Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского

Радиофизический факультет

Отчет по лабораторной работе №999

Изучение интерференции в схеме с бипризмой Френеля

Выполнили студенты 420 группы

Понур К.А., Сарафанов Ф.Г., Сидоров Д.А.

Нижний Новгород, 2018

Содержание

1. Изучение интерференции в схеме с бипризмой Френеля

1.1. Введение

Цель работы – целью данной работы является получение интерферецинной картины, проверка некоторых теоретических формул и определение средней длины волны света, пропускаемого красным и зеленым светофильтрами. В данной работе для получения когерентных источников света применяется способ, предложенный Френелем и связанный с использованием бипризмы.

1.2. Теоретическая часть

В произвольной точке экрана результирующая интенсивность $I(x)$ есть усредненное за время регистрации τ значение квадрата напряженности суммарного электрического поля:

$$\mathbf{E}(r,t) = \mathbf{E_1}(r_1,t) + \mathbf{E_2}(r_2,t) = \tag{1}$$

$$= -\mathbf{A_1}(r_1)\cos(\omega t - kr_1 + \varphi_1) + \mathbf{A_2}(r_2)\cos(\omega t - kr_2 + \varphi_2), \text{то есть}$$

$$I(x) = A_1^2 + A_2^2 + 2(\mathbf{A_1}, \mathbf{A_2})\cos[k(r_2 - r_1 - (\varphi_2 - \varphi_1)] \tag{2}$$

Бипризма представляет собой две соединенные своими основаниями призмы с одинаковыми и очень малыми (порядка долей градуса) преломляющими углами.

Каждая из половинок бипризмы отклоняет падающие на неё лучи к своему основанию и поворачивает тем самым фронт волны. Продолжения лучей, отклоненных первой половиной бипризмы, пересекаются в точке S_1, которую можно рассматривать как мнимый источник света. Продолжения всех лучей, отконенных второй половиной бипризмы, пересекаются в точке S_2, которую можно рассматривать как другой мнимый источник света. Так как лучи, отклоненные обеими половинками бипризмы, падают на неё от одногои того же источника света, то мнимые источники света S_1 и S_2 будут когерентны.

Та область, в которой распространяет- ся волне, отклоненная одной только первой половиной бипризмы, на рис. 3 заштрихована линиями, параллельными OA. Та область, в которой распространяется волна, отклоненная одной только второй половиной бипризмы, заштрихована линиями, параллельными OB. В области OMN , покрытой на рис. 3 двойной штриховкой, происходит наложение двух когерентных волн от двух мнимых источников S_1, и S_2. В этой области пространства имеют место явления интерференции и на участке MN экрана наблюдения мы увидим ряд светлых и темных (при освещении белым светом - окрашенных) интерференционных полос.

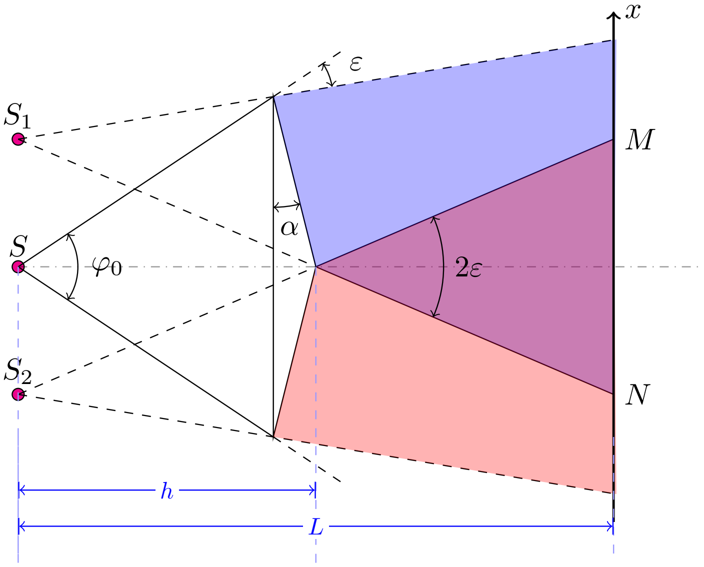

Рис. 1

При построении хода лучей, отклоняемых бипризмой (1) в случае малого преломляющего угла ы. бипризмы и малых углов падения лучей на призму можно воспользоваться следующей приближенной формулой для угла отклонения ε Согласно этому выражению угол отклонении призмой лучей в рассматриваемом приближении не зависит от угла падения и целиком определяется материалом и геометрией призмы. Так, например, если показатель преломления стекла, из которого сделана бипризма, $n = 1.5$, то угол отклонения ε просто равен половине преломляющего угла α призмы:

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{2} \tag{3}$$

Воспользовавшись формулой s или s и выполнив построение хода лучей, можно убедиться в том, что, если $SO \perp AB$ (1), то мнимые изображения и действительного источника света S лежат в одной плоскости с действительным источником, причем эта плоскость параллельна передней грани бипризмы. Это обстоятельство в дальнейшем облегчит нам нахождение расстояния δ между мнимыми источниками S_1 и S_2. Ограничения поля интерференции MN за бипризмой зависят от величины предельного угла расходимости φ_0 светового пучка, падающего на бипризму от щели S. Особый интерес представляют два частных случая:

1. При $\varphi_0 = 2\varepsilon$ линейная ширина поля интерференции, начиная с расстояния h за бипризмой, остается неизменной и равна расстоянию δ между мнимыми источниками S_1 и S_2.

2. При $h \to \infty$,что можно осуществить, осветив бипризму параллельным пучком лучей, полученным с помощью вспомогательной линзы (2), сечение поля интерференции имеет форму ромба. Максимальная ширина поля интерференции MN в этом случае равна половине ширины параллельного пучка падающего на бипризму. Такая схема интерференции соответствует случаю наложения двух параллельных когерентных световых пучков пересекающих друг друга под постоянным углом.

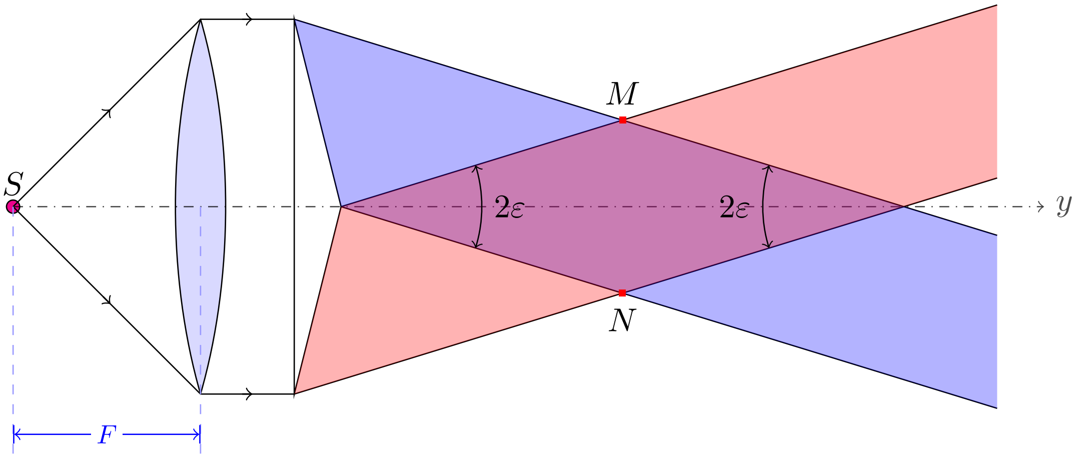

Рис. 2

Для расчета наблюдаемой на экране интерференционной картины воспользуемся тем, что бипризма Френеля так изменяет ход лучей от действительного источника, что дает нам право рассматривать световое возмущение в области MN (1) как результат синфазного излучения двух мнимых источников S_1 и S_2. При этом рассматривая выражение (1)для соответствующих проекций $\mathbf{E_1}(r,t)$ $\mathbf{E_2}(r,t)$, пренебрежем зависимостью амплитуд A_1 и A_2 от расстояния r, то есть будем считать $A_1 = A_2 = A_0$ и положим $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$.

Найдем как ширина d полос интерференции зависит от параметров нашей измерительной установки, то есть от длины установки L,расстояния между мнимыми источниками и длины волны света λ, испускаемого действиткльным источником S. В точку P на экране MN колебания источников S_1 и S_2 придут с разностью хода:

$$\Delta = S_2B = r_2 - r_1 \tag{4}$$

и, следовательно, с разностью фаз

$$\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) \tag{5}$$

На основании вышеизложенного и в соответствии с выражением (1) интенсивность результирующего колебания в точке наблюдения P с координатой x определяется формулой

$$I(x) = 2A^2[1 + \cos\varphi(x)] = A^2\cos^2\frac{\varphi}{2} \tag{6}$$

Максимумы освещенности будут получаться в тех местах экрана, для которых разность фаз

$$\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta = 2\pi m, \text{где} m = 0; \pm1, \pm2, \cdots \tag{7}$$

То есть для которых разность хода

$$\Delta = r_2 - r_1 = m\lambda \tag{8}$$

Для нахождения координат максимумов интенсивности вычислим разность хода $\Delta = r_2 - r_1$. Несложно получить:

$$\begin{gathered} r_2 - r_1 = \frac{4ax}{r_1 + r_2} \\ r_1^2 = L^2 + (x-a)^2 \\ r_2^2 = L^2 + (x+a)^2 \end{gathered} \tag{9}$$

Предполагая величины $\frac{x+a}{L}$ и $\frac{x-a}{L}$ малыми, разложим r_1 и r_2 в ряд и ограничимся двумя членами в разложении. В результате получим

$$r_1 + r_2 \simeq 2L + \frac{x^2 + a^2}{L} \tag{10}$$

Подставляя (10) в (9) найдём, что

$$r_2 - r_1 \simeq \frac{2ax}{L}\left(1 - \frac{x^1 + a^2}{2l^2}\right) \tag{11}$$

При условии

$$\frac{\delta x(x^2 + a^2)}{2L^3} \ll \frac{\lambda}{2} \tag{12}$$

которое позволяет в выражении для разности хода (11) отбросить слагаемое, дающее малый по сравнению с π вклад в разность фаз интерфеирружщих волн, точное выражение (9) может быть заменено на приближенное

$$r_1 - r_2 \simeq \frac{\delta x}{L} \tag{13}$$

Отметим, что выражение (13) сразу следует при условии малости угла $\theta (\sin\theta \simeq \theta)$ из приближения приближения парралельных лучей.

$$\Delta = S_2C = \delta \sin\theta \simeq \frac{\delta x}{L} \tag{14}$$

Следовательно, ширина полос интерференции, равная расстоянию между двумя соседними максимумами освещенности в первои приближении равна:

$$x_{m+1} - x_m = d = \frac{L\lambda}{\delta} \tag{15}$$

Формулу (15), переписанную в другом виде

$$\delta d = L\lambda \tag{16}$$

удобно использовать для проверки теории интерференционных явлений. Если оставлять неизменным расстояние L между щелью S и экраном наблюдения и работать с одной и той же длиной волны λ (пользоваться одним и тем же светофильтром), то произведение δd должно оставаться (согласно теории) постоянным. Таким образом, для проверки теории нужно, меняя расстояние между мнимыми источниками, независимыми способами измерять расстояния δ и d.Если их произведение будет оставаться постоянным (конечно, при $L = \text{const}$ и $\lambda = \text{const}$), то это будет служить доказательством правильности изложенной теории. Расстояние δ между мнимыми источниками в данной работе можно изменять, изменяя величину h (см. рис.). То есть помещая бипризму на различным расстояниях от щели.

2. Практическая часть

2.1. Задание 1

Была измерена d и ширина щели при двух значениях h, при которой происходило размытие картины.

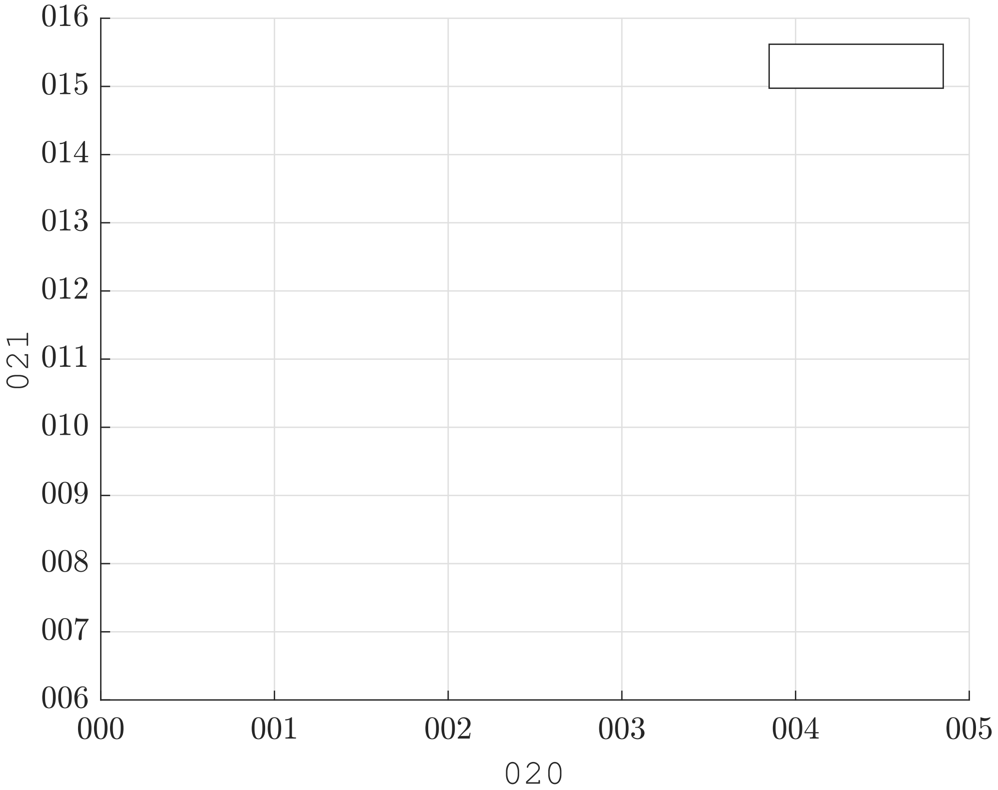
016
015
014
013
012
011
010
009
008
007
006
021
000
001
002
003
004
005
020

Рис. 3

2.2. Задание 2

2.3. Задание 3

Также из подобия треугольников выводится формула зависимости количества полос N от расстояния h от источника до призмы:

$$N = \frac{2\delta(L-h)}{dh}$$

При этом необходимо учесть, что $\delta(h) = 2\varepsilon h$. Тогда получаем

$$N + 2\frac{\varepsilon^2(Lh0h^2)}{L\lambda} \tag{17}$$

Функция принимает максимальное значение при $h = L/2$

2.4. Задание 4

3. Заключение