите корпус лазера или держатель 2. Перемещая стержень того 1 или другого 2 рейтера относительно втулки, установите луч на высоту дифракционных объектов, а затем подвиньте пластинку так, чтобы луч попал именно на нужный объект. Дополнительно можно использовать поворотное устройство на держателе 2.

Если после этих действий на экране не появится четкая дифракционная картина из равномерно распределенных темных и светлых колец, проверьте, а) полностью ли сечение пучка света перекрывает отверстие (диск), если – нет, надо стекло или держатель слегка сместить (на доли миллиметров) в нужном направлении (вверх – вниз, влево – вправо); б) падает ли луч по нормали к пластинке, если – нет, то слегка поверните пластинку вокруг ее вертикальной оси или (и) слегка наклоните стержень рейтера лазера или держателя 2.

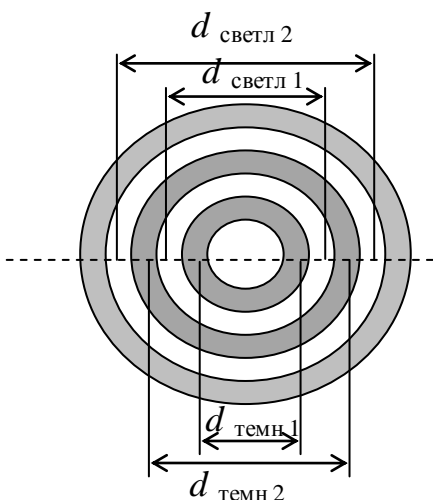
Получив на экране дифракционную картину, состоящую из темных и светлых колец, прочно закрепите с помощью винтов рейтеров положение лазера и дифракционного объекта и без необходимости не изменяйте их.

Задание 1. *Определить длину волны λ излучения лазера дифракционным методом: при дифракции света на отверстии диаметром D_1 .*

Замечание: в экспериментальной части прописной буквой **D** обозначены диаметры дифракционных объектов (отверстия и диска), а через **d** – диаметры темных и светлых колец

Получив на экране четкую дифракционную картину, приступайте к измерениям.

1) Определите расстояние L между отверстием и экраном, используя метки на бегунках рейтеров и линейку, расположенную вдоль оптической скамьи. Результат измерения L запишите в таблицу 2.



2) С помощью миллиметровой линейки измерьте, оценивая и доли миллиметра (!), диаметры темных $d_{тем.i}$ и светлых $d_{свет.i}$ колец. При этом за диаметр кольца нужно принимать длину отрезка, а) концы которого находятся на середине ширины кольца и б) прямая линия отрезка проходит через центр колец (см. рисунок). Результаты измерений занесите в таблицу 2.

Если в горизонтальном направлении картина получилась не четкая, то измерения диаметров можно произвести в другом направлении с соблюдением условий предыдущего абзаца.

Другой способ измерения диаметров колец. К экрану, прочно закрепленному на оптической скамье и в бегунке, приложите лист белой бумаги (или лист светлой миллиметровой бумаги). Не сдвигая лист, пометьте на нем остро оточенным (для повышения точности измерений) карандашом положения середин ширины темных и светлых колец. Не забывайте отмечать, какие метки соответствуют темным, а какие – светлым кольцам. Измерьте длину полученных отрезков, результаты измерений запишите в таблицу 1.

Таблица 2.

№- номера колец	$L = \dots\dots\dots$, диаметр круглого отверстия $D_I = 0,25$ мм			
	МИНИМУМЫ – темные кольца		МАКСИМУМЫ – светлые кольца	
	диаметр колец $d_{тем.i}$, мм	длина волны $\lambda_{i,мкм}$	диаметр колец $d_{свет.i}$, мм	длина волны $\lambda_{i,мкм}$
1				
2				
3				
4				

3) Из условий *минимумов* интенсивности света

$$\left\{ \begin{array}{l} D \sin\varphi_1 = 1,220 \lambda, \quad i=1; \\ D \sin\varphi_2 = 2,232 \lambda, \quad i=2; \end{array} \right.$$

$$D \sin \varphi_3 = 3,238 \lambda, \quad i=3; \quad D \sin \varphi_4 = 4,241 \lambda, \quad i=4 \quad (2)$$

и максимумов интенсивности света

$$\left\{ \begin{array}{ll} D \sin \varphi_1 = 1,638 \lambda, \quad i=1; & D \sin \varphi_2 = 2,679 \lambda, \quad i=2; \\ D \sin \varphi_3 = 3,699 \lambda, \quad i=3; & D \sin \varphi_4 = 4,710 \lambda, \quad i=4 \end{array} \right. \quad (3)$$

для разных порядков дифракции (разных номеров колец) рассчитайте длину волны λ_i .

Для определения длины волны необходимо знать значение угла дифракции φ_i . Угол дифракции φ_i связан с диаметром i -го темного или светлого кольца d_i и расстоянием L между отверстием и экраном очевидным соотношением:

$$\operatorname{tg} \varphi_i = d_i / 2L. \text{ Если } d_i < 1/3L \text{ (проверьте !), то } \sin \varphi_i \approx \operatorname{tg} \varphi_i \approx d_i / 2L$$

Поэтому, учитывая (2) и (3), длину волны можно посчитать по формулам :

$$\lambda_i = \frac{D_1 d_i}{2L p_i} \quad \text{для светлых колец (максимумов)} \quad (4)$$

$$\lambda_i = \frac{D_1 d_i}{2L k_i} \quad \text{для темных колец (минимумов)} \quad (5)$$

где i – номер соответственно светлого или темного кольца, значения коэффициентов p_i и k_i берутся из таблицы (1) (разные для разных порядков дифракции).

Обработка результатов измерений:

1) для каждого кольца, темного и светлого, рассчитайте относительную погрешность при определении длины волны λ_i данного измерения по формуле

$E_i = \Delta \lambda_i / \lambda_i = \sqrt{(\Delta D_1 / D_1)^2 + (\Delta d_i / d_i)^2 + (\Delta L / L)^2}$; Δd_i и ΔL - оцените самостоятельно в зависимости от способа измерения, ΔD_1 можно принять равным нулю.

2) Найдите среднее значение длины волны $\langle \lambda \rangle = (1/n) \sum \lambda_i$, где $n = n_{\text{темн}} + n_{\text{свет}}$ – число опытов по измерению диаметров темных и светлых колец соответственно.

3) Найдите среднее значение относительной погрешности по всем измерениям :

$E = \Delta \lambda / \langle \lambda \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_i$, а затем абсолютную погрешность при определении длины волны как $\Delta \lambda = \langle \lambda \rangle E$.

4) Оцените погрешность результатов измерений, полученных в п.3, другим способом:

$\Delta \lambda = t_{p, n-1} \sqrt{\sum_{i=1}^n (\lambda_i - \langle \lambda \rangle)^2 / n(n-1)}$, где $t_{p, n-1}$ - коэффициенты распределения Стьюдента для n измерений и доверительной вероятности $P=0,95$. Сравните результаты оценки Δd по п. 3) и по п.4).

- 5) Запишите ответ в форме: «Длина волны излучения лазера, полученная из результатов опыта по дифракции света на круглом отверстии диаметра $D_1=0.25$ мм, равна $\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \Delta \lambda =$ мкм с относительной погрешностью $E = \Delta \lambda / \langle \lambda \rangle = \dots \dots$ ».

Задание 2. Экспериментально исследовать распределение интенсивности света по дифракционной картине от круглого отверстия диаметром D_1 . Построить график распределения величины относительного напряжения, пропорционального интенсивности света. Провести сравнение с теоретическим графиком.

Подготовка установки.

- 1) Сохраните относительное расположение лазера и отверстия, при котором наблюдалась четкая дифракционная картина в процессе выполнения задания 1.

А) С помощью линейки или другого предмета отметьте высоту нахождения центра колец на экране над уровнем стола.

Б) Снимите экран вместе с его рейтером–бегунком с оптической скамьи

- 2) Перекрестие на передней пластине ФД (фотодиода) указывает положение входного окна фотодиода (0,3мм x0,3мм). Установите такую высоту передвижного устройства, на которой перекрестие (окно ФД) окажется на том же уровне над столом, что и кольца на экране (смещайте ФД вдоль вертикального стержня).

3) Поместив лист белой бумаги перед ФД, определите, где находится дифракционная картина по отношению к окну фотодиода по горизонтали.

4) С помощью винтового механизма установите окно (перекрестие) фотодиода на четвертое, не считая центральное яркое пятно, светлое кольцо, на любое – слева или справа от центра. Подправьте положение фотодиода по высоте так, чтобы горизонтальная линия перекрестия точно совпадала с линией диаметров колец. После этого прочно закрепите передвижное устройство на вертикальном стержне, а стержень – в бегунке.

5) Чтобы исключить попадание в окно фотодиода постоянной (или переменной) составляющей интенсивности света от окружающих установку источников, горизонтальную пластину на стержне установите над фотодиодом и как можно ближе к нему. Накройте эту пластину и фотодиод куском темной ткани или другого материала (прилагаются к установке) так, чтобы можно было следить за перемещением перекрестия (окна ФД) поперек дифракционной картины и чтобы не был закрыт винтовой механизм с отсчетным барабаном.

6) После того, как дифракционная картина и окно фотодиода правильно установлены для начала измерений: окно фотодиода по горизонтали – на месте четвертого светлого кольца, а по

высоте – на уровне центра колец, фотоусилитель 5 подключите через адаптер к источнику питания 220В и приступите к измерениям.

Предел измерений мультиметра сначала устанавливается на 200 мВ постоянного напряжения (кнопка DC/AC, на дисплее нет значка AC), по мере роста показаний предел смените на 2 В.

Выполнение эксперимента.

1) Координату начального положения фотодиода (на четвертом светлом кольце) примите за ноль $x_1=0$. Координату $x_1=0$ и соответствующее показание мультиметра U_1 занесите в таблицу 3. Затем, повернув барабан передвижного устройства на 50 делений, сместите фотодиод на 0,25 мм, запишите в таблицу 3: $x_2=0,25$ мм и соответствующее показание мультиметра U_2 .

2) Перемещая фотодиод с шагом 0,25 мм поперек дифракционной картины, записывайте в таблицу 3 координаты x_i положений фотодиода и соответствующие показания мультиметра U_i . Диапазон перемещений и измерений: от четвертого светлого кольца с одной стороны от центрального максимума до четвертого светлого кольца с другой от него стороны (примерно 100 точек). Следите за тем, чтобы окно фотодиода перемещалось вдоль диаметров колец, в противном случае – подправляйте высоту окна.

Напомним, что при вращении барабана по часовой стрелке ФД движется «на нас», при вращении – против часовой стрелки ФД движется «от нас».

Таблица 3

	$L = \dots\dots\dots$, диаметр круглого отверстия $D_1 = 0,25$ мм								
$x_i, \text{мм}$	0	0,25	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50	1,75	и т.д...
$U_i, \text{мВ}$									
$\frac{U_i}{U_{max}}$									

U_{max} – максимальное из всех U_i значение напряжения, соответствующее интенсивности центрального дифракционного максимума.

3) По результатам измерений постройте график распределения интенсивности света по дифракционной картине, т.е. график зависимости относительного напряжения от положения точек на дифракционной картине: $\frac{U_i}{U_{max}} = f(x_i)$. Значения $\frac{U_i}{U_{max}}$ могут отличаться на порядки, поэтому значения $\frac{U_i}{U_{max}} \ll 1$ можно отметить на графике увеличенными в 10-20 раз, провести через точки линию и указать использованное увеличение.

4) Полученный график сравните с теоретическим графиком распределения относительной интенсивности света, сделанным по формуле (1). Сделайте выводы в письменной форме.

Задание 3. Исследовать дифракционную картину, полученную при дифракции на круглом препятствии – непрозрачном диске диаметром $D_2 = 0.25$ мм. Сравнить дифракционные картины от круглого отверстия с $D_1 = 0.25$ мм и от круглого диска с $D_2 = 0.25$ мм.

1) Непрозрачные диски (темные кружочки) расположены на прозрачной половине стеклянной пластинки. Аккуратно выньте пластинку из держателя, переверните ее и вставьте в держатель так, чтобы прозрачная часть оказалась внизу.

2) Установите металлический экран опять на оптическую скамью так, чтобы расстояние L от диска (дифракционного объекта) до экрана было *точно равно* тому же расстоянию, что и при выполнении задания 1 (см. таблицу 1).

3) Используя методику настройки установки, описанную в задании 1, получите на экране систему темных и светлых колец как результат дифракции на круглом диске. Высоту лазера желательно не изменять.

4) Измерьте радиусы темных и светлых колец, оценивая при этом и доли миллиметра. Результаты измерений занесите в таблицу 4 в столбцы «Дифракция на диске».

5) В столбцы таблицы 4 «Дифракция на отверстии» перепишите соответствующие данные измерений из таблицы 2.

Таблица 4

$L = \dots\dots\dots$, диаметр непрозрачного диска $D_2 = 0,25$ мм диаметр круглого отверстия $D_1 = 0,25$ мм				
№- номера колец	МИНИМУМЫ – темные кольца		МАКСИМУМЫ – светлые кольца	
	Дифракция на диске	Дифракция на отверстии	Дифракция на диске	Дифракция на отверстии

	диаметр колец $d_{тем.i}$, мм	диаметр колец $d_{тем.i}$, мм	диаметр колец $d_{свет.i}$, мм	диаметр колец $d_{свет.i}$, мм
1				
2				
3				
4				

6) Сравните радиусы колец, углы дифракции одних и тех же порядков для двух картин от отверстия и от диска. Выводы оформите в письменной форме.

7) Свои выводы сопоставьте с содержанием теоремы Бабине (1794-1872).

Теорема Бабине – это заключение о распределении интенсивности света, дифрагированного на *дополнительных друг другу экранах*. Два препятствия – экраны называются *дополнительными экранами*, если отверстия в одном из них соответствуют точно таким же по форме, размерам и расположению непрозрачным участкам во втором, и наоборот (отверстия одного точно совпадают с непрозрачными частями другого и наоборот). В нашем случае к отверстию в непрозрачном экране (на стеклянной пластинке) дополнительным экраном будет непрозрачный диск того же диаметра, что и отверстие.

Теорема (принцип) Бабине: при фраунгоферовой дифракции на каком-либо экране интенсивность дифрагированного света в любом направлении, не совпадающем с направлением распространения первичной плоской волны, падающей на экран, должна быть такой же, как и при дифракции на дополнительном экране [3].

Задание 4. Определить размеры мелких частиц D_3 дифракционным методом.

Дифракцию от мелких частиц можно наблюдать на экране, если на пути луча лазера поставить прозрачную камеру К с частицами.

Для световой волны мелкие частицы представляют собой непрозрачные препятствия наподобие дисков диаметром D_3 . Параметры установки (L , D_3 , λ) обеспечивают для числа $m = D_3^2 / 4\lambda L$ значения много меньше единицы (проверьте!), что соответствует дифракции Фраунгофера. Дифракционное уширение при этом $l_D \sim L\lambda / D_3 \sim 1/m$ велико. Каждая из частиц, на которую попадает свет, образует свою дифракционную картину. Эти картины на экране смещены относительно друг друга незначительно, так как частицы, участвующие в дифракции света, находятся в пределах очень малого сечения пучка лазерного излучения (диаметр пучка в месте расположения дифракционных объектов около 1 мм). А так как расположение частиц

хаотично, то их дифракционные картины независимы и интенсивность отдельных картин складывается на экране арифметически. Поэтому результирующая картина становится яркой и представляет собой систему чередующихся широких темных и светлых концентрических колец.

Угол дифракции связан с диаметром D_3 частицы и длиной волны падающего света λ условиями (2) и (3):

С учетом того, что $\sin \varphi_i \approx \operatorname{tg} \varphi_i \approx d_i/2L$, где d_i – диаметр наблюдаемого на экране кольца, расчетная формула для диаметра частицы D_3 имеет вид:

$$D_{3i} = 2L\lambda \frac{p_i}{d_i} \quad \text{для светлых колец (максимумов)} \quad (6) \quad \text{и}$$

$$D_{3i} = 2L\lambda \frac{k_i}{d_i} \quad \text{для темных колец (минимумов)} \quad (7) \quad ,$$

где i – номер соответственно светлого или темного кольца, значения коэффициентов p_i и k_i берутся из таблицы (1), L – расстояние между камерой с частицами и экраном, длину волны λ излучения лазера принять равной 0,63 мкм.

Выполнение эксперимента.

1) Аккуратно выньте стеклянную пластинку с круглыми отверстиями и дисками из держателя и поместите ее в специальный конверт и затем в футляр, которые прилагаются.

2) Установите камеру К со светло желтыми частичками ликоподия, расположенными между двумя стеклянными пластинками в держатель для дифракционных объектов, который расположите на оптической скамье на расстоянии **30-50 см** от экрана.

Таблица 5

$L = \dots\dots\dots\text{м}$, длина волны $\lambda = 0,63\text{мкм}$						
№– номера колец	МИНИМУМЫ – темные кольца			МАКСИМУМЫ – светлые кольца		
	диаметр кольца $d_{\text{тем.}i}$, мм	диаметр частицы D_{3i} , мкм	$(D_{3i} - \langle D_3 \rangle)^2$ мкм ²	диаметр кольца $d_{\text{свет.}i}$, мм	диаметр частицы D_{3i} , мкм	$(D_{3i} - \langle D_3 \rangle)^2$ мкм ²
1						
2						
3						
4						

3) Перемещая камеру в держателе по горизонтали и (или) вращая поворотным устройством, добейтесь наиболее четкой дифракционной картины на экране. Дифракционную картину зарисуйте.

4) Измерьте расстояние L от камеры до экрана. Длину световой волны λ примите равной $0,63\text{мкм}$.

5) Измерьте диаметры d_i темных и светлых колец, начиная с первого темного кольца. За диаметр кольца принять диаметр его средней линии.

6) Результат измерения занесите в таблицу 5.

Обработка результатов измерений:

1) Для каждого кольца, темного и светлого, рассчитайте диаметр частиц D_{3i} по формулам (6) и (7) и относительную погрешность его определения в i -м измерении по формуле

$$E_i = \Delta D_{3i} / D_{3i} = \sqrt{(\Delta\lambda / \lambda)^2 + (\Delta d_i / d_i)^2 + (\Delta L / L)^2}$$
; Δd_i и ΔL - оцените самостоятельно в зависимости от способа измерения, $\Delta\lambda$ можно принять равным нулю.

2) Найдите среднее значение диаметра частицы $\langle D_3 \rangle = (1/n) \sum D_{3i}$, где $n = n_{\text{темн}} + n_{\text{свет}}$ - число опытов по измерению диаметров темных и светлых колец соответственно.

3) Найдите среднее значение относительной погрешности по всем измерениям :

$$E = \Delta D_3 / \langle D_3 \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_i$$
, а затем абсолютную погрешность при определении диаметра частицы как $\Delta D_3 = \langle D_3 \rangle E$.

4) Оценить погрешность результатов измерений, полученных выше в п. 3, другим способом:

$$\Delta D_3 = t_{p,n-1} \sqrt{\sum_{i=1}^n (D_{3i} - \langle D_3 \rangle)^2 / n(n-1)}$$
, где $t_{p,n-1}$ - коэффициенты распределения Стьюдента для n измерений и доверительной вероятности $P=0,95$. Сравнить результаты оценки ΔD_3 по п.3) и по п. 4).

5) Запишите ответ в форме: «Диаметр частицы, полученный из результатов опыта по дифракции света на этих частицах, равен

$D_3 = \langle D_3 \rangle \pm \Delta D_3 = \dots \dots \dots$ мкм с относительной погрешностью $E = \Delta D_3 / \langle D_3 \rangle = \dots \dots \dots$ ».

6) Сравните размер частиц D_3 с длиной волны. Длина волны $\lambda = 632,8 \text{ нм}$.

7) Докажите, что в опыте наблюдалась дифракция Фраунгофера.

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики: В 5-и кн.: Книга 4: Волны. Оптика: Учеб. пособие для втузов/И.В.Савельев. – М.: ООО «Издательство Астрель», ООО «Издательство АСТ», 2003. – 256с.: ил.
2. Иродов И.Е. Волновые процессы. Основные законы. §5.4, §5.5.: Учеб. Пособие для вузов. – М.: Лаборатория базовых знаний, 2009 -256с.
3. Литвинов О.С., Горелик В.С. Электромагнитные волны и оптика: Учеб. Пособие.- М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. – 448 с. Под ред. Л.К. Мартинсона, А.Н. Морозова
4. Матвеев А.Н. Оптика. – М.: Высшая школа, 1985. - 351с.
5. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. – М.: Изд-во «Наука», 1980. – 752 с.