

Лабораторная работа 4.03

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЕ КОЛЕЦ НЬЮТОНА.



Цель работы	3
Введение	3
Теоретические сведения	4
Интерференция: общие положения	4
Интерференционная схема: Кольца Ньютона	7
Квазимонохроматический свет	10
Функция видности	14
Описание установки	21
Проведение измерений с помощью ScopePhoto	21
Калибровка ScopePhoto	23
Измерения	24
Проведение измерений с помощью TourView	26
Калибровка TourView	27
Измерения в TourView	27
Проведение измерений с помощью Altami Studio	28
Калибровка Altami Studio	29

Измерения в Altami Studio	29
Проведение измерений и обработка результатов	30
Контрольные вопросы	33
Дополнительная литература	33
Приложение	34

Лабораторная работа подготовлена при активном содействии
студентов ФТФ Дмитрия Гросмана и Кирилла Воронина

Цель работы

Изучение интерференционной картины Колец Ньютона. Определение радиуса кривизны плоско-выпуклой линзы с помощью интерференционной картины колец Ньютона. Оценка спектральной полосы пропускания оптических фильтров.

Введение

В настоящей работе изучается интерференционная картина - Кольца Ньютона. Данная схема получения интерференционной картины относится к схемам наблюдения интерференции **методом деления амплитуд**, в отличие от классической схемы Юнга получения интерференционной картины методом деления волнового фронта. Впервые этот эксперимент был реализован Робертом Хуком (Robert Hooke) в 1664 г., но получил свое название в честь Исаака Ньютона (Sir Isaac Newton), который исследовал этот эффект в своей монографии "Optiks", изданной в 1704 г.

Предлагаемая лабораторная работа может быть выполнена в базовом (☞☞) и усложнённом вариантах. (☞☞☞, ☞☞☞☞). Вариант выполнения лабораторной работы необходимо уточнить у преподавателя.

☞☞ В базовом варианте целью работы является определение радиуса кривизны линзы с помощью наблюдения интерференционной картины при разных длинах волн ($\lambda_{blue} = 435.8$ нм, $\lambda_{green} = 546.1$ нм, $\lambda_{orange} = 578.4$ нм, $\lambda_{red} = 630$ нм).

☞☞☞ В усложнённом варианте целью работы является определение радиуса кривизны линзы и оценка частотной полосы пропускания световых фильтров без построения функции видности.

☞☞☞☞ В данном варианте целью работы является определение радиуса кривизны линзы и оценка частотной полосы пропускания световых фильтров по функции видности.

Теоретические сведения

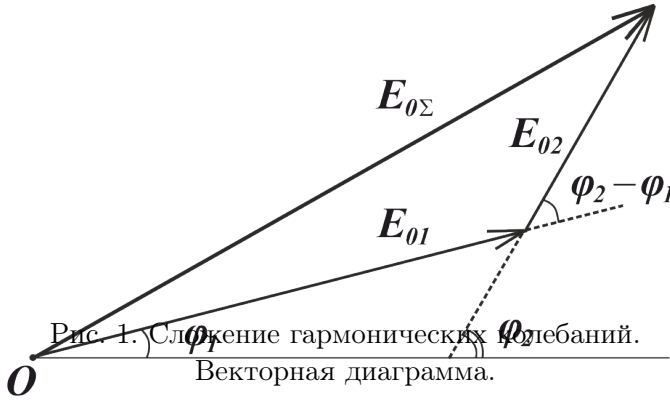
Интерференция: общие положения

Явление интерференции можно определить как перераспределение энергии электромагнитного излучения в пространстве. Если взять два независимых источника излучения и направить их на экран мы будем наблюдать светлое пятно, при этом интенсивность (яркость) картины будет определяться просто суммой интенсивностей от обоих источников. Выясним условия при которых может наблюдаться перераспределение интенсивности света для двух и более интерферирующих волн. Как известно для электромагнитных волн выполняется принцип суперпозиции, т.е. простое векторное сложение векторов электрического и магнитного полей. На рисунке ниже представлено такое векторное сложение в некоторый фиксированный момент времени.

Рассмотрим более подробно поведение вектора электрического поля $\vec{E}_\Sigma = \vec{E}_{0\Sigma} \cos((\vec{k}\vec{r}) - \omega t + \varphi)$, являющегося векторной суммой двух монохроматических волн одинаковой частоты и с разными фазами φ_1 и φ_2 , $\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cos((\vec{k}_1\vec{r}) - \omega t + \varphi_1)$ и $\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cos((\vec{k}_2\vec{r}) - \omega t + \varphi_2)$, см. Рис. 1 Используя теорему косинусов для квадрата амплитуды результирующего поля получим:

$$E_{0\Sigma}^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos((\vec{k}\vec{r}) + \varphi_2 - \varphi_1) \quad (1)$$

где $\vec{k} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$. Заметим, что значения амплитуд и фаз φ_1 и φ_2 в общем случае могут меняться во времени. Как известно, квадрат амплитуды поля **после усреднения по времени** с точностью до постоянных размерных коэффициентов, определяющихся выбранной системой единиц, равен **интенсивности**. Т.е. для получения итогового распределения интенсивности полученное выражение (1) необходимо усреднить по вре-



мени:

$$\langle \vec{E}_\Sigma^2 \rangle = \langle \vec{E}_1^2 \rangle + \langle \vec{E}_2^2 \rangle + 2 \langle (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) \rangle \quad (2)$$

где $\langle \rangle$ - операция усреднения по времени. Из полученного выражения (2) видно, что в общем случае суммарная интенсивность имеет **интерференционный** член вида:

$$2 \langle (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) \rangle$$

который и определяет распределение интенсивности в пространстве, и кроме того, зависит от разности фаз между электромагнитными волнами, участвующими в интерференции. Отсюда видно, что простое сложение интенсивностей происходит если $\langle (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) \rangle$ обращается в нуль, т.е. если

1. направления колебаний \vec{E}_1 и \vec{E}_2 перпендикулярны друг другу, т.е. рассматриваемые волны поляризованы в перпендикулярных направлениях
2. частоты ω_1 и ω_2 не равны друг другу ($\omega_1 \neq \omega_2$)
3. фазы $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$ не коррелируют, т.е. $\varphi_2(t) - \varphi_1(t)$ - является случайной функцией от времени, и следовательно

$\cos((\vec{k}\vec{r}) + \varphi_2(t) - \varphi_1(t))$ - является случайной функцией от времени, что при усреднении дает ноль.

Скореллированность фаз является ключевым фактором для наблюдения интерференции и называется **когерентностью** световых волн. Для идеального случая плоских монохроматических волн одинаковой поляризации - амплитуды E_{01} , E_{02} и фазы φ_1 , φ_2 не зависят от времени в терминах интенсивности выражение (2) для плоской монохроматической волны принимает вид:

$$I_{\Sigma} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos((\vec{k}\vec{r}) + \varphi_2 - \varphi_1) \quad (3)$$

А интерференционный член для двух плоских монохроматических волн из полученного выражения (3) равен:

$$2\sqrt{I_1 I_2} \cos((\vec{k}\vec{r}) + \varphi_2 - \varphi_1)$$

который при постоянстве начальных фаз определяет распределение интенсивностей в пространстве. Заметим, что в интерференционном члене аргумент $\cos(\vec{k}\vec{r}) + \varphi_2 - \varphi_1$ - представляет собой разность фаз, которую имеют две волны в точке \vec{r} . Обозначим эту разность фаз как $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$. Для двух монохроматических волн модули волнового вектора равны и могут быть выражены через длину волны $|\vec{k}| = k = 2\pi/\lambda$. Удобно переписать эту разность фаз в точке \vec{r} через **оптическую разность хода** - $\Delta = (d_2 - d_1)$, где d_2 и d_1 оптические пути двух интерферирующих волн, т.е. геометрические пути, умноженные на показатель преломления среды в которой они распространяются. Тогда, итоговая разность фаз в точке \vec{r}

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = k(d_2 - d_1) = \frac{2\pi}{\lambda}(d_2 - d_1)$$

Когда разность фаз $\Delta\Phi = 2\pi m$, где m - целое положительное

или отрицательное число, определяющее **порядок интерференции**, то наблюдается максимум интерференционной картины (светлая полоса) и, если $\Delta\Phi = 2\pi(m + 1/2)$, то интерференционная полоса будет темной (минимум). Эти условия могут быть переписаны для оптической разности хода:

$$\Delta = d_2 - d_1 = \begin{cases} m\lambda, & \text{max, светлая полоса,} \\ (m + 1/2)\lambda, & \text{min, темная полоса} \end{cases}$$

Интерференционная схема: Кольца Ньютона

Рассмотрим образование интерференционной картины в схеме Ньютона.

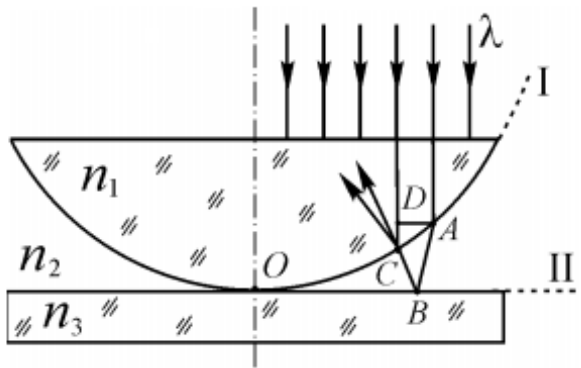


Рис. 2. Формирование интерференционной картины в опыте "Кольца Ньютона".

Если взять систему, состоящую из плоско-выпуклой линзы большого радиуса кривизны, которая выпуклой поверхностью лежит на плоскопараллельной стеклянной пластине, то при освещении этой системы параллельным пучком монохроматического света около точки касания (точки O на рис.2) будет наблюдаться интерференционная картина в виде чередующихся светлых и темных колец.

Монохроматический свет, падая на плоскую поверхность линзы, испытывает преломление и отражение на каждой из границ раздела. Интерференционная картина в отраженном свете будет наблюдаться на выпуклой поверхности линзы (граница раздела I) за счет интерференции лучей, отразившихся от границ раздела I и II. Такой метод формирования интерференционной картины называют **методом деления амплитуд**. Ход лучей, дающих интерференционную картину в отраженном свете, показан на рис. 2 (при нормальном падении лучей на линзу). Результат интерференции в точке С зависит, зависит как было показано выше, от оптической разности хода лучей, приходящих в нее.

Оптическая разность хода лучей равна разности оптических длин пути лучей, встречающихся в точке С: $\Delta = (d_1 - d_2)$, где

$d_1 = (AB + BC) \cdot n_2 + \frac{\lambda}{2}$ и $d_2 = DC \cdot n_1$. Выражения для d_1 и d_2 записаны при $n_1 > n_2$ и $n_2 < n_3$. В этом случае в точке В при отражении луча от оптических более плотной среды происходит изменение фазы отражённого луча на π (потеря полуволны): $\Delta = (AB + BC) \cdot n_2 - DC \cdot n_1 + \frac{\lambda}{2}$. При нормальном падении лучей на систему, при большом радиусе кривизны и, соответственно, малой толщине зазора можно считать $AB = BC = h$, $DC = 0$ Тогда:

$$\Delta = 2hn_2 + \frac{\lambda}{2} \quad (4)$$

Условие образования интерференционного минимума, т.е. **темного кольца**, возникающего на толщине зазора h , можно записать в виде:

$$2hn_2 + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2 \dots$$

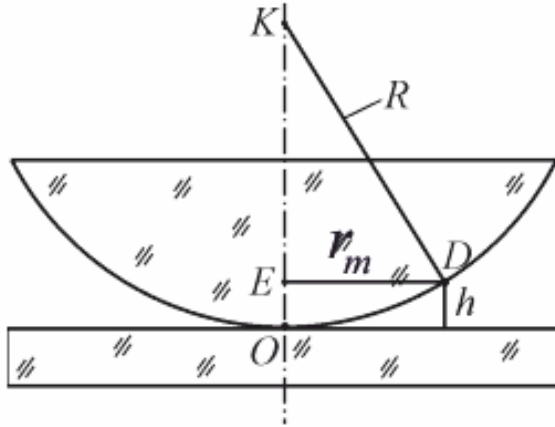


Рис. 3. К расчету толщины зазора и радиуса тёмного кольца.

или

$$2hn_2 = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2 \dots \quad (5)$$

Толщина зазора на определенном расстоянии от точки касания зависит от радиуса кривизны линзы. Найти эту связь можно из прямоугольного треугольника $\triangle KDE$ (Рис.3): $r_m^2 = R^2 - (R - h)^2$, учитывая, что $h \ll R$, получим

$$r_m^2 = 2Rh \quad (6)$$

Из последнего выражения находим

$$h = \frac{r_m^2}{2R} \quad (7)$$

Результат интерференции неизменен там, где неизменна оптическая разность хода. В данной системе постоянная по величине разность хода располагается по окружностям (толщина зазора h неизменна по окружностям). Поэтому интерференционная картина имеет форму концентрических темных и светлых колец с центром в точке касания линзы и пластины (полосы равной толщины).

Выразим высоту зазора h из формулы (5) и подставим в выражение (6). Тогда получим выражение для квадрата радиуса темного кольца с порядком интерференции m , r_m^2 :

$$r_m^2 = \frac{m\lambda R}{n_2} \quad (8)$$

если между линзой и пластиной воздушный зазор ($n_2 \approx 1$), то формула для радиуса тёмного кольца (8) приобретает очень простой вид:

$$r_m = \sqrt{m\lambda R} \quad (9)$$

Из полученного результата (9) видно, что измеряя радиус тёмного кольца можно определить радиус кривизны линзы. Тем не менее, технику определения радиуса кривизны следует уточнить.

Вследствие упругой деформации стекла и возможного попадания пыли в точку контакта между линзой и пластиной невозможно добиться идеального соприкосновения линзы с плоскопараллельной пластиной, поэтому результат будет более правильным, если вычислять радиус кривизны линзы по разности квадратов радиусов двух темных колец r_m и r_n с различными порядками интерференции m и n . Тогда окончательная расчётная формула примет вид:

$$R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(m - n)\lambda} \quad (10)$$

Пользуясь этим выражением (10), измерив радиусы тёмных колец Ньютона и зная длину волны λ , можно рассчитать искомый радиус кривизны линзы.

Квазимонохроматический свет

В случае реального источника света, включая лазерные источники, приближение монохроматического излучения не мо-

жет быть использовано для объяснения некоторых особенностей интерференционной картины, в частности уменьшения контрастности интерференционной картины при удалении от центра. Для объяснения этого эффекта необходимо учесть, что любой источник излучает в некотором диапазоне частот (длин волн), см. рис. 7.

Элементарным излучателем является атом. В классической теории каждый атом высвечивает (независимо от других атомов) волновой пуг- экспоненциально затухающая гармоническая функция. Такой волновой пакет характеризуется некоторой длительности $\Delta\tau$, и следовательно, спектральная интенсивность имеет некоторую спектральную ширину $\Delta\omega$ ($\Delta\lambda$) (см. рис. 4). Можно показать, что для сигнала в виде экспоненциально затухающей гармонической функции, длительность импульса и спектральная ширина связаны между собой соотношением $\Delta\omega \cdot \tau = 2$ Для сигналов, ограниченных во времени, любого вида в общем случае выполняется соотношение неопределённости:

$$\Delta\omega \cdot \tau \leq 2\pi$$

или используя не циклическую частоту

$$\Delta\nu \cdot \tau \leq 1 \quad (11)$$

Таким образом свет от любого источника представляет собой статистическую сумму огромного количества таких пугов, испускаемых отдельными атомами и всегда имеет некоторую спектральную ширину. **Квазимонохроматическим** светом принято называть электромагнитную волну у которой спектральная ширина намного меньше центральной частоты ($\Delta\omega \ll \omega_0$ или в терминах длины волны $\Delta\lambda \ll \lambda_0$). Стоит заметить, что

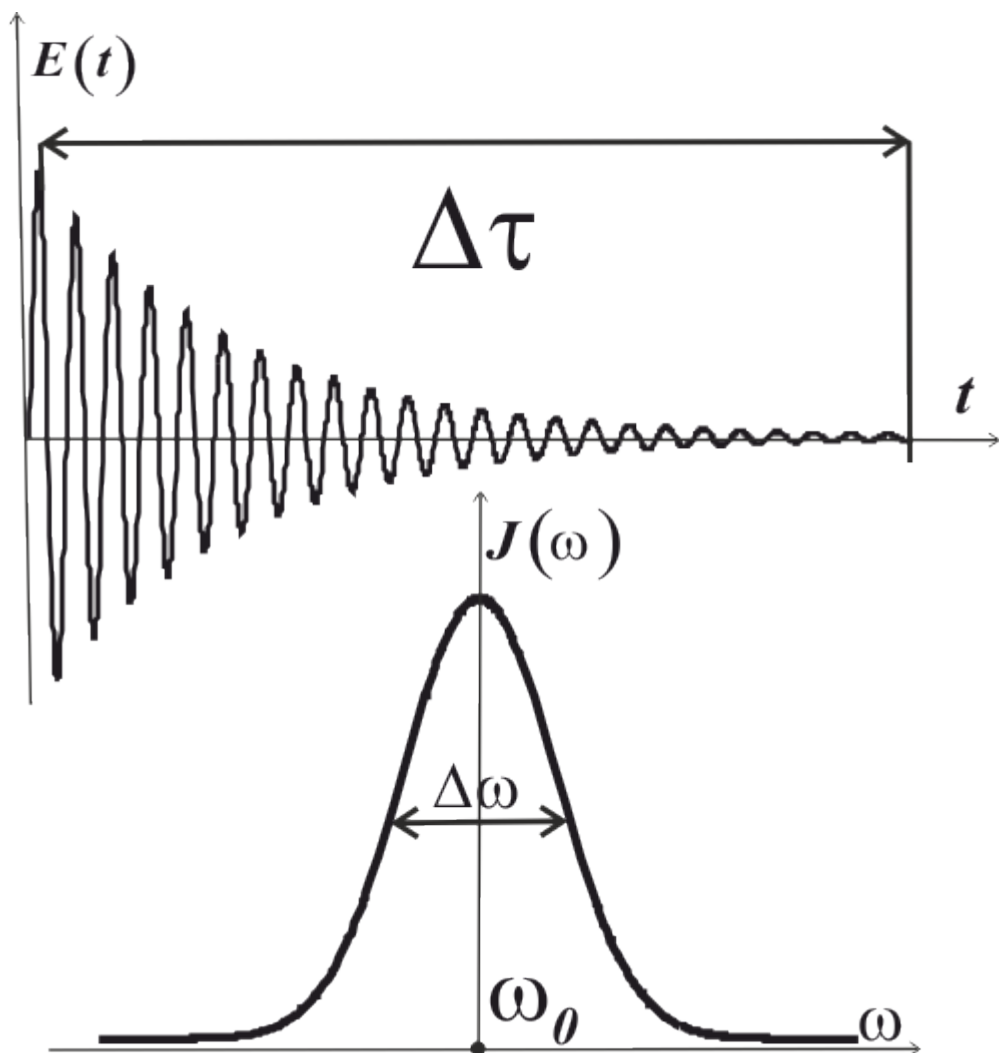


Рис. 4. Волновой пук во временном и частотном представлениях.

хотя форма спектральной линии, в данном случае, получается из классических предпосылок, но именно такую, лоренцеву форму, имеют одиночные спектральные линии в линейчатых спектрах атомов без учета таких механизмов уширения, как тепловое движение и столкновения.

Рассмотрим как учёт немонахроматичности излучения влияет на интерференционную картину. В связи с вышесказанным характерное время затухания цуга - это время в течении которого сохраняется фаза световой волны. Как было показано выше для интерференционных эффектов сохранение (скоррелированность) фаз является необходимым условием для появления интерференции, следовательно мы можем ввести понятие расстояния на котором сохраняется постоянство фазы, такое расстояние называется **длиной когерентности**. Для случая распространения в вакууме (воздухе) длина когерентности будет:

$$L_{coh} = c\tau \quad (12)$$

Очевидно, что если разность хода превышает длину когерентности, то интерференционный член становится равным нулю, т.к. исчезает сфазированность колебательных процессов. Таким образом условие наблюдения интерференции можно сформулировать как требование для оптической разности хода.

$$\Delta \leq L_{coh} \quad (13)$$

Распишем полученное выражение (13) в терминах длины волны λ и $\Delta\lambda$ с учетом выражения (11) и (12)

$$\Delta \leq L_{coh} = c\tau = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (14)$$

Домножим и разделим полученное выражение (14) на частоту ν

$$\frac{c}{\Delta\nu} \cdot \frac{\nu}{\nu} = \lambda \cdot \frac{\nu}{\Delta\nu} \quad (15)$$

Осталось только высчитать $\nu/\Delta\nu$ через величины λ и $\Delta\lambda$:

$$|\Delta\nu| = |\Delta(\frac{c}{\lambda})| = \frac{c}{\lambda^2}\Delta\lambda$$

и для отношения $\nu/\Delta\nu$ окончательно получаем:

$$\frac{\nu}{\Delta\nu} = \frac{c/\lambda}{c \cdot \Delta\lambda/\lambda^2} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (16)$$

подставляя полученный результат (16) в выражение (14) с учетом (15) получаем для разности хода:

$$\Delta \leq \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (17)$$

Случай равенства в последнем выражении (17) означает предельный случай, когда интерференционная картина начинает пропадать. Т.к. оптическая разность хода зависит от геометрии опыта мы можем по расстоянию от центра (в точке, где пропадает интерференционная картина) и вычисленному радиусу кривизны линзы при известной длине волны оценить спектральную ширину линии $\Delta\lambda$ для воздушного зазора. Действительно, воспользуемся выражениями для оптической разности хода (4) и высоты зазора (7) получим:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta} = \frac{2\lambda^2 R}{2r_{disappear}^2 + R\lambda} \quad (18)$$

Здесь, в выражении (18) $r_{disappear}$ - расстояние от центра до положения исчезновения интерференционной картины.

Функция видности

В предыдущем пункте мы показали, что при некоторой предельной разности хода интерференционная картина исчезает, т.е. её контрастность становится равной нулю. При этом сни-

жении контрастности происходит постепенно, что легко понять из следующих рассуждений. Интерференция возможна только для сфазированных волн **одинаковой частоты**.

В случае, когда у нас присутствуют несколько длин волн (или непрерывный спектр длин волн), то в нулевом порядке минимум интерференционной картины колец Ньютона для всех длин волн находится в одной точке - в центре интерференционной картины. Но уже для первого порядка интерференционного минимума, кольцо, соответствующее меньшей длине волны имеет меньший радиус, чем радиус кольца с большей длиной волны (см. (8) или (9)), т.е. начинает происходить "размытие" интерференционной картины. При этом на некотором расстоянии от центра интерференционной картины минимум для одной длины волны совпадет с минимумом предыдущего порядка для большей длины волны и контрастность интерференционной картины исчезнет.

Количественной характеристикой контрастности служит безразмерная величина – видность V интерференционной картины, равная

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (19)$$

где I_{max} и I_{min} - значения интенсивности в соседних максимуме и минимуме. Для идеального случая гармонических волн $I_{min} = 0$ и функция видности $V = 1$ остается постоянной и не зависит от местоположения внутри интерференционной картины.

В случае не монохроматического излучения наблюдение интерференционной картины затруднено вследствие вышеуказанных причин, тем не менее для квазимонохроматического излучения контрастность интерференции остается достаточно хорошей и для больших порядков интерференции, но видность картины уже не является постоянной величиной, а зависит от местоположения внутри интерференционной картины.

Для **оценки** некогерентности излучения ($\Delta\lambda$ или $\Delta\omega$) можно использовать поведение функции

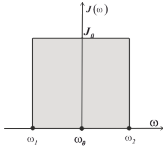


Рис. 5. Модель распределения интенсивности в рассматриваемом спектральном интервале.

видности. Поскольку нас интересует в данном случае именно оценка разброса длин волн, отвлечемся от того, каков реальный вид функции спектральной интенсивности источника и фильтра и будем считать, что интенсивность падающего излучения равномерно распределена в некотором частотном диапазоне

$\Delta\omega \ll \omega_0$, где ω_0 – центр частотного диапазона, в этом приближении форма $J(\omega)$ линии излучения представляется в виде прямоугольника (см. рис. 5). Полная (интегральная) интенсивность такого источника есть

$$I_0 = \int_{\omega_1}^{\omega_2} J(\omega) d\omega = J_0 \Delta\omega,$$

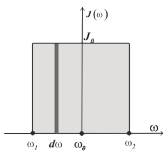


Рис. 6. Выделение бесконечно узкого частотного интервала.

Из-за наличия преломлений и отражений интерферирующие между собой волны в опыте Ньютона имеют различные полные интенсивности. Поэтому для нахождения распределения интенсивностей в зависимости от расстояния до центра интерференционной картины $I(r)$ (где r - расстояние от точки, в которой вычисляется интенсивность, до центра колец) будем отталкиваться от формулы для интерференции монохроматических волн с разными интенсивностями (3), запишем ее в виде

$$I(r) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[\frac{\omega}{c} \Delta_{opt} \right], \quad (20)$$

где Δ_{opt} - оптическая разность хода (см. (4))

Пусть I_1 - это волна, которая прошла через линзу, преломилась на границе линза/воздух, отразилась от пластины и ещё раз преломилась на границе воздух/линза, а I_2 - волна прошедшая через линзу и переломленная на границе линза/воздух. Введем, также, энергетические коэффициенты Френеля для отражённой волны - R и для преломлённой - T . Сделаем предположение, что дисперсия показателя преломления на заданном частотном диапазоне есть постоянная величина и, что, поскольку мы считаем, зазор очень узким и интерференционная картина формируется вблизи точки касания линзы с плоскопараллельной пластиной, то примем, также, что и реализующиеся углы падения на пластину и на нижнюю поверхность линзы имеют небольшой разброс, что позволит нам считать, что введенные энергетические коэффициенты Френеля R и T - не зависят от частоты. Тогда, считая, что интерферируют две монохроматические волны и, что полная интенсивность света, падающая на линзу равна I_0 , перепишем (20) через интенсив-

ность падающей волны, пренебрегая поглощением в среде.

$$I(r) = I_0 T^2 R + I_0 R + 2I_0 R T \cos \left[\frac{\omega}{c} \Delta_{opt} \right], \quad (21)$$

Для следующего шага применим следующие рассуждения:

1. интенсивности волн с разными частотами просто складываются
2. выделим полосу с бесконечно узким спектральным интервалом $d\omega$, такую, что этой полосе можно приписать полную интенсивность $dI(\omega) = J_0 d\omega$, считая ее интенсивностью фиксированной частоты ω (см. рис. 6)
3. для нахождения итогового распределения проинтегрируем $dI(\omega)$ по заданному спектральному диапазону

На основе выражения (21) запишем распределение интенсивностей для бесконечно малого спектрального интервала и проинтегрируем по всему частотному интервалу.

$$\int_{\omega_1}^{\omega_1} dI(\omega) = \int_{\omega_1}^{\omega_1} J_0 T^2 R d\omega + \int_{\omega_1}^{\omega_1} J_0 R d\omega + \int_{\omega_1}^{\omega_1} 2J_0 R T \cos \left[\frac{\omega}{c} \Delta_{opt} \right] d\omega,$$

После интегрирования получаем:

$$I(\Delta_{opt}) = I_0 T^2 R + I_0 R + 2J_0 R T \cdot 2 \frac{c}{\Delta_{opt}} \sin \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \cos \left[\frac{\omega_0}{c} \Delta_{opt} \right], \quad (22)$$

Отметим, что в полученном выражении (22) быстро осциллирующий на центральной частоте $\cos \left[\frac{\omega_0}{c} \Delta_{opt} \right]$ модулируется медленно осциллирующим $\sin \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right]$

Домножим и разделим третье слагаемое в выражении (22) на $\Delta\omega$ и после перегруппировки членов получим окончательное выражение для полного распределения интенсивностей на

поверхности линзы:

$$I(\Delta_{opt}) = I_0 R \left(T^2 + 1 + 2T \cdot \text{sinc} \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \cos \left[\frac{\omega_0}{c} \Delta_{opt} \right] \right), \quad (23)$$

Для построения функции видности (19) нужно найти максимумы и минимумы выражения (23). Минимумы и максимумы интерференционной картины определяются быстро осциллирующим членом, поэтому

$$I_{max} = I_0 R \left(T^2 + 1 + 2T \cdot \left| \text{sinc} \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \right| \right),$$

$$I_{min} = I_0 R \left(T^2 + 1 - 2T \cdot \left| \text{sinc} \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \right| \right).$$

Отсюда получается функция видности интерференционной картины колец Ньютона:

$$V(r) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = 2 \frac{T}{T^2 + 1} \left| \text{sinc} \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \right|. \quad (24)$$

Коэффициент $2 \frac{T}{T^2 + 1}$ в выражении (24) меньше единицы, кроме того он зависит от частоты (определяется показателем преломления) и угла падения на границу раздела сред. Заметим, также, что мы не учитывали потери на поглощение и рассеяние света на микроскопических неоднородностях поверхностей, поэтому в данном случае выражение (24) лучше переписать с некоторым феноменологическим коэффициентом a , $0 < a \ll 1$, который вычисляется при аппроксимации. Таким образом, функция видности в нашем случае имеет вид вид:

$$V(r) = a \left| \text{sinc} \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \right|. \quad (25)$$

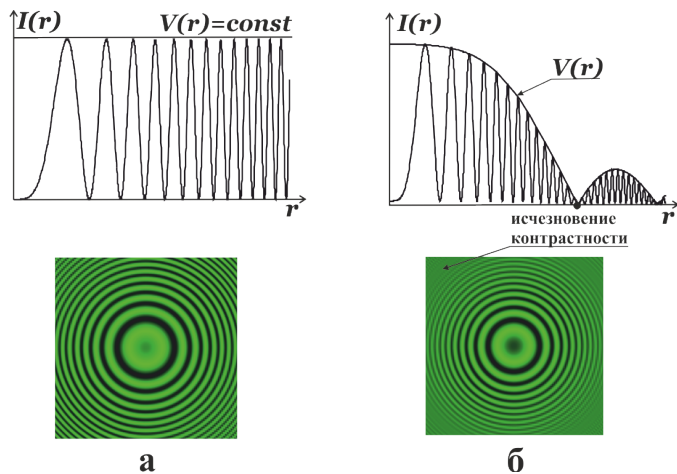


Рис. 7. а) Интерференционная картина для монохроматического излучения
 б) Интерференционная картина для квазимонохроматического излучения

Где оптическая разность хода находится по формулу (4) с учетом, что $n_2 \approx 1$ (воздушный зазор) и выражения (7)

$$\Delta_{opt} = \frac{r^2}{R_{lens}} + \frac{\lambda}{2} \approx \frac{r^2}{R_{lens}},$$

здесь R_{lens} - радиус кривизны линзы.

В заключение сделаем некоторые выводы о влиянии немонохроматичности излучения на интерференционную картину. Ниже приведены характерные зависимости интенсивности света от расстояния до центра интерференционной картины $I(r)$. На рис. 7(а) построено распределение $I(r)$ для случая монохроматического излучения, а на рис.7(б) с учетом конечной ширины спектрального диапазона для квазимонохроматического света.

Очевидно, что медленно-меняющаяся огибающая - функция видности плавно снижает контрастность интерференционной

картины до нуля после чего контрастность вновь начинает возрастать, достигая своего следующего максимума. Соотношения интенсивностей главного и последующего максимумов для функции равны $V_{0max} : V_{1max} : V_{2max} \dots = 1 : 0.045 : 0.016 \dots$. Таким образом можно говорить о том, что некогерентность источника ограничивает число наблюдаемых полос точкой первого минимума функции видности.

Описание установки

Система для наблюдения интерференционной картины и измерения радиусов колец Ньютона представлена на рис.8

1. Ручки вертикального смещения тубуса (фокусировка).
2. Источник света.
3. Видеоокуляр.
4. Плоско-выпуклая линза.
5. Светофильтр с заданной длиной волны.
6. Переключатель линз.
7. Регулятор интенсивности света.

Проведение измерений с помощью ScopePhoto

Программу для проведения измерений уточняет инженер

Программа ScopePhoto используется для считывания и обработки данных с камеры на микроскопе. Для проведения измерений:

В стартовом окне программы, в секции «Live Capture» выберите вашу камеру. В открывшемся окне вы увидите изображение с камеры на микроскопе.

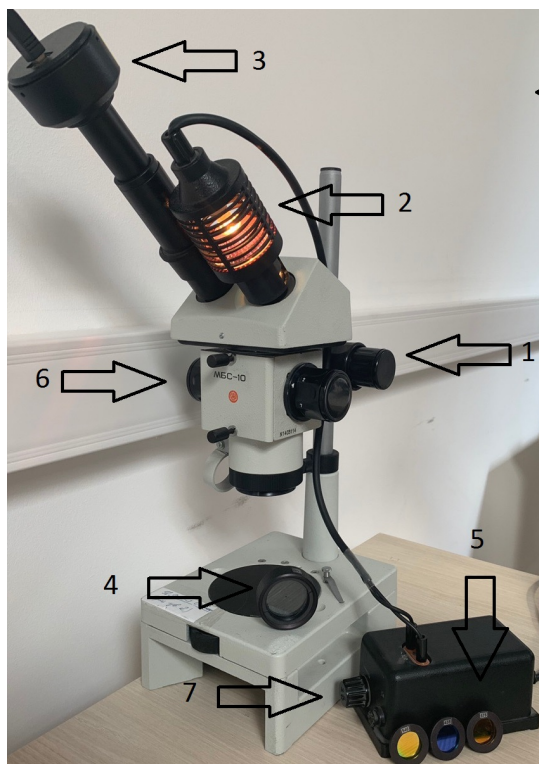


Рис. 8. Общий вид лабораторной установки

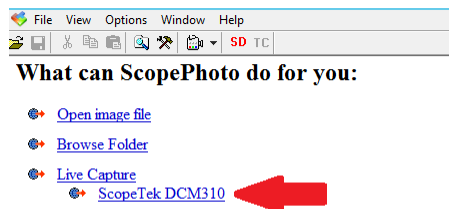


Рис. 9

Калибровка ScopePhoto

1. Возьмите какой-нибудь предмет с известными вам размерами и поместите его на предметный стол микроскопа. Расположите предмет так, чтобы линия, соединяющая точки, расстояние между которыми известно, была горизонтальной. В данном примере используется двухщелевая диафрагма с шириной двух щелей и расстоянием между ними $l = 350$ мкм.
2. Выберите «Software Power» в «Pixel» и «Zoom» в «100%»

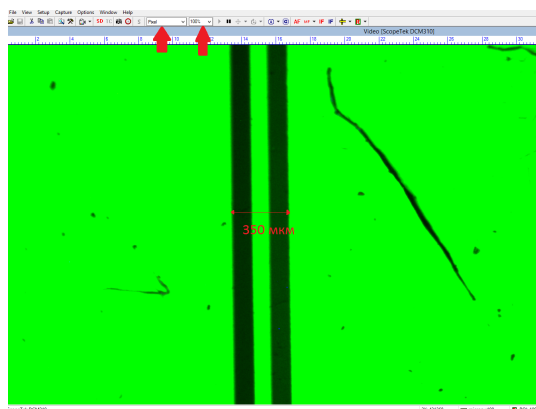


Рис. 10

3. Нажмите на иконку «Define Software Power», выберите инструмент «Horisontal Line».

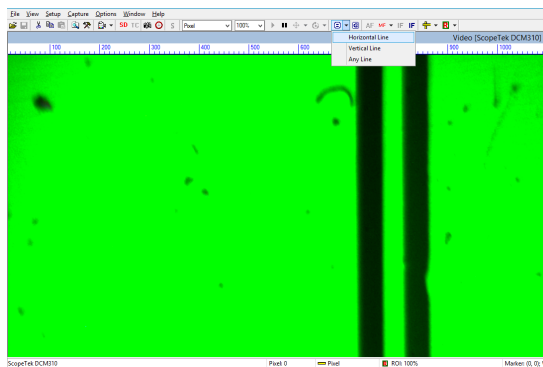


Рис. 11

4. Последовательно нажмите на две точки, расстояние между которыми вам известно.

5. В открывшемся окне введите расстояние между отмеченными точками в пункте «Actual Length», а в пункте «Software Power» введите цифру 2, нажмите ОК. Теперь программа откалибрована, и вы можете приступать к измерениям, необходимым для выполнения лабораторной работы.

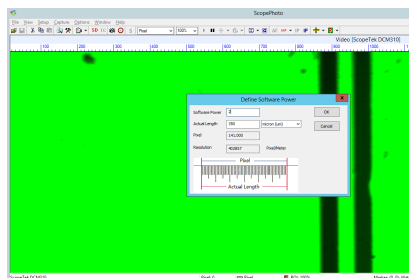


Рис. 12

Измерения

1. Для того, чтобы измерить расстояние между двумя точками, сначала переключите «Software Power» в режим «2X».
2. Нажмите на иконку «Measure» и выберите инструмент «Length Measurement».

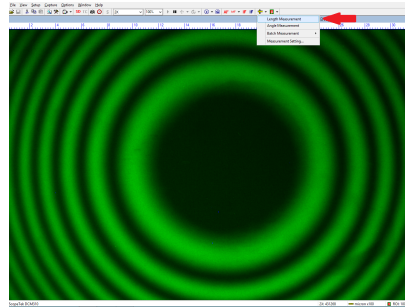


Рис. 13

3. Последовательно отметьте две точки, расстояние между которыми нужно измерить. В открывшемся окне будет показан искомый результат.

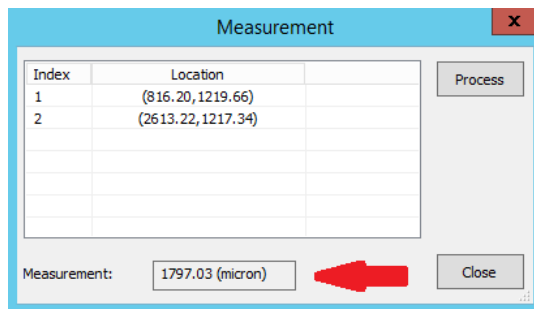


Рис. 14

Проведение измерений с помощью TourView

Программу для проведения измерений уточняет инженер

Программа TourView является аналогом для считывания и обработки данных с камеры на микроскопе. Для проведения измерений:

В стартовом окне программы, в секции 1 (рис.15) выберите вашу камеру. В открывшемся окне вы увидите изображение с камеры на микроскопе.

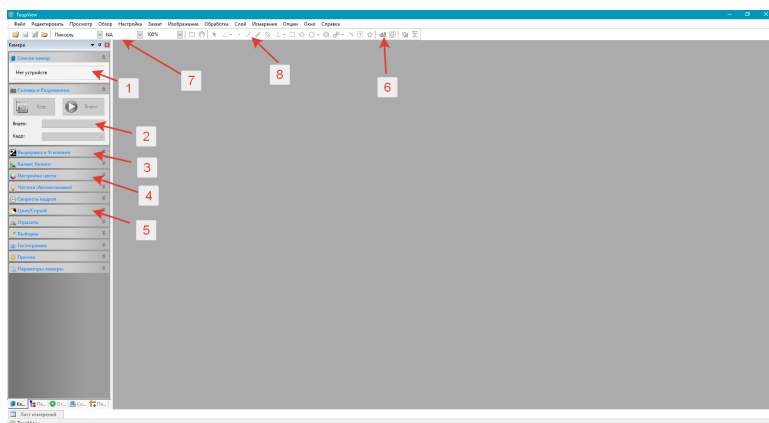


Рис. 15. Окно программы TourView

В окне **Съемка и Разрешение** (рис. 15 2) можно выбрать настройки камеры, в которых будет проводиться калибровка. Разделы 3,4,5 позволяют установить необходимые параметры камеры для получения контрастного изображения.

Калибровка TourView

Калибровка в программе TourView производится в окне 6 таким же образом, как и в ScopePhoto. После калибровки в окне 7 можно выбрать единицы измерения и профиль калибровки.

Измерения в TourView

Измерения производятся таким же образом, как это описано в **ScopePhoto** после создания кадра (кнопка **Кадр**) с помощью окна инструментов 8 (рис.15).

Проведение измерений с помощью Altami Studio

Программу для проведения измерений уточняет инженер Программа Altami Studio является аналогом для считывания и обработки данных с камеры на микроскопе.

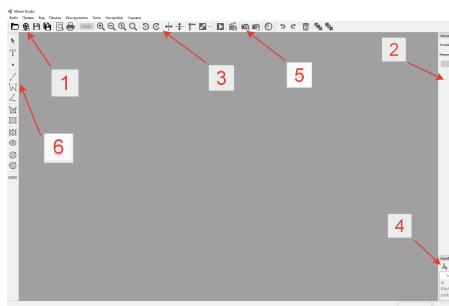


Рис. 16. Окно программы Altami Studio

Для проведения измерений:

В стартовом окне программы, в разделе 1 (рис.16) выберите вашу камеру. В открывшемся окне вы увидите изображение с камеры на микроскопе.

В разделе 2 вы увидите настройки камеры аналогичные программе TourView.

Раздел 3 позволяет управлять приближением и поворотом изображения.

Раздел 4 позволяет выполнить калибровку камеры аналогично TourView.

Раздел 5 позволяет сделать кадр или серию кадров.

Раздел 6 позволяет проводить измерения размеров изучаемого объекта.

Калибровка Altami Studio

Калибровка в программе Altami Studio производится в разделе 4 таким же образом, как и в ScopePhoto, и в TourView.

Измерения в Altami Studio

Измерения производятся с помощью панели инструментов в разделе 6. Изменить цвет информационных окон с размерами можно с помощью нажатия ПКМ на соответствующем окне.

Проведение измерений и обработка результатов



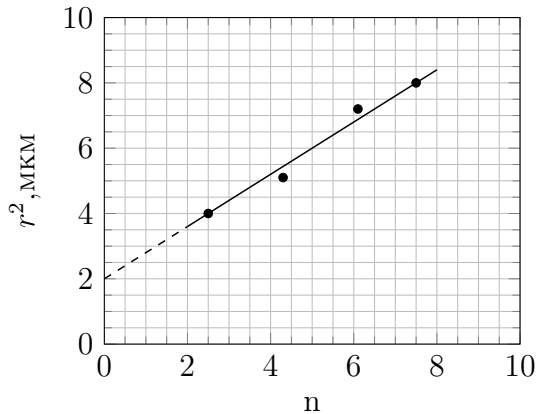
1. Установите систему линза–пластина на столике микроскопа. Поставьте светофильтр. Настройте микроскоп и лампу так, чтобы была видна четкая интерференционная картина колец.
2. С помощью «ScopePhoto» или иной программы, которая используется в работе измерьте диаметры четырёх тёмных колец Ньютона. Для каждого кольца проведите измерения не менее трех раз. По измеренным диаметрам посчитайте радиусы, занесите результаты в таблицу 1. Для каждого фильтра делается своя таблица.

Таблица 1: Фильтр $\lambda =$

	Номер кольца			
	1	2	3	4
r_1				
r_2				
r_3				
\bar{r}				

r_1, r_2, r_3 - радиусы, полученные после первого, второго и третьего измерения соответственно; \bar{r} -среднее значение по результатам трех измерений.

3. По результатам измерений постройте методом наименьших квадратов график зависимости $r^2(n)$, где r - радиус темного кольца, а n - его номер. Убедитесь, что полученная зависимость линейная.



4. Для двух пар радиусов колец посчитайте радиус кривизны линзы по формуле (10). Окончательный результат представьте как среднее значение рассчитанных радиусов.



Теперь можно перейти к построению функции видности. Для этого удобнее всего взять изображение из микроскопа и с ним выполнить ряд действий. Примерный план выглядит так:



1. Используя микроскоп и перемещая линзу с плоскопараллельной пластиной или изображение интерференционной картины, найдите место, где интерференционная картина имеет нулевую контрастность.
2. Найдите расстояние от центра картины до этой точки с нулевой видностью.
3. Наберите статистику этого расстояния. Найдите среднее значения радиуса, при котором видность интерференционной картины равна нулю, оцените доверительный интервал
4. Произведите оценку пропускной способности фильтра из выражения (18) и найденного радиуса кривизны линзы по длинам волн и частотному диапазону, оцените погрешность с которой вы определили полосу пропускания фильтра.



1. Используя изображение, постройте функцию интенсивности интерференционной картины от расстояния до центра.
2. Скорее всего, полученный график будет содержать в себе шумы. Вам придется избавиться от них, сгладив функцию.
3. Для каждого максимума и следующего за ним минимума посчитайте $(I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min})$.
4. По полученным точкам аппроксимируйте функцию (25), вычислите коэффициенты a и $\Delta\omega$. Зная $\Delta\omega$, посчитайте $\Delta\lambda$ - ширину спектра, пропускаемого фильтром, занесите его в отчет по лабораторной работе.

$$\Delta\lambda \approx 2\pi c \frac{\Delta\omega}{\omega_0^2}.$$

Контрольные вопросы

1. Показать ход лучей через данную систему, дающих интерференционную картину колец в отраженном и проходящем свете. Сравнить выражения для оптической разности хода.
2. Как будут отличаться картины колец Ньютона в отраженном и в проходящем свете, полученные на данной интерференционной схеме?
3. Что понимают под временной когерентностью? Какие ограничения она накладывает на устройство интерференционной схемы?
4. Почему выпуклая поверхность линзы, используемой в опыте, должна иметь большой радиус кривизны?
5. Что произойдет с картиной колец, если пространство между линзой и пластиной заполнить: а) водой; б) жидкостью с показателем преломления 1,67 (показатель преломления стекла, из которого изготовлены линза и пластина, - 1,52)?
6. Почему такую картину интерференции называют «полосами равной толщины»? Что в отличие от этого называют «полосами равного наклона»?
7. Для чего используется элемент установки под цифрой 1?
8. Какой цифрой обозначается Лампа?
9. Для чего в работе используются светофильтры?

Приложение

Таблица 2: Размеры объектов для калибровки

№ объекта	Ширина щели, мм	Расстояние между щелями, мм
32	0,02	0,12
33	0,04	0,12
34	0,12	0,12
35	0,20	0,12