

### Работа 3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

*Цель работы:* 1. Изучение интерференции света в тонких пленках на примере полос равной толщины.  
2. Определение длин волн отдельных линий излучения ртутной лампы.

#### 1. КОГЕРЕНТНОСТЬ КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН

*Интерференция света* – это пространственное перераспределение энергии светового излучения при наложении двух или нескольких когерентных световых пучков. Она характеризуется образованием постоянной во времени интерференционной картины, т. е. регулярного чередования, в пространстве наложения пучков, областей повышенной и пониженной интенсивности света.

*Когерентность* (от лат. *cohaerens* – находящийся в связи) означает взаимную согласованность протекания во времени световых колебаний в разных точках пространства, которая и определяет их способность к интерференции, т. е. усиление колебаний в одних точках пространства и ослабление колебаний в других в результате наложения двух или нескольких волн, приходящих в эти точки.

Для наблюдения устойчивости во времени интерференционной картины необходимы условия, при которых частоты, поляризация и разность фаз интерферирующих волн были бы постоянными в течение времени наблюдения. Такие волны называются *когерентными (связанными)*.

Рассмотрим сначала две строго монохроматические волны, которые имеют одну и ту же частоту. *Монохроматическая волна* – это строго синусоидальная волна с постоянными во времени частотой, амплитудой и начальной фазой. Амплитуда и фаза колебаний могут меняться от одной точки к другой, но частота одна и та же для колебательного процесса во всем пространстве. Монохроматическое колебание в каждой точке пространства длится бесконечно долго, не имея ни начала, ни конца во времени. Поэтому строго монохроматические колебания и волны когерентны.

Свет от реальных физических источников никогда не бывает строго монохроматическим. Его амплитуда и фаза флуктуируют непрерывно и так быстро, что ни глаз, ни обычный физический детектор не смогут уследить за их изменениями. Если же два световых пучка происходят от одного источника, то возникающие в них флуктуации, вообще говоря, согласованы, и о таких пучках говорят, что они частично или полностью когерентны.

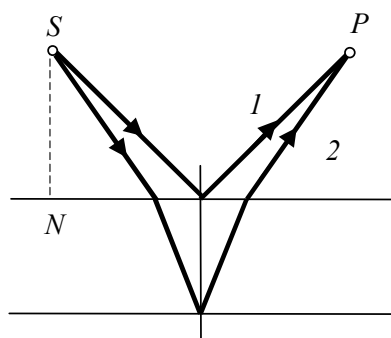
Существуют два метода получения когерентных пучков из одного светового пучка. В одном из них пучок делится, например, проходя сквозь близко расположенные друг к другу отверстия. Такой метод – *метод деления волнового фронта* – пригоден только для достаточно малых источников. В другом способе пучок делится на одной или несколько отражающих, частично пропускающих поверхностях. Этот метод – *метод деления амплитуды* – может применяться с протяженными источниками и обеспечивает большую освещенность интерференционной картины.

Работа посвящена ознакомлению с явлением интерференции света в тонких прозрачных изотропных пленках и пластинках. Исходящий от источника световой пучок падает на пленку и разделяется вследствие отражения от передней и задней поверхностей на несколько пучков, которые при наложении образуют интерференционную картину, т. е. когерентные пучки получают методом деления амплитуды.

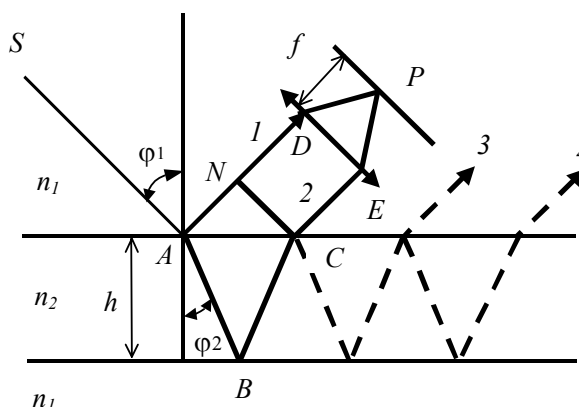
### 1.1. Интерференционная картина, получаемая с помощью плоскопараллельной пластинки

Рассмотрим сначала идеализированный случай, когда плоскопараллельная пластинка из прозрачного изотропного материала освещается точечным источником монохроматического света.

От точечного источника  $S$  в любую точку  $P$  могут попадать, вообще говоря, только два луча – один, отразившийся от верхней поверхности пластинки, и другой, отразившийся от нижней ее поверхности (рис. 1).



Р и с. 1



Р и с. 2

Отсюда следует, что в случае точечного монохроматического источника света каждая точка пространства характеризуется вполне определенной разностью хода приходящих в нее отраженных лучей. Эти лучи, интерферируя, образуют устойчивую во времени интерференционную картину, которая должна наблюдаться в любой области пространства. Про соответствующие полосы интерференции говорят, что они не локализованы (или локализованы всюду). Из соображений симметрии видно, что полосы в плоскостях, параллельных пластине, имеют вид колец с осью  $SN$ , нормальной к пластине, и при любом положении  $P$  они перпендикулярны плоскости  $SNP$ .

При увеличении размеров источника в направлении, параллельном плоскости  $SNP$ , интерференционные полосы становятся менее четкими. Важным исключением является случай, когда точка  $P$  находится в бесконечности, а наблюдение интерференционной картины ведется либо глазом, аккомодированным на бесконечность, либо в фокальной плоскости объектива (рис. 2). В этих условиях оба луча, идущих от  $S$  к  $P$ , а именно лучи  $SADP$  и  $SABCEP$ , происходят от одного падающего луча, и после прохождения пластинки параллельны. Оптическая разность хода между ними равна:

$$\Delta = n_2(AB + BC) - n_1AN, \quad (1)$$

где  $n_2$  и  $n_1$  – показатели преломления пластинки и окружающей среды,  $N$  – основание перпендикуляра, опущенного из  $C$  на  $AD$ . Фокальная плоскость объектива и параллельная ей плоскость  $NC$  являются сопряженными, и линза не вносит между лучами на этом участке дополнительной разности хода.

Если  $h$  – толщина пластины, а  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  – углы падения и преломления на верхней поверхности, то

$$AB = BC = \frac{h}{\cos \varphi_2}, \quad (2)$$

$$AN = AC \sin \varphi_1 = 2h \cdot \operatorname{tg} \varphi_2 \cdot \sin \varphi_1. \quad (3)$$

Из (1), (2) и (3), с учетом закона преломления

$$n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2 \quad (4)$$

получаем, что

$$\begin{aligned} \Delta &= 2n_2AB - n_1AN = \frac{2hn_2}{\cos \varphi_2} - 2hn_1 \operatorname{tg} \varphi_2 \sin \varphi_1 = \\ &= \frac{2h}{\cos \varphi_2} (n_2 - n_1 \sin \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2) = 2hn_2 \cos \varphi_2. \end{aligned} \quad (5)$$

Соответствующая разность фаз равна:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta = \frac{4\pi h n_2 \cos \varphi_2}{\lambda_0}, \quad (6)$$

где  $\lambda_0$  – длина волны в вакууме.

Следует также учитывать изменение фазы на  $\pi$ , которое, согласно формулам Френеля, происходит при каждом отражении от более плотной среды (мы рассматриваем только электрическую компоненту поля волны). Поэтому полная разность фаз в точке  $P$  равна:

$$\delta = \frac{4\pi h n_2 \cos \varphi_2}{\lambda_0} \pm \pi \quad (7)$$

или

$$\delta = \frac{4\pi h}{\lambda_0} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \varphi_1} \pm \pi. \quad (8)$$

Угол  $\varphi_1$ , от значения которого зависит разность фаз, определяется только положением точки  $P$  в фокальной плоскости объектива, следовательно, разность фаз  $\delta$  не зависит от положения источника  $S$ . Отсюда вытекает, что при использовании протяженного источника полосы оказываются столь же отчетливыми, как и с точечным источником. Но так как это справедливо только для определенной плоскости наблюдения, то про такие полосы говорят, что они локализованы, и в данном случае – локализованы в бесконечности (или в фокальной плоскости объектива).

Если интенсивности рассматриваемых когерентных лучей обозначить соответственно  $I_1$  и  $I_2$ , то полная интенсивность  $I$  в точке  $P$  определится соотношением:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad (9)$$

откуда находим, что светлые полосы расположены при  $\delta = 2m\pi$  или

$$2hn_2 \cos \varphi_2 \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0, \quad m=0,1,2,\dots, \quad (10a)$$

а темные полосы – при  $\delta = (2m+1)\pi$  или

$$2hn_2 \cos \varphi_2 \pm \frac{\lambda_0}{2} = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2}, \quad m=0,1,2,\dots. \quad (10б)$$

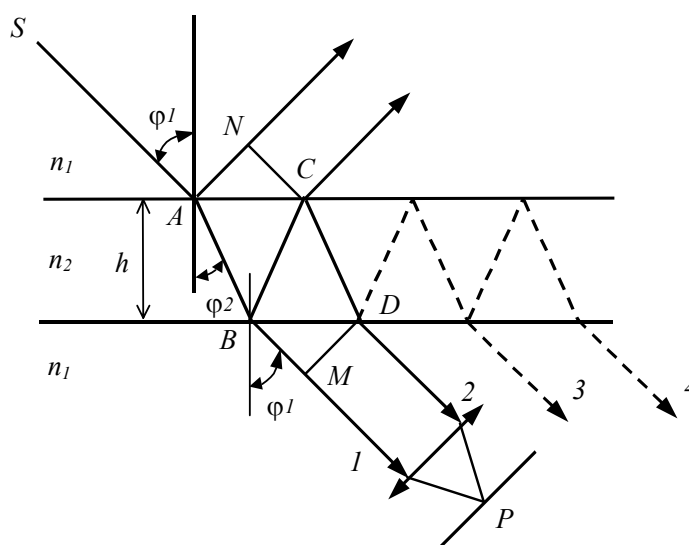
Заданная интерференционная полоса характеризуется постоянством величины  $\varphi_2$  (а значит и  $\varphi_1$ ) и, следовательно, создается светом, падающим на пластинку под каким-то определенным углом. Поэтому такие полосы часто называют *полосами равного наклона*.

Если ось объектива нормальна к пластине, то при отражении света, близком к нормальному, полосы имеют вид концентрических ко-

лец с центром в фокусе. Порядок интерференции максимален в центре картины, где его величина  $m_0$  определяется соотношением:

$$2hn \pm \frac{\lambda_0}{2} = m_0 \lambda_0.$$

Мы рассматриваем пока только свет, отраженный от пластинки, но подобные рассуждения применимы и для света, прошедшего сквозь пластинку. В этом случае (рис. 3) в точку  $P$  фокальной плоскости объектива приходят от источника  $S$  два луча: один, прошедший без отражений, и другой – после двух внутренних отражений.



Р и с. 3

Оптическую разность хода этих лучей находят таким же образом, как и при выводе формулы (5), т. е.

$$\Delta = 2n_2 BC - n_1 BM = 2n_2 AB - n_1 AN = 2hn_2 \cos \varphi_2, \quad (11)$$

а значит, соответствующая разность фаз равна:

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda_0} = \frac{4\pi hn_2 \cos \varphi_2}{\lambda_0}. \quad (12)$$

Однако дополнительная разность фаз, вызванная отражением, здесь отсутствует, так как оба внутренних отражения происходят в одинаковых условиях. Интерференционная картина, создаваемая протяженным источником, и в этом случае локализована в бесконечности.

Сравнивая (7) и (12), видим, что картины в проходящем и отра-

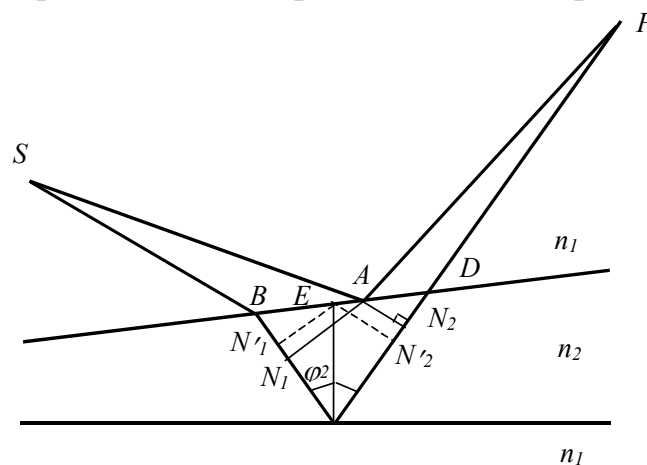
женном свете будут дополнительными, т. е. светлые полосы одной и темные полосы другой будут находиться на одном и том же угловом расстоянии относительно нормали к пластинке. Кроме того, если отражательная способность  $R$  поверхности пластинки мала (например, на границе стекло–воздух при нормальном падении она примерно равна 0,04), то интенсивности двух интерферирующих лучей, прошедших сквозь пластинку, очень сильно отличаются друг от друга ( $I_1 / I_2 \cong 1/R^2 \sim 600$ ), поэтому различие в интенсивности максимумов и минимумов (см.(9)) оказывается малым, а контрастность (видность) полос – низкой.

Наше предыдущее рассуждение было не вполне строгим. Так как мы пренебрегли многократностью внутренних отражений в пластинке. В действительности точки  $P$  достигает не две, как мы предполагали, а целый ряд пучков, идущих от  $S$  (лучи 3, 4 и т. д. на рис. 1 или 3).

Но если отражательная способность на поверхности пластинки мала, то наше предположение вполне удовлетворительно, так как пучки после первых двух отражений имеют ничтожную интенсивность. При значительной отражательной способности многократные отражения сильно изменяют распределение интенсивности в полосах, но положение полос, т. е. максимумов и минимумов, точно определяется соотношением (10).

### 1.2. Интерференционная картина, получаемая с помощью пластинки переменной толщины

Допустим теперь, что точечный источник  $S$  монохроматического света освещает прозрачную пластинку или пленку с плоскими, но не обязательно параллельными отражающими поверхностями (рис. 4).



Р и с . 4

Пренебрегая многократными отражениями, можно сказать, что в каждую точку  $P$ , находящуюся с той же стороны пластинки, что и источник, приходят опять только два луча, исходящие от  $S$ , а именно  $SAP$  и  $SBCDP$ , следовательно, в этой области интерференционная картина от точечного источника не локализована.

Оптическая разность хода между двумя путями от  $S$  до  $P$  равна

$$\Delta = n_1(SB + DP - SA - AP) + n_2(BC + CD), \quad (13)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  – соответственно показатели преломления пластинки и окружающей среды. Точную величину  $\Delta$  трудно вычислить, но если пластинка достаточно тонкая, то точки  $B$ ,  $A$ ,  $D$  находятся на очень малом расстоянии друг от друга, и значит,

$$n_1SA \approx n_1SB + n_2BN_1, \quad (14a)$$

$$n_1AP \approx n_1DP + n_2N_2D, \quad (14b)$$

где  $AN_1$  и  $AN_2$  – перпендикуляры к  $BC$  и  $CD$ . Из (13) и (14) имеем

$$\Delta \cong n_2(N_1C + CN_2). \quad (15)$$

Кроме того, если угол между поверхностями пластинки достаточно мал, то

$$N_1C + CN_2 \approx N_1'C + CN_2'. \quad (16)$$

Здесь  $N_1'$  и  $N_2'$  – основание перпендикуляров, опущенных из  $E$  на  $BC$  и  $CD$ , а точка  $E$  – пересечение верхней поверхности с нормалью к нижней поверхности в точке  $C$ . Но

$$N_1'C = N_2'C = h \cos \varphi_2, \quad (17)$$

где  $h = CE$  – толщина пластинки вблизи точки  $C$ , измеренная по нормали к нижней поверхности;  $\varphi_2$  – угол отражения на внутренней поверхности пластинки. Следовательно, для тонкой пластинки, мало отличающейся от плоскопараллельной, можно написать, пользуясь (15), (16) и (17),

$$\Delta = 2hn_2 \cos \varphi_2, \quad (18)$$

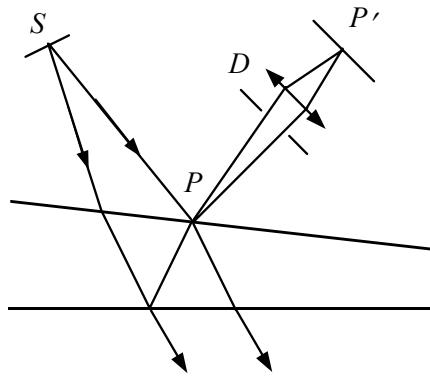
а соответствующая разность фаз в точке  $P$  равна

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda_0} = \frac{4\pi h n_2 \cos \varphi_2}{\lambda_0}. \quad (19)$$

Величина  $\delta$  зависит от положения  $P$ , но она однозначно определена для всех  $P$ , так что интерференционные полосы, являющиеся геометрическим местом точек, для которых  $\delta$  постоянна, образуются в любой плоскости той области, где встречаются оба луча от  $S$ . Мы говорим про такие полосы, что они не локализованы (или локализованы всюду). Они наблюдаются всегда с точечным источником, а их контрастность зависит только от относительной интенсивности интерферирующих пучков.

В общем случае для данной точки  $P$  оба параметра  $h$  и  $\varphi_2$ , определяющие разность фаз, зависят от положения источника  $S$ , и даже при небольшом увеличении размеров источника интерференционные полосы становятся менее четкими. Можно предположить, что такой источник состоит из некогерентных точечных источников, каждый из которых создает нелокализованную интерференционную картину. Тогда в каждой точке полная интенсивность равна сумме интенсивностей таких элементарных картин. Если в точке  $P$  разность фаз излучения от различных точек протяженного источника неодинакова, то элементарные картины смещены друг относительно друга в окрестности  $P$  и видность полос в точке  $P$  меньше, чем в случае точечного источника. Взаимное смещение растет по мере увеличения размеров источника, но зависит от положения  $P$ . Таким образом, хотя мы имеем дело с протяженным источником, видность полос в некоторых точках  $P$  может оставаться такой же (или почти такой же), как и в случае точечного источника, тогда как в другом месте она упадет практически до нуля. Такие полосы характерны для протяженного источника и называются *локализованными*. Можно рассмотреть частный случай, когда точка  $P$  находится в пластине, а наблюдение ведется с помощью микроскопа, сфокусированного на пластинку, или сам глаз аккомодируется на нее. Тогда  $h$  практически одинакова для всех пар лучей от протяженного источника, приходящих в точку  $P'$ , сопряженную с  $P$  (рис. 5), и различие величин  $\delta$  в точке  $P$  вызывается главным образом различием значений  $\cos \varphi_2$ . Если интервал изменений  $\cos \varphi_2$  достаточно мал, то интервал значений величин  $\delta$  в точке  $P$  много меньше  $2\pi$  даже с источником значительных размеров, и полосы видны отчетливо. Очевидно, что они локализованы в пленке и локализация возникает как следствие использования протяженного источника.





Р и с. 5

Практически условие малости интервала изменений  $\cos \varphi_2$  можно выполнить при наблюдении в направлении, близком к нормальному, или при ограничении входного зрачка диаграммой  $D$ , хотя зрачок невооруженного глаза и сам по себе может быть достаточно мал.

Учитывая изменение фазы на  $\pi$  при отражении на одной из поверхностей пластинки, получим из (9) и (19), что в точке  $P$  будет находиться максимум интенсивности, если разность фаз кратна  $2\pi$ , или, что эквивалентно, при выполнении условия

$$2hn_2 \overline{\cos \varphi_2} \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (20a)$$

и минимумы интенсивности – при

$$2hn_2 \overline{\cos \varphi_2} \pm \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (20б)$$

где  $\overline{\cos \varphi_2}$  – среднее значение для тех точек источника, свет от которых доходит в  $P$ .

Величина  $hn_2$ , присутствующая в последних соотношениях, представляет собой оптическую толщину пластинки в точке  $P$ , и если наше приближение остается в силе, то интерференционный эффект в  $P$  не зависит от толщины пластинки в других местах. Отсюда следует, что соотношения (20) остаются справедливыми даже при неплоских поверхностях пластинки при условии, что угол между ними остается малым. Тогда если  $\overline{\cos \varphi_2}$  достаточно постоянен, то интерференционные полосы соответствуют совокупности мест пленки, где оптические толщины одинаковы. По этой же причине такие полосы называют *полосами равной толщины*. Такие полосы можно наблюдать в тонкой воздушной прослойке между отражающими поверхностями двух прозрачных пластинок, когда направление наблюдения близко к нор-

мальному,  $\overline{\cos \varphi_2} \approx 1$  и условие минимума (20, б) примет вид:

$$2hn_2 + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2},$$

т. е. темные полосы пройдут в тех местах прослойки, толщина которых удовлетворяет условию

$$h = \frac{m\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (21)$$

где  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$  – длина волны в воздухе.

Таким образом, полосы вырисовывают контуры слоев равной толщины. Если толщина слоя всюду постоянна, интенсивность по всей его поверхности одинакова. Это широко используется для контроля качества оптических поверхностей.

При клиновидной воздушной прослойке между плоскими поверхностями полосы будут проходить параллельно ребру клина на одинаковом расстоянии друг от друга. Линейное расстояние между соседними светлыми или темными полосами равно  $\frac{\lambda}{2\theta}$ , где  $\theta$  – угол

при вершине клина. Таким способом легко измерять углы порядка  $0,1'$  и меньше, а также обнаруживать дефекты поверхности с точностью, недоступной другим методам ( $0,1 \lambda$  и менее).

Интерференционная картина, локализованная в пленке, видна также и в проходящем свете. Как и в случае плоскопараллельной пластинки, картины в отраженном и прошедшем свете дополнительные, то есть светлые полосы одной появляются в тех же местах пленки, что и темные полосы другой. При использовании слабо отражающих поверхностей полосы в проходящем свете видны плохо вследствие значительного неравенства интенсивностей интерферирующих пучков.

До сих пор мы предполагали, что точечный источник испускает монохроматическое излучение. Свет от реального источника можно представить как совокупность некогерентных между собой монохроматических компонент, занимающих некоторый спектральный интервал от  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$ . Каждая компонента образует свою интерференционную картину, аналогичную описанной выше, а полная интенсивность в любой точке равна сумме интенсивностей в таких монохроматических картинах. Нулевые максимумы всех монохроматических интерференционных картин совпадают, но в любом другом месте появляющиеся картины смещены друг относительно друга, т. к. их мас-

штаб пропорционален длине волны. Максимумы  $m$ -го порядка займут в плоскости наблюдения некоторый участок. Если шириной этого участка можно пренебречь по сравнению со средним расстоянием между соседними максимумами, то в плоскости наблюдения появятся такие же полосы, как и в случае строго монохроматического света. В другом предельном случае интерференция не будет наблюдаться, если максимум  $m$ -го порядка для  $(\lambda + \Delta\lambda)$  совпадет с максимумом  $(m+1)$ -го порядка для  $\lambda$ . В этом случае провал между соседними максимумами будет заполнен максимумами неразличимых длин волн нашего интервала. Условие неразличимости интерференционной картины запишем так:  $(m + 1) \lambda = m (\lambda + \Delta \lambda)$ , т. е.  $m = \lambda / \Delta \lambda$ .

Но для того, чтобы интерференционная картина при данных значениях  $\Delta\lambda$  и  $\lambda$  обладала достаточной контрастностью, приходится ограничиваться наблюдением интерференционных полос, порядок которых много меньше  $\lambda / \Delta \lambda$ , т. е.

$$m \ll \lambda / \Delta \lambda. \quad (22)$$

Следовательно, чем выше порядок интерференции  $m$ , который нужно наблюдать, тем уже должен быть спектральный интервал  $\Delta\lambda$ , допускающий наблюдение интерференции в этом порядке, и наоборот.

Порядок интерференции  $m$  связан с разностью хода интерферирующих световых пучков, которая в свою очередь связана с толщиной пластинки (см. (20)). Как видно из этой формулы, для того, чтобы полосы были отчетливы, требования к монохроматичности источника должны становиться тем строже, чем больше оптическая толщина пластинки  $hn_2$ . Однако надо иметь в виду, что качество наблюдаемой интерференционной картины существенно зависит от *закона распределения энергии* в используемом спектральном интервале и от *спектральной чувствительности* применяемого приемника излучения.

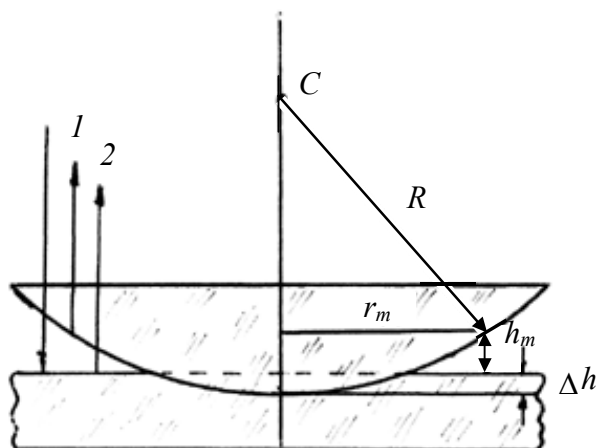
Зная их, можно рассчитать верхний предел оптической толщины пластинки, при котором с данным источником света интерференционные полосы еще могут наблюдаться.

Исследование интерференции в тонких пленках мы проведем на примере полос равной толщины, так называемых *колец Ньютона*.

## 2. КОЛЬЦА НЬЮТОНА

Кольца Ньютона являются классическим примером интерференционных полос равной толщины. Роль тонкой пластинки переменной толщины, от поверхностей которой отражаются когерентные волны, играет воздушный зазор между плоскопараллельной пластинкой и выпуклой поверхностью плосковыпуклой линзы с большим радиусом кривизны, соприкасающейся с пластинкой (рис. 6). Чтобы наблюдать много колец, надо пользоваться светом сравнительно высокой монохроматичности.

Пусть наблюдение ведется со стороны линзы. С этой же стороны на линзу падает пучок монохроматического света, т. е. наблюдение ведется в отраженном свете. Тогда световые волны, отраженные от верхней и нижней границ воздушного зазора, будут интерферировать между собой. В целях наглядности на рис. 6 отраженные от воздушного клина лучи несколько смещены в сторону от падающего луча.



Р и с. 6

При нормальном падении света интерференционная картина в отраженном свете имеет следующий вид: в центре расположено темное пятно, окруженное рядом concentric светлых и темных колец убывающей ширины. Если световой поток падает со стороны пластины, а наблюдение по-прежнему ведется со стороны линзы, то интерференционная картина в проходящем свете остается прежней, только в центре пятно будет светлым, все светлые кольца станут темными и наоборот, при этом, как уже отмечалось, более контрастными кольца будут в отраженном свете.

Определим диаметры темных колец в отраженном свете. Пусть  $R$  – радиус кривизны линзы,  $h_m$  – толщина воздушного зазора в месте

расположения  $m$ -го кольца,  $r_m$  – радиус этого кольца,  $\Delta h$  – величина взаимной деформации линзы и пластинки, возникающая при их сжатии. Предположим, что деформируется только небольшой участок линзы и пластинки вблизи центра интерференционной картины. Для расчета оптической разности хода волн в месте появления  $m$ -го кольца воспользуемся формулой (20б).

При нормальном падении волны на линзу и вследствие малой кривизны ее поверхности, полагаем  $\cos \varphi_2 = 1$ . Кроме того, учтем, что  $n_2 = 1$ , а изменение фазы на  $\pi$  или удлинение оптического пути на  $\frac{\lambda}{2}$  происходит у волны, отраженной от стеклянной пластинки (нижней поверхности воздушного зазора). Тогда оптическая разность хода будет равна  $\Delta = 2h_m + \frac{\lambda}{2}$  и, чтобы в этом месте возникло темное кольцо, должно выполняться равенство:

$$\Delta = 2h_m \pm \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (23)$$

Из рис. 6 следует также, что

$$r_m^2 + [R - (h_m + \Delta h)]^2 = R^2,$$

откуда, если пренебречь слагаемыми второго порядка малости,  $(h_m + \Delta h)^2 \approx 0 \Rightarrow$

$$2h_m = \frac{r_m^2}{R} - 2\Delta h.$$

Подстановка этого выражения в (23) после простейших преобразований дает окончательную формулу, связывающую радиус темного кольца с его номером  $m$ , длиной волны  $\lambda$  и радиусом линзы  $R$ .

$$\frac{r_m^2}{m} = mR\lambda + 2R\Delta h. \quad (24)$$

Для целей экспериментальной проверки удобнее пользоваться формулой для диаметра кольца:

$$d_m^2 = 4Rm\lambda + 8R\Delta h. \quad (25)$$

Если построить график, откладывая по оси абсцисс номера темных колец, а по оси ординат – квадраты их диаметров, то в соответствии с формулой (25) должна получиться прямая, продолжение которой отсекает на оси ординат отрезок  $d_0^2$ , причем

$$d_0^2 = 8R\Delta h. \quad (26)$$

Это дает возможность по найденной величине  $d_0^2$  вычислить взаимную деформацию  $\Delta h$ , если известен радиус кривизны линзы:

$$\Delta h = \frac{d_0^2}{8R}. \quad (27)$$

По наклону графика можно определить и длину волны света, в котором ведется наблюдение:

$$\lambda = \frac{d_{m_1}^2 - d_{m_2}^2}{4R(m_1 - m_2)}, \quad (28)$$

где  $m_1$  и  $m_2$  – номера колец, а  $d_{m_1}$  и  $d_{m_2}$  – соответствующие их диаметры.

Если на графике откладывать  $d_m^2$  в делениях основной шкалы, то при расчете  $\lambda$  и  $\Delta h$  с использованием графика нужно применять формулы:

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

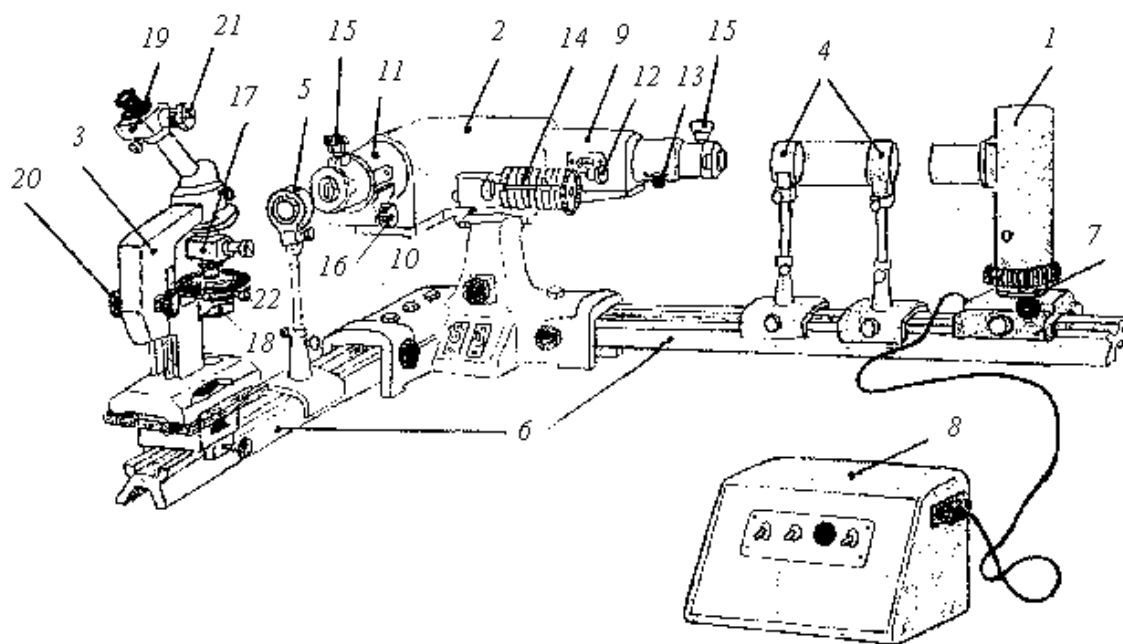
$$\Delta h = \frac{a^2 d_0^2}{8R},$$

где  $a = 0,272$  мм/дел – цена деления основной шкалы окулярного микрометра, с помощью которого ведется измерение колец.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 7 представлен общий вид установки. Она состоит из следующих основных узлов: источника излучения 1, монохроматора 2, микроскопа 3 и конденсоров 4, 5. Все элементы закреплены на оптических рельсах 6.

В качестве источника излучения используется ртутная лампа, установленная под кожухом и перемещающаяся по высоте при вращении накатанного кольца 7. Эта лампа – мощный источник света. Во время работы в лампе развивается давление до 30 ат. Нормальная работа ртутной лампы обеспечивается пультом питания 8. От этого же пульта подается напряжение питания 3,5 В на лампочки освещения шкал прибора и 12 В на лампу накаливания. На передней панели пульта имеются выключатели сети и лампы накаливания, а также пусковая кнопка и выключатель ртутной лампы.



Р и с. 7

- 1 – источник излучения;
- 2 – монохроматор;
- 3 – микроскоп;
- 4, 5 – конденсоры;
- 6 – оптические рельсы;
- 7 – кольцо;
- 8 – блок питания лампы;
- 9 – входной коллиматор монохроматора;
- 10 – столик;
- 11 – выходная труба монохроматора;
- 12 – маховичок;
- 13 – рукоятка;
- 14 – микрометрический винт поворота призмы;
- 15 – барабаны для регулирования ширины щелей;
- 16 – маховичок;
- 17 – опак – иллюминатор микроскопа;
- 18 – обойма с исследуемой линзой;
- 19 – окулярный микрометр;
- 20 – винт перемещения тубуса микроскопа для настройки;
- 21 – отсчетный барабан окулярного микрометра;
- 22 – винт перемещения предметного столика.

Излучение лампы состоит из дискретного набора монохроматических компонент, разделение на которые производится с помощью монохроматора УМ-2. Монохроматор состоит из входного коллиматора 9, столика 10 с поворотным механизмом, на котором расположена диспергирующая призма, и выходного коллиматора (выходной трубы) 11.

Входной коллиматор служит для создания параллельного пучка света и представляет собой объектив, в фокальной плоскости которого расположена входная щель монохроматора. Ввиду того, что фокусное расстояние объектива для каждой длины волны изменяется, предусмотрена возможность фокусировки объектива с помощью маховичка 12.

Положение объектива коллиматора определяется по миллиметровой шкале с нониусом, которая видна рядом в окошке на обойме коллиматора. В трубе коллиматора между щелью и объективом помещен затвор, с помощью которого можно прекратить доступ света в прибор и управление которым производится рукояткой 13.

Параллельный пучок света после входного коллиматора направляется на диспергирующую призму, которая разлагает его на отдельные монохроматические компоненты. Поворачивая плавно с помощью микрометрического винта 14 столик, на котором расположена призма, можно на выходе из монохроматора получать излучение с различной длиной волны. Отсчет, снимаемый против индекса, скользящего по спиральной канавке барабана микрометрического винта, представляет собой относительные деления – градусы, которые с помощью градуировочного графика можно перевести в длину волны, выраженную в обычных системных единицах.

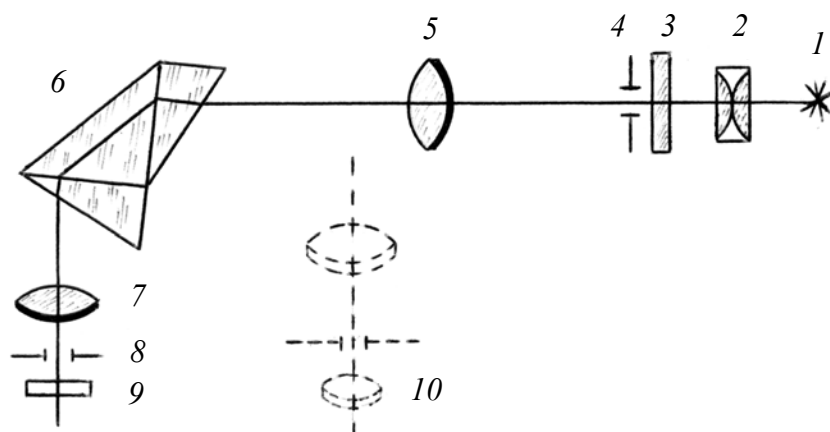
Лучи света, пройдя диспергирующую призму, попадают в объектив выходной трубы монохроматора, который собирает их в плоскости выходной щели. Ширину входной и выходной щелей монохроматора с помощью барабанчиков 15 можно изменять от 0 до 4 мм. Цена деления на барабанчике 15 равна 0,01 мм. Освободив маховичок 16, можно вынуть патрубков со щелью и заменить его патрубком зрительной трубы со сменными окулярами ( $5^{\times}$  и  $10^{\times}$ ). В этом случае монохроматор превращается в спектроскоп постоянного отклонения.

Оптическая схема монохроматора с источником излучения показана на рис. 8, где 1 – источник света, 2 – конденсор, 3 – защитное стекло щели, 4 – щель, 5 – объектив входного коллиматора, 6 – диспергирующая призма, 7 – объектив выходной трубы, 8 – съемная вы-



ходная щель, 9 – защитное стекло выходной щели, 10 – окуляр зрительной трубы. Свет через входную щель падает на объектив коллиматора и параллельным пучком проходит через диспергирующую призму. Под углом  $90^\circ$  к падающему пучку света помещается выходная труба монохроматора.

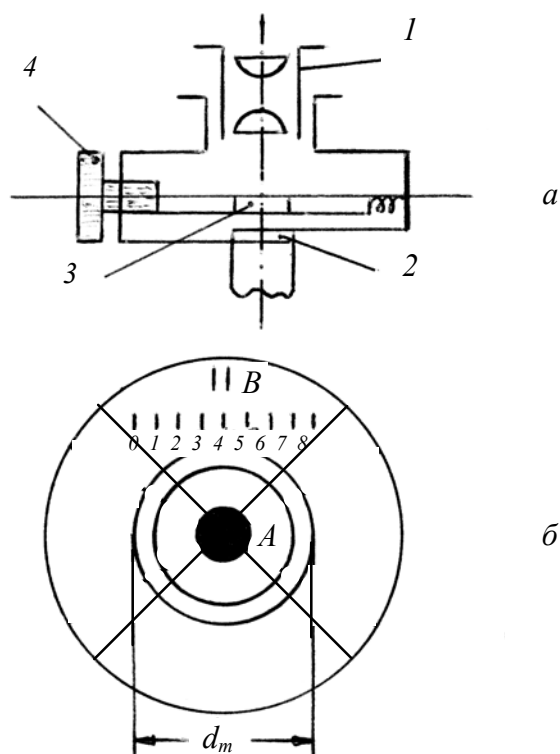
Поворачивая призмный столик на различные углы относительно падающего пучка света, получаем в выходной щели свет различной длины волны, проходящий через призму в минимуме отклонения.



Р и с. 8

После монохроматора излучение определенной длины волны конденсором 5 направляется в опак – иллюминатор микроскопа 17 (рис. 7). Там свет отражается от наклонно расположенной стеклянной пластинки и попадает на предметный столик микроскопа.

На предметном столике в обойме 18 закреплена толстая стеклянная пластинка с прижатой к ней плоско-выпуклой линзой. Между плоской поверхностью пластинки и выпуклой поверхностью линзы образуется воздушный зазор переменной толщины. Световой пучок за счет отражений на границах зазора разделяется на два когерентных пучка, которые, интерферируя между собой, и образуют полосы равной толщины в виде колец Ньютона.



Р и с. 9

Интерференционная картина наблюдается в поле зрения окулярного микрометра 19, который представляет собой обычный микроскопный окуляр, снабженный дополнительными приспособлениями для измерения линейных размеров рассматриваемых объектов. Окулярный микрометр состоит из окуляра 1 (см. рис. 9, а), в который вмонтирована измерительная шкала 2. Шкала располагается точно в плоскости действительного изображения, создаваемого объективом микроскопа, и вместе с этим изображением рассматривается через окуляр 1. При вращении измерительного барабана 4 (отсчетный барабан 21 окулярного микрометра на рис. 7) в поле зрения окулярного микрометра перемещается крестообразный указатель А (рис. 9, б) и связанный с ним индекс в виде двойной линии В, которые выгравированы на нижней стороне стеклянной пластинки 3. Принцип измерения состоит в том, что перекрестие крестообразного указателя подводят вращением барабана 4 к одному краю изображения объекта и отсчитывают его координату по шкалам микрометра (целые деления показывает двойная линия непосредственно в поле зрения, а десятые и сотые доли – указатель на шкале барабана 4). Аналогично находят координату второго края изображения объекта. Разность двух координат, умноженная на цену деления, и будет равна линейному размеру объ-

екта. Цена деления зависит только от объектива микроскопа и определяется предварительно с помощью объект-микрометра.

В нашем случае фиксируются правая и левая координаты определенного интерференционного кольца. Разность двух координат, умноженная на цену деления, задает диаметр кольца.

Целью измерений является проверка формулы (25), определение длин волн  $\lambda$  основных монохроматических компонент, испускаемых ртутной лампой, и расчет величины взаимной деформации  $\Delta h$  линзы и пластинки.

Работу выполняют в такой последовательности. Включают в сеть блок питания ртутной лампы. На передней панели блока питания включают тумблеры “Сеть” и тумблер “Лампа ДРШ” и нажимают кнопку “Пуск”. Через 10–15 минут, когда излучение лампы стабилизируется, приступают к измерениям.

Свет, испускаемый ртутной лампой, содержит несколько монохроматических компонент, из которых наиболее удобными для наблюдения являются желтая, зеленая, фиолетово-синяя. Сначала, вращая микрометрический винт 14 (рис. 7), выводят из монохроматора зеленую линию ртути. Для этого индекс отсчета на барабане винта устанавливают в положение, указанное на установке. Наблюдая в окуляр микроскопа, убеждаются в наличии колец. В случае их недостаточной резкости перемещают тубус микроскопа с помощью винта 20 и добиваются четкой видимости интерференционной картины. Яркость картины регулируется шириной входной или выходной щели монохроматора.

Вращая барабан 21 окулярного микрометра, устанавливают крестообразную метку  $A$  (рис. 9, б) в центре поля зрения, что должно соответствовать отсчету 4.00 основной шкалы, видимой в окуляр, и 0 делений, нанесенных на отсчетный барабан 21 (рис. 7). Винтами 22, расположенными на предметном столике микроскопа, перемещают картину так, чтобы крестообразный указатель  $A$  разделил темное пятно в центре картины на 4 равные части (рис. 9, б). После этого можно приступить к измерению диаметров колец. Отметим, что при измерениях перемещение указателя  $A$  вдоль неподвижной интерференционной картины желательно осуществлять только в одном направлении для исключения люфта барабана. Поэтому удобнее всего, например, начать измерения с левой координаты наибольшего кольца, которое надо исследовать.

### ВНИМАНИЕ!

**Ртутная лампа – мощный источник ультрафиолетового излучения.**

Кроме того, во время работы лампы в ней развивается высокое давление, поэтому обращаться с ней надо осторожно. Повторное включение лампы разрешается после ее охлаждения.

После окончания измерений получить интерференционную картину в зеленом свете и выключить установку.

### ЗАДАНИЕ

1. Измерить диаметры 15-ти темных колец при освещении системы зеленым, желтым и фиолетово-синим светом. Результаты измерений записать в таблицу 1.

Таблица 1

	Зеленый, $\lambda/\Delta h$			Желтый, $\lambda/\Delta h$			и т.д.
	Левая к.	Правая к.	$d_m^2$	Левая к.	Правая к.	$d_m^2$	
1							
2							
и т.д.							

2. По результатам измерений определить длину волны света  $\lambda$  для всех цветов и величину взаимной деформации  $\Delta h$  линзы и пластинки. Для этого построить график зависимости  $d_m^2$  от номера кольца. По наклону графика определить длину волны согласно формулы (28), а по величине отрезка, отсекаемого прямой на оси ординат, – величину взаимной деформации  $\Delta h$ , что следует из формулы (27). Радиус кривизны линзы указан на установке.

3. Полученные значения длин волн излучения ртутной лампы сравнить с табличными.

4. Оценить погрешность измерений.

5. Более точные значения длины волны  $\lambda$  и  $\Delta h$  можно получить, если результаты измерений обработать, используя метод наименьших квадратов. Так как связь между  $d_m^2$  и  $m$  можно аппроксимировать некоторой линейной зависимостью:

$$d_m^2 = 8R\Delta h + 4mR\lambda = \beta_0 + \beta_1 m,$$

где

$$\beta_0 = 8R\Delta h, \quad (29)$$

$$\beta_1 = 4R\lambda, \quad (30)$$

то по методу наименьших квадратов можно определить параметры такой линейной зависимости, которая наилучшим образом описывает опытные данные. Наилучшей в данном случае называют такую зависимость, для которой минимален средний квадрат отклонения от нее опытных данных

$$\delta_{cp} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (d_{m_i}^2 - (\beta_0 + \beta_1 m_i)).$$

Минимум разыскивается по всевозможным значениям параметров  $\beta_0$  и  $\beta_1$ . Найдя частные производные от последнего соотношения по параметрам  $\beta_0$  и  $\beta_1$  и приравнявая их к нулю, выразим  $\beta_0$  и  $\beta_1$  в явном виде:

$$\beta_1 = \frac{\sum_{i=1}^N m_i \sum_{i=1}^N d_{m_i}^2 - N \sum_{i=1}^N m_i d_{m_i}^2}{\left( \sum_{i=1}^N m_i \right)^2 - N \sum_{i=1}^N m_i^2}, \quad (31)$$

$$\beta_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_{m_i}^2 - \beta_1 \sum_{i=1}^N m_i, \quad (32)$$

где  $N$  – число пар точек  $[m_i, d_{m_i}^2]$ , измеренных на опыте.

Программы для обработки данных по методу наименьших квадратов прилагаются.

## ВОПРОСЫ

1. Сформулировать условия образования максимумов и минимумов при интерференции в тонких пленках.
2. В чем состоит и чем объясняются различия в кольцах Ньютона, наблюдаемых в отраженном и проходящем свете?
3. В чем состоит различие между интерференционными полосами равного наклона и равной толщины и где они локализованы?
4. Какой вид примет интерференционная картина, если вместо сферической применить цилиндрическую линзу?
5. Изменится ли интерференционная картина, если зазор между линзой и пластинкой заполнить средой:
  - а) более плотной, чем воздух;
  - б) более плотной, чем материал пластинки и линзы;
  - в) показатель преломления среды имеет промежуточное значение между показателем преломления линзы и пластинки?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. С. 120–131.
2. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. М.: Высшая школа, 1978. С. 152–158.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1980. С. 228–235.
4. Физический практикум / Под ред. Г.С. Кембровского. Мн.: Университетское, 1986. С. 253–260.