

ЛАБОРАТОРНЫЙ КОМПЛЕКС. ОПИСАНИЕ.

Данный физический практикум по волновой оптике реализован на базе комплекта оборудования, разработанного на кафедре общей физики МФТИ совместно с НПФ «Эклус». Модульный принцип, лежащий в основе лабораторного комплекса, позволяет выполнять на этом оборудовании разнообразные лабораторные работы по оптике. Использование когерентного лазерного света в качестве источника делает эксперименты весьма наглядными, явно демонстрирующими сущность физического явления.

В качестве источника излучения применяется полупроводниковый лазер мощностью 6 мВт. Длина волны излучения составляет 650 нм, что соответствует красному свету. Излучатель лазера, имеющий небольшие размеры 15x15x25 мм, подключается через адаптер к сети 220 В.

Кроме полупроводникового лазера комплекс включает в себя: оптическую скамью (направляющую) длиной 93 см, держатели – *стойки*, экран со стойкой для наблюдения, плоские дифракционные голографические решетки, имеющие 50, 100 и 350 штрихов на миллиметр, бипризму Френеля, столик вращающийся, поляроиды в оправе, толстую стеклянную пластину, щели для наблюдения дифракции Френеля и Фраунгофера, линейку для измерений, магниты для крепления бумаги на экране, сетку с мелкими и средними ячейками в оправе для наблюдения дифракции, фотоприемное устройство с датчиком, экран со стойкой и оправой для короткофокусной линзы, набор короткофокусных линз,



заклученных в оправу, параметры которых приведены в таблице.

Дополнительно в состав комплекса включена *мира* –

№	Диаметр линзы, мм	Диаметр оправы, мм	Длина оправы, мм	Тип линзы
1	17	24	57	двояковыпуклая
2	25	30	33	двояковыпуклая
3	27	35	38	плосковыпуклая

заклученная в оправу прозрачная пленка с нанесенной на нее миллиметровой шкалой.

В процессе выполнения лабораторной работы принадлежности и оборудование монтируются на оптической скамье. Наблюдение ведется на экране. Элементы оптического изображения переносятся карандашом на бумагу, закрепленную на экране магнитами. В качестве альтернативного способа регистрации оптического изображения предлагается фотографировать экран, используя для этих целей разнообразные держатели. Обработка полученных изображений со снятием количественных характеристик возможна в любом графическом редакторе. Кроме того такой способ позволяет надежно документировать результаты измерений.

ТЕХНИКА БЕЗОПАСНОСТИ И ТРЕБОВАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ РАБОТ

Внимание! Лазерное излучение мощностью 6 мВт опасно для сетчатки глаза! Категорически запрещается направлять лазерный луч в глаз! Излучение, отражённое от гладких поверхностей (зеркальных, полированных и пр.), не должно попадать в глаз! Перемещение оптической скамьи, монтаж/демонтаж приспособлений на нее должны осуществляться при выключенном лазере.

Внимание! В процессе выполнения работы категорически запрещается касаться руками или посторонними предметами оптических поверхностей элементов системы: линз, призм, пластин, стекол, поляроидов и пр.

Оптические детали можно держать только за неоптические шлифованные поверхности и ребра. Перед работой оптические детали должны быть заключены в оправы и кассеты. При загрязнении наружных поверхностей оптических систем следует протереть их мягкой чистой тряпочкой.

Используя оптический прибор, необходимо оберегать его от толчков, ударов, падений. Запрещается прилагать значительные усилия при работе с оптическими деталями.

При обнаружении каких-либо неисправностей необходимо обратиться к преподавателю.

Лабораторная работа ОК-3

ДИФРАКЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЩЕЛИ

Цель работы: Изучение областей дифракции – геометрической оптики, Френеля и Фраунгофера на щели, измерение ширины щели методом геометрической оптики и по дифракционной картине.

Теория

Дифракция – это рассеяние электромагнитной волны на препятствиях, не описываемое законами геометрической оптики. Дифракцией принято в оптике называть рассеяние на объектах, размеры которых сравнимы или больше длины волны излучения.

Приближённый анализ дифракции. Точное пространственное распределение дифрагировавшего излучения получают при решении уравнений Максвелла с граничными условиями на поверхности рассеивателя (щели, решётки, антенны). Качественно правильное описание многих дифракционных явлений даёт сочетание двух приближённых положений: граничного условия Кирхгофа и принципа Гюйгенса-Френеля.

Граничное условие Кирхгофа описывает световое поле на поверхности непрозрачного экрана с отверстиями, освещаемого с одной стороны: на неосвещаемых поверхностях экрана поле принимается равным нулю, а в раскрыве отверстия – равным полю падающей волны, т.е. известным. Условие Кирхгофа противоречиво. Разрыв волнового поля на краях отверстия противоречит уравнениям Максвелла, дифференциальным уравнениям второго порядка. Поэтому реальное поле в области непрозрачного экрана, примыкающей к отверстию, не равно нулю, а на отверстии вблизи его границы не совпадает с падающим полем.

Принцип Гюйгенса-Френеля: каждый элемент пространства, которого достигла в данный момент волна, является источником вторичных расходящихся сферических волн (Гюйгенс, 1678). Эти вторичные волны когерентны, поскольку возбуждаются одним и тем же первичным источником, поэтому при дальнейшем

распространении они интерферируют и тем самым создают результирующее поле (Френель, 1815).

Погрешность обоих приближений, и условия Кирхгофа, и принципа Гюйгенса-Френеля, мала в том случае, когда размеры отверстий и непрозрачных участков между ними велики по сравнению с длиной волны излучения. Однако для малых препятствий, сравнимых с длиной волны, приближение Гюйгенса-Френеля даёт большую погрешность в угловом распределении рассеянного пучка. По этой причине рассеяние на ультрамалых частицах, например, в атмосферной оптике, называют именно рассеянием, а не дифракцией.

Области дифракции. Дифракционные явления принято классифицировать в зависимости от расстояния между рассеивателем и точкой наблюдения. Пусть на рассеиватель, например, непрозрачный плоский экран AB с отверстием, нормально падает плоская волна, волновой фронт которой соответственно параллелен плоскости экрана (Рис. 1а).

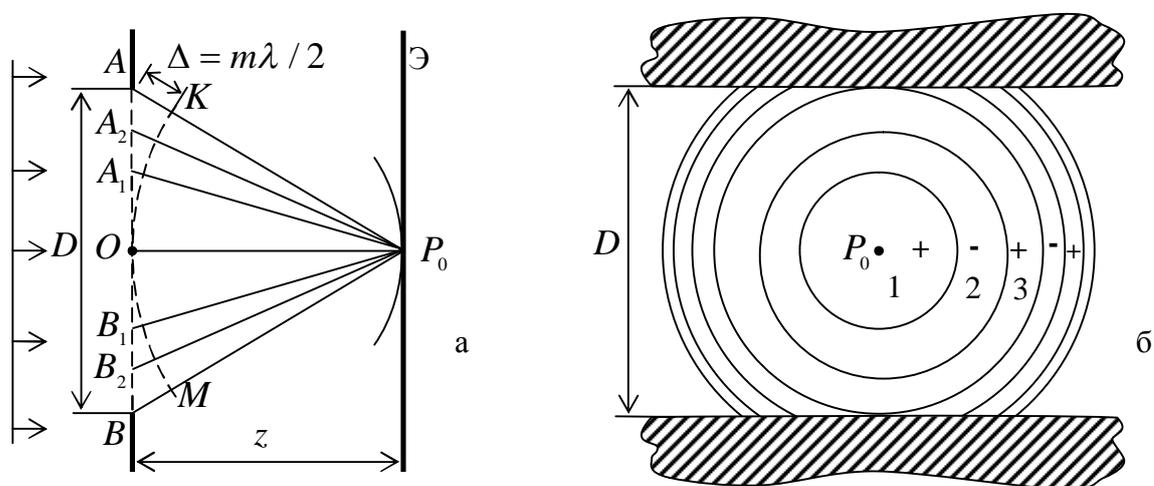


Рис. 1

Если непосредственно за рассеивателем установить второй экран \mathcal{E} для наблюдения распределения освещённости, то на нём будет достаточно равномерно освещённое пятно, повторяющее форму отверстия. Это область *геометрической оптики*. Можно приближённо считать, что волна, упавшая на отверстие рассеивателя, продолжает и за решёткой распространяться в том же направлении, по прямой.

Однако при дальнейшем смещении экрана от отверстия освещённое пятно будет, во-первых, расширяться, во-вторых, в распределении освещённости на экране появятся дополнительные максимумы и минимумы. С точки зрения интерференции, это означает, что сферические волны, пришедшие на экран от разных точек отверстия, могут находиться как в фазе, так и в противофазе. Это область *дифракции Френеля*. В этой области по мере удаления экрана от отверстия распределение освещённости меняется особенно быстро.

Наконец, при большом расстоянии от решётки, «на бесконечности», форма распределения освещённости на экране по мере его удаления практически не меняется, только размер дифракционной картины увеличивается пропорционально расстоянию от решётки. Это *область дифракции Фраунгофера*.

Зоны Френеля. В соответствии с граничным условием Кирхгофа примем поле на непрозрачных участках экрана равным нулю, а в раскрыве отверстия – равным полю падающей волны. Плоский волновой фронт совпадает с плоскостью отверстия (щели), следовательно, поля во всех точках щели синфазны. Однако до точки наблюдения P_0 , расположенной на оси (Рис. 1а), вторичные сферические волны от разных точек отверстия проходят разное расстояние, поэтому между волнами в точке P_0 будут сдвиги фазы. На рис. 1а показана сферическая волна, пришедшая в точку P_0 из осевой точки O . Разобьём поверхность AB вторичных источников на участки, у которых на границах длина хода лучей до точки P_0 меняется на $\lambda / 2$. Такие участки называются *зонами Френеля*. На рис. 1а показана сфера $МОК$ радиусом OP_0 , равным длине осевого луча. Длины лучей A_1P_0 и B_1P_0 равны $OP_0 + \lambda / 2$, длины лучей A_2P_0 и B_2P_0 равны $OP_0 + 2 \cdot \lambda / 2$, длины лучей AP_0 и BP_0 равны $OP_0 + 3 \cdot \lambda / 2$.

Поля вторичных волн, пришедшие в точку P_0 из соседних зон Френеля, находятся в противофазе и компенсируют друг друга, однако не полностью, а частично, т.к. чем больше расстояние, пройденное волной до точки P_0 , тем меньше её амплитуда. Поэтому основной вклад в результирующее поле в точке P_0 даёт вклад зона Френеля, наименее удалённая от точки наблюдения, в данном случае

центральная (первая) зона A_1OB_1 . На рис. 1б зоны Френеля, синфазные с центральной зоной, показаны со знаком плюс, а находящиеся в противофазе к этим зонам – со знаком минус. Напряжённость результирующего поля в точке P_0

$$E(P_0) = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + E_5 + \dots, \quad (1)$$

где E_1, E_2, E_3, \dots – амплитуды полей от соответствующих зон Френеля в точке наблюдения P_0 . На рис. 1б вклад 4-го, 5-го и последующих колец в поле в точке P_0 дополнительно ослаблен потому, что эти кольца частично закрыты непрозрачным экраном.

Количество зон Френеля m , укладывающихся на половине ширины отверстия, называемое также *числом Френеля*, определяется разностью хода Δ между крайним и осевым лучами AP_0 и OP_0

$$\begin{aligned} \Delta = AP_0 - OP_0 &= \sqrt{z^2 + (D/2)^2} - z = m \frac{\lambda}{2}; \\ m &= \frac{\Delta}{\lambda/2} = \frac{2(\sqrt{z^2 + (D/2)^2} - z)}{\lambda} \end{aligned} \quad (1)$$

На рис. 1а $m=3$.

Если $z \gg D$, квадратный корень можно разложить в ряд

$$\sqrt{z^2 + (D/2)^2} = z\sqrt{1 + (D/2z)^2} \approx z\left(1 + \frac{1}{2}(D/2z)^2\right)$$

Тогда число Френеля в (1)

$$m \approx \frac{D^2}{4\lambda z} \quad (2)$$

Если переместить точку наблюдения P_0 , то вместе с ней переместится и система зон Френеля. Например, если переместить P_0 , от середины щели (Рис. 1б), вверх к её краю, то непрозрачным экраном будет перекрыта часть 3-го кольца, поле которого находится в фазе с полем первой зоны Френеля, поэтому поле в этой точке будет меньше поля в середине щели. При последующем движении точки P_0 вверх будет частично перекрыта 2-я зона, поле которой в противофазе с полем 1-й зоны. Следовательно, суммарное поле немного возрастет. Таким обра-

зом, при смещении точки наблюдения поперёк щели центральный максимум поля сменится минимумом, а затем опять максимумом. При $m = 3$ в раскрыве щели будет наблюдаться два минимума, т.е. $m - 1$. Это общее правило для нечётного числа зон Френеля.

Рассмотрим теперь, как меняется число Френеля m и картина дифракции по мере перемещения экрана Э от щели. Пусть вначале экран расположен непосредственно за щелью на малом расстоянии $z \rightarrow 0$ (Рис. 2а). Длина волны лазера, используемого в эксперименте, равна $\lambda = 650$ нм (излучение красного цвета). Ширина щели D , которую необходимо определить в измерениях, наблюдается визуально, следовательно, составляет величину порядка 1 мм. Тогда число Френеля (1) равно $m = D/2\lambda \gg 1$.

На рис. 2б показано наблюдаемое в этом случае на экране распределение интенсивности (освещённости), пропорциональной квадрату напряжённости электрического поля волны, вдоль линии AB .

Видно, что это распределение «повторяет» распределение интенсивности в раскрыве щели: оно достаточно равномерное и имеет примерно ту же ширину. Это область геометрической оптики.

Используя зоны Френеля, объясним как подобие, так и отличия наблюдаемого распределения от равномерного распределения на щели. Рассмотрим последовательно

три положения точки наблюдения на экране: осевую точку P_0 , точку P_1 между осью и краем щели, и точку P_2 на краю щели (Рис. 2а).

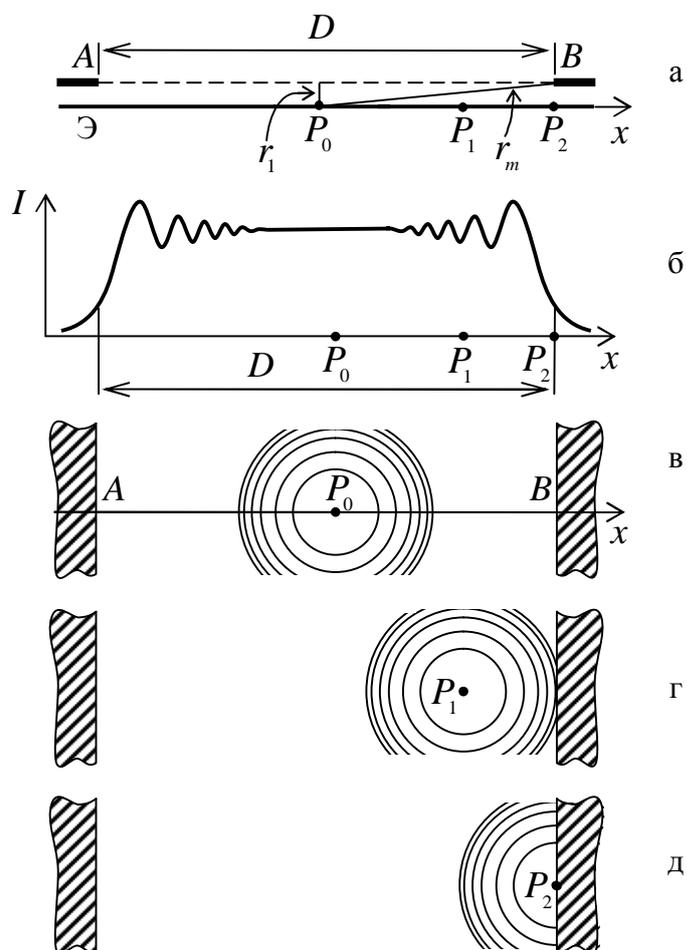


Рис. 2

Расстояние r_1 точки P_0 от центра щели намного меньше расстояния r_m до края щели. Это означает, что вклад первой зоны Френеля в поле в точке P_0 намного больше вклада высшей m -ой зоны Френеля. Поэтому на рис. 2в,г,д нарисованы только несколько низших зон Френеля, дающих основной вклад в поле в точке наблюдения P_0 , P_1 или P_2 . При небольшом смещении точки наблюдения влево или вправо от P_0 только высшие зоны Френеля будут частично или полностью затеняться щелью, но на суммарное поле в точке наблюдения это практически влиять не будет. Этим и объясняется равномерное распределение интенсивности в центральной части экрана наблюдения.

Однако когда точка наблюдения смещается ближе к краю щели (положение P_1), будут затеняться зоны Френеля, дающие заметный вклад в результирующее поле в точке наблюдения. Это приведёт к увеличению амплитуды колебаний результирующего поля, поскольку поля соседних зон находятся в противофазе (Рис. 2г). Смена минимума на максимум означает исчезновение или значительное затенение одной зоны Френеля. У края щели ширина периода осцилляций интенсивности вдоль x в несколько раз больше, чем в приосевой области (Рис. 2б). Это объясняется тем, что ширина колец низших зон соответственно больше ширины колец высших зон.

В точке наблюдения P_2 затенена половина всех зон Френеля, поэтому суммарное поле в этой точке примерно вдвое меньше поля в точке P_0 , соответственно, интенсивность вчетверо меньше (Рис. 2д). При дальнейшем смещении точки наблюдения в область тени освещённость не обращается в ноль, а плавно уменьшается, т.к. затенённых точек наблюдения достигают сферические волны, исходящие от освещённых точек щели.

Если продолжать удалять экран наблюдения от щели, то, согласно (1), число зон Френеля будет уменьшаться, соответственно период осцилляций интенсивности в направлении x , перпендикулярном образующей щели, будет увеличиваться. Периодические колебания интенсивности, в отличие от рис. 2б, будут наблюдаться на всей ширине распределения $I(x)$. Это область дифракции Френеля, соответ-

ствующая числу Френеля в несколько единиц $m > 1$. Соответственно, амплитуда колебаний интенсивности больше, чем в области геометрической оптики, поскольку каждая из нескольких зон Френеля даёт заметный вклад в результирующее поле.

Дифракция Фраунгофера

Чем дальше точка P_0 от отверстия AB , тем меньше угол наклона лучей AP_0 и BP_0 к осевому лучу OP_0 , тем меньше разности хода лучей $AP_0 - OP_0$, $BP_0 - OP_0$ (Рис. 3). В пределе, когда точка P_0 удаляется в бесконечность, $OP_0 \equiv z \rightarrow \infty$, точнее, $z \gg D$, угол между лучами стремится к нулю, т.е. пучок лучей AP_0, OP_0, BP_0 всё меньше отличается от параллельного пучка AA', OP_0, BB' , а разности хода $AP_0 - OP_0$, $BP_0 - OP_0$ стремятся к нулю.

Соответственно и число Френеля $m = \Delta / (\lambda / 2) \ll 1$.

Минимальное расстояние z_{\min} , для которого выполняется условие

$$\frac{D^2}{4\lambda z} < 1; \quad z_{\min} > \frac{D^2}{4\lambda} \quad (3)$$

считается границей дальней зоны, т.е. дифракции Фраунгофера. В дальней зоне разность фаз сферических волн, приходящих в осевую точку наблюдения P_0 от всех точек отверстия, стремится к нулю. Поэтому на оси всегда наблюдается мак-

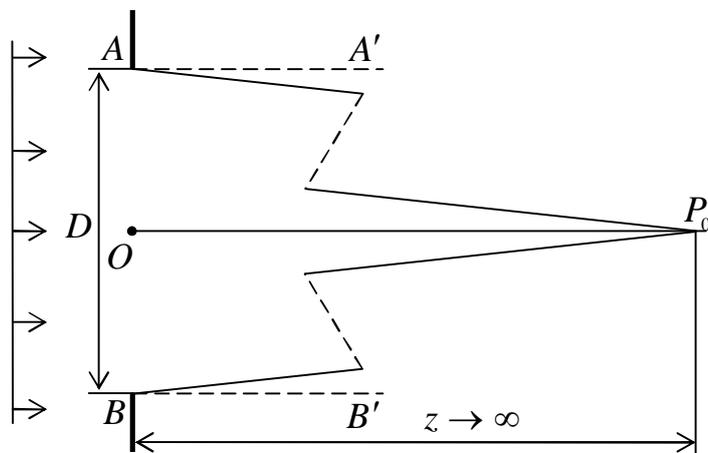


Рис. 3

симум интенсивности поля.

Однако если точка наблюдения смещается от оси, то разность хода от разных точек щели может превышать $\lambda / 2$, поэтому в дифракционной картине наблюдаются минимумы. Точный расчёт дифракционного распределения интенсивности от щели в зоне Фраунгофера показывает, что поле в этих минимумах равно нулю. А это возможно только в том случае, когда поле от одной половины шири-

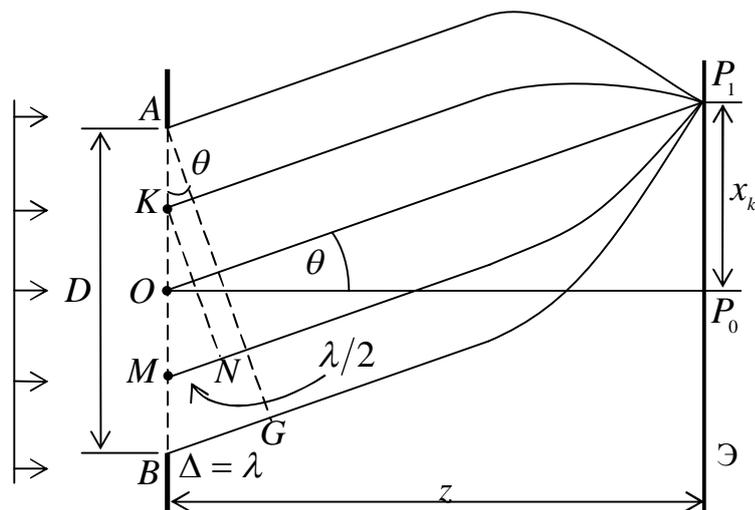


Рис. 4

ны щели точно компенсируется полем от второй половины. Для доказательства рассмотрим точку наблюдения P_1 , лежащую вне оси на большом вдоль оси расстоянии от щели, $z \gg D$. Расстояния от точек щели до точки наблюдения показаны кривыми линиями только потому, что на рисунке ограниченного размера невозможно одновременно изобразить конечный размер щели и намного большее расстояние между щелью и экраном (Рис. 4). Пусть разность хода Δ между крайними лучами AP_1 и BP_1 от щели в точку наблюдения P_1 равна или кратна λ . Тогда из подобия треугольников ABG и MKN следует, что разность хода MN между лучами MP_1 и KP_1 из середин двух половин щели равна $\lambda / 2$, т.е. поля этих половин находятся в противофазе. Амплитуды результирующих полей от каждой половины в точке P_1 равны, поскольку практически равны длины хода волн KP_1 и MP_1 : разность хода $\lambda / 2$ намного порядков меньше длины хода. Следовательно, результирующее поле в точке P_1 равно нулю. Аналогично можно показать равенство нулю результирующего поля, когда Δ кратна λ .

Таким образом, условие минимумов в картине дифракции Фраунгофера на щели

$$BG \equiv \Delta = D \sin \theta = k\lambda; \quad k = \pm 1, \pm 2 \dots \quad (4)$$

или, при малых углах дифракции,

$$D \sin \theta \approx D \frac{x_k}{z} = k\lambda; \quad k = \pm 1, \pm 2 \dots \quad (5)$$

откуда получаем координаты дифракционных нулей на экране

$$x_k = k \frac{z\lambda}{D}; \quad k = \pm 1, \pm 2 \dots \quad (6)$$

Отрицательные значения k соответствуют углам дифракции, отсчитываемым вниз от оптической оси.

Расстояние между ближайшими к оси нулями при $k = \pm 1$ считают шириной главного дифракционного максимума.

В приближении малых углов дифракции расстояния между соседними нулями по одну сторону от главного максимума постоянно:

$$\Delta x_{k,k+1} = x_{k+1} - x_k = \frac{z\lambda}{D} \quad (7)$$

По измеренному расстоянию между нулями можно определить ширину щели

$$D = \frac{z\lambda}{\Delta x_{k,k+1}} \quad (8)$$

Описание экспериментальной установки

В работе используется полупроводниковый лазер с длиной волны 650 нм, направляющая (оптическая скамья), набор стоек, две щели разной ширины, прозрачная измерительная сетка (мира) с ценой деления 1 мм, кассета для слайдов, короткофокусная собирающая линза Л, экран Э наблюдения, линейка.

Все стойки с оптическими элементами размещаются на направляющей, её вид сверху показан на рис. 5. Номерами 1-5, 7 обозначены отверстия для крепления стоек, 6 – длинный паз для крепления перемещающейся стойки.

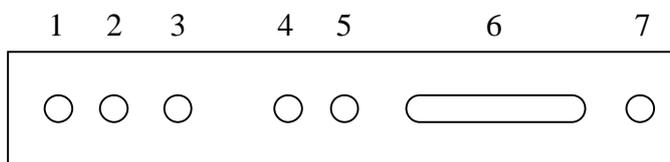


Рис. 5

Внимание, перед выполнением лабораторной работы следует ознакомиться с разделом «Техника безопасности и требования к выполнению работ» и получить разрешение преподавателя на выполнение работы.

Задание к работе

Измерение ширины щели методом геометрической оптики

1. Установить лазер на стойке в положение 7 направляющей. Экран Э установить в положение 1. На экране закрепить лист миллиметровой бумаги. Ослабить винт крепления лазера в оправе и вращением лазера вокруг оптической оси сориентировать область свечения, светящуюся щель, по вертикали. Снова зафиксировать винт крепления лазера. Поставить линзу Л на стойке в паз 6 направляющей в крайнее дальнее положение от лазера. Направить линзу к лазеру. Зафиксировать стойку на направляющей. Стойку с бумажными вставками поставить в паз 6, поместить между вставками слайд-кассету с измерительной миной.

2. Перемещая стойку с миной вдоль паза, получить на экране резкое изображение миры. Зафиксировать стойку с кассетой. Теперь система «мира-линза-экран» представляет собой проекционную систему с постоянным линейным увеличением.

3. Трижды измерить на экране период b между изображениями штрихов (Рис. 6). Для этого карандашом наметить соответственные границы штрихов, левые или правые. Переместить бумагу, снова наметить границы штрихов. Найти среднее значение \bar{b} . Зная цену деления миры $c = 1$ мм, определить линейное увеличение линзы V по формуле

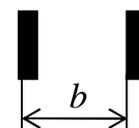


Рис. 6

$$V = \bar{b} / c \quad (9)$$

Более точный вариант измерения размера: сфотографировать изображение сетки на миллиметровой бумаге. Предварительно поворотом вокруг оптической оси или

кассеты с мирой, или миллиметровой бумаги добейтесь параллельности штрихов миры и линий миллиметровки.

4. Поставить в кассету узкую щель вместо миры. На экране должно наблюдаться резкое изображение щели с равномерным распределением освещённости изображения по горизонтали. Поворотом миллиметровой бумаги на экране совместить линию на бумаге с резким краем изображения щели. Измерить ширину изображения D' щели на экране. Измерения, как и в п.3, можно проводить двумя способами. Во-первых, карандашом наметить границы изображения (трижды). Рассчитать среднее значение ширины \bar{D}' . Во-вторых, можно сфотографировать изображение.

5. Рассчитать ширину щели D , используя линейное увеличение линзы (9), по формуле

$$D = \bar{D}' / V \quad (10)$$

6. Поставить в кассету широкую щель вместо узкой. Повторить измерения и расчёты пп. 4 и 5.

7. Карандашом отметить на направляющей положение стойки со щелью, соответствующее резкому изображению щели.

Наблюдение области геометрической оптики и дифракции Френеля

Если расстояние от линзы до изображения (задний отрезок) постоянно, то постоянно и расстояние от предмета до линзы (передний отрезок). Поэтому, если щель удалять от линзы, с предметной плоскостью линзы будет совмещаться картина дифракции на щели, которую линза с постоянным увеличением перенесёт на экран.

8. Освободить фиксирующий винт стойки щели. Плавно перемещая стойку от линзы к лазеру, получить $N = 8$ тёмных вертикальных полос в пределах щели. Карандашом отметить на направляющей положение стойки. Измерить расстояние z между текущим положением стойки и положением в п. 7 Задания.

9. Рассчитать число Френеля m по формуле (2). Эту приближённую формулу допустимо использовать, т.к. $z > 10$ мм, а $D < 1$ мм, т.е. $z \gg D$.

10. Плавно перемещая стойку со щелью дальше от линзы, повторить измерения и расчёты пп. 8 и 9 для $N = 6; 4$ и 2.
11. Построить график зависимости $m - 1$ от $N = 2; 4; 6; 8$. Проверить, подтверждается ли предположение, что $N = m - 1$

Наблюдение дифракции Фраунгофера на щели.

12. Установить стойку со щелью в положение, ближайшее к лазеру. Убрать линзу.
13. По (2) рассчитать границу области дифракции Фраунгофера - расстояние z_{\min} между щелью и экраном, для которого число Френеля $m = D^2 / 4\lambda z_{\min} = 1$.
14. Установить экран на расстоянии z , превышающем z_{\min} . Можно лист миллиметровой бумаги закрепить на стене. Измерьте расстояние z между щелью и экраном наблюдения.
15. На листе бумаги карандашом обозначить положение нулей дифракционной картины, особо отметив нули, соседние с центральным дифракционным максимумом. Сдвигая лист бумаги, зарисуйте трижды положение нулей. Найдите среднее расстояние между нулями Δx . Для уменьшения относительной погрешности измеряйте расстояние между большим числом нулей $\Delta x_{k,k+M}$, где, например, равно 10. Тогда расстояние между соседними нулями $\Delta x_{k,k+1} = \Delta x_{k,k+M} / (M - 1)$
16. По формулам (7), (8) рассчитайте ширину щели D . Сравните со значением ширины, измеренным в п. 5.
17. Повторить пп. 13-17 с другой щелью.

Контрольные вопросы

1. Что такое дифракция?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Сформулируйте граничное условие Кирхгофа для дифракции электромагнитной волны.
4. Почему граничное условие Кирхгофа является приближённым?

5. Назовите характерные области дифракции в зависимости от расстояния между рассеивателем и плоскостью наблюдения.
6. Каким областям дифракции соответствуют значения числа Френеля: 1) $m \ll 1$; 2) $m > 1$; 3) $m \gg 1$?
7. В какой области дифракции распределение освещённости в плоскости наблюдения, перпендикулярной оси распространения светового пучка, практически совпадает с распределением освещённости в плоскости рассеивателя?
8. На примере числа Френеля $m = 3$ объясните, почему при смещении точки наблюдения от середины щели к краю будет наблюдаться $m - 1$ тёмных полос в распределении освещённости щели.
9. В какой области дифракции распределение форма распределения освещённости в плоскости наблюдения практически не зависит от расстояния до рассеивателя?
10. Почему в области геометрической оптики в центре плоскости наблюдения распределение освещённости практически равномерное, как и на рассеивателе?
11. С чем связаны пространственные колебания освещённости в плоскости наблюдения?
12. Почему в области геометрической оптики ближе к краям освещённой области увеличивается амплитуда колебаний освещённости?
13. Почему в области геометрической оптики освещённость плоскости наблюдения на краю освещённой области убывает постепенно?
14. Почему в области дифракции Фраунгофера на оси пучка всегда наблюдается максимум освещённости?
15. Почему в области дифракции Фраунгофера от равномерно освещённой щели в плоскости наблюдения имеются нули освещённости?

Литература

1. Вводное занятие, часть 2, «Обработка результатов измерений». - Механика и термодинамика: Лабораторный практикум по физике. - Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2015 – 79с.

2. Сарина М.П. Колебания, волны, оптика: учеб. пособие. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2015. – Ч. 2. Оптика. – 116с.
3. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5-и тт. Том 4. Волны. Оптика [Электронный ресурс]: учебное пособие / И.В. Савельев. – Электрон. дан. – Санкт-Петербург: Лань, 2011. – 256с. – Режим доступа: <https://e.lanbook.com/book/707>.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 4. Оптика [Электронный ресурс]: учебное пособие / Д.В. Сивухин. – Электрон. дан. – Москва : Физматлит, 2002. – 792с. – Режим доступа: <https://e.lanbook.com/book/2314>.