

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М. В. Ломоносова

Физический факультет

кафедра общей физики и физики конденсированного состояния

Методическая разработка

по общему физическому практикуму

Лаб. работа № 75

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ
ПРЕЛОМЛЕНИЯ СТЕКЛЯННОЙ
ПЛАСТИНКИ ИЗ ОПЫТОВ
ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТОВЫХ
ВОЛН**

Работу поставил доц. Авксентьев Ю.И.

Москва - 2012

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СТЕКЛЯННОЙ ПЛАСТИНКИ ИЗ ОПЫТОВ ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТОВЫХ ВОЛН

Цель работы

Изучение явления интерференции при большой разности хода интерферирующих лучей; нахождение закономерности образования темных и светлых полос в интерференционной картине; вычисление показателя преломления стеклянной пластинки.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ *)

Понятие об интерференции. Когерентность

Интерференцией называется такое наложение двух (или более) периодических волн, при котором возникает закономерное увеличение и уменьшение амплитуды результирующей волны от одной области пространства к другой. Интерференция может наблюдаться при наложении волн любой природы: волн на поверхности жидкости, упругих волн (в том числе звуковых), радиоволн и т.д. Интерференция света проявляется в том, что в одних областях пространства интенсивность оказывается больше, а в других – меньше суммы интенсивностей складываемых волн. Распределение максимумов и минимумов интенсивностей света, получающееся в результате интерференции, называется *интерференционной картиной*, а область пространства, где наблюдается интерференция, – *полем интерференции*. Изучение интерференции света явилось одним из важнейших обоснований волновой природы света.

В отличие от волн другой природы, для которых наблюдение интерференции, как правило, не составляет труда, при сложении световых потоков от независимых источников света обычно наблюдается простое сложение интенсивностей складываемых потоков, т.е. интерференция отсутствует. Для наблюдения интерференции света необходимо соблюдение ряда условий, к выяснению которых мы сейчас и приступим. Рассмотрим две монохроматические световые волны, проходящие через некоторую точку пространства. Каждая из этих волн в данной точке создаёт колебание напряжённости электрического поля, происходящее по гармоническому закону. Пусть колебание напряжённости, обусловленное первой волной, определяется формулой $\vec{E}_1(t) = \vec{E}_{10} \sin(\omega_1 t + \varphi_1)$, а второй волной – формулой

*) Теоретическое введение написано доц. Пустоваловым Г.Е.

$\vec{E}_2(t) = \vec{E}_{20} \sin(\omega_2 t + \varphi_2)$. Согласно принципу суперпозиции для электрического поля результирующая напряжённость в этой точке должна быть равна $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$. Результат сложения зависит от параметров, определяющих колебания складываемых волн:

- 1) от взаимного направления векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 ;
- 2) от соотношения между круговыми частотами колебаний ω_1 и ω_2 ;
- 3) от соотношения между начальными фазами колебаний φ_1 и φ_2 ;
- 4) от соотношения между величинами амплитуд напряжённостей \vec{E}_{10} и \vec{E}_{20} .

Влияние на интерференцию взаимного направления векторов напряжённостей складываемых волн

Один из векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 всегда можно представить в виде двух составляющих, одна из которых направлена вдоль другого вектора, а вторая – перпендикулярно ему. Поэтому для выяснения влияния на интерференцию взаимного направления векторов напряжённостей достаточно рассмотреть два случая: 1) векторы \vec{E}_1 и \vec{E}_2 взаимно перпендикулярны и 2) векторы \vec{E}_1 и \vec{E}_2 направлены вдоль одной прямой.

Если векторы \vec{E}_1 и \vec{E}_2 взаимно перпендикулярны, то $E^2 = E_1^2 + E_2^2$. Возьмём среднее значение величины E^2 за время разрешения приёмника света. Учитывая, что среднее значение суммы равно сумме средних значений слагаемых, найдём $\bar{E}^2 = \bar{E}_1^2 + \bar{E}_2^2$. Так как $\bar{E}^2 \sim I$, $\bar{E}_1^2 \sim I_1$ и $\bar{E}_2^2 \sim I_2$, где I - интенсивность результирующей волны, а I_1 и I_2 - интенсивности первой и второй волн соответственно, то

$$I = I_1 + I_2.$$

Таким образом, при взаимно перпендикулярной поляризации складываемых волн интенсивность результирующей волны всегда равна сумме интенсивностей складываемых волн независимо от параметров, характеризующих эти волны, и, следовательно, интерференции в этом случае не наблюдается.

Поэтому дальнейшее исследование возможности осуществления интерференции в зависимости от соотношений между частотами, фазами и амплитудами складываемых волн мы будем рассматривать лишь для волн, у которых векторы напряжённостей электрического поля направлены вдоль одной прямой. В этом случае сложение векторов можно производить как сложение скалярных величин и отбросить стрелочки, обозначающие векторный характер напряжённостей электрического поля.

Сложение волн с одинаковыми частотами и с векторами напряжённости, направленными вдоль одной прямой

Пусть ω - частота колебаний напряжённости электрического поля в каждой из волн. Тогда

$$E_1 = E_{10} \sin(\omega t + \varphi_1), \quad E_2 = E_{20} \sin(\omega t + \varphi_2). \quad (1)$$

Как известно, при сложении двух гармонических колебаний скалярных величин, имеющих одинаковые частоты, получается гармоническое колебание с той же частотой, т.е.

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \sin(\omega t + \varphi),$$

Квадрат амплитуды этого колебания выражается формулой

$$E_0^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Учитывая, что интенсивность результирующей волны $I \sim E_0^2$, интенсивности складываемых волн $I \sim E_{10}^2$ и $I \sim E_{20}^2$, а также, что $E_{10} \sim \sqrt{I_1}$ и $E_{20} \sim \sqrt{I_2}$, получим отсюда

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (2)$$

Последний член в правой части этого равенства

$$2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (3)$$

называется *интерференционным членом* – его наличие приводит к тому, что интенсивность результирующей волны может быть не равна сумме интенсивностей складываемых волн, т.е. к возможности возникновения интерференции.

Фазы колебаний, вызванных волной, изменяются от точки к точке в направлении распространения волны. Поэтому разности фаз колебаний, вызванных складываемыми волнами в различных точках пространства, отличаются друг от друга. Значения $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ могут при этом быть как положительными, так и отрицательными. Следовательно, в одних областях пространства интенсивность I результирующей волны будет больше суммы $I_1 + I_2$ интенсивностей складываемых волн, в других – меньше, т.е. возникает интерференционная картина. Так как строго монохроматическая волна бесконечна, то параметры, определяющие колебания, вызванные монохроматической волной, остаются постоянными сколь угодно долго, разности фаз колебаний в каждой точке не будут изменяться с течением времени, и интерференционная картина будет оставаться неизменной. На практике для наблюдения интерференции достаточно, чтобы разности фаз складываемых колебаний оставались постоянными в течение времени разрешения используемого приёмника света.

Влияние на интерференцию прерывистости излучения

За время разрешения приёмника света через данную точку пространства, расположенную на пути распространения света, проходит огромное число цугов, беспорядочно распределённых во времени. При

сложении большого числа гармонических колебаний одинаковой частоты, каждое из которых имеет вид $E_i = E_{i0} \sin(\omega t + \varphi_i)$, для квадрата суммарной амплитуды E_0 можно получить выражение

$$E_0^2 = \sum_i E_{i0}^2 + \sum_{i \neq j} E_{i0} E_{j0} \cos(\varphi_j - \varphi_i). \quad (4)$$

Первая сумма в этом выражении содержит квадраты амплитуд колебаний, вызываемых цугами, пришедшими как от первого, так и от второго источников света. Поэтому при усреднении за время разрешения приёмника света она оказывается пропорциональной суммарной интенсивности $I_1 + I_2$, создаваемой в рассматриваемой точке обоими источниками.

Каждый член второй суммы в выражении (4) содержит косинус разности фаз пары цугов, проходящих через данную точку одновременно. При определении интенсивности в эту сумму следует включить огромное число членов, обусловленных всеми парами цугов, проходящих через данную точку за время разрешения приёмника света. Ввиду хаотического распределения цугов во времени среди членов этой суммы одинаково часто будут встречаться члены как с положительным, так и с отрицательным значением косинуса, что приводит к их взаимной компенсации. Следовательно, эту сумму можно не принимать во внимание. В результате приёмник регистрирует интенсивность, равную сумме интенсивностей накладываемых пучков: $I = I_1 + I_2$.

Таким образом, наблюдать интерференцию при наложении световых пучков, испускаемых обычными источниками света, без специальных приёмов нельзя, что и подтверждается опытом.

Влияние на интерференцию разницы в частотах складываемых волн

Рассмотрим наложение двух строго монохроматических волн, предполагая, что частоты их не равны друг другу. Пусть эти частоты $\omega_1 = \omega$ и $\omega_2 = \omega + \Delta\omega$. Тогда

$$E_1 = E_{10} \sin(\omega t + \varphi_1),$$

$$E_2 = E_{20} \sin[(\omega + \Delta\omega)t + \varphi_2] = E_{20} \sin[\omega t + (\Delta\omega t + \varphi_2)] = E_{20} \sin(\omega t + \varphi_2^*),$$

где $\varphi_2^* = \Delta\omega t + \varphi_2$.

При сравнении выражений для E_1 и E_2 с соответствующими выражениями (1) видно, что формулы (2) и (3) остаются справедливыми и в случае разных частот, если в них φ_2 заменить на φ_2^* . Следовательно, интерференционный член теперь будет иметь вид

$$2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\omega t + \varphi_2 - \varphi_1). \quad (5)$$

Легко видеть, что это выражение представляет собой формулу гармонических колебаний с частотой $\Delta\omega$ и периодом $T = \frac{2\pi}{\Delta\omega}$. Когда величина

T значительно меньше времени разрешения приёмника света, то за время, необходимое для наблюдения интерференции, интерференционный член многократно успевает сменить знак. Его среднее значение при этом оказывается равным нулю во всех точках пространства, где складываются волны. Следовательно, в этом случае интерференции наблюдаться не будет. Для наблюдения интерференции в оптическом диапазоне требуется такая малая разность частот $\Delta\omega$, что эти частоты в пределах экспериментальных ошибок оказываются одинаковыми. Поэтому мы в дальнейшем будем считать, что интерферировать могут лишь волны, имеющие одинаковые частоты.

Когерентность

Таким образом, анализ различных вариантов, могущих встретиться при сложении световых волн, приводит к заключению, что интерференция световых волн может наблюдаться, если колебания, вызываемые этими волнами, удовлетворяют следующим условиям:

- 1) частоты складываемых колебаний одинаковы,
- 2) разность фаз колебаний постоянна, по крайней мере, в течение времени, необходимого для наблюдения интерференционной картины,
- 3) имеется отличная от нуля составляющая вектора напряжённости одного колебания вдоль направления вектора напряжённости другого колебания.

Такие колебания называются *когерентными* (согласованными). Когерентными также называют волны, вызывающие такие колебания, и источники, испускающие эти волны.

Контрастность интерференционной картины

Рассмотрим влияние на интерференционную картину соотношения между амплитудами складываемых волн. Предположим, что перечисленные выше условия когерентности выполняются. Из формулы (2) следует, что наибольшая интенсивность $I_{\text{макс}}$ в этом случае будет в тех точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 1$, а наименьшая интенсивность $I_{\text{мин}}$ будет там, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = -1$, причём

$$\begin{aligned} I_{\text{макс}} &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}, \\ I_{\text{мин}} &= I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Интерференционную картину можно наблюдать, если она будет достаточно контрастной, т.е. если будет заметна разница между интенсивностью $I_{\text{макс}}$ максимума и интенсивностью $I_{\text{мин}}$ ближайшего к нему минимума. Для характеристики контрастности картины используется величина, называемая *параметром видности*:

$$V = \frac{I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}}{I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}}. \quad (7)$$

Если интенсивности складываемых волн равны между собой ($I_1 = I_2 = I$), то из (6) следует, что $I_{\text{макс}} = 4I$, а $I_{\text{мин}} = 0$. В этом случае $V = 1$. Глаз в состоянии различать интерференционную картину при $V \geq 0,1$. Такие значения V получаются, если амплитуда одной волны составляет не менее 5 % амплитуды другой (при одинаковой поляризации этих волн).

Контрастность интерференционной картины уменьшается, если помимо когерентных пучков света в интерференционное поле попадает ещё и некогерентный свет. Присутствие некогерентного света может быть вызвано, в частности, неодинаковой поляризацией интерферирующих волн, нестрогой монохроматичностью источников света и другими причинами, которые определяются конкретным способом получения интерференции.

РАСПОЛОЖЕНИЕ МАКСИМУМОВ И МИНИМУМОВ ИНТЕНСИВНОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНО ИСТОЧНИКОВ СВЕТА

Оптическая длина пути

Из предыдущего ясно, что для описания интерференции важно знать значение фаз колебаний, приходящих в какую-либо точку пространства. Сейчас мы рассмотрим зависимость фазы колебаний от взаимного расположения этой точки и источника света.

Пусть точечный источник света S (рис. 1) испускает монохроматическую электромагнитную волну, в которой колебания напряжённости электрического поля происходят с круговой частотой ω . Примем начальную фазу колебаний источника за нуль. Тогда в некоторой точке A , лежащей на пути распространения волны, закон колебаний напряжённости электрического поля можно представить в виде

$$E = E_0 \sin[\omega(t - t_{\text{зан}})], \quad (8)$$

где $t_{\text{зан}}$ представляет собой время запаздывания, т.е. промежуток времени, необходимый для распространения электромагнитного возмущения от источника до данной точки.

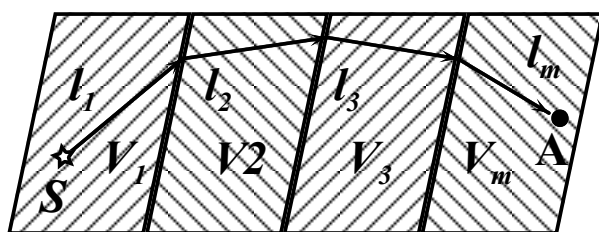


Рис. 1

Пусть от источника до данной точки свет проходит через ряд областей, заполненных веществами с показателями преломления n_1, n_2, \dots, n_m .

Скорости распространения света в этих областях равны

$$V_1 = \frac{c}{n_1}, V_2 = \frac{c}{n_2}, \dots, V_m = \frac{c}{n_m}, \quad \text{где } c -$$

скорость распространения света в

пустоте. Обозначив расстояния, проходимые светом в этих областях l_1, l_2, \dots, l_m соответственно, найдём

$$t_{зан} = \frac{l_1}{V_1} + \frac{l_2}{V_2} + \dots + \frac{l_m}{V_m} = \frac{1}{c}(n_1 l_1 + n_2 l_2 + \dots + n_m l_m) = \frac{d}{c}. \quad (9)$$

Величина $d = n_1 l_1 + n_2 l_2 + \dots + n_m l_m$ называется *оптической длиной пути*. Оптическая длина пути совпадает с геометрической, если на всём пути свет распространяется в пустоте.

Подставив время запаздывания, определяемое формулой (9), найдём закон колебания напряжённости электрического поля в рассматриваемой нами точке:

$$E = E_0 \sin \left[\omega \left(t - \frac{d}{c} \right) \right]. \quad (10)$$

Пусть λ - длина электромагнитной волны с данной частотой в пустоте. Тогда, используя соотношение $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi c}{\lambda}$, из формулы (10) легко получить

$$E = E_0 \sin \left(\omega t - \frac{2\pi d}{\lambda} \right).$$

Сравнивая это выражение с формулой гармонических колебаний $E = E_0 \sin(\omega t + \varphi)$, найдём, что начальная фаза колебаний напряжённости в рассматриваемой точке

$$\varphi = -\frac{2\pi d}{\lambda}. \quad (11)$$

Пусть теперь имеется два точечных когерентных источника света S_1 и S_2 , которые испускают монохроматические волны одинаковой частоты ω , причём начальная фаза колебаний каждого из источников всё время остаётся равной нулю. Рассмотрим точку в области, где происходит наложение волн, идущих от этих источников. Фазы колебаний напряжённости электрического поля, вызванных в этой точке первой и второй волнами, согласно формуле (11) равны $\varphi_1 = -\frac{2\pi d_1}{\lambda}$ и $\varphi_2 = -\frac{2\pi d_2}{\lambda}$, где d_1 и d_2 - оптические длины путей до этой точки от первого и второго источников соответственно. Разность этих фаз равна

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda}(d_1 - d_2). \quad (12)$$

Величина $\Delta = d_1 - d_2$, которая входит в эту формулу, представляет собой разность длин оптических путей и называется *оптической разностью хода лучей, идущих от источников до рассматриваемой точки*. Напомним, что λ - это длина волны в пустоте при частоте ω .

Условия положения максимумов и минимумов интенсивности

Так как все величины, входящие в правую часть формулы (12), не зависят от времени, то $\varphi_2 - \varphi_1 = const$. Если вдобавок напряжённость электрического поля одной волны имеет в данной точке отличную от нуля составляющую в направлении напряжённости поля второй волны, то

колебания напряжённостей этих волн когерентны и, следовательно, эти волны интерферируют.

Из формулы (2) видно, что максимумы интенсивности при интерференции волн, идущих от двух когерентных источников, будут расположены в тех точках пространства, где интерференционный член имеет наибольшую величину, т.е. в тех точках, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 1$. Как известно, это равенство выполняется, если $\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi k$, где k - целое число (положительное или отрицательное) или нуль (т.е. $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Подставляя это значение разности фаз в формулу (12), найдём условие, определяющее положение максимумов интенсивности при интерференции волн, испускаемых двумя когерентными источниками

$$\Delta = d_1 - d_2 = k\lambda, \quad (13)$$

т.е. *оптическая разность хода от источников до максимума интенсивности должна быть равна целому числу длин волн (или чётному числу полуволн)*. Число k , показывающее, сколько длин волн укладывается в оптической разности хода, называется *порядком интерференции*.

Из формулы (2) следует, что минимумы интенсивности расположены в тех точках пространства, для которых интерференционный член имеет наименьшее значение, т.е. в точках, для которых $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = -1$ и $\varphi_2 - \varphi_1 = (2k + 1)\pi$. Подставляя это значение разности фаз в формулу (16.12), получим условие, определяющее положение минимумов интенсивности

$$\Delta = d_1 - d_2 = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad (14)$$

т.е. *оптическая разность хода от источников до минимума должна быть равна нечётному числу полуволн*.

Между максимумами и минимумами интенсивность принимает промежуточные значения так, что переходы от максимумов к минимумам происходят постепенно.

ПРИНЦИП РАБОТЫ ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА ^{1*}

Излучение в гелий-неоновом лазере возникает в газоразрядной трубке, помещенной между двумя зеркалами и наполненной смесью неона и гелия. В трубку впаяны электроды, между которыми создается высоковольтное напряжение, необходимое для возникновения газового разряда. На рис.2 изображена схема уровней энергии атомов неона Ne и He, переходы между которыми обеспечивают когерентное излучение красной линии в неоновом спектре с длиной волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ (другие уровни не показаны).

¹ Г.Е. Пустовалов «Краткий курс общей физики. Часть 4. Оптика», учебное пособие, изд. МГУ, 1982.

При столкновениях в газовом разряде электронов с атомами неона и гелия возбуждаются уровни E_2 неона и E_2' гелия. Напряжение газового разряда подобрано так, чтобы другие уровни возбуждались по возможности меньше.

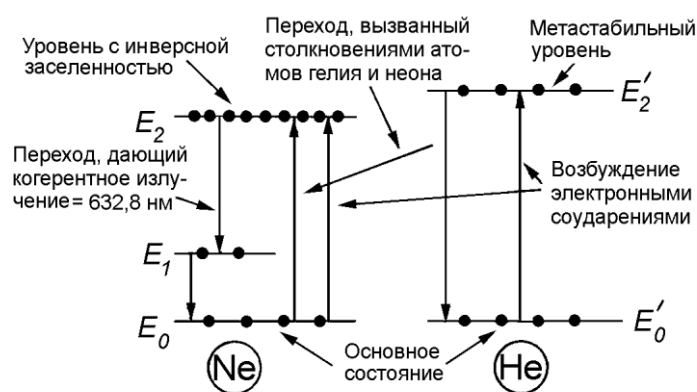


Рис. 2

Энергия возбуждения уровня E_2' гелия несколько выше энергии возбуждения уровня E_2 неона. Уровень E_2' гелия метастабильный — его время жизни много больше времени между столкновениями атомов неона и гелия друг с другом. При таких столкновениях атом гелия отдает свою энергию без излучения атому неона, вызывая переход электрона в атоме неона с уровня E_0 на уровень E_2 . В результате столкновений возбуждение уровня E_2 неона происходит настолько часто, что создается инверсия в заселенности уровней неона E_1 и E_2 (на рис.2 густота точек на уровнях отражает относительную заселенность). При переходах электронов в атомах неона с уровня E_2 на уровень E_1 и создается когерентное индуцированное излучение.

В установлении инверсной заселенности уровней E_1 и E_2 заметную роль играют столкновения атомов неона со стенками газоразрядной трубки. Такие столкновения уменьшают заселенность уровня E_1 , вызывая переходы с этого уровня на основной уровень E_0 .

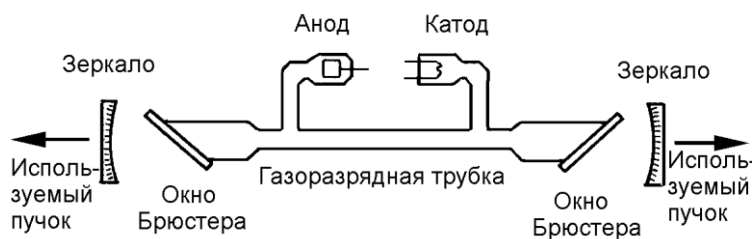


Рис. 3

Чтобы столкновения со стенками трубки происходили достаточно часто, диаметр трубки не должен быть слишком велик.

Как уже отмечалось выше, для возникновения стабильного индуцированного излучения необходимо, чтобы испущенное каждым атомом излучение многократно проходило через рабочее вещество. Для этого у торцов трубки помещаются два сферических зеркала, пропускающих наружу лишь 1–2 % падающего на них света (рис.3). Зеркала должны быть настроены в резонанс: в расстоянии между ними должно укладываться целое число полуволн. Лишь в этом случае отраженные от обоих зеркал волны будут иметь одинаковую фазу с падающими на них волнами, т.е. будет обеспечена когерентность всего излучения.

Из торцов трубки свет выходит через так называемые окна Брюстера, представляющие собой плоскопараллельные стеклянные пластинки, расположенные так, что свет, идущий вдоль трубки, падает на них под углом Брюстера. Роль этих окон следующая. Интенсивность света при прохождении через плоскопараллельную стеклянную пластинку при перпендикулярном падении уменьшается, примерно, на 8% вследствие отражения света на каждой из ее поверхностей. Поэтому, если бы окна на торцах трубки были бы ей перпендикулярны, то после пятидесятикратного прохождения между зеркалами от первоначальной интенсивности осталось бы менее 0,3%, что недостаточно для возникновения стабильного индуцированного излучения. В то же время, если свет падает на стеклянную пластинку под углом Брюстера, то волна, поляризованная так, что вектор напряженности электрического поля этой волны лежит в плоскости падения, вообще не отражается, т.е. волна такой поляризации проходит через стеклянную пластинку без потерь. Следовательно, благодаря окнам Брюстера возможно возникновение стабильного индуцированного излучения поляризованного в плоскости падения к окнам. Излучения же с другой поляризацией, вследствие больших потерь при прохождении через окна, возникнуть не может.

Если соблюдены упомянутые выше условия (размеры трубки, состав газа и его давление, анодное напряжение, коэффициент отражения зеркал и их юстировка, наличие окон Брюстера), то в газоразрядной трубке устанавливается равновесие между числом атомов неона, в которых электроны разными путями попадают на уровень E_2 , и числом атомов, в которых происходят переходы электронов с уровня E_2 на уровень E_1 с испусканием индуцированного излучения.

В результате из лазера выходит мощный световой пучок, обладающий следующими свойствами:

- 1) высокой направленностью. Угол расходимости лазерного луча составляет несколько угловых минут, а иногда даже угловых секунд;
- 2) исключительно высокой монохроматичностью. Нестабильность частоты излучения газового $Ne-Ne$ лазера составляет $50-500$ Гц при частоте $\sim 0,5 \cdot 10^{15}$ Гц. Такие малые значения $\Delta\nu$ достигаются в результате использования индуцированного излучения с инверсных метастабильных уровней, ширина которых составляет $\sim 10^3$ Гц, и применения в конструкции лазера оптического резонатора;
- 3) высокой когерентностью. Под термином «когерентность» понимается корреляция каких-либо характеристик электромагнитного излучения, например, фаз. В высокой когерентности лазерного луча можно убедиться с помощью интерференционного опыта Юнга. Перечисленные выше свойства лазерного излучения позволяют наблюдать явление интерференции при отражении от толстых стеклянных пластинок, когда возникает большая разность хода между интерферирующими лучами.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема оптической установки для изучения явления интерференции приведена на рис.4. Она включает: лазер — 1, блок питания лазера 2, экран с линзой — 3, 4, стеклянную пластинку — 5, оптическую скамью — 6 и рейтеры — 7.

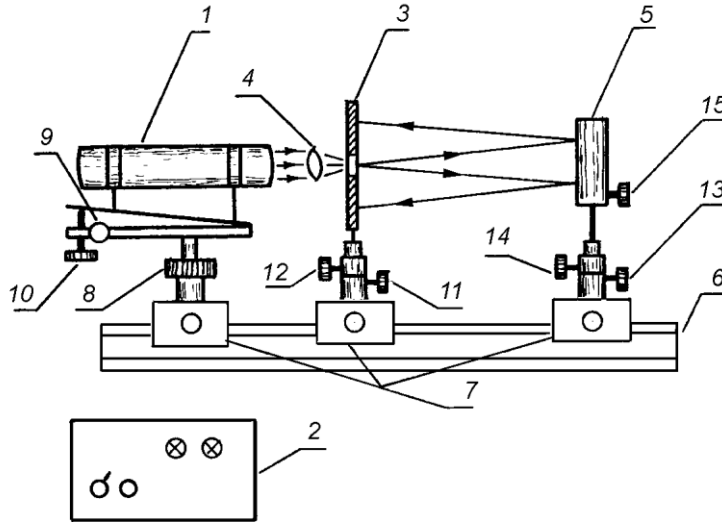


Рис. 4

элементы установки на оптической скамье. Установка состоит из трех основных узлов:

- 1) *лазера — 1*, который является непосредственным источником когерентного излучения;
- 2) *толстой тщательно отполированной плоскопараллельной стеклянной пластинки с держателем — 5*.

Качество полировки ее рабочих поверхностей составляет, примерно, $0,1 \lambda$, т.е. $\sim 630 A^0$. Клинообразность пластинки (непараллельность ее рабочих поверхностей) не превышает 5 угловых секунд. Качественно о степени полировки можно судить на основании такого явления. Если эту пластинку подержать некоторое время в руках, то возникающий от рук неравномерный прогрев пластинки приведет к заметному искажению интерференционной картины. Загрязнения, остающиеся на поверхности после касания ее пальцами рук, также сильно снижают качество интерференционной картины. Поэтому при выполнении работы необходимо быть особенно внимательным и **КАСАТЬСЯ РУКАМИ ТОЛЬКО ДЕРЖАТЕЛЯ СТЕКЛЯННОЙ ПЛАСТИНКИ И ЕГО РЕГУЛИРОВОЧНЫХ ВИНТОВ;**

- 3) *экрана 3 с центральным отверстием*, в котором находится оправка с короткофокусной собирающей линзой 4. Задняя фокальная плоскость линзы совпадает с плоскостью экрана. Линза 4 служит для преобразования параллельного пучка света излучателя 1 в расходящийся пучок. Высокая монохроматичность и малая расходимость лазерного пучка

позволяют сфокусировать луч лазера на площадку чрезвычайно малой величины и в дальнейшем рассматривать ее как точечный источник излучения. Экран служит для наблюдения интерференционной картины, образующейся в результате наложения световых волн, отразившихся от передней и задней поверхности толстой плоскопараллельной стеклянной пластинки 5. В силу симметрии падающего на пластинку светового пучка интерференционная картина имеет вид чередующихся светлых и темных колец. Для измерения диаметров интерференционных колец в центре экрана находятся две линейные шкалы, расположенные под прямым углом друг к другу. Каждый узел установки имеет следующие регулировки.

Лазер 1

- *гайку 8* для перемещения вверх-вниз;
- *винт 9* для поворота в горизонтальной плоскости;
- *винт 10* для поворота в вертикальной плоскости.

Экран с линзой 3

- *стопорный винт 11*;
- *стопорное кольцо 12*.

При освобождении винтов *11* и *12* смещение экрана вверх–вниз и поворот вокруг вертикальной оси осуществляется вручную. Стопорное кольцо с винтом *12* служит для фиксации экрана на выбранной высоте.

При освобождении винта 12 в целях защиты от падения экран надо удерживать рукой.

Держатель со стеклянной пластинкой 5

- *винт 15* для изменения наклона стеклянной пластинки,
- *стопорный винт 13*;
- *стопорное кольцо с винтом 14*.

При освобождении винтов *13* и *14* смещение вверх–вниз и поворот вокруг вертикальной оси осуществляется вручную. Стопорное кольцо с винтом *14* служит для фиксации стеклянной пластинки на выбранной высоте.

При освобождении винта 14 в целях защиты от падения держатель стеклянной пластинки необходимо удерживать рукой.

Падение держателя может привести к образованию трещин и сколов на стеклянной пластинке. *Во время работы и юстировки нельзя вынимать держатель из рейтера.*

Источник питания лазера находится на полке под столешницей.

ВЫВОД РАБОЧЕЙ ФОРМУЛЫ

Конечной целью данного пункта описания является получение формулы, связывающей квадрат диаметра интерференционного кольца D_N с

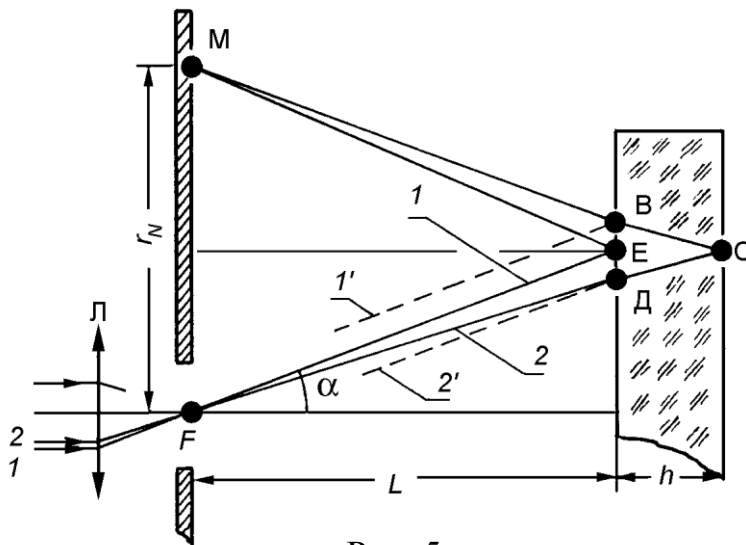


Рис. 5

его порядковым номером N , отсчитываемым от центра интерференционной картины.

Ход лучей в установке изображен на рис.5. Выделим из параллельного пучка лазерного излучения два луча 1 и 2 . После прохождения через собирающую линзу L эти лучи падают на стеклянную пластинку в точках E и D . Дальнейший ход этих лучей построен с соблюдением закона

отражения в точке E для луча 1

(угол падения равен углу отражения) и закона преломления в точке D для луча 2 . После отражения в точке C от задней поверхности стеклянной пластинки преломления в точке B луч 2 встречается с лучом 1 в точке M экрана. В силу свойств лазерного излучения лучи 1 и 2 когерентны, хотя и соответствуют различным цугам излучения. Следовательно, они участвуют в образовании интерференционной картины. Результат интерференции зависит от разности хода, приобретаемой этими лучами на пути от точки F к точке M .

Как видно из рис.5, оптическая разность хода между лучами 1 и 2 на пути от точки F к точке M равна

$$\Delta_1 = 2 \cdot DC \cdot n - 2(FE - FD) + \lambda/2, \quad (15)$$

где n — показатель преломления стеклянной пластинки. Слагаемое $\lambda/2$ возникает из-за потери полуволны при отражении луча 1 от оптически более плотной среды. Разность хода можно вычислить и более простым способом, если учесть реальные параметры установки. Действительно, расстояние L в установке равно ~ 80 см, а радиус r десятого интерференционного кольца составляет ~ 3 см. Следовательно, угол α , под которым луч 1 падает на стеклянную пластинку мал ($\alpha \sim 1^\circ$). Кроме того, можно считать, что толщина стеклянной пластинки h много меньше расстояния ее до экрана L ($h/L \sim 0,03$). Следовательно, угол падения луча 2 на стеклянную пластинку мало отличается от угла падения луча 1 , равного α . Вследствие этого можно считать, что наблюдаемые на экране интерференционные полосы (окружности) являются полосами равного наклона, возникающими в результате интерференции параллельных лучей $1'$ и $2'$, падающими на

стеклянную пластинку под углом α . Как показано в рекомендованном пособии Д.В. Белова (см. формулу (23.2), в которой угол падения — i) оптическая разность хода между такими лучами равна

$$\Delta_2 = 2h(n^2 - \sin^2 \alpha)^{0.5} + \lambda/2 . \quad (16)$$

Расчеты показывают, что разности хода, вычисленные по формулам (15) и (16) отличаются друг от друга на величину, меньшую чем $\lambda/2$ ($\sim 1000 \text{ \AA}$), что можно рассматривать как доказательство справедливости использования формулы (16).

Используя соотношение (16), условие образования в точке M интерференционного минимума m -го порядка можно записать в следующем виде

$$\Delta_2 = 2hn \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2} \right)^{0.5} + \frac{\lambda}{2} = (2m+1) \frac{\lambda}{2} . \quad (17)$$

Так как $\sin^2 \alpha/n^2 \ll 1$, то корень в (17) можно разложить в ряд по формуле

$$\left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2} \right)^{0.5} = 1 - \frac{\sin^2 \alpha}{2n^2} . \quad (18)$$

После подстановки (18) в (17) получим

$$\Delta_2 = 2hm \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{2n^2} \right) + \frac{\lambda}{2} = (2m+1) \frac{\lambda}{2} . \quad (19)$$

Из рис.5 видно, что

$$\operatorname{tg} \alpha \cong \sin \alpha = \frac{r_N}{2L} . \quad (20)$$

После подстановки (20) в (19) и несложных преобразований, получим

$$\Delta_2 = 2hm - \frac{h}{4L^2 n} r_N^2 + \frac{\lambda}{2} = (2m+1) \frac{\lambda}{2} . \quad (21)$$

Из (21) получаем

$$r_N^2 = \frac{4L^2 n \lambda}{h} \left(\frac{2hm}{\lambda} - m \right) . \quad (22)$$

Или

$$D_N^2 = \frac{16L^2 n \lambda}{h} \left(\frac{2hn}{\lambda} - m \right) , \quad (23)$$

где D_N — диаметр темного кольца.

Как видно из соотношения (23) в центре интерференционной картины располагаются кольца, соответствующие большим порядкам интерференции (большим m). Обратное расположение интерференционных линий по отношению к их расположению в обычной схеме наблюдения интерференции от двух точечных источников является особенностью данной схемы. Отсчет значений m всегда производят от точек, для которых разность

хода интерферирующих лучей равна нулю. С увеличением разности хода растут значения m . В рассматриваемой схеме направлению к центру интерференционной картины соответствует максимальная разность хода $2hn$, т.е. максимальное $m(m_{\max})$. Таким образом в наших обозначениях m_{\max} — это максимальный порядок наблюдаемого минимума. Формула (23) позволяет оценить порядок интерференционных линий m_{\max} , наблюдаемых в центре экрана. При $D_N = 0$ $m = m_{\max}$. Для m_{\max} получаем

$$m_{\max} = \frac{2hn}{\lambda}. \quad (24)$$

Оценка приводит к величине

$$m_{\max} = \frac{2 \cdot 2 \cdot 1,5}{6 \cdot 10^3 \cdot 10^{-8}} \sim 10^5.$$

С учетом (24) формула (23) приобретает вид

$$D_N^2 = \frac{16L^2 n \lambda}{h} (m_{\max} - m). \quad (25)$$

Преобразуем формулу (25) так, чтобы ею было удобно пользоваться.

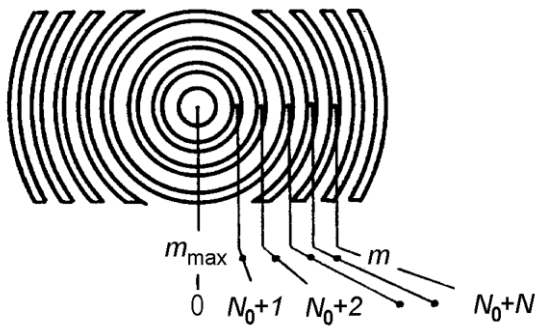


Рис. 6

наблюдаемому минимуму можно

приписать номер $N_0 + 1$, второму — $N_0 + 2$, а N -му — номер $N_0 + N$. Как видно из рис.6 это число равно $m_{\max} - m$, т.е. справедливо соотношение

$$m_{\max} - m = N_0 + N. \quad (26)$$

Подставляя (26) в (25) и вводя обозначения

$$D_{N_0}^2 = \frac{16L^2 n \lambda}{h} N_0, \quad (27)$$

$$b = \frac{16L^2 n \lambda}{h}$$

получим

$$D_N^2 = D_{N_0}^2 + bN. \quad (28)$$

Как следует из (28), зависимость D_N^2 от N имеет линейный вид.

ПОДГОТОВКА УСТАНОВКИ К ИЗМЕРЕНИЯМ

Включение лазера

ЛАЗЕР РАБОТАЕТ ПРИ АНОДНОМ НАПРЯЖЕНИИ СВЫШЕ 3 кВ — ВКЛЮЧЕНИЕ ЛАЗЕРА ПРОИЗВОДИТСЯ ТОЛЬКО ЛАБОРАНТОМ!

При работе с лазером необходимо помнить, что *ПРЯМОЕ ПОПАДАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЛАЗ ОПАСНО ДЛЯ ЗРЕНИЯ*. Кроме того, такую же опасность представляет лазерный луч, отраженный от зеркал и хорошо отполированных блестящих металлических поверхностей. *НЕ ПЫТАЙТЕСЬ ЗАГЛЯНУТЬ В ИЗЛУЧАТЕЛЬ И НЕ СТАВЬТЕ НА ПУТИ ЛУЧА ЗЕРКАЛА И БЛЕСТЯЩИЕ ПРЕДМЕТЫ.*

1. Установить тумблер *ВКЛ* источника питания в выключенное положение.

2. Подключить к питающей сети ~ 220 В сетевую вилку источника питания.

3. Включить тумблер *ВКЛ*. При этом на передней панели источника питания загорится индикация *СЕТЬ*.

4. Через время не менее 30 с после включения тумблера *ВКЛ* нажать кнопку *ЗАПУСК*. При этом на передней панели источника питания загорится индикация *ВЫСОКОЕ* и начнет работать излучатель. Для выключения лазера тумблер *ВКЛ* поставить в выключенное положение. При этом индикация *СЕТЬ* погаснет сразу, а индикация *ВЫСОКОЕ* — через 5–8 сек. Затем отключить вилку источника питания от питающей сети.

Юстировка установки

При необходимости юстировка установки проводится лаборантом или преподавателем.

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

При измерениях рекомендуется пользоваться лупой. Располагать лупу следует подальше от экрана, чтобы получить наибольшее увеличение шкалы и не загоразживать ею лучи, отраженные от пластинки. В процессе работы удобнее измерять диаметры светлых, а не темных интерференционных колец, так как шкала в местах расположения светлых колец освещается более ярко. Совершенно очевидно, что линейная зависимость (28) не нарушится и коэффициент «*b*» останется тем же.

Для построения прямой $D_N^2 = f(N)$ необходимо измерить диаметры 10–16 светлых колец. Диаметр кольца определяется по горизонтальной шкале

как сумма координат его левого и правого радиусов. При этом вначале определяются координаты радиусов по одну сторону от центра, затем — по другую сторону. Результаты измерений записываются в таблицу данных.

В качестве указки при измерениях нельзя использовать ручки и карандаши. Такие указки портят экран. Большое увеличение, даваемое лупой, позволяет и без указки легко определять положение нужного кольца на шкале. В конце измерений с помощью меток на рейтерах определить

Номер кольца, N	Отсчет слева, мм	Отсчет справа, мм	D_N , см	D_N^2 , см	X_1 , см	X_2 , см	L, см
1							
2							
3							
.							
.							
.							
N							

координаты экрана — X_1 и стеклянной пластинки — X_2 . Результаты измерений X_1 и X_2 записать в таблицу данных.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. По результатам измерений вычислить диаметры колец (в см) и расстояние L между экраном и стеклянной пластинкой. Для вычисления L воспользоваться формулой

$$L = (X_2 - X_1) - 1,32 \text{ (см)}$$

Поправка $1,32$ см вводится потому, что метки рейтеров не лежат в плоскостях экрана и передней грани стеклянной пластинки. Результаты вычислений занести в таблицу данных.

2. На миллиметровой бумаге построить график зависимость D_N^2 и от N и вычислить тангенс угла наклона прямой « b ». При построении графика выбрать такой масштаб, чтобы 1 см по оси абсцисс соответствовал $\Delta N = 1$, а по оси ординат — $\Delta D_N^2 = 5 \text{ см}^2$.

3. Используя формулу

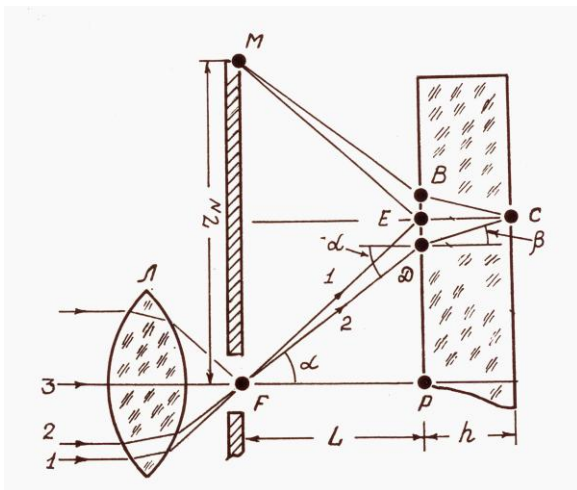
$$n = \frac{bh}{16L^2\lambda},$$

вычислить показатель преломления стеклянной пластинки. При вычислениях положить $\lambda = 6328\text{Å}$, $h = 20,3 \text{ мм}$. Метод вычисления погрешности измерений показателя преломления n обсудить с преподавателем.

При отчете представить: заполненную таблицу данных, график зависимости D_N^2 от N и вычисленное значение показателя преломления стеклянной пластинки n .

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Для обоснования справедливости использования формулы (16) при расчетах разности хода между лучами 1 и 2 покажем ее эквивалентность формуле (15). Для этого обратимся к рис. 7, который более удобен для наших целей. В отличие от рис. 5 на нем изображены только лучи 1 и 2, а угол α - это угол падения на пластинку луча 2, а не луча 1.



Прежде всего, выведем формулу, которая будет полезна в процессе дальнейших преобразований.

Рассмотрим треугольник FPD.

Для него справедливо соотношение

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{EP - ED}{L} = \frac{r_N - h \operatorname{tg} \beta}{L},$$

где β - угол преломления луча 2

в точке

D. Так

Рис. 7

как углы α и β малы, то

последнее равенство можно переписать в виде

$$\sin \alpha = \frac{r_N}{2L} - \frac{h}{L} \sin \beta. \quad (0.1)$$

В формуле (1.1) произведем замену $\sin \beta$ на $\sin \frac{\alpha}{n}$. В результате преобразований получим интересующую нас формулу

$$\sin \alpha = \frac{n}{2(h + nL)} r_N. \quad (0.2)$$

Запишем еще раз формулу (15)

$$\Delta_1 = 2DCn - 2(FE - FD) + \frac{\lambda}{2}. \quad (15)$$

Как следует из рис. 7

$$DC = \frac{h}{\cos \beta} = h\sqrt{(1 + \operatorname{tg}^2 \beta)} = h\sqrt{(1 + \sin^2 \beta)},$$

$$FD = \frac{L}{\cos \alpha} = L\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha} = L\sqrt{(1 + \sin^2 \alpha)}, \quad (0.3)$$

$$FE = \sqrt{L^2 + \frac{r_N^2}{4}}.$$

Подставим соотношение (1.3) в (15).

$$\Delta_1 = 2hn\sqrt{1 + \sin^2 \beta} + 2L\sqrt{1 + \sin^2 \alpha} - 2L\sqrt{1 + \frac{r_N^2}{4L^2}} + \frac{\lambda}{2}. \quad (0.4)$$

Так как $\sin^2 \alpha, \sin^2 \beta$ и $\frac{r_N^2}{4L^2}$ много меньше 1 , разложим корни в выражении (1.4) в ряд по формуле $\sqrt{1+x} = 1 + \frac{x}{2}$. В результате разложения получим

$$\Delta_1 = 2hn\left(1 + \frac{\sin^2 \beta}{2}\right) + 2L\left(1 + \frac{\sin^2 \alpha}{2}\right) - 2L\left(1 + \frac{r_N^2}{8L^2}\right) + \frac{\lambda}{2}. \quad (0.5)$$

В выражении (1-5) вначале произведем замену $\sin \beta$ на $\sin \frac{\alpha}{n}$, а затем вместо $\sin \alpha$ подставим его значение (1.2). В результате таких преобразований получим

$$\Delta_1 = 2hn - \frac{h}{4L^2 n \left(1 + \frac{h}{nL}\right)} r_N^2 + \frac{\lambda}{2}. \quad (0.6)$$

Выпишем еще раз формулу (21), по которой вычислялась оптическая разность хода между параллельными лучами $1'$ и $2'$.

$$\Delta_2 = 2hn - \frac{h}{4L^2 n} r_N^2 + \frac{\lambda}{2}. \quad (21)$$

Вычислим $\Delta = \Delta_2 - \Delta_1$.

$$\Delta = 2hn - \frac{h}{4L^2n} r_N^2 - 2hn + \frac{h}{4L^2n(1 + \frac{h}{nL})} r_N^2 + \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{2} = \frac{h^2 r_N^2}{4L^3 n^2 (1 + \frac{h}{nL})} . \quad (0.7)$$

Для численной оценки Δ подставим в (1.7) значения величин, характерные для данной установки

$$h = 2\text{см}, \dots, r_{10} = 3.4\text{см}, \dots, L = 80\text{см}, \dots, n = 1.5.$$

После вычислений получаем

$$\Delta = 987 \text{ \AA}, \dots, m.e. \dots \Delta < \frac{\lambda}{2} = 3164 \text{ \AA}.$$

Следовательно, в нашем случае вполне допустимо при вычислении оптической разности хода между лучами 1 и 2 использовать формулу (21).

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Юстировка установки

Целью юстировки является получение на экране равномерно освещенной интерференционной картины, в которой центры колец располагаются в центре экрана.

Последовательность операций

1. Рейтер со стеклянной пластинкой установить на противоположном от лазера конце оптической скамьи (метка рейтера должна находиться на отметке 116-118 см.) и стопорным винтом на рейтере зафиксировать его в этом положении. Убедиться, что винт 14 затянут. Отпустить винт 13 и развернуть держатель так, чтобы винт 15 оказался по другую сторону от излучателя.
2. Установить экран перпендикулярно скамье, чтобы его белая сторона с нанесенными на ней шкалами была обращена к стеклянной пластинке, а черная - к лазеру. На оправку линзы со стороны лазера надеть крышку с белым кружком в центре. Рейтер с экраном установить вплотную к стеклянной пластинке и зафиксировать стопорным винтом.
3. Вращением винта 10 установить корпус лазера в горизонтальное положение. Снять крышку с выходного отверстия лазера. Смещением экрана вверх или вниз добиться того, чтобы центр белого кружка на крышке и луч находились на одной высоте. С помощью винта 9 направить луч в центр крышки.

4. Установить стеклянную пластинку так, чтобы ее цент располагался напротив оправки линзы. Зафиксировать выбранное положение стопорной шайбой с винтом 14.
5. Передвинуть рейтер с экраном к лазеру на такое расстояние, чтобы между выходным отверстием лазера и крышкой линзы было, примерно, 4 см. Если при этом луч не выйдет за пределы белого кружка на крышке линзы, зафиксировать экран в этом положении и перейти к выполнению пункта 6. Если смещение луча окажется большим, то поднять или опустить лазер вместе сего держателем на величину смещения луча. После этого вновь передвинуть экран вплотную к стеклянной пластинке и с помощью винтов 9 и 10 вернуть луч в центр белого кружка на крышке. Корректировку положения лазера проводить до тех пор, пока при смещениях экрана от стеклянной пластинки к излучателю луч перестанет выходить за пределы белого кружка.
6. Снять крышку с оправки линзы. Винтами 9 и 10 откорректировать ход луча так, чтобы рассеянный линзой пучок освещал стеклянную пластинку. Корректируя положение держателя стеклянной пластинки (высоту, угол поворота в горизонтальной плоскости, наклон) добиться совпадения центра интерференционной картины с центром экрана. Особенно тщательно вращением винта 15 добиться симметрии относительно горизонтальной оси. С помощью регулировочных винтов 9 и 10 получить наиболее яркое и равномерное освещение интерференционной картины в окрестности горизонтальной шкалы. После достижения удовлетворительных результатов зафиксировать винтом 13 держатель стеклянной пластинки и приступить к измерениям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов Д.В. “Электромагнетизм и волновая оптика” изд. МГУ, 1994 г. часть 2-я, гл. 1 §§ 16–20, 23.
2. Савельев И.В. «Курс общей физики». Учебное пособие в 5-и книгах. Кн. 4. «Волновая оптика». М. Наука. Физматгиз 1998 г.
Ч. II Оптика.
Гл. 4 Интерференция света.
4.1 - Интерференция световых волн.
4.2 - Когерентность.
4.3 - Способы наблюдения интерференции света.
4.4 – Интерференция света при отражении от тонких пластинок.