

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

Цель работы: наблюдение интерференционных полос равной толщины и равного наклона, определение длины волны света с помощью колец Ньютона определение толщины тонкой пластинки.

1. Полосы равной толщины

Как известно, интерференция возникает при сложении двух когерентных колебаний. В этом случае суммарная интенсивность I не равна сумме интенсивностей отдельных источников $I_1 + I_2$, а зависит от разности фаз δ складываемых колебаний:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta.$$

Если интенсивности когерентных источников равны I_0 , то

$$I = 2I_0(1 + \cos k\Delta), \quad (1)$$

где $k=2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны (в вакууме), Δ — оптическая разность хода волн, приходящих в точку наблюдения от первого и второго источников, $\delta=k\Delta$.

Особенность интерференции от обычных (нелазерных) источников света обусловлена тем, что испускаемый свет не бывает монохроматическим. Такой свет можно рассматривать как хаотическую последовательность отдельных цугов синусоидальных волн с длительностью, не превышающей 10^{-8} с. Поэтому при наложении пучков света от различных источников фазовые соотношения между световыми колебаниями в любой точке за время наблюдения успевают многократно измениться случайным образом. В результате сложения энергия результирующего колебания будет равна сумме энергии складываемых колебаний, т.е. не происходит характерного для интерференции перераспределения энергии в пространстве. Для наблюдения интерференции необходимы определенные условия: свет от одного источника необходимо разделить на два пучка, а затем наложить их друг на друга. Если разность хода этих пучков не превышает длины отдельного цуга, то случайные изменения амплитуды фазы световых колебаний в двух пучках происходят согласованно, т.е. эти изменения

скоррелированы. О таких пучках говорят, что они *полностью* или *частично когерентны*.

В зависимости от оптической схемы, используемой для деления света от одного источника, методы осуществления интерференции делятся на два типа: методы, использующие деление волнового фронта (1), и методы с делением амплитуды (2). Одним из наиболее простых является второй метод, особенно при использовании тонких пленок. Рассмотрим кратко природу этого явления. При освещении тонкой пленки происходит наложение волн от одного и того же источника, отразившихся от передней и задней поверхностей пленки. При этом может возникнуть интерференция.

Рассмотрим плоскопараллельную пластинку толщиной h с показателем преломления n , освещаемую точечным источником S (рис. 1).

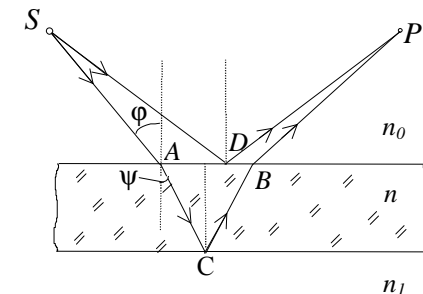


Рис. 1. Определение разности хода при интерференции в тонких пленках

При отражении от поверхностей пластинки возникает оптическая разность хода между соответствующими отраженными волнами. Определим ее для какой-либо определенной точки наблюдения P . Пусть $SACBP$ и SDP — отраженные лучи, которые перекрываются в точке P . Оптическая разность хода лучей будет равна $\Delta = [SA + n(AC + CB) + BP] - SDP$. После несложных геометрических преобразований получим $\Delta = 2nh \cos \psi$, где ψ — угол преломления. Полная разность хода в точке P запишется в виде

$$\Delta = 2nh \cos \psi + \Delta', \quad (2)$$

где Δ' учитывает изменение разности хода волн при отражении на верхней и нижней поверхности пластинки. Причем если $n > n_0$ и $n > n_1$, то $\Delta' = +\lambda/2$, при $n > n_0$ и $n_1 > n$, то $\Delta' = 0$ и при $n > n_0$ и $n_1 > n$, то $\Delta' = -\lambda/2$. В дальнейшем мы будем предполагать, что пластинка находится в воздухе, т.е. $n > n_0 = n_1 = 1$. В таком случае $\Delta' = +\lambda/2$ равенство (2) будет иметь вид

$$\Delta = 2nh \cos \psi + \lambda/2, \quad (3)$$

Если использовать угол падения ϕ , то выражение (3) примет вид

$$\Delta = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \phi} + \lambda/2. \quad (4)$$

Положение максимумов можно определить, положив $\Delta = m\lambda$, т.е.

$$2nh \cos \psi + \lambda/2 = m\lambda. \quad (4a)$$

Формулы (3) и (4) справедливы и для тонких пластинок переменной толщины. В этом случае под h следует понимать толщину пластинки в том ее месте, где происходит отражение лучей, пересекающихся в точке P . Но в точку P от точечного источника света могут попадать только два луча. Отсюда следует, что в случае точечного монохроматического источника света каждая точка пространства характеризуется только вполне определенной разностью хода попадающих в нее отраженных лучей. Поэтому интерференция может наблюдаться в каждой точке пространства. Такая интерференционная картина является *нелокализованной*. Сопоставление формул (1), (3) и (4a) показывает, что точки одинаковой интенсивности будут получаться при двух условиях

- 1) $nh = \text{const}$ и
- 2) $\phi = \text{const}$.

Получающиеся в первом случае интерференционные полосы называются *полосами равной толщины*. Во втором случае имеем *полосы равного наклона*.

Рассмотрим более подробно полосы равной толщины. Если падающая волна является немонохроматической, то при заданных nh и ϕ на экране в данной точке максимум будет наблюдаться только для тех λ , которые удовлетворяют полученному ранее условию (см. теоретическую часть работы №6) $\Delta = m\lambda$. Если свет белый, то интерференционные полосы окрашены. В связи с этим явление получило название *цветов тонких пленок*.

Участок любой тонкой пластинки переменной толщины можно представить в виде клина. Наиболее простым является случай падения на его поверхность плоской монохроматической волны (рис. 2). В данном случае разность хода для волн, которые складываются в точках P_1 и P_2 , будет определяться выражением (2) или (3).

В точках пересечения P_1, P_2 вторичных интерферирующих лучей возникает интерференционный эффект, т.е. суммарная интенсивность не будет равна сумме интенсивностей отдельных волн. При уменьшении угла падения точки пересечения волн будут приближаться к поверхности клина. В частности, при нормальном падении ко второй поверхности клина волны будут пересекаться на верхней поверхности (рис. 3).

Поскольку угол клина α очень мал, то выражение (3) примет вид

$$\Delta = 2nh + \frac{\lambda}{2}.$$

Интерференционную картину полос равной толщины в таком случае можно будет наблюдать непосредственно на поверхности.

Интенсивность будет функцией толщины клина, т.е. $I(\Delta) = f(nh)$, и интерференционные полосы будут параллельны ребру клина. Если одна из поверхностей, образующих клин, не является плоской, то правильность полос будет в соответствующую

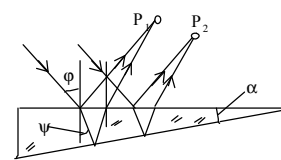


Рис.2. Падение плоской волны на поверхность стеклянного клина

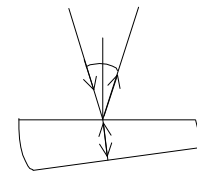


Рис.3. Случай нормального падения волны на вторую поверхность клина

щих точках нарушаться. Это явление используется в устройствах для контроля качества обрабатываемых поверхностей оптических деталей.

Положение существенно изменяется, если источник света является протяженным. Тогда в некоторую точку наблюдения попадут по два отраженных луча от многих точек источника (рис. 4). Точки падения на пластинку (а значит, и толщина), а также углы падения и преломления и в итоге разность хода для каждой пары лучей будет различной. Это приведет к наложению множества интерференционных полос различной интенсивности и исчезновению интерференционной картины.

Разность хода в данном случае будет равна

$$\Delta = 2nh \langle \cos \psi \rangle + \frac{\lambda}{2},$$

где $\langle \cos \psi \rangle$ — среднее значение косинуса угла преломления лучей, для которых определяется разность хода.

При угле падения, близком к 0° , функция $\langle \cos \psi \rangle$ будет изменяться очень медленно. Если точка P находится очень близко к поверхности пластинки, то отражение и преломление пересекающихся лучей будет происходить почти в одном и том же месте пластинки, т.е. изменение h для интерферирующих лучей будет очень незначительным. В этом случае возможно наблюдение интерференции. Интерференционная картина будет локализованной на поверхности пластинки.

В случае, если угол ψ значительно отличается от 0° , записанное выше условие будет нарушаться, и видимость интерференционной картины будет ухудшаться. Для того, чтобы наблюдать интерференционные полосы равной толщины от протяженных источников, необходимо использовать диафрагму, т.е. уменьшать их эффективный размер. Диафрагму можно располагать как перед источником (D_1), так и со стороны экрана (D_2 , рис. 4).

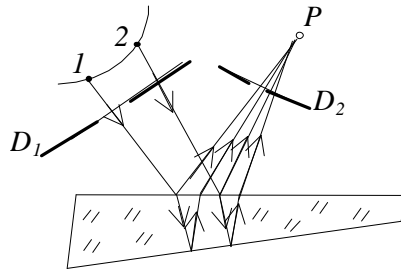


Рис. 4. Использование протяженных источников для наблюдения полос равной толщины

Для наблюдения интерференционных полос равной толщины очень удобно использовать собирающую линзу L (рис.5), с помощью которой можно получить изображение поверхности пластинки на экране \mathcal{E} . Линза обладает *таутохронизмом*, т.е. не вносит дополнительной разности хода для проходящих через нее лучей. Она переносит место локализации интерференционных полос с пластинки на экран.

Интерференционные полосы равной толщины можно наблюдать визуально, если глаз аккомодировать на поверхность пластинки. В данном случае роль линзы выполняет хрусталик глаза. Зрачок глаза, а также оправа линзы, служат диафрагмой, улучшая условия наблюдения интерференции.

Все реальные источники (не лазерные) не являются монохроматическими. Немонохроматичность источников накладывает дополнительные ограничения на возможность наблюдения интерференции. Известно, что максимальная разность хода Δ_0 между интерферирующими лучами не должна превышать длины когерентности, характерной для данного источника, т.е.

$$\Delta_0 < l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}.$$

Поскольку эффективный интервал частот, испускаемый источником, $\Delta\nu$ и $t_{\text{ког}}$ связаны простым соотношением $\Delta\nu t_{\text{ког}} \approx 1$ и

$$\Delta\nu = -\frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2}, \text{ то } l_{\text{ког}} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}.$$

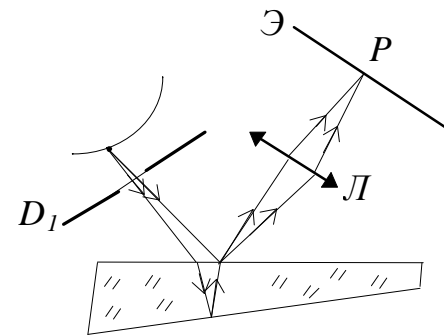


Рис. 5. Локализация интерференционных полос равной толщины в фокальной плоскости линзы

Очевидно, для того, чтобы наблюдалась интерференция, необходимо, чтобы при $\psi \cong 0^\circ$ максимальная толщина пластинки удовлетворяла условию

$$h_0 \leq \frac{\lambda^2}{2n\Delta\lambda} . \quad (5)$$

Максимальный порядок интерференции, который будет наблюдаться, будет равен

$$m_0 = \frac{\Delta_0}{\lambda} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2nh}{\Delta\lambda} .$$

Пример: Определим максимальный порядок интерференции, который может наблюдаться глазом при использовании немонохроматического источника.

Известно, что глаз человека способен различить волны видимого диапазона с разностью длин 100 \AA . В таком случае

$$m_0 = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{5000}{100} = 50 .$$

Для того, чтобы было возможным наблюдение всех полос при нормальном падении света, необходимо, чтобы толщина пластинки не превышала

$$h_0 = \frac{m_0\lambda}{2n} \approx 8 \cdot 10^{-6} \text{ (м)} .$$

При использовании монохроматического источника, например, с $\Delta\lambda = 0,1 \text{ \AA}$

$$m_0 \approx 5 \cdot 10^4 \text{ и } h_{\text{макс}} \approx 8 \cdot 10^{-4} \text{ (м)} ,$$

т.е. интерференционная картина будет легко наблюдаема при использовании относительно толстых пластинок.

2. Полосы равного наклона

Если угол α между поверхностями, которые образуют клин, будет стремиться к 0° (рис.2), то интерферирующие волны (например, 1ψ или 2ψ , рис 6) будут параллельными. Интерференционная картина будет наблюдаться только на значительном расстоянии от поверхности пластинки (строго — на бесконечности) или в фокальной плоскости линзы.

Разность хода в данном случае будет определяться также формулами (2) или (3). Разность хода между волнами 1ψ или 2ψ , не зависит от положения источника S , поэтому при использовании протяженного источника интерференционные полосы будут также отчетливыми: каждый элемент источника образует в фокальной плоскости линзы свою интерференционную картину, т.е. *размер источника не влияет на условия наблюдения полос равного наклона*. Причем линии одинаковой интенсивности соответствуют волнам, которые падают на плоскопараллельную пластинку под одинаковым углом ϕ . Поэтому такие полосы называют *полосами равного наклона*. Если ось объектива расположена перпендикулярно отраженным лучам, то для источников, излучение которых обладает осевой симметрией (изотропные источники, например), полосы равного наклона имеют вид концентрических колец с центром в фокусе. Из формулы (2) следует, что максимальный порядок $m=m_0$ имеет место при $\phi=0^\circ$, т.е. наблюдается в центре. Степень монохроматичности определяет, как и в случае полос равной толщины, максимальную

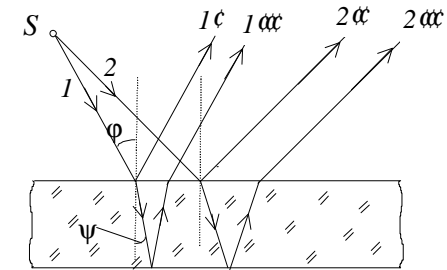


Рис. 6. Возникновение полос равного наклона

толщину h_0 пластинки, при которой еще возможно наблюдение интерференционной картины (см. формулу 5).

Практическая часть

Упражнение 1. Определение длины волны света с помощью колец Ньютона.

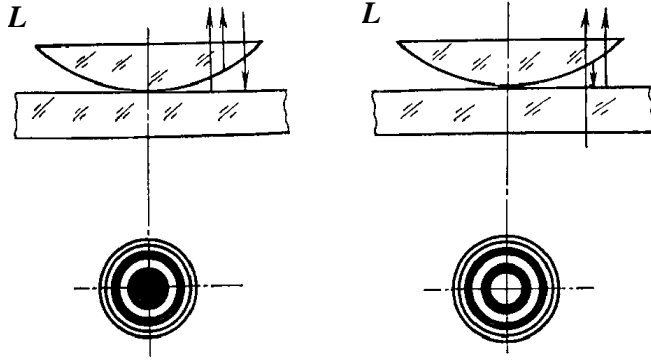


Рис. 7. Возникновение колец Ньютона в отраженном свете

Рис. 8. Возникновение колец Ньютона в проходящем свете

Пусть выпуклая поверхность линзы L с большим радиусом кривизны соприкасается в некоторой точке с плоской поверхностью хорошо отполированной пластинки так, что воздушная прослойка между ними постепенно утолщается от точки соприкосновения к краям (рис. 7, 8). Если на такую систему вертикально сверху падает пучок монохроматического света, то световые волны, отраженные от нижней поверхности линзы и верхней поверхности пластин, будут интерферировать между собой. При этом образуются интерференционные линии, имеющие форму concentрических светлых и темных колец убывающей ширины. При отражении от нижней пластинки, представляющей оптически более плотную среду чем воздух, волны меняют фазу на противоположную, что эквивалентно уменьшению пути на $\lambda/2$. В месте соприкосновения линзы с пластинкой остается тонкая воздушная прослойка, толщина которой значительно меньше длины волны. Поэтому разность хода между лучами, возникающими в этой точке, определяется лишь потерей полуволны при отражении от пластинки: $\Delta = \lambda/2$. Следовательно, в центре интерференционной

картины наблюдается темное пятно (рис. 7). Если световой пучок падает со стороны пластинки, а наблюдение ведется по-прежнему со стороны линзы (рис. 8), то интерференционная картина останется прежней, с той лишь разницей, что темные кольца заменятся светлыми, а светлые – темными, и в центре будет наблюдаться светлое пятно.

Обычно приходится прижимать линзу к пластинке. Вследствие этого в месте соприкосновения возникает деформация. Определим радиус темных колец в отраженном свете. Пусть R — радиус кривизны линзы (рис. 9), r_m — радиус m -го темного кольца, h_m — толщина воздушного клина, a — деформация. Предположим, что деформируются только небольшие участки линзы в месте непосредственного соприкосновения с пластинкой. В остальной части линза остается сферической, а пластинка — плоской. В таком случае интерференционные полосы имеют вид concentрических колец с центром в точке соприкосновения линзы с пластинкой. Если это не так, то деформация симметрируется с помощью трех винтов прижимного устройства. Так как между линзой L и пластинкой находится воздух ($n=1$), и пучок света падает нормально ($\varphi=0^\circ$) к пластинке и, практически, к нижней поверхности линзы (кривизна мала), то разность хода в этом случае будет равна:

$$\Delta = 2h - \frac{\lambda}{2}.$$

$$\text{Условие максимума} - \Delta = 2m \frac{\lambda}{2}, \text{ минимума} - (2m-1) \frac{\lambda}{2}.$$

Условие возникновения темных колец будет выражено уравнением:

$$2h = m\lambda. \quad (6)$$

Величина h может быть выражена через радиус кривизны линзы и радиус темного интерференционного кольца r_m .

Действительно, из рис. 9 находим, что

$$r_m^2 = R^2 - [R - (h + a)]^2,$$

где a — деформация линзы.

Если h мало по сравнению с R , то

$$r_m^2 \approx 2R(h + a). \quad (7)$$

Сравнивая выражения (6) и (7), получим для диаметра m -го темного кольца

$$d_m^2 = 4m\lambda R + 8Ra. \quad (8)$$

Если построить график, откладывая по оси абсцисс m , а по оси ординат d_m^2 , то получится прямая линия. Отрезок, отсекаемый на оси ординат этим графиком, будет равен d_0^2 .

Тогда величину деформации можно определить из выражения

$$a = d_0^2 / 8R. \quad (9)$$

Длина волны может быть определена по наклону прямой:

$$\lambda = \frac{d_{m_2}^2 - d_{m_1}^2}{4R(m_2 - m_1)}, \quad (10)$$

где m_1 и m_2 — соответственно номера, а d_1 и d_2 — диаметры колец.

Описание установки. Для измерения радиуса интерференционных колец используется микроскоп, оптическая схема которого приведена на рис. 10. На предметном столике микроскопа установлен держатель с тремя регулировочными винтами, в который помещается стеклянная пластинка 1 с прижатой к ней линзой 2.

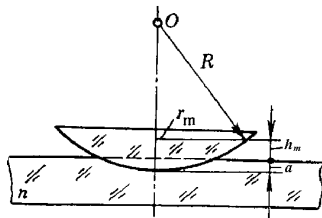


Рис. 9. К определению радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона

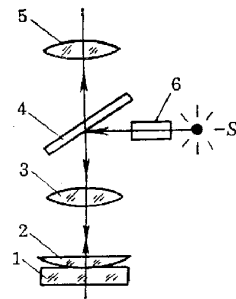


Рис. 10. Оптическая схема используемой лабораторной установки для изучения колец Ньютона

В качестве осветителя S в этой работе используется осветитель ОИ-7 с трансформатором. Осветитель закреплен на тубусе микроскопа. При перемещении тубуса его юстировка не нарушается. Для получения монохроматического света в осветитель помещен светофильтр.

Порядок выполнения упражнения

1. Приступая к работе, убедиться, что между пластинкой и линзой нет пыли и что пластинка и линза чистые. Для этого отвернуть три регулировочных винта, добиваясь такого положения, чтобы точка касания линзы и пластинки была в центре.

2. Включить осветитель. Убедиться, что на предметном столике микроскопа видно хорошо освещенное светлое пятно, создаваемое источником. (Поскольку осветитель жестко соединен с тубусом микроскопа, то как правило, дополнительная его юстировка не требуется).

3. Помещают прибор для получения колец на предметный столик и перемещая тубус вверх-вниз наблюдают в микроскоп изображение спирали. Спираль имеет вид нескольких светлых полосок, причем одна может получиться ярче другой. При выполнении этого и всех последующих пунктов наводят каждый раз микроскоп на резкость, для чего необходимо пользоваться винтом грубой наводки.

4. Осторожно снимают прибор для получения колец со столика микроскопа, подносят к настольной лампе и отыскивают в отраженном свете пятно (место соприкосновения пластинки с линзой).

5. Кладут прибор на столик так, чтобы темное пятно лежало на изображении спирали, и отыскивают в микроскопе изображение этого пятна в виде монеты. Если пятна нет, то, следовательно, оно не попало на изображение спиралей, и, осторожно передвигая прибор на столике, добиваются получения пятна в микроскопе.

6. Наводят микроскоп на резкость и видят вокруг пятна кольца.

7. Поворачивая отсчетную шкалу (находится в окуляре), добиваются наиболее благоприятной картины для отсчета. Измеряют по шкале, цена деления которой 0,020 мм, диаметры или радиусы темных колец. Если пятно большое, необходимо его уменьшить, для чего, придерживая прибор, отпустить немного все три винта.

8. Строят график $d_m^2 = f(m)$.

9. На основании формул (9) и (10) определяют деформацию a и длину волны λ излучения. Радиус кривизны линзы R указан на установке.

10. Оценить погрешность измерений.

Упражнение 2. Наблюдение интерференционных полос равного наклона и определение толщины тонкой пластинки.

Высокая степень монохроматичности лазерного излучения позволяет получить интерференционные полосы равного наклона на экране.

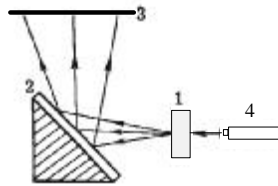


Рис. 11. Схема установки для наблюдения полос равного наклона

Если на пути лазерного луча (4) поместить матовое стекло 1, а за ним тонкую плоскопараллельную пластинку 2, то на экране (3) получится интерференционная картина в виде темных и светлых полос, представляющих собой части окружностей большого радиуса. Максимумы интенсивности будут наблюдаться при выполнении условия (3). Продифференцируем уравнение (4а) при условии $n=const$ и $h=const$:

$$\frac{h \sin(2\varphi) \delta\varphi}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} = \lambda \delta m. \quad (10)$$

В случае, если $\delta m=1$, то $\delta\varphi$ будет являться угловой шириной интерференционной полосы (угловым расстоянием между соседними максимумами или минимумами интенсивности). Если расстояние от пластинки до экрана L , то ширина интерференционных полос Δx будет равна

$$\Delta x = L \delta\varphi. \quad (11)$$

Из (5) и (6) можно определить толщину пластинки

$$h = \frac{\lambda L \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{\Delta x \sin(2\varphi)}. \quad (12)$$

Порядок выполнения упражнения

1. Закрепить в держателе плоскопараллельную пластинку слюды с рассеивателем и поворотом ее вокруг вертикальной оси добиться, чтобы угол между лазерным лучом и направлением максимально отраженного света составлял 90° . (При этом угол φ будет равен 45°).

2. В направлении отраженного света поместить экран.

3. Измерить расстояние L . Ширину интерференционных полос можно определить, сосчитав их число N на экране: $\Delta x = d/N$, где d — ширина экрана.

4. Опыт повторить 3 раза, изменяя расстояние от пластинки до экрана. По формуле (12) определить толщину пластинки слюды, приняв показатель преломления $n=1,59$.

5. Определить погрешность измерения величины h .

Контрольные вопросы

1. Нарисуйте схему установки и объясните, в результате интерференции каких лучей возникают кольца Ньютона.
2. Почему наблюдаемая картина состоит из ряда темных и светлых колец?
3. Почему в центре интерференционной картины при наблюдении в отраженном свете возникает темный круг? Как его можно ликвидировать?
4. Почему кольца Ньютона удобнее наблюдать в отраженном свете? Каким образом можно добиться такой же видимости интерференционной картины при наблюдении в проходящем свете?
5. Какой вид будут иметь кольца Ньютона при наблюдении в белом свете? Где они локализованы?
6. В чем разница между интерференционными полосами равного наклона и полосами равной толщины?
7. Как изменится вид колец Ньютона (радиус, расстояние между ними), если немного приподнять линзу над пластинкой? Сов-

падут ли в этом случае номер кольца и порядок интерференции?

8. Почему интерференционная картина исчезает при увеличении расстояния между пластинкой и линзой?
9. Почему на периферии кольца расположены плотнее, чем в центре?
10. Как найти угловую ширину m -го кольца?