

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ  
Белорусский национальный технический университет

Кафедра "ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА"

**Интерференция света.  
Определение радиуса кривизны линзы  
с помощью колец Ньютона**

Методические указания к лабораторной работе

*Электронный учебный материал*

**Минск 2020**

Составители:                   канд. ф.-м.н., доцент Качан С.М.  
   канд. ф.-м.н., доцент Мартинович В.А.  
   канд. ф.-м.н., профессор Трофименко Е.Е.

Рецензент: канд. ф.-м.н., доцент кафедры "Физика" БНТУ Юркевич Н.П.

В издании представлены методические указания к выполнению лабораторной работы по физике в разделе "Оптика и атомная физика" для студентов технических специальностей университетов, включающие в себя теоретическую часть, контрольные вопросы и порядок выполнения работы, заключающейся в наблюдении интерференционных полос равной толщины в виде колец Ньютона и расчете параметров оптической системы.

Белорусский национальный технический университет  
Факультет информационных технологий и робототехники  
ул. Б.Хмельницкого, 9, г. Минск, Республика Беларусь  
Тел.: (017) 292-71-53  
E-mail: [tf@bntu.by](mailto:tf@bntu.by)  
<http://www.bntu.by/fitr.html>  
Регистрационный № БНТУ/ФИТР47-71.2020

## Содержание

<u>Контрольные вопросы</u> .....	4
1. <u>Введение</u> .....	5
2. <u>Интерференция монохроматического света</u> .....	5
3. <u>Время и длина когерентности</u> .....	9
4. <u>Интерференция в тонких пленках</u> .....	10
5. <u>Кольца Ньютона</u> .....	13
6. <u>Метод определения радиуса кривизны линзы</u> .....	15
<u>Метод расчета</u> .....	15
<u>Описание установки</u> .....	16
<u>Порядок проведения измерений и обработка результатов</u> .....	17
<u>Список литературы</u> .....	18

### Цель работы

1. Изучить явление интерференции света и условия ее возникновения.
2. Определить радиус кривизны линзы с помощью колец Ньютона.

### Приборы и принадлежности:

1. Стеклянная линза.
2. Стеклянная пластинка.
3. Микроскоп с окулярным микрометром.

### Порядок теоретической подготовки к выполнению работы

Изучить теоретический материал и законспектировать в тетрадь ответы на контрольные вопросы.

### Контрольные вопросы:

1. Что называется интерференцией световых волн?
2. Какие волны называются когерентными?
3. В чем разница между геометрической и оптической длиной пути световой волны? Что называют оптической разностью хода?
4. Запишите условия максимумов и минимумов интенсивности при интерференции света.
5. Что такое время когерентности и длина когерентности?
6. В чем заключается метод деления амплитуды волны?
7. В каком случае происходит скачок фазы при отражении световой волны?
8. Какие виды интерференции различают в тонких пленках?
9. Объясните появление темного пятна в центре колец Ньютона при наблюдении в отраженном свете.
10. Нарисуйте оптическую схему для получения колец Ньютона в отраженном свете. Выведите формулу для радиуса темных и радиуса светлых колец.

## 1. Введение

**Интерференция света** – явление пространственного перераспределения энергии светового излучения при наложении двух или нескольких когерентных световых волн.

Интерференционная картина, возникающая в области перекрытия волн, имеет характер чередующихся светлых и темных полос (интерференционных максимумов и минимумов). Причем интенсивность светлых полос больше суммы интенсивностей отдельных накладываемых волн, а интенсивность темных полос меньше этой суммы. При использовании белого света светлые интерференционные полосы оказываются окрашенными в различные цвета спектра.

**Когерентность**, т.е. согласованное протекание колебаний во времени и пространстве, является необходимым условием интерференции световых волн. **Волны** называют **когерентными**, если они имеют одинаковую частоту и постоянную во времени разность фаз. Строго когерентны лишь **монохроматические** волны – неограниченные во времени и пространстве волны, для которых колебания происходят по гармоническому закону с постоянной во времени частотой и амплитудой.

## 2. Интерференция монохроматического света

Для нахождения минимумов и максимумов интерференционной картины воспользуемся идеализированным представлением монохроматической волны.

Свет представляет собой электромагнитные волны, которые характеризуются колебанием двух векторов, вектора напряженности  $\vec{E}$  электрического поля и вектора напряженности  $\vec{H}$  магнитного поля, с частотой от  $4 \cdot 10^{14}$  до  $8 \cdot 10^{14}$  Гц (что соответствует видимому диапазону излучения с длиной волны от 380 до 780 нм).

Оба вектора колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях в одинаковых фазах. Направление распространения волны и вектор фазовой скорости волны  $\vec{v}$  ориентированы перпендикулярно к направлениям обоих векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  (см. рисунок 1). Поскольку действие света на фотоэлемент, флуоресцирующий экран и другие устройства для его регистрации

определяется вектором напряженности электрического поля  $\vec{E}$ , далее будем рассматривать только этот вектор.

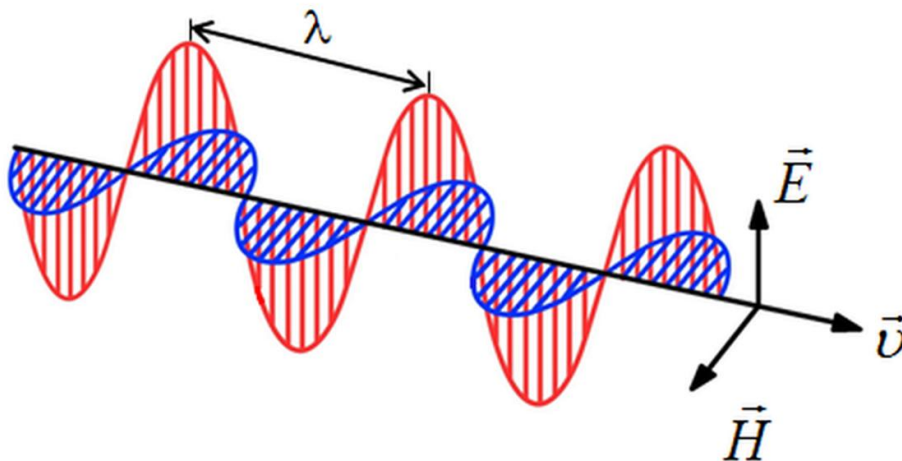


Рисунок 1. Электромагнитная волна

Пусть в какую-то точку пространства приходят две монохроматические световые волны, напряженности электрического поля которых равны  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ . Если вектора напряженности в точке наблюдения совершают колебания вдоль одной прямой, то можно записать:

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t + \varphi_1), \quad (1)$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \varphi_2),$$

где  $E_{01}, E_{02}, \varphi_1, \varphi_2$  – амплитуды и начальные фазы колебаний, соответственно;  $\omega$  – циклическая частота.

Задача об интерференции волн сводится к задаче о сложении колебаний одной и той же частоты, но с разными фазами. Опыт показывает, что волны от двух источников распространяются независимо друг от друга, а в точке наблюдения происходит векторное сложение напряженностей соответствующих полей. Это утверждение носит название **принципа суперпозиции**. Как известно, при сложении двух сонаправленных гармонических колебаний одной частоты получается гармоническое колебание с амплитудой

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \delta, \quad (2)$$

где  $\delta = \varphi_2 - \varphi_1$  - разность фаз колебаний.

Выражение (2) показывает, что квадрат амплитуды результирующего колебания не равняется сумме квадратов амплитуд складываемых колебаний. Результат сложения зависит от разности фаз исходных колебаний.

Приемники светового излучения регистрируют не величину напряженности электрического поля  $E_0$ , а величину усредненного по времени потока энергии волны, которая характеризуется интенсивностью света  $I$ . Эта величина пропорциональна квадрату амплитуды напряженности электрического поля, т.е.  $I \sim E_0^2$ . Так как волны когерентны, то  $\cos \delta$  имеет постоянное во времени значение, и интенсивность результирующей волны равна:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (3)$$

В случае синфазных колебаний, т.е. если  $\varphi_2$  и  $\varphi_1$  одинаковы, либо отличаются на четное число  $\pi$ , разность фаз  $\delta = 2m\pi$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ),  $\cos \delta = 1$ , и *интенсивность результирующего колебания максимальна*:

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2. \quad (4)$$

В случае противофазных колебаний ( $\varphi_2$  и  $\varphi_1$  отличаются на нечетное число  $\pi$ ) разность фаз  $\delta = (2m + 1)\pi$ ,  $\cos \delta = -1$ , и *интенсивность результирующего колебания минимальна*:

$$I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2. \quad (5)$$

Таким образом, при наложении *когерентных* световых волн наблюдается интерференция – перераспределение светового потока, результатом которого является возникновение максимумов интенсивности света в одних местах и минимумов – в других.

В случае наложения *некогерентных* волн разность фаз колебаний хаотически меняется, поэтому среднее во времени значение косинуса  $\cos \delta$  равно нулю, и интенсивность результирующего колебания равна сумме интенсивностей исходных колебаний:

$$I = I_1 + I_2.$$

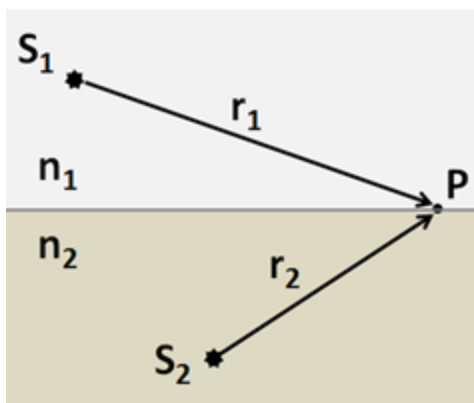


Рисунок 2. К определению оптической разности хода

Пусть  $S_1$  и  $S_2$  – источники двух когерентных волн, одна из которых проходит до точки наблюдения P расстояние  $r_1$  в среде с показателем преломления  $n_1$ , а вторая – расстояние  $r_2$  в среде с показателем преломления  $n_2$  (рисунок 2).

Тогда в точке P первая волна возбуждит колебание  $E_1 = E_{01} \cos \omega \left( t - \frac{r_1}{v_1} \right)$ , а вторая –

$E_2 = E_{02} \cos \omega \left( t - \frac{r_2}{v_2} \right)$ , где  $v_1 = \frac{c}{n_1}$ ,  $v_2 = \frac{c}{n_2}$  - фазовые скорости первой и второй волн,  $c$  - скорость света в вакууме.

Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке наблюдения (учитывая, что  $\omega = 2\pi\nu$ ,  $\frac{c}{\nu} = \lambda_0$ , и  $\lambda_0$  - длина волны в вакууме):

$$\delta = \omega \left( \frac{r_2}{v_2} - \frac{r_1}{v_1} \right) = 2\pi\nu \left( \frac{r_2 \cdot n_2}{c} - \frac{r_1 \cdot n_1}{c} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta \quad (7)$$

Введем некоторые определения. *Произведение геометрической длины пути световой волны  $r$  в данной среде на показатель преломления среды  $n$  называется **оптической длиной пути  $L$** , т.е.  $L = r \cdot n$ . Разность оптических длин путей называется **оптической разностью хода  $\Delta$** ,  $\Delta = L_2 - L_1$ .*

Из выражений (4) и (7) следует, что **интерференционный максимум** (светлая полоса) достигается в тех точках пространства, в которых  $\cos \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \right) = 1$ , т.е.

$$\Delta = \pm m \lambda_0 = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad (8)$$

где  $m = 0, 1, 2, \dots$  - целое число, которое называется **порядком интерференции**.

Таким образом, **максимум интенсивности** наблюдается, если **оптическая разность хода двух интерферирующих волн равна целому числу длин волн или чётному числу полуволн**. При этом  $\delta = \pm 2m\pi$ , колебания, возбуждаемые в точке Р обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе, и максимальное значение интенсивности

$$I_{\max} = \left( \sqrt{I_1} + \sqrt{I_2} \right)^2 > I_1 + I_2.$$

**Интерференционный минимум** (темная полоса) достигается при  $\cos \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \right) = -1$ , т.е.

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (9)$$

Таким образом, **минимум интенсивности** наблюдается, если **оптическая разность хода двух интерферирующих волн равна нечётному числу полуволн**. При этом  $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ , т.е. колебания, возбуждаемые в



точке Р обеими волнами, будут происходить в противофазе, и минимальное значение интенсивности равно

$$I_{\min} = \left( \sqrt{I_1} - \sqrt{I_2} \right)^2 < I_1 + I_2.$$

### 3. Время и длина когерентности

Свет, излучаемый реальными источниками, такими как Солнце, лампы, светодиоды и т.п. (за исключением лазеров), не является монохроматическим. Это связано с самой спецификой возникновения излучения. Излучение светящегося тела – это совокупность волн, самопроизвольно и независимо испускаемых отдельными возбужденными атомами этого тела. Испускание длится очень короткое время ( $\tau \leq 10^{-8}$  с), и за это время атом излучает «обрывок» волны определенной длины со случайной начальной фазой. Прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов называется **волновыми цугами** (см. рисунок 3).

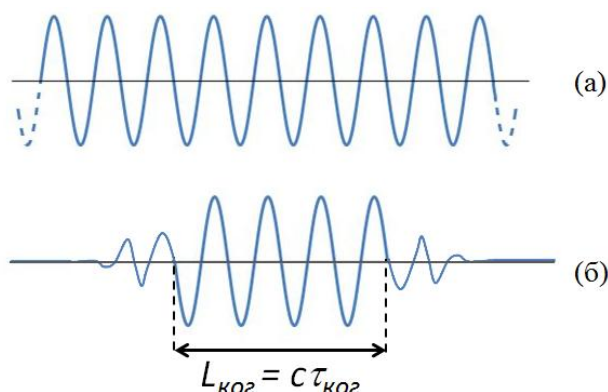


Рисунок 3. Монохроматическая волна (а) и волновой цуг (б)

Из-за несогласованности процессов испускания между отдельными атомами, излучаемые источником волны не могут быть когерентными даже в том случае, когда длина волны  $\lambda$  у цугов одна и та же. Реальная световая волна представляет собой последовательность волновых цугов с беспорядочно меняющейся фазой. Время, в течение которого фаза и амплитуда волны, излучаемой реальным источником света, остаются приблизительно постоянными, называют **временем когерентности**  $\tau_{\text{ког}}$ . В среднем, это короткий временной интервал продолжительностью  $10^{-9}$ - $10^{-10}$  с. Длину цуга, т.е. расстояние, на которое распространяется волна, сохраняя амплитуду и фазу постоянными, называют **длиной когерентности**. Длина когерентности  $L_{\text{ког}} = c \tau_{\text{ког}}$ , где  $c$  – скорость света в вакууме (см. рисунок 3б).

Чтобы получить когерентные волны от реального источника можно использовать **метод деления амплитуды волны**. Для этого волну пропускают через границу раздела диэлектрических сред, при этом волна разделяется на отраженную и преломленную. Если заставить эти две волны пройти разные оптические пути, а потом наложить их друг на друга, то будет наблюдаться интерференция. Но только в том случае, если оптическая разность хода волн будет меньше длины когерентности для используемого источника света:

$$\Delta < L_{\text{ког}}. \quad (10)$$

При несоблюдении условия (10) интерференционная картина исчезнет.

#### 4. Интерференция в тонких пленках

На практике мы часто сталкиваемся с явлением интерференции в тонких пленках, наблюдая, как переливаются яркими красками мыльные пузыри, пленки бензина или масла разлитого на поверхности лужи, как отсвечивают фиолетовым светом оптические объективы с нанесенным просветляющим покрытием и т.п.

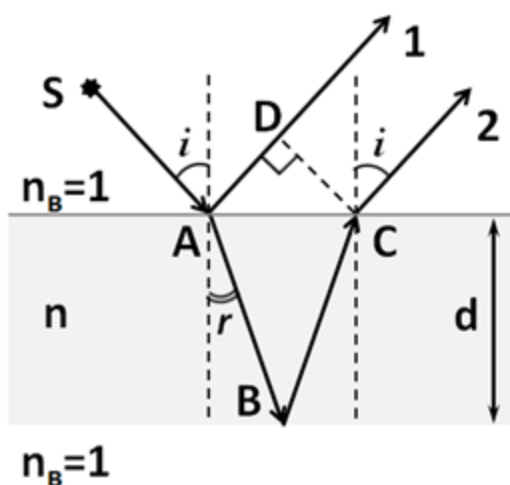


Рисунок 4. Ход лучей в тонкой пленке

Рассмотрим физику этого процесса на примере тонкой плоскопараллельной пленки, находящейся в воздухе. Пусть на прозрачную пленку с показателем преломления  $n$  и толщиной  $d$  падает плоская монохроматическая волна под углом  $i$ . Для простоты на рисунке 4 изображен только один падающий луч.

На поверхности пленки в точке А волна разделится на две: частично отразится от верхней поверхности пленки, и частично преломится. Преломленная волна, дойдя до точки В, частично преломится в воздух, а частично отразится и пойдет к точке С. Здесь она опять частично отразится (эту волну в дальнейшем не рассматриваем из-за малой интенсивности) и преломится, выходя в воздух под углом  $i$ .

Вышедшие из пленки волны 1 и 2 будут когерентны, если, согласно условию (10), оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны. Если на пути поставить собирающую линзу, то

они сойдутся в одной из точек фокальной плоскости линзы. Результат сложения волн будет определяться оптической разностью хода между ними.

При определении оптической длины пути волны важно учесть, что если в процессе распространения волна испытывает отражение от диэлектрической среды с большим показателем преломления (оптически более плотной среды), то в момент отражения ее фаза скачком меняется на противоположную (т.е. на  $\pi$ ), что соответствует изменению оптической длины пути  $L$  на  $\lambda/2$  (см. рисунок 5). Отметим, что волна, отраженная от среды с меньшим показателем преломления, как и преломленные волны, никаких фазовых скачков не испытывают.

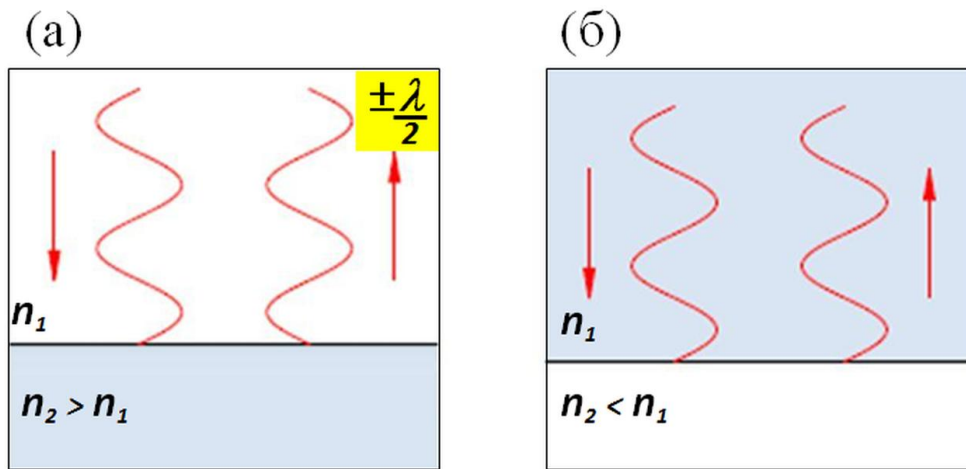


Рисунок 5. Фазовый скачок при отражении волны от границы раздела сред: (а) – отражение от оптически более плотной среды (скачок на  $\pi$  в точке отражения); (б) – отражение от оптически менее плотной среды (фаза не меняется)

Так как до точки А и после точек С, D волны 1 и 2 имеют одинаковые оптические длины путей, оптическая разность хода, возникающая между волнами 1 и 2 от источника S до точки наложения, равна:

$$\Delta = n(AB + BC) - \left( AD + \frac{\lambda_0}{2} \right). \quad (11)$$

Здесь показатель преломления окружающего пленку воздуха принят равным 1.

Согласно рисунку 4  $AB = BC = \frac{d}{\cos r}$  ( $r$  - угол преломления);

$AD = AC \cdot \sin i = 2d \cdot \operatorname{tgr} \cdot \sin i$ . Учитывая, что по закону преломления  $\frac{\sin i}{\sin r} = n$ ,

получаем:

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos r} - 2d \cdot \operatorname{tgr} \cdot \sin i - \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2dn}{\cos r} (1 - \sin^2 r) - \frac{\lambda_0}{2} = 2dn \cos r - \frac{\lambda_0}{2}, \quad (12)$$

или

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (13)$$

В точке наложения волн будет **интерференционный максимум**, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (14)$$

В точке наложения волн будет **интерференционный минимум**, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (15)$$

Таким образом, для заданных  $\lambda_0$ ,  $d$  и  $n$  оптическая разность хода будет зависеть только от угла падения  $i$ . Для всех волн, падающих под одним и тем же углом (с одинаковым наклоном), будет одинаковый интерференционный результат (темные или светлые полосы). *Интерференционные полосы, возникающие в результате падения волн под разными углами на плоскопараллельную пленку, называются **полосами равного наклона***. В этом случае интерферирующие волны «пересекаются» в бесконечности, поэтому говорят, что полосы равного наклона *локализованы в бесконечности*. Для их наблюдения используют собирающую линзу, как показано на рисунке 6.

*Если пленка имеет переменную толщину, а волны падают параллельным пучком ( $i = \text{const}$ ), то при отражении света от верхней и нижней границ плёнки возникают интерференционные **полосы равной толщины***. То есть в этом случае одинаковая оптическая разность хода соответствует одинаковой толщине пленки.

Так как верхняя и нижняя грани пленки не параллельны, то волны накладываются друг на друга вблизи ее поверхности (говорят, что полосы равной толщины *локализованы на поверхности пленки*). На рисунке 7 представлена оптическая схема для наблюдения полос равной толщины на клиновидной пленке с малым углом между гранями. На рисунке 8 рассматриваются различные варианты полос равной толщины при облучении монохроматическим светом пленок с разной геометрией. Во всех случаях для

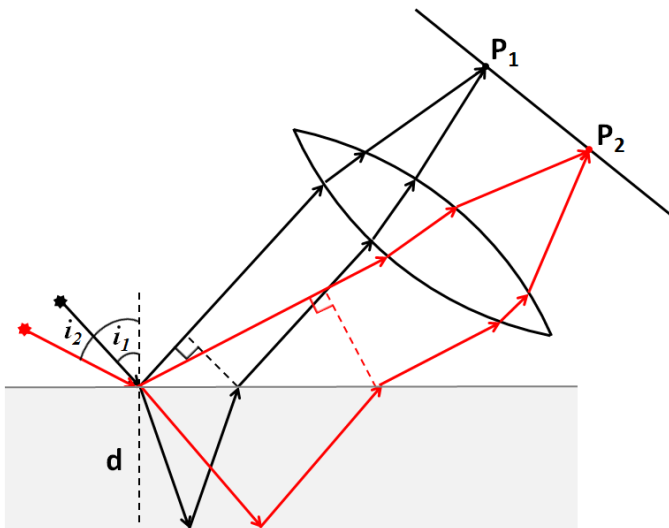


Рисунок 6. Полосы равного наклона двух соседних однотонных полос толщина пленки отличается на половину длины волны.

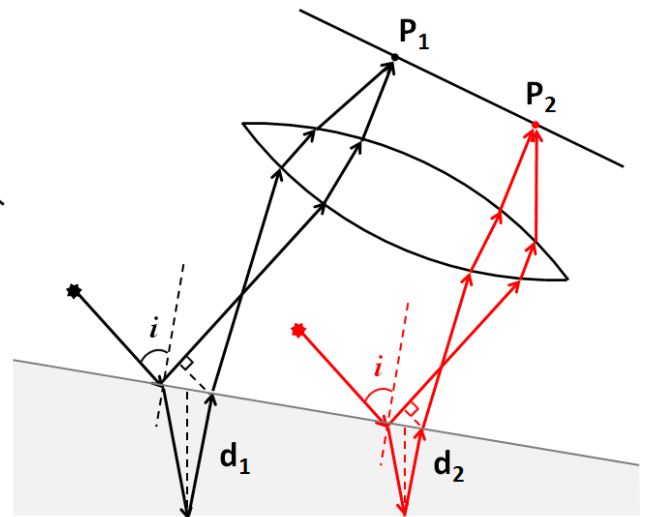


Рисунок 7. Полосы равной толщины

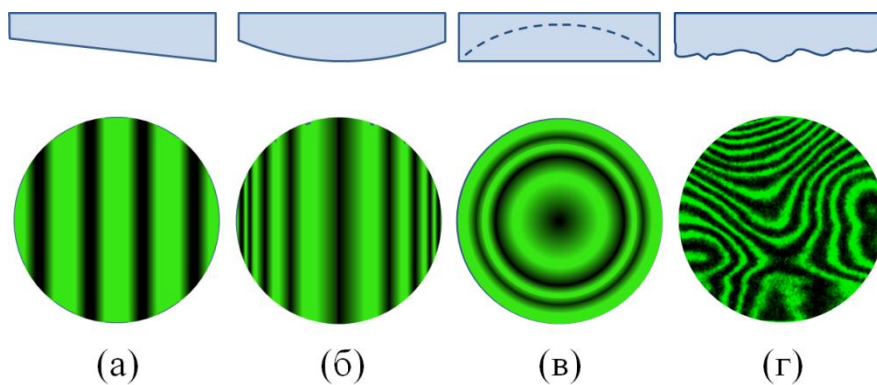


Рисунок 8. Полосы равной толщины для различных геометрий тонкой пленки: (а) – клиновидная; (б) – плоско-выпуклая (цилиндрическая); (в) – плоско-вогнутая (сферическая); (г) – с шероховатой поверхностью.

## 5. Кольца Ньютона

**Кольца Ньютона**, являющиеся классическим примером полос равной толщины, наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного между плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны  $R$  (см. рисунок 9).

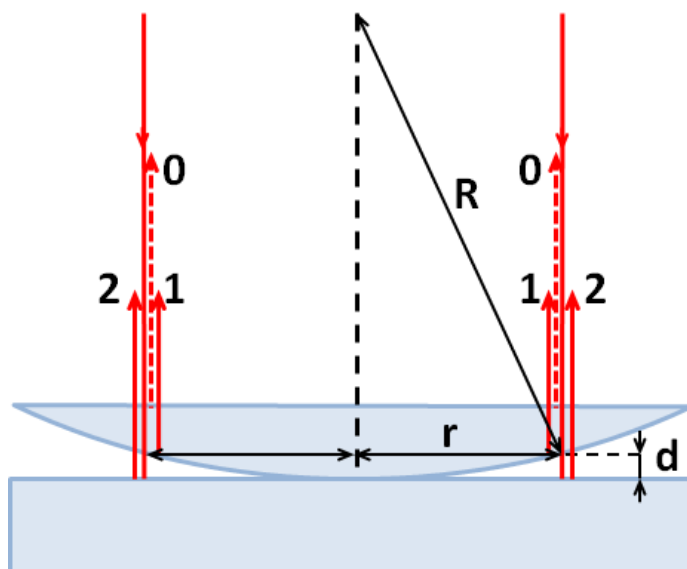


Рисунок 9. Оптическая схема для наблюдения колец Ньютона в отраженном свете

При падении монохроматического света на плоскую поверхность линзы волна проходит через систему, частично отражаясь от плоской границы раздела воздух/линза (волна 0), а также от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой и пластинкой (волны 1 и 2, соответственно). При наложении указанных волн, только между волнами 1 и 2 может возникнуть интерференция, поскольку толщина воздушного зазора составляет микрометры, и оптическая разность хода этих волн не больше толщины воздушного зазора.

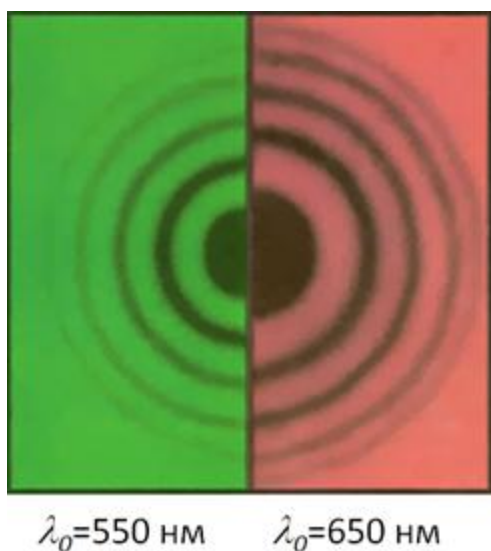


Рисунок 10. Кольца Ньютона

При наблюдении в отраженном свете в точке соприкосновения линзы и пластинки будет темное пятно, а вокруг него система концентрических светлых и темных колец. На рисунке 10 представлены кольца Ньютона, возникающие при освещении установки светом с разной длиной волны.

При нормальном падении света на поверхность линзы и наблюдении колец Ньютона в отраженном свете, оптическая разность хода интерферирующих волн 1 и 2 равна:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2}, \quad (16)$$

где  $d$  – толщина воздушного зазора;  $\frac{\lambda_0}{2}$  – дополнительная разность хода, приобретаемая при отражении волны 2 от границы раздела воздух/стекло.

Из рисунка 9 согласно теореме Пифагора следует, что

$$(R - d)^2 + r^2 = R^2, \quad (17)$$

где  $R$  – радиус кривизны линзы, а  $r$  – смещение от оси симметрии (радиус кольца). Учитывая, что  $d \ll R$ , из выражения (17) можно получить:

$$d = \frac{r^2}{2R}. \quad (18)$$

Согласно условию минимума интерференции тёмные кольца образуются там, где оптическая разность хода равна нечётному числу полуволн:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow r^2 = m\lambda_0 R.$$

Таким образом, **радиус тёмного кольца** в отраженном свете равен:

$$r = \sqrt{m\lambda_0 R}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (19)$$

где  $m$  – номер кольца.

Аналогичным образом вычисляется **радиус светлого кольца**:

$$r = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda_0 R}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (20)$$

Появление центрального темного пятна при наблюдении колец Ньютона в отраженном свете связано с тем, что толщина воздушного зазора  $d$  в центре линзы равна нулю, и в соответствии с выражением (16) происходит лишь скачок фазы при отражении волны 2 от поверхности стеклянной пластины. В этом случае получаем  $\Delta = \frac{\lambda_0}{2}$ , что является условием интерференционного минимума.

## 6. Метод определения радиуса кривизны линзы

### Метод расчета

Из формулы (19) видно, что радиус кривизны линзы можно найти, зная радиус  $m$ -го темного кольца Ньютона. Радиус соответствующего кольца можно определить с помощью микроскопа, имеющего измерительную шкалу. Однако на практике удобнее находить радиус кривизны линзы через радиусы двух отстоящих друг от друга колец. Такой подход позволяет при большом количестве наблюдаемых колец использовать в расчетах кольца большого

радиуса (что увеличивает относительную точность измерения) и при этом не ошибиться в оценке их номера.

Запишем выражения для квадратов радиусов  $n$ -го и  $m$ -го тёмного кольца и найдем их разность:

$$r_n^2 = n\lambda_0 R, \quad r_m^2 = m\lambda_0 R, \quad \text{тогда} \quad r_n^2 - r_m^2 = (n - m)\lambda_0 R.$$

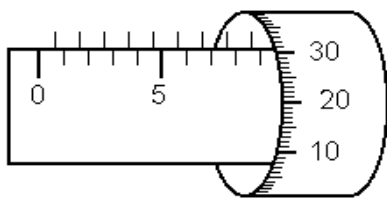
Отсюда радиус кривизны линзы можно выразить как:

$$R = \frac{(r_n - r_m)(r_n + r_m)}{(n - m)\lambda_0}. \quad (21)$$

С целью уменьшения погрешности в лабораторной работе измеряются не радиусы, а диаметры  $D$  темных колец. Поэтому при записи рабочей формулы необходимо перейти от радиусов колец к диаметрам:

$$R = \frac{(D_n - D_m)(D_n + D_m)}{4(n - m)\lambda_0}. \quad (22)$$

Для увеличения точности оценки  $R$  необходимо брать



не соседние кольца, а удовлетворяющие условию  $n - m > 2$ .

### Описание установки

Излучение светодиода со средней длиной волны  $\lambda_0 = 640$  нм падает на линзу, помещённую на стеклянную пластинку. Интерференционная картина локализована на поверхности линзы и наблюдается с помощью микроскопа. Радиусы колец измеряются с помощью окулярного микрометра. Измерения проводятся в делениях шкалы окулярного микрометра.

В фокальной плоскости окуляра микроскопа расположены: неподвижная шкала с делениями от 0 до 8, подвижные перекрестье, и индекс в виде биштриха (см. рисунок 11).



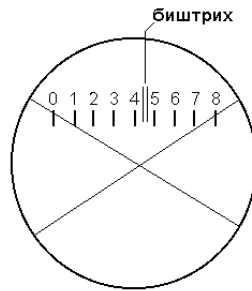
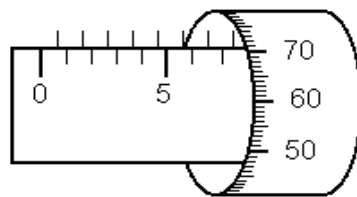


Рисунок 11. Поле зрения микроскопа

При вращении микрометрического винта перекрестие и биштрих перемещаются в поле зрения окуляра относительно неподвижной шкалы.

Отсчёт полных оборотов микрометрического винта производится по горизонтальной шкале, десятые и сотые доли оборота отсчитываются на микрометрическом винте (см. рисунок 12). При измерении десятых и сотых долей оборота показания нониусной шкалы нужно делить на 2, т.к. один оборот нониусной шкалы используемого микрометра соответствует 0,5 делений основной шкалы.



$$9 + \frac{0,30}{2} = 9,15 \text{ дел}$$

$$7,5 + \frac{0,70}{2} = 7,85 \text{ дел}$$

Рисунок 12. Снятие показаний микрометра

### Порядок проведения измерений и обработка результатов

1. Включите осветительную систему микроскопа.
2. Введите в поле зрения микроскопа оправу с исследуемой линзой.
3. Перемещая объектив микроскопа в вертикальном направлении и наблюдая в окуляр, ручкой «фокус» добейтесь контрастной картины освещённого поля.
4. Двигая оправу с линзой, найдите в поле зрения микроскопа кольца Ньютона. Установите кольца в центре поля зрения.
5. Проведите измерения, требуемые для расчета диаметров 6-8-ми тёмных колец Ньютона. Для этого измерьте местоположение правой и левой границы каждого кольца в делениях микрометрического винта. Так как кольца

имеют заметную ширину и представляют собой полосы, то границу кольца следует помещать между линиями биштриха. Рекомендуется начинать снимать показания с восьмого кольца с правой стороны, далее перемещать биштрих влево, вращая микрометрический винт в одном направлении. Результаты измерений запишите в таблицу 1.

6. Рассчитайте диаметры  $D$  колец в миллиметрах, учитывая цену деления горизонтальной шкалы микрометра  $c = 0,21 \frac{\text{мм}}{\text{дел}}$ .

Таблица 1. Параметры колец Ньютона

№ кольца	Показания микрометра, дел.		Диаметр кольца $D = (a - b) \cdot c$ , мм
	Справа, $a$	Слева, $b$	
1			
2			
...			
8			

7. По формуле (22) рассчитайте радиус кривизны линзы для трех различных наборов  $n$  и  $m$  ( $n - m > 2$ ). Используйте значение  $\lambda_0 = 640$  нм.

8. Для трех полученных значений радиуса кривизны  $R_1$ ,  $R_2$  и  $R_3$  рассчитайте относительную и абсолютную погрешности измерений по следующим формулам

$$\varepsilon_{R_i} = \frac{\Delta R_i}{R_i} = \frac{2D_n \Delta D_n + 2D_m \Delta D_m}{(D_n^2 - D_m^2)} + \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0}, \quad (23)$$

$$\Delta R_i = \varepsilon_{R_i} \cdot R_i. \quad (24)$$

Здесь  $D_n$  и  $D_m$  - диаметры колец с номерами  $n$  и  $m$ , соответственно; абсолютные погрешности  $\Delta \lambda_0 = 0,5$  нм,  $\Delta D_m = \Delta D_n = 0,005$  мм.

9. Найдите средние значения для радиуса кривизны и абсолютной погрешности:  $R_{cp} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n R_i$ ,  $\Delta R_{cp} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta R_i$ .

10. Запишите результат в следующем виде:

$$R = R_{cp} \pm \Delta R_{cp}.$$

Список литературы:

1. Саржевский, А.М. Оптика. Полный курс. Изд. 2-е. - М.: Едиториал УРСС, 2004. – 608 с.
2. Трофимова Т.И. Физика: учебник для студентов учреждений высшего профессионального образования, обучающихся по техническим направлениям подготовки, - Москва : Академия, 2012. - 316 с.
3. Детлаф, А.А., Яворский, Б.М. Курс общей физики. – М.: Издательский центр «Академия», 2003. – 720 с.