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 интерферецeионной 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.

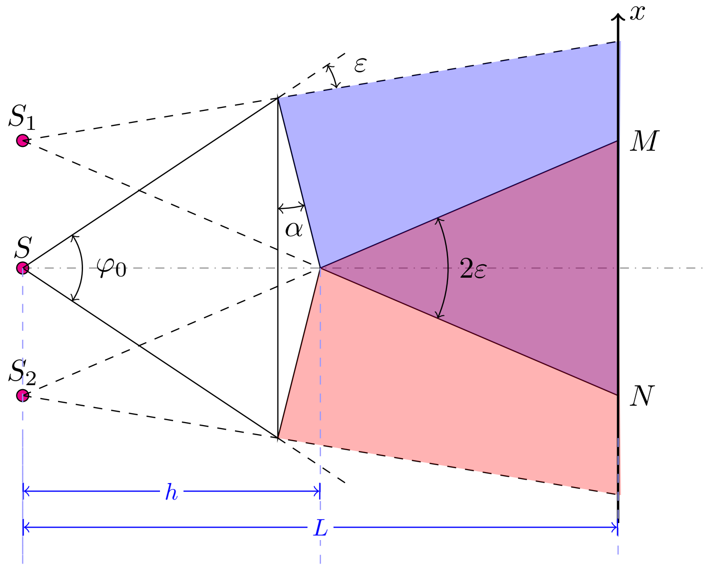

Рис. 1

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.

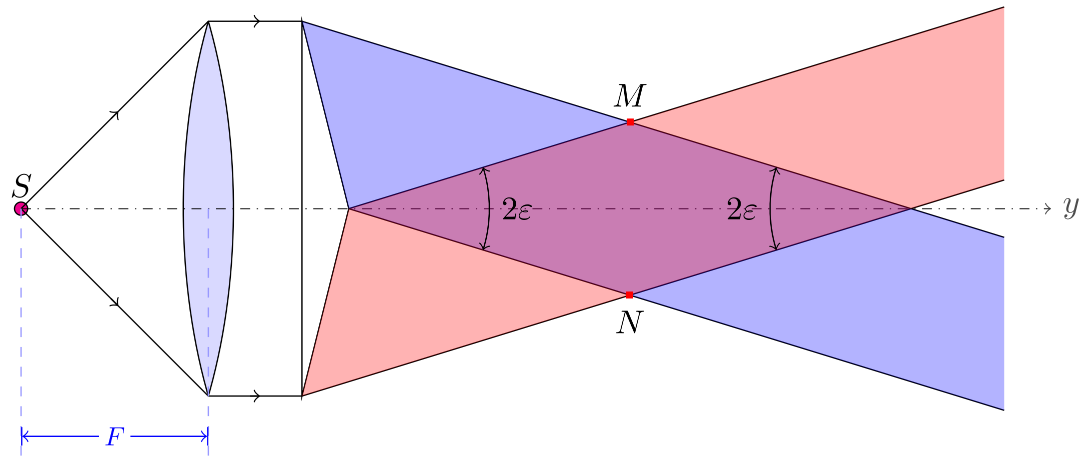

Рис. 2

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 интерфеирующих 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.

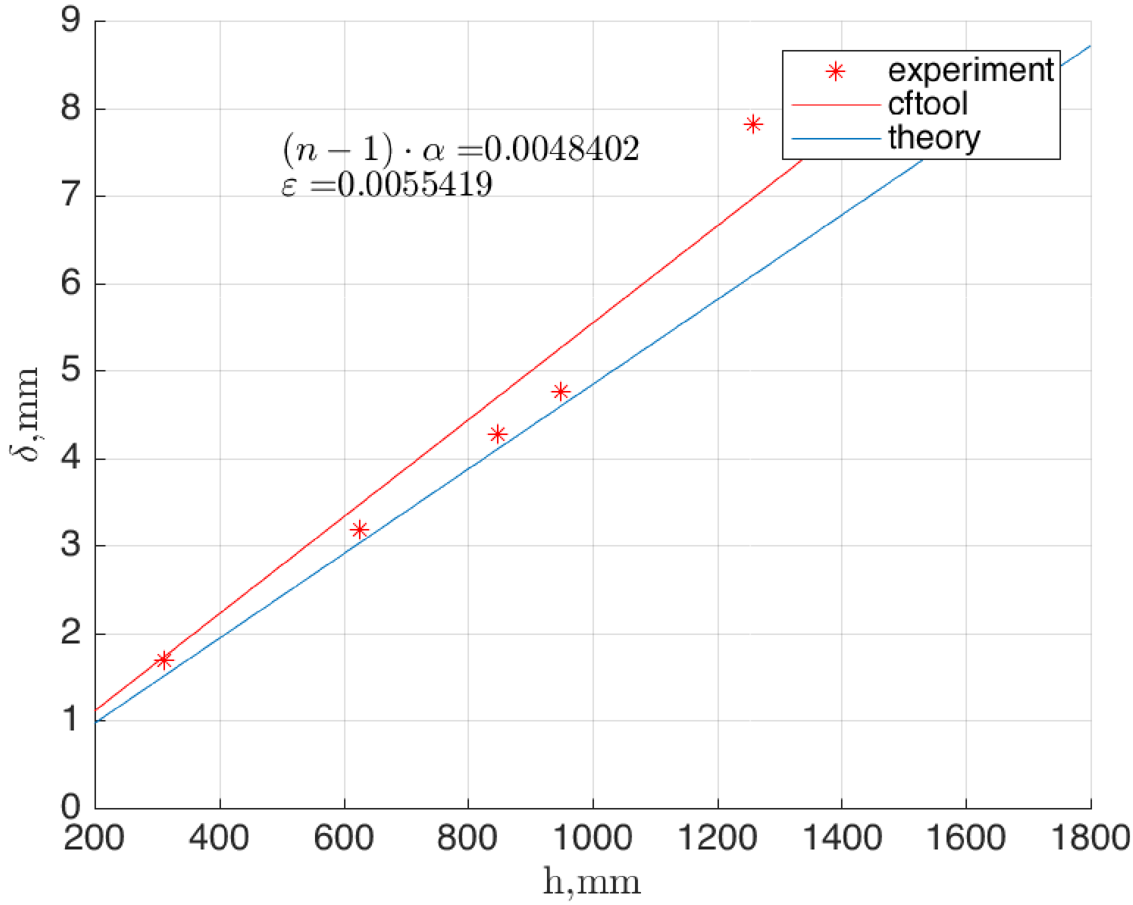
experiment
cftool
theory
$(n-1)\cdot\alpha$ =0.0048402
ε =0.0055419
δ,mm
h,mm
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
200
400
600
800
1000
1200
1400
1600
1800

Рис. 3

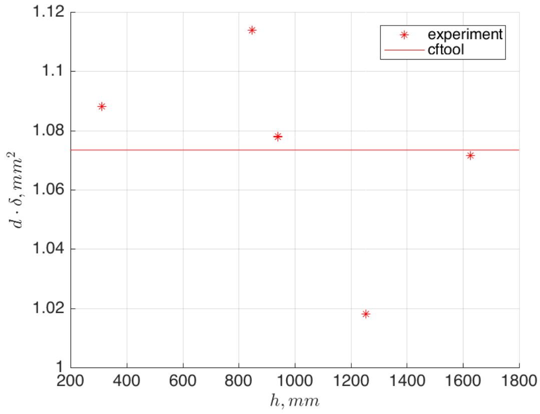

Рис. 4: default

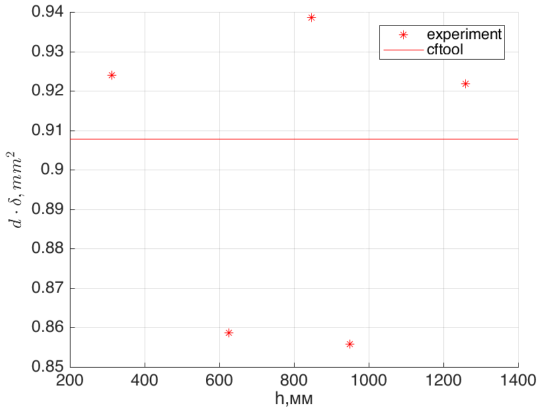

Рис. 5: default

Рис. 6: ываыав

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

Таблица 1: Результаты эксперимента

№	h, мм	d, мм	l_1, мм	l_2, мм	b, мм	δ, мм	$\delta \cdot d$, мм	λ, нм	$\langle\lambda\rangle$, нм
1	1 626.50	0.330	1 398	297	0.69	3.247	1.072	632	634
2	1 253.00	0.145	1 305	300	1.51	7.021	1.018	601	634
3	940.00	0.230	1 397	298	1.00	4.687	1.078	636	634
4	847.50	0.270	1 397	298	0.88	4.125	1.114	657	634
5	313.25	0.780	1 395	300	0.30	1.395	1.088	642	634

Таблица 2: Результаты эксперимента

№	h, мм	d, мм	l_1, мм	l_2, мм	b, мм	δ, мм	$\delta \cdot d$, мм	λ, нм	$\langle\lambda\rangle$, нм
1	1 259.00	0.118	1 395	300	1.68	7.812	0.922	544	531
2	950.00	0.180	1 398	297	1.01	4.754	0.856	505	531
3	847.50	0.220	1 397	298	0.91	4.266	0.939	554	531
4	626.50	0.270	1 397	298	0.68	3.180	0.859	507	531
5	313.25	0.550	1 410	285	0.34	1.680	0.924	545	531

3. Заключение