

Министерство образования и науки Российской Федерации

Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники (ТУСУР)

Кафедра физики

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ**

**РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСВЕЩЁННОСТИ**

**ПРИ ДИФРАКЦИИ ОТ ЩЕЛИ**

Руководство к лабораторной работе по физике  
для студентов всех специальностей

2010

5.7 Каковы причины несоответствия экспериментально определённого отношения  $I_0 : I_1 : I_2$  с теоретически предсказанным отношением  $1 : 0,047 : 0,017$ ?

## 6 РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 6.1 Г.С. Ландсберг. Оптика. – М.: Наука, 1976, с. 172 – 179.
- 6.2 Н.И. Калитиевский. Волновая оптика. – М.: Высшая школа, 1978, с. 228 – 235.
- 6.3 Н.М. Годжаев. Оптика. – М.: Высшая школа, 1977, с. 43.
- 6.4 В.А. Мухачев, А. Л. Магазинников. Оценка погрешностей измерений. Методические указания для студентов всех специальностей. - Томск:ТУСУР,2009, с. 24.

4.13 Найти среднее значение темнового тока  $i_0 = \frac{i_0' + i_0''}{2}$ .

Из каждого значения фототока вычесть  $i_0$ .

4.14 Результаты измерений оформить в виде таблицы.

4.15 По данным таблицы построить график зависимости освещённости от расстояния от центра картины.

4.16 Рассчитать относительную интенсивность дифракционных максимумов, приняв интенсивность центрального максимума за единицу. Сравнить полученное отношение с выражением (1.11).

4.17 Определить ширину щели, воспользовавшись данными построенного графика и формулами, приведёнными в теоретической части.

## 5 КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

5.1 Какой тип дифракции – Френеля или Фраунгофера реализуется в данной работе?

5.2 Как изменится картина распределения интенсивности при дифракции от щели, если уменьшить ширину щели?

5.3 Почему интенсивность в максимумах убывает с увеличением номера максимума?

5.4 Почему экспериментально определяются только относительные интенсивности дифракционных максимумов, а не их абсолютные значения?

5.5 Для чего рекомендуется закрывать светоприёмное окно фотоспротивления перед каждым отсчётом чёрной бумагой?

5.6 Как будут меняться результаты эксперимента при приближении фотоспротивления к щели?

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР)

Кафедра физики

УТВЕРЖДАЮ  
зав. кафедрой физики  
\_\_\_\_\_ Окс Е. М.  
« \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2010г.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСВЕЩЁННОСТИ ПРИ ДИФРАКЦИИ ОТ ЩЕЛИ

Руководство к лабораторной работе по физике  
для студентов всех специальностей

Разработчики: доцент каф. физики  
\_\_\_\_\_ Л.В. Орловская  
« \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2010  
ассистент каф. физики  
\_\_\_\_\_ А.В. Орловская  
« \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2010

2010

## ВВЕДЕНИЕ

Дифракцией называется совокупность явлений, возникающих при распространении света в неоднородной среде, в которой могут находиться непрозрачные экраны или области пространства со сравнительно резкими изменениями показателя преломления.

В зависимости от схемы наблюдения дифракционные явления условно разделяют на дифракцию Френеля и дифракцию Фраунгофера. Дифракция Френеля наблюдается в расходящихся пучках лучей, когда на пути фронта световой волны располагается непрозрачный экран, частично перекрывающий этот фронт. Дифракция Фраунгофера наблюдается в параллельных лучах.

Целью настоящей работы является ознакомление с дифракцией Фраунгофера от щели и экспериментальное исследование распределения освещённости в дифракционной картине. В качестве источника света используется гелий-неоновый лазер.

## 1 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от щели. Пусть монохроматическая плоская волна падает на щель шириной  $b$  (рис. 1.1). Каждая точка волнового фронта, достигшего щели, согласно принципу Гюйгенса, является источником вторичных волн. Эти волны называются дифрагированными, а углы, образованные соответствующими им лучами с первоначальным направлением световой волны, называются углами дифракции. Дифрагирующие под разными углами лучи света собираются линзой в соответствующие точки

будут представлять собой вертикальные чёрточки, разделённые минимумами.

4.4 Установить ширину щели такой, чтобы расстояние между правым и левым максимумами второго порядка составляло 30 – 40мм, причём нулевой максимум должен приходиться на центр шкалы экрана.

4.5 Установить на оптической скамье перед экраном держатель с фотоспротивлением таким образом, чтобы светоприёмное окно было на одном уровне с дифракционной картиной.

4.6 Включить блок регистрации фототока, для чего установить переключатель «РЕГ. ТОКА» в положение «x50», а затем включить тумблер «СЕТЬ».

4.7 Подключить к гнездам «НАГР.» фотоспротивление.

4.8 Измерить величину темнового тока  $i'_0$ , для чего закрыть светоприёмное окно чёрной бумагой и, увеличивая чувствительность микроамперметра переключателем «РЕГ. ТОКА», снять отсчёт по шкале микроамперметра.

4.9 Заглубить шкалу микроамперметра, для чего возвратить переключатель «РЕГ. ТОКА» в положение «x50».

4.10 Открыть светоприёмное окно фотоспротивления. Вращая микровинт, переместить фотоспротивление в зону центрального максимума. Найти точку максимума по наибольшему отклонению стрелки микроамперметра.

4.11 Перемещая фотоспротивление вдоль дифракционной картины с шагом 0,25мм поворотом микровинта на четверть оборота, измерить зависимость силы фототока от расстояния от центрального максимума вправо и влево.

4.12 Закончив измерения, закрыть окно фотоспротивления и проверить значение темнового тока  $i''_0$ .

Установка состоит из гелий-неонового лазера, рамки со щелью, укрепленной в держателе, экрана, фотосопротивления, помещенного в светонепроницаемый кожух, укрепленный на перемещающемся в трёх плоскостях столике, блока регистрации фототока. Все детали установки, кроме блока регистрации, располагаются на оптической скамье, на которой имеется шкала с миллиметровыми делениями.

### 3 ЗАДАНИЕ

3.1 Измерить распределение освещённости вдоль дифракционной картины.

3.2 Построить график зависимости освещённости от координаты.

3.3 Рассчитать относительную интенсивность дифракционных максимумов.

3.4 Определить ширину щели.

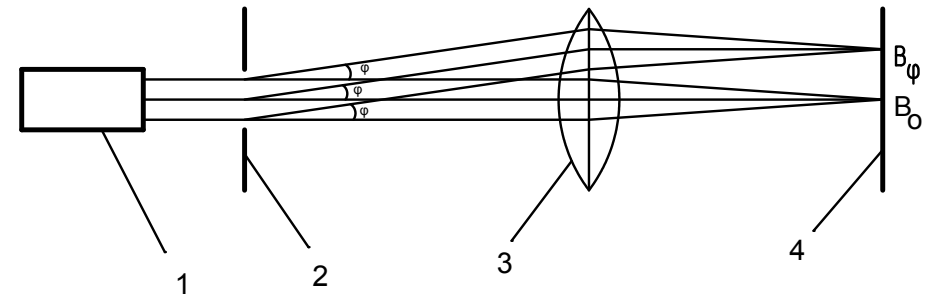
### 4 ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

4.1 Включить лазер. Для этого производится включение тумблера «СЕТЬ» на панели блока питания.

4.2 Установить экран в конце оптической скамьи перпендикулярно оси лазерного луча, который должен при этом попадать точно в центр экрана.

4.3 На расстоянии 1,0м от экрана установить оправу со щелью. На экране должна появиться дифракционная картина. Поскольку поперечное сечение пучка падающих лучей невелико, дифракционные максимумы

В $\varphi$  экрана, расположенного в фокальной плоскости линзы. Недифрагирующие лучи соберутся в точке В $_0$ .



1 – лазер, 2 – щель, 3 – линза, 4 – экран.

Рисунок 1.1 – Схема наблюдения дифракции Фраунгофера от щели

Для нахождения распределения освещённости на экране можно использовать два метода – графический и аналитический.

Для аналитического расчёта интенсивности света, распространяющегося по разным направлениям за щелью, мысленно разобьем щель на элементарные полоски шириной  $dx$  и запишем выражение для волны, посылаемой одним таким участком в направлении  $\varphi$ , а затем просуммируем действие всех участков. Амплитуда волны  $dA$ , обусловленной каждой полоской, пропорциональна её ширине, т.е. равна  $Cdx$ . Множитель  $C$  определится из условия, что по направлению  $\varphi = 0$  амплитуда волны, посылаемой всей щелью, равна  $A_0$

$$A_0 = \int_0^b C dx = Cb. \quad (1.1)$$

Из (1.1) получаем, что  $C = A_0/b$ . Следовательно, волна, излучаемая каждой полоской шириной  $dx$  в плоскости щели определяется выражением

$$dE_0 = \frac{A_0}{b} dx \cos(\omega t), \quad (1.2)$$

где  $A_0$  – амплитуда волны, посылаемая всей щелью;  
 $\omega$  – угловая частота, связанная с длиной волны  $\lambda$   
 соотношением  $\omega = 2\pi c/\lambda$ .

Для нахождения результирующей амплитуды в точке Вф экрана, определяемой углом дифракции  $\varphi$  (см. рис. 1.1), необходимо знать распределение фаз всех колебаний, приходящих в эту точку. Поскольку линза не вносит дополнительной разности хода, то распределение фаз в точке Вф будет таким же, как в плоскости КД, образующей с плоскостью щели угол  $\varphi$  (рис.1.2).

Рассмотрим элементарную полоску, расположенную на расстоянии  $x$  от точки К. Волна, посылаемая этой полоской, отстаёт по фазе от волны, излучаемой полоской шириной  $dx$ , расположенной у точки К на величину равную

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta, \quad (1.3)$$

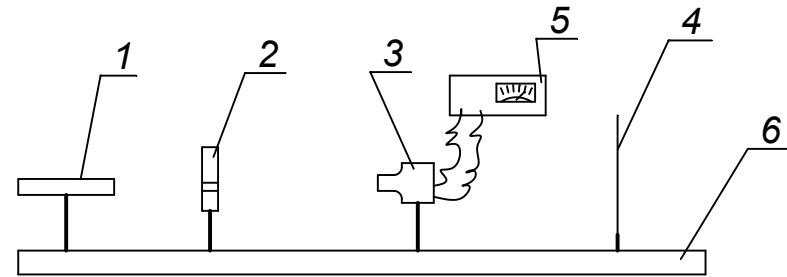
где  $\Delta$  – разность хода лучей, равная  $NP$ .

Следовательно, полоска  $dx$ , расположенная у точки N, посылает в направлении  $\varphi$  волну, характеризующуюся выражением

Если ширина щели значительно меньше, чем расстояние от щели до экрана, дифракция Фраунгофера будет иметь место и в отсутствии линзы между щелью и экраном. В этом случае лучи, идущие от краёв щели, будут практически параллельными, так что все полученные выше результаты, в частности, соотношения (1.11) остаются справедливыми. Именно эта схема реализована в данной работе.

## 2 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для экспериментального исследования распределения освещённости при дифракции от щели собирается установка по схеме, изображённой на рисунке 2.1.



1 – лазер, 2 – рамка со щелью, 3 – фотосопротивление,  
 4 – экран, 5 – блок регистрации фототока, 6 – оптическая скамья.

Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки

Распределение освещённости при дифракции плоской волны от щели показано на рис. 1.3.

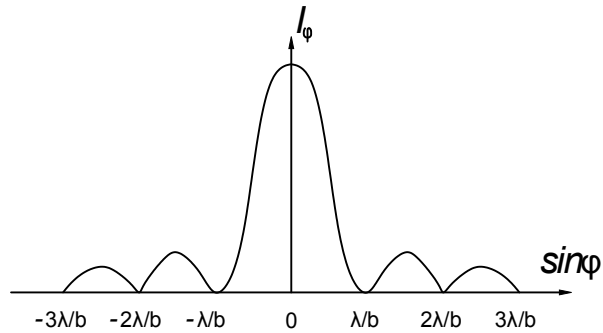
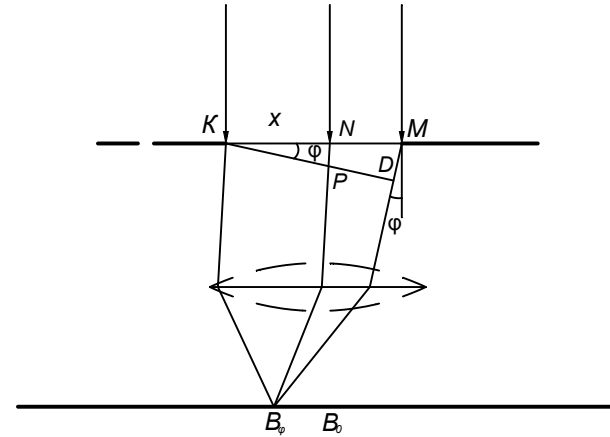


Рисунок 1.3 – Зависимость интенсивности от направления при дифракции от щели

На опыте довольно легко можно заметить первые побочные максимумы. Эксперимент лучше всего проводить, используя излучение лазера, удовлетворяющее всем основным условиям рассмотренной задачи. Во-первых, излучение лазера обладает высокой степенью монохроматичности, поэтому дифракционная картина имеет высокую чёткость. Во-вторых, излучение лазера когерентно и поэтому справедливо допущение о когерентности освещения всей щели. Однако использование лазера вносит свои трудности. Это связано с тем, что невозможно добиться равномерного освещения щели лазерным лучом небольшого поперечного сечения. Поэтому одной из причин несоответствия экспериментальной зависимости освещённости при дифракции от щели теоретической зависимости, изображённой на рисунке 1.3, является именно неравномерность освещения щели.

$$dE = \frac{A_0}{b} dx \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta) = \frac{A_0}{b} dx \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi). \quad (1.4)$$



N – точка, вблизи которой выбрана полоска шириной  $dx$ ;  
 $x$  – расстояние от полоски до края щели;  
 KD – плоскость, перпендикулярная к направлению нормалей дифрагированных волн;  
 $B_\varphi, B_0$  – точки экрана.

Рисунок 1.2 – К расчёту результирующей амплитуды при дифракции плоской волны от щели

Вследствие когерентности волн, излучаемых всеми полосками, на которые разбита щель, нахождение результирующей амплитуды в произвольной точке экрана  $B_\varphi$  сводится к решению задачи интерференции, т.е. к сложению влияния всех полосок с учётом амплитуды и фазы испускаемых ими волн. Поэтому проинтегрируем выражение (1.4) по всей ширине щели от нуля до  $b$  :

$$E = \int_0^b dE = \int_0^b \frac{A_0}{b} dx \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi) =$$

$$= A_0 \frac{\sin((\frac{\pi b}{\lambda}) \sin \varphi)}{(\frac{\pi b}{\lambda}) \sin \varphi} \cos(\omega t - \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi). \quad (1.5)$$

Обозначим через  $U$  выражение  $(\frac{\pi b}{\lambda}) \sin \varphi$ . Очевидно, что амплитуда волны, распространяющейся от щели в направлении  $\varphi$ , равна

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin U}{U}. \quad (1.6)$$

Интенсивность света в точке  $\varphi$  будет определяться квадратом  $A_\varphi$ , то есть следующим выражением

$$I_\varphi = I_0 (\sin U/U)^2, \quad (1.7)$$

где  $I_0 = A_0^2$  - интенсивность света, идущего от щели в направлении первичного пучка, то есть в точке  $\varphi_0$ .

Соотношение (1.7) показывает, что вдоль экрана освещённость меняется, проходя через максимумы и минимумы. При некоторых углах  $\varphi$  будет наблюдаться полное исчезновение света. Это произойдёт в тех случаях, когда  $\sin U = 0$ , а  $U \neq 0$ . Для этого необходимо, чтобы  $U = \pm m\pi$ , где  $m = 1, 2, 3, \dots$  или

$$b \sin \varphi = \pm m\lambda. \quad (1.8)$$

Для нахождения углов  $\varphi$ , при которых наблюдается максимальная освещённость, достаточно функцию  $f(U) = \frac{\sin U}{U}$  исследовать на экстремум. Условия максимума этой функции имеют вид

$$\frac{df(U)}{dU} = 0, \quad \operatorname{tg} U = U. \quad (1.9)$$

Решая уравнение (1.9) графически, получим значения  $U$ , при которых  $f(U)$  имеет максимумы:

$U_1 = 0$ ,  $U_2 = 1,43\pi$ ,  $U_3 = 2,46\pi$ ,  $U_4 = 3,47\pi$  и так далее. Как и следовало ожидать, интенсивность максимальна в центре дифракционной картины. В этом случае  $U = 0$  и  $\sin \varphi$  также обращается в нуль. Поскольку  $\lim_{U \rightarrow 0} (\sin U/U) = 1$ , то  $I(\varphi = 0) = I_0$ .

Побочные максимумы освещённости возникают при значениях  $\varphi$ , удовлетворяющих условиям

$$\sin \varphi_1 = \pm 1,43 \frac{\lambda}{b}; \quad \sin \varphi_2 = \pm 2,46 \frac{\lambda}{b}; \quad \sin \varphi_3 = \pm 3,47 \frac{\lambda}{b}; \dots \quad (1.10)$$

Если интенсивность в центре дифракционной картины принять за единицу, то из (1.7) с учётом условий (1.10) можно получить, что

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 0,047 : 0,017 : 0,005. \quad (1.11)$$