

Работу выполнил  
Просвирин Кирилл, 712гр.

под руководством  
А.А. Казимирова

Маршрут IX

2 марта 2019 г.,  
9 марта 2019 г.

## Лабораторная работа № 4.5.2

### Интерференция лазерного излучения

**Цель работы:** исследовать зависимость видности интерференционной картины от разности хода интерферирующих лучей и от их поляризации.

**В работе используется:** He-Ne лазер, интерферометр Майкельсона с подвижным зеркалом, фотодиод с усилителем, осциллограф С1-76, поляроид, линейка.

## 1. Теоретическая справка

### Гелий-неоновый лазер

Схема лазера приведена на рис. 1. Газоразрядная трубка Т наполнена смесью гелия и неона. Торцы трубки закрыты плоскопараллельными стеклянными или кварцевыми пластинками П и П', установленными под углом Брюстера к оси трубки. Вследствие этого лазер генерирует линейно поляризованное излучение. Для излучения, распространяющегося вдоль оси интерферометра, наступает резонанс, если на длине интерферометра  $L$  укладывается целое число  $m$  полуволин световых колебаний  $L = m\lambda_m/2$ , что соответствует частотам

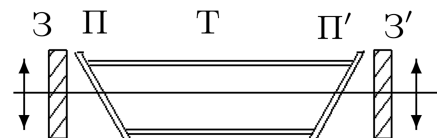


Рис. 1: Схема лазера

$$f_m = \frac{c}{\lambda_m} = \frac{mc}{2L}, \quad (1)$$

где  $L$  – длина резонатора,  $m$  – целое число. Тогда можно сформулировать условие на разность частот излучения

$$\nu = f_{m+1} - f_m = \frac{c}{2L}. \quad (2)$$

Таким образом, лазер будет генерировать сразу несколько световых волн с различными частотами. Каждую такую волну называют модой.

Также стоит отметить, что вследствие тепловых флуктуаций длина резонатора меняется, в результате чего моды «переползают» с одного края контура на другой, там исчезают, а на другом краю рождаются новые. Это приводит к медленным изменениям амплитуд колебаний в лазерных модах и числа самих мод.

## Видность интерференционной картины.

Если в плоскости наблюдения сходятся под малым углом  $\varphi$  две плоских волны с длиной волны  $\lambda_0$ , то наблюдается интерференционная картина в виде последовательности тёмных и светлых полос с расстоянием между полосами

$$\Delta x = \frac{\lambda_0}{\varphi}. \quad (3)$$

Для описания чёткости интерференционной картины в некоторой точке введен параметр видности  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (4)$$

где  $I_{max}$  и  $I_{min}$  — максимальная и минимальная интенсивности света интерференционной картины вблизи выбранной точки. Параметр  $\gamma$  меняется в пределах от 0 (полное исчезновение интерференционной картины) до 1 (наиболее чёткая картина).

*Видность* интерференционной картины зависит от:

1. **Отношения амплитуд интерферирующих волн.** Пусть в плоскости наблюдения интерферируют две волны с амплитудами  $A_m$  и  $B_m$ . Тогда интенсивность света в этой точке

$$I_m = A_m^2 + B_m^2 + 2A_mB_m \cos k_m l. \quad (5)$$

Замечаем, что  $I_{max} = (A_m + B_m)^2$ , а  $I_{min} = (A_m - B_m)^2$ . Тогда, вводя параметр  $\delta = B_m^2/A_m^2$ , находим

$$\gamma_1 = \frac{2\sqrt{\delta}}{1 + \delta}, \quad (6)$$

2. **Спектрального состава света и геометрической разности хода.** Здесь без вывода примем на веру, что функция, которая описывает эту зависимость имеет вид

$$\gamma_2(l) = e^{(-\pi \Delta F l / c)^2}, \quad (7)$$

где  $l$  — разность хода интерферирующих лучей,  $A_n^2$  — интенсивность мод.

Для гауссовой формы линии излучения с полушириной  $\Delta F$  зависимость видности от геометрической разности хода с полушириной имеет вид:  $l_{1/2}$  на уровне  $\gamma_2 = 1/2$ :

$$l_{1/2} = \frac{c}{\pi \Delta F} \sqrt{\ln 2}. \quad (8)$$

3. **Поляризации.** Если обе волны линейно поляризованы, а угол между плоскостями их поляризации равен  $\beta$ , то в последнем члене формулы (5) появится множитель  $\cos \beta$

$$\gamma_3 = |\cos \beta|. \quad (9)$$

Из вышесказанного следует, что полная зависимость видности от угла между плоскостями поляризации интерферирующих волн, отношения их интенсивностей и разности хода определяется выражением

$$\gamma = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3. \quad (10)$$

## 2. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка представляет собой интерферометр Майкельсона, смонтированный на вертикально стоящей плите. (рис. 2) Источником света служит гелий-неоновый лазер ( $\lambda_0 = 632,8$  нм). Луч лазера отражается от зеркала  $З$  и проходит призму полного внутреннего отражения ПФ (параллелепипед Френеля), на выходе из которой он имеет поляризацию, близкую к круговой. Далее луч света делится диагональной плоскостью делительной призмы ПД на два луча. Интенсивность света регистрируется фотодиодом  $\Phi$ , свет на которой попадает через узкую щель в центре экрана. Щель ориентируется параллельно интерференционным полосам.

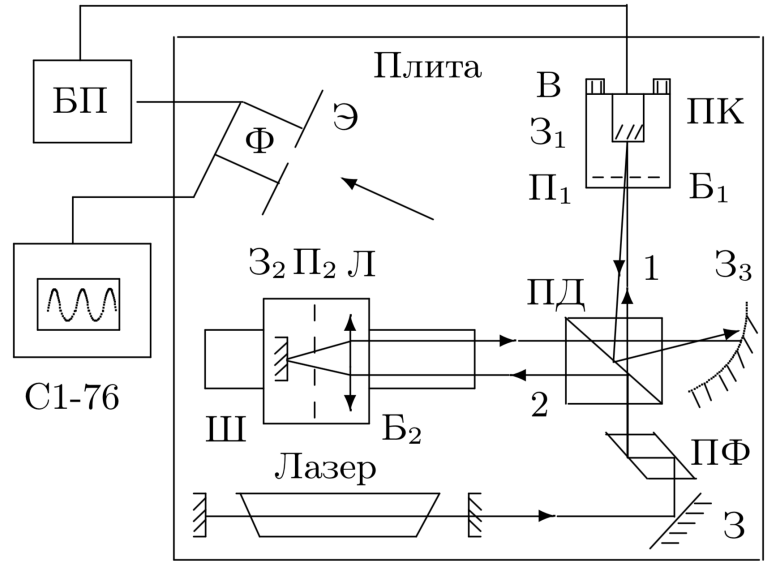


Рис. 2: Схема установки

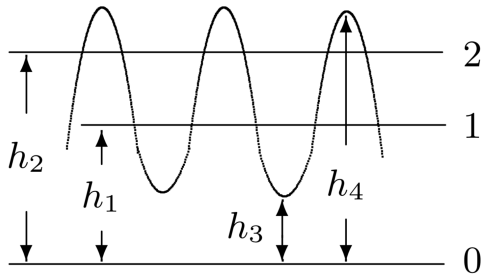


Рис. 3: Осциллограмма сигналов  $\Phi$

Осциллограммы сигналов фотодиода приведены на рис. 3. Осциллограф используется для регистрации следующих сигналов: фоновой засветки (линия 0 — перекрыты оба луча 1 и 2); интенсивности света одного из пучков (линии 1 или 2 — перекрыт луч 2 или 1); максимума и минимума интенсивности интерференционной картины (открыты оба луча). При этом параметр  $\delta$ , необходимый для расчёта  $\gamma_1$  в формуле (7), определяется отношением

$$\delta = \frac{h_1}{h_2} \quad \left( \text{или} \quad \frac{h_2}{h_1} \right). \quad (11)$$

Видность интерференционной картины рассчитывается по формуле:

$$\gamma = \frac{h_4 - h_3}{h_4 + h_3}. \quad (12)$$

Измерив величины  $h_1, h_2, h_3$  и  $h_4$ , можно рассчитать  $\gamma$  и  $\gamma_1$ , а затем определить видность при данной разности хода  $l$  для угла между плоскостями поляризации лучей  $\beta = 0$  ( $\gamma_3 = 1$ ):

$$\gamma_1(l) = \frac{\gamma}{\gamma_1}; \quad (13)$$

или при  $l = 0$ , ( $\gamma_2 = 1$ ) для известного угла  $\beta$ :

$$\gamma_3(|\cos \beta|) = \frac{\gamma}{\gamma_1}. \quad (14)$$

### 3. Измерения

1. Исследуем зависимость видности интерференционной картины от угла  $\beta$  поворота поляроида П1 при нулевой разности хода ( $\gamma_2 = 1$ ). Для этого измерим величины  $h_1, h_2, h_3$  и  $h_4$  на экране осциллографа. Результаты измерений занесем в таблицу 1.

Используя формулы (6), (11), (12), (14) рассчитаем коэффициент  $\gamma_3$ .

$\beta, ^\circ$	$\beta, \text{рад}$	$h_1$	$h_2$	$h_3$	$h_4$	$\delta$	$\gamma$	$\gamma_1$	$\gamma_3$	$\cos \beta$
90	1,57	0,5	1,3	1,4	2,2	0,38	0,22	0,90	0,25	-0,00
80	1,40	0,4	1,3	1,4	2	0,31	0,18	0,85	0,21	0,17
70	1,22	0,4	1,3	1,3	2,2	0,31	0,26	0,85	0,30	0,34
60	1,05	0,6	1,2	1,1	2,8	0,50	0,44	0,94	0,46	0,50
50	0,87	1,2	1,3	1,1	4,1	0,92	0,58	1,00	0,58	0,64
40	0,70	1,6	1,3	1	4,7	1,23	0,65	0,99	0,65	0,77
30	0,52	2,9	1,3	1,5	6,8	2,23	0,64	0,92	0,69	0,87
20	0,35	3,2	1,1	1,6	7	2,91	0,63	0,87	0,72	0,94
10	0,17	2,7	1,1	1,3	6,4	2,45	0,66	0,91	0,73	0,98
0	0,00	2,3	1,1	1,1	5,7	2,09	0,68	0,94	0,72	1,00

Таблица 1: Измерения в зависимости от угла  $\beta$

2. Построим график  $\gamma_3(|\cos \beta|)$  и сравним его с теоретической зависимостью (14).

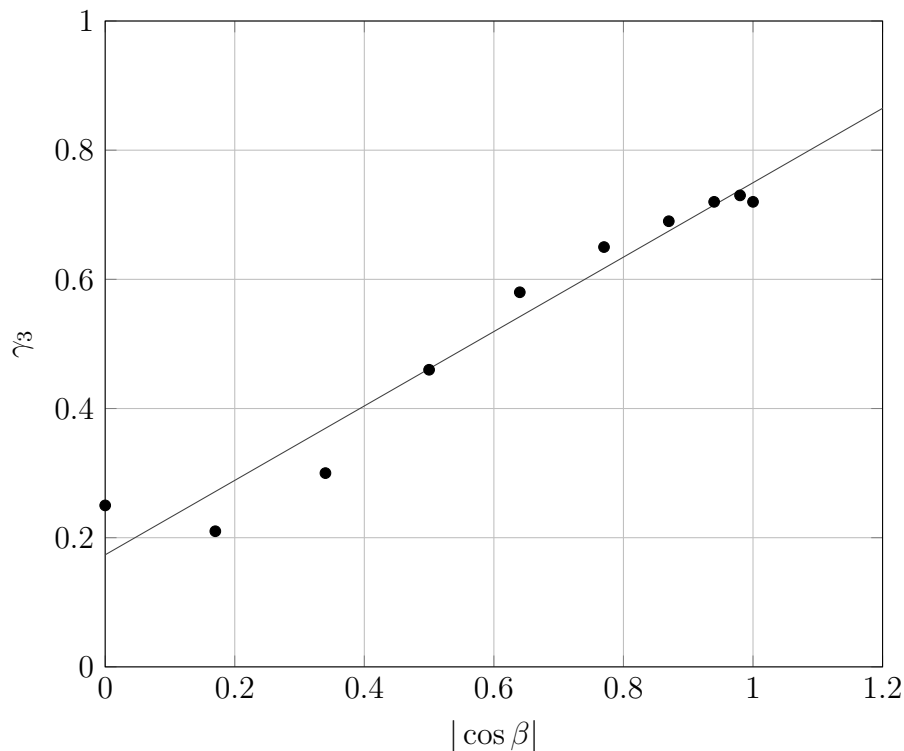


Рис. 4: График зависимости  $\gamma_3(|\cos \beta|)$

3. Исследуем зависимость видности от разности хода между лучами. Для этого установите поляроид П1 в положение, в котором интерференционная картина видна наиболее чётко ( $\alpha = 0^\circ$ ,  $\gamma_3 = 1$ ). Результаты измерений занесем в таблицу 2.

$x$ , см	$h_1$	$h_2$	$h_3$	$h_4$	$\delta$	$\gamma$	$\gamma_1$	$\gamma_2$
9	2,4	0,8	1,4	4,6	0,33	0,53	0,87	0,62
11	2,2	2	1,2	7	0,91	0,71	1,00	0,71
13	2,2	1,7	1	6,5	0,77	0,73	0,99	0,74
15	2,1	1,6	0,8	6,6	0,76	0,78	0,99	0,79
18	2,1	0,8	1	4,8	0,38	0,66	0,89	0,73
20	2,1	0,5	1,2	4	0,24	0,54	0,79	0,68
22	2,2	2,8	2	8	1,27	0,60	0,99	0,60
24	2,2	1	1,8	4,5	0,45	0,43	0,93	0,46
26	2,6	1,6	2,8	5,6	0,62	0,33	0,97	0,34
28	2,4	0	2,4	2,6	0,00	0,04	1,00	0,04
34	2,5	3,2	5,5	5,8	1,28	0,03	0,99	0,03
40	2,8	0	2,7	2,8	0,00	0,02	1,00	0,02
44	2,8	2,5	4,6	5,8	0,89	0,12	1,00	0,12
50	3	0,6	3,2	3,8	0,20	0,09	0,75	0,11
54	2,8	0	2,7	3	0,00	0,05	1,00	0,05
58	2,6	1,2	4	4,7	0,46	0,08	0,93	0,09
60	3,2	2	4,8	5,7	0,63	0,09	0,97	0,09
64	2,6	3,8	6	6,5	1,46	0,04	0,98	0,04
66	2,6	3,6	5,5	6,8	1,38	0,11	0,99	0,11
68	2,6	2,6	4,2	6,2	1,00	0,19	1,00	0,19
70	2	2	2,8	4,6	1,00	0,24	1,00	0,24
72	2	1,5	2	4,5	0,75	0,38	0,99	0,39
74	2	1,2	1,7	4,4	0,60	0,44	0,97	0,46
76	2	1,6	1,5	5,5	0,80	0,57	0,99	0,57
78	2	1,6	1	6	0,80	0,71	0,99	0,72
80	2	0,7	0,9	4,2	0,35	0,65	0,88	0,74
82	2	1,4	1	5,5	0,70	0,69	0,98	0,70
84	2	0,5	1,1	3,7	0,25	0,54	0,80	0,68
86	2	1,6	1,5	5,4	0,80	0,57	0,99	0,57
88	2	0,8	1,3	4,9	0,40	0,58	0,90	0,64

Таблица 2: Измерения в зависимости от разности хода

4. Построим график зависимости видности  $\gamma_2(x)$  от координаты блока Б2.

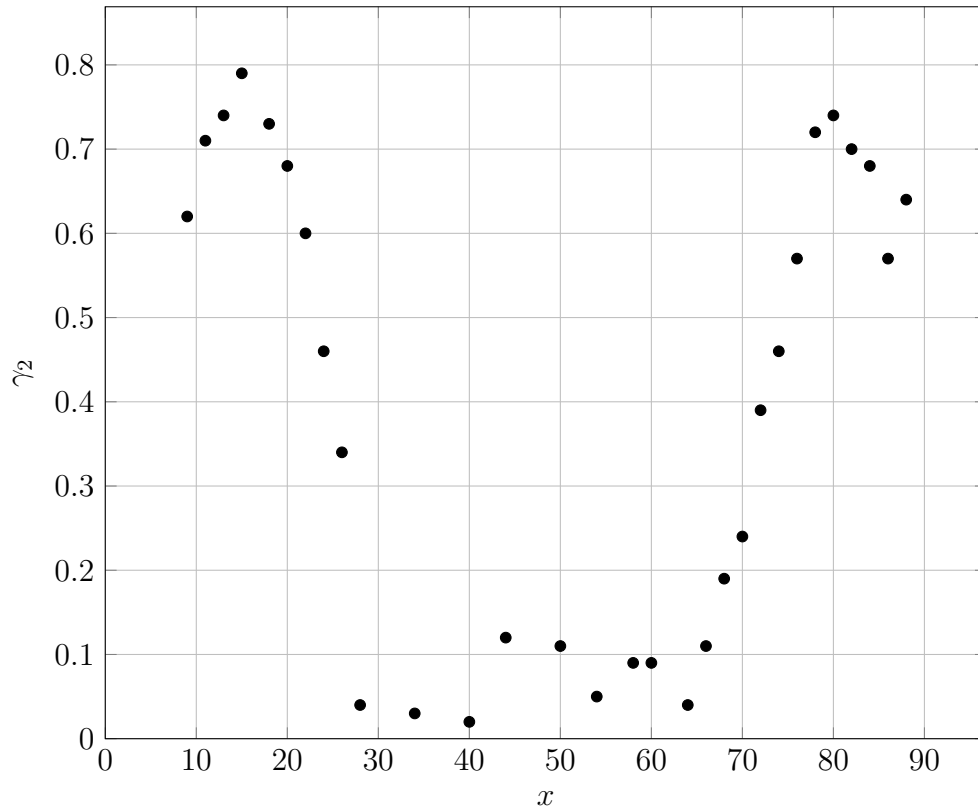


Рис. 5: График зависимости видности  $\gamma_2(x)$

## 4. Обработка

По полученному графику определим примерный размер резонатора лазера:

$$L = 80 \text{ см} - 15 \text{ см} = 65 \text{ см}.$$

Межмодовое расстояние может быть вычислено по формуле (2):

$$\Delta\nu = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{2 \cdot 0,65 \text{ м}} = 2,3 \cdot 10^8 \text{ Гц}.$$

Полуширина первого максимума на половине высоты:

$$l_{1/2} = 25 \text{ см} - 15 \text{ см} = 10 \text{ см}.$$

Диапазон частот, в котором происходит генерация продольных мод, может быть найдена из формулы (8):

$$\Delta F = \frac{c\sqrt{\ln 2}}{\pi l_{1/2}} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \cdot 0,83}{3,1415 \cdot 0,1 \text{ м}} = 8 \cdot 10^8 \text{ Гц}.$$

Оценим число генерируемых лазером продольных мод:

$$N \approx 1 + \frac{2\Delta F}{\Delta\nu} = 1 + \frac{2 \cdot 8}{2,3} = 5.$$

## 5. Вывод

Исследуя видность интерференционной картины излучения гелий-неонового лазера мы измерили диапазон частот, в котором происходит генерация продольных мод. Точно определили размер резонатора. Зависимость  $\nu_z(|\cos \beta|)$  оказалось линейной, но не проходит через ноль из-за неточности установки и измерений (поляроид не перекрывал свет полностью).