

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**  
**РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
**им. В.Ф. УТКИНА**

**А.П. СОКОЛОВ**  
**И.Г. ВЕСНОВ**  
**А.Н. ВЛАСОВ**  
**А.В. НИКОЛАЕВ**

# **ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

Учебное пособие

Рязань 2021

УДК 539

Интерференция света. Лабораторный практикум: учеб. пособие / А.П. Соколов, И.Г. Веснов, А.Н. Власов, А.В. Николаев; Рязан. гос. радиотехн. ун-т. Рязань, 2021. 48 с.

Рассмотрены основные вопросы, связанные с интерференцией света, описан порядок выполнения лабораторных работ по этой теме. Даны указания по обработке результатов эксперимента. Приведены вопросы для проверки знаний и самоконтроля.

Предназначено для студентов всех направлений подготовки бакалавров и специальностей, изучающих дисциплину «Физика».

Ил. 21 . Библиогр.: 10 назв.

*Волны, интерференция, когерентность, разность хода*

Печатается по решению редакционно-издательского совета Рязанского государственного радиотехнического университета.

Рецензент: кафедра общей и экспериментальной физики РГРТУ  
(д-р техн. наук, профессор М.В. Дубков)

С о к о л о в Александр Павлович  
В е с н о в Игорь Геннадьевич  
В л а с о в Александр Николаевич  
Н и к о л а е в Артём Владимирович

Интерференция света.  
Лабораторный практикум

Редактор И.В. Черникова  
Корректор С.В. Макушина

Подписано в печать 30.05.21. Формат бумаги 60×84 1/16.

Бумага писчая. Печать трафаретная. Усл. печ. л. 3,0.

Тираж 200 экз. Заказ

Рязанский государственный радиотехнический университет.

390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1.

Редакционно-издательский центр РГРТУ.

© Рязанский государственный  
радиотехнический университет, 2021

# 1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

## 1.1. Когерентность и интерференция света

При наложении когерентных световых волн происходит перераспределение энергии светового излучения, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется **интерференцией света**. Наблюдение интерференции возможно лишь в том случае, когда складываемые световые волны когерентны, т.е. имеют одинаковые направления колебаний, частоту и постоянную разность фаз в течение времени наблюдения (в общем случае волны называются когерентными, если за время наблюдения разность их начальных фаз меняется не более чем на  $\pi$ ). Разность фаз колебаний, создаваемых в точке двумя плоскими монохроматическими волнами, распространяющимися в средах с разными оптическими плотностями, определяется соотношением

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_2x_2 - n_1x_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta,$$

где  $\lambda_0$  – длина волны в вакууме;  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления среды;  $x_1$  и  $x_2$  – расстояния (геометрические пути), пройденные соответственно волнами от 1-го и 2-го источников до точки наблюдения;  $\Delta$  — оптическая разность хода.

Для лучшего понимания механизма сложения световых волн рассмотрим вначале сложение двух гармонических колебаний одного периода с амплитудами  $a_1$  и  $a_2$  и начальными фазами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ :

$$S_1 = a_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \text{ и } S_2 = a_2 \sin(\omega t + \varphi_2). \quad (1.1)$$

Если складываемые колебания имеют одно и то же направление, то получится вновь гармоническое колебание того же самого периода

$$S_1 + S_2 = A \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (1.2)$$

амплитуда  $A$  и фаза  $\varphi_0$  которого определяются из следующих соотношений:

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (1.3)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2}. \quad (1.4)$$

Выражение (1.3) показывает, что квадрат амплитуды результирующего колебания не равняется сумме квадратов амплитуд исходных колебаний. Результат сложения зависит от разности фаз  $(\varphi_1 - \varphi_2)$  и может иметь любое значение в пределах от  $A^2 = (a_1 - a_2)^2$  до  $A^2 = (a_1 + a_2)^2$ . Очевидно, что первое возможно при  $\varphi_1 - \varphi_2 = (2m+1)\pi$ , а второе – при  $\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi m$ .

Введем обозначение  $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$  и вычислим средний квадрат амплитуды результирующего колебания за некоторый промежуток времени  $\tau$ , значительно больший, нежели время нерегулярных изменений фазы  $\psi$

$$\begin{aligned} \langle A^2 \rangle &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau A^2 dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau (a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \psi) dt = \\ &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos \psi dt. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Если в течение времени наблюдения  $\psi$  остается неизменным, то

$$\frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos \psi d\tau = \cos \psi, \quad (1.6)$$

следовательно,

$$\langle A^2 \rangle = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \psi,$$

т.е.

$$I \neq I_1 + I_2.$$

Здесь и далее под  $I$  понимается интенсивность ( $I \sim A^2$ ).

Если же разность фаз изменяется совершенно беспорядочно, то интеграл (1.6) стремится к нулю и мы

имеем

$$\langle A^2 \rangle = a_1^2 + a_2^2, \text{ т.е. } I = I_1 + I_2.$$

Поэтому при сложении двух одинаково направленных колебаний одного периода **надо различать два случая.**

1. Разность фаз колебаний сохраняется *неизменной* за время  $\tau$ , достаточное для наблюдений. Средняя энергия результирующего колебания отличается от суммы средних энергий исходных колебаний. В этом случае колебания называются *когерентными*, а явление сложения таких колебаний – ***интерференцией колебаний***.

2. Разность фаз колебаний беспорядочно меняется за время наблюдения. Средняя энергия результирующего колебания равна сумме средних энергий исходных колебаний. Колебания в этом случае называются *некогерентными*, а при их сложении всегда имеет место суммирование интенсивностей, т.е. ***интерференция не наблюдается***.

Гармонические колебания одинаковой частоты всегда когерентны между собой, так как разность их фаз остаётся неизменной для любой точки среды. Поэтому такие колебания всегда интерферируют друг с другом, в результате чего наблюдается устойчивая интерференционная картина. Следовательно, условием интерференции волн одной и той же частоты будет являться их когерентность, т. е. сохранение неизменной за время наблюдения разности фаз. Для простоты будем полагать, что волны одинаково линейно поляризованы. При этом результат интерференции будет определяться разностью интерферирующих волн в месте наблюдения, которая зависит как от начальной разности фаз волн, так и от разности расстояний, отделяющих точку наблюдения от источников каждой из волн.

Рассмотрим две сферические когерентные волны, исходящие из источников  $S_1$  и  $S_2$  (рис. 1.1), колебания в которых направлены перпендикулярно к плоскости чертежа. Допустим, что обе волны имеют равные амплитуды в точке

М. Тогда колебания, вызываемые первой и второй волнами в этой точке, будут иметь вид:

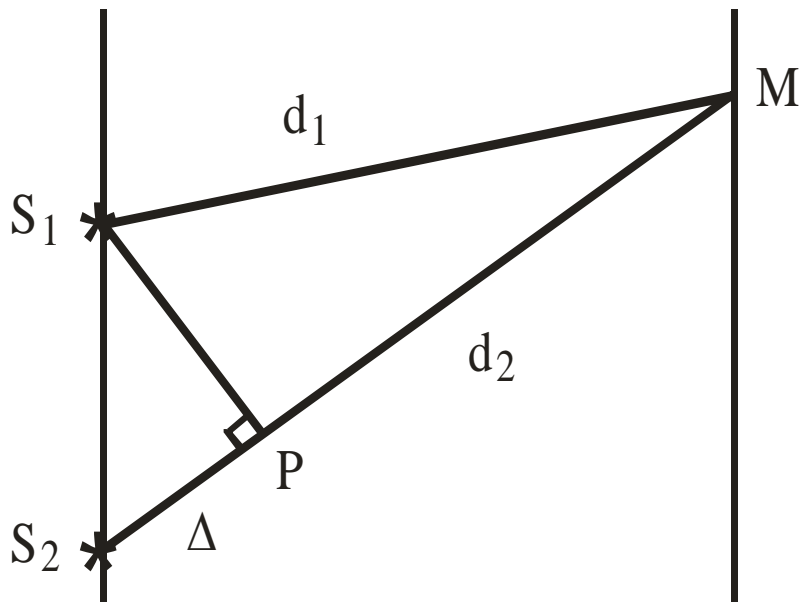


Рис.1.1

$$S_1 = a \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{d_1}{\lambda} \right), \quad S_2 = a \cos \left[ 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{d_2}{\lambda} \right) - \varphi \right],$$

где  $d_1 = S_1M$  и  $d_2 = S_2M$ ,  $\lambda$  — длина волны, а  $\varphi$  — начальная разность фаз. При сложении колебаний в точке  $M$  будем иметь

$$S = S_1 + S_2 = 2a \cos \left( \frac{\pi(d_2 - d_1)}{\lambda} + \frac{1}{2}\varphi \right) \times \cos \left[ 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{d_2 + d_1}{2\lambda} \right) - \frac{1}{2}\varphi \right]. \quad (1.7)$$

Таким образом, в точке  $M$  имеет место колебание с амплитудой  $2a \cos \left( \frac{\pi(d_2 - d_1)}{\lambda} + \frac{1}{2}\varphi \right)$  и интенсивностью,

пропорциональной  $4a^2 \cos^2 \left( \frac{\pi(d_2 - d_1)}{\lambda} + \frac{1}{2}\varphi \right)$ . Для когерентных волн  $\varphi$  постоянна, и различие интенсивности света в разных точках зависит только от разности  $(d_2 - d_1)$ , которая называется *разностью хода*. Благодаря этой разности расстояний, колебания, вызванные этими волнами в точке их встречи, будут обладать *разностью фаз* даже в том случае, когда начальные фазы обеих волн были одинаковы. Разность фаз  $\psi$ , возникающая за счет разности хода волн  $\Delta = d_2 - d_1$ , будет равна

$$\psi = 2\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda}.$$

Обозначим  $\Delta = m\lambda$ , где  $m$  – любое число (целое или полуцелое). Тогда разность фаз запишется как  $\psi = 2\pi m$ .

В случае равенства начальных фаз ( $\varphi=0$ ) интенсивность двух интерферирующих волн с одинаковыми амплитудами примет вид

$$I \sim A^2 = 4a^2 \cos^2 \left( \frac{\pi(d_2 - d_1)}{\lambda} \right) = 4a^2 \cos^2 m\pi. \quad (1.8)$$

Целым значениям  $m$  соответствует различие по фазе на  $2\pi m$  (и интенсивность пропорциональна  $4a^2$ ). При  $m$  полуцелом фазы складывающихся колебаний противоположны (и интенсивность равна нулю). Следовательно, при целом  $m$  имеем **максимумы**, при полуцелом  $m$  – **минимумы**. В первом случае когерентные волны оказываются синфазными, т.е. на оптической разности хода укладывается целое число длин волн и

$$\Delta = m\lambda = 2m \frac{\lambda}{2}. \quad (1.9)$$

Во втором случае налагающиеся волны противофазны и на оптической разности хода укладывается нечётное число длин полуволн, т. е.

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (1.10)$$

Здесь  $m = 0, 1, 2 \dots$  – порядок интерференционного максимума или минимума. Данное распределение интенсивностей представляет собой *интерференционную картину*.

Вернемся к вопросу о когерентности. Различают *временную и пространственную когерентность*. Электромагнитные волны от тепловых источников (ламп накаливания и пр.) некогерентны между собой. Это связано с механизмом излучения: атом излучает цуг волн (волновой пакет), переходя из более высокого энергетического состояния в более низкое. Фаза излучаемой при каждом таком переходе электромагнитной волны принимает случайные значения. Пусть за промежуток времени  $\tau_{\text{ког}}$  изменение фазы незначительно (не более  $\pi$ ). Тогда в течение этого времени волну можно рассматривать как квазимонохроматическую. Для волновых цугов оптического диапазона это время (его называют *временем когерентности*) определяется временем жизни атома в возбуждённом состоянии. Расстояние, которое проходит поверхность фиксированной фазы цуга за время  $\tau_{\text{ког}}$ , называют *длиной когерентности* или "*длиной цуга*", которая равна  $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$ , где  $c$  – скорость света в вакууме.

Наряду с временной когерентностью, определяемой временем когерентности, для описания когерентных свойств волны в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения, вводится понятие *пространственной когерентности*. Когерентность колебаний, которые совершаются в один и тот же момент времени в разных точках плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волн, называют *пространственной когерентностью*.

Пространственная когерентность зависит от условий излучения и формирования световых волн. Например, световая волна, излучаемая точечным источником, обладает полной пространственной когерентностью. Расстояние, при котором колебания в двух точках псевдоволновой поверхности (т.е. поверхности, образованной протяжённым



источником) будут приблизительно когерентными, называется длиной пространственной когерентности или радиусом когерентности ( $\rho_{\text{ког}}$ ). С другой стороны, это не что иное как расстояние, при смещении на которое вдоль псевдодолновой поверхности случайное изменение фазы достигает значения  $\pi$ . Для солнечных лучей  $\rho_{\text{ког}} \approx 0,05$  мм. Излучение же оптических квантовых приборов (например, лазеров) обладает огромной временной и пространственной когерентностью. У выходного отверстия лазера пространственная когерентность наблюдается по всему поперечному сечению светового пучка.

Возможность наблюдения чередующегося распределения светлых и темных полос в интерференционной картине существенно зависит от освещенности этого фона. Для характеристики контрастности интерференционных полос Майкельсон ввел функцию

$$V = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}},$$

называемую *видностью* (или *видимостью*) их. Здесь  $I_{\text{max}}$  и  $I_{\text{min}}$  – максимальная и минимальная интенсивности интерференционных полос вблизи выбранной точки поля. Параметр  $V=1$  соответствует наиболее контрастной интерференционной картине, а  $V=0$  – полному ее исчезновению. Для того чтобы человеческий глаз мог уверенно различать чередование светлых и темных полос на интерференционной картине, значение  $V$  должно быть более 0,1 или  $I_{\text{min}} < 0,82 I_{\text{max}}$ .

## **1.2. Интерференция света в тонких пленках**

На практике мы часто наблюдаем цветное окрашивание масляных пленок на воде и мыльных пузырей. Эти явления получили название интерференции света в тонких пленках.

Для того чтобы выяснить условия формирования

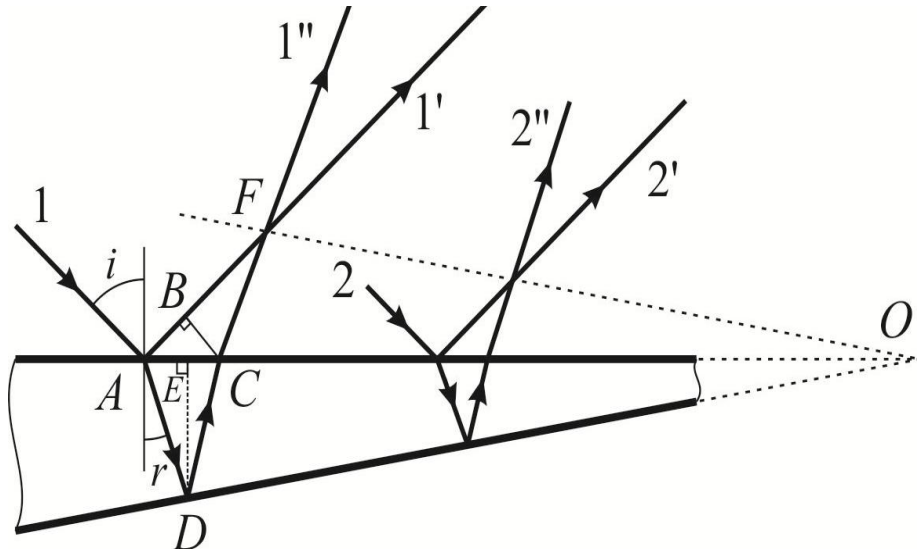


Рис.1.2

интерференционной картины вблизи поверхности таких пленок и причину её ярко выраженной пространственной локализации, рассмотрим схему подобного опыта в предельно простом варианте (см. рис. 1.2). Пусть на поверхность тонкого прозрачного клина падают почти нормально световые пучки от протяженного источника света (на рис. 1.2 для наглядности угол падения  $i$  резко увеличен).

Показатель преломления вещества клина  $n$ . Так как волна  $1'$  испытывает скачок фазы на  $\pi$ , при отражении от поверхности клина с показателем преломления, большим, чем у окружающей среды, то это эквивалентно дополнительной разности хода  $\frac{\lambda}{2}$ :

$$\Delta = (AD + DC)n - \left( AB - \frac{\lambda}{2} \right); \quad n(AD + DC) = \frac{2hn}{\cos r}; \quad (1.11)$$

$$AB = 2hntg r \sin i; \quad \frac{\sin i}{\sin r} = n; \quad ED = h,$$

откуда  $\Delta = 2hncos r + \frac{\lambda}{2}$ .

Из последнего выражения видно, что оптическая разность хода  $\Delta$  является функцией лишь толщины клина в

точке падения луча. Следовательно, интерференционные полосы имеют равную освещенность во всех точках поверхности, соответствующих одинаковым толщинам плёнки. Отсюда и название интерференционных полос подобных картин – **интерференционные полосы равной толщины**. Иными словами, полосы равной толщины представляют собой геометрическое место точек, где сходятся *все* пучки света, прошедшие одну и ту же толщину клина. Необходимо отметить, что локализованы эти полосы вблизи поверхности клина на плоскости OF (см. рис. 1.2). Ньютон наблюдал интерференционные полосы равной толщины в воздушной прослойке между плоской поверхностью стеклянной пластинки и плоско-выпуклой линзой, прижатой к пластине выпуклой стороной. Интерференционные полосы имели форму концентрических колец. Они получили название *колец Ньютона*. Схема наблюдения колец показана рис. 1.3.

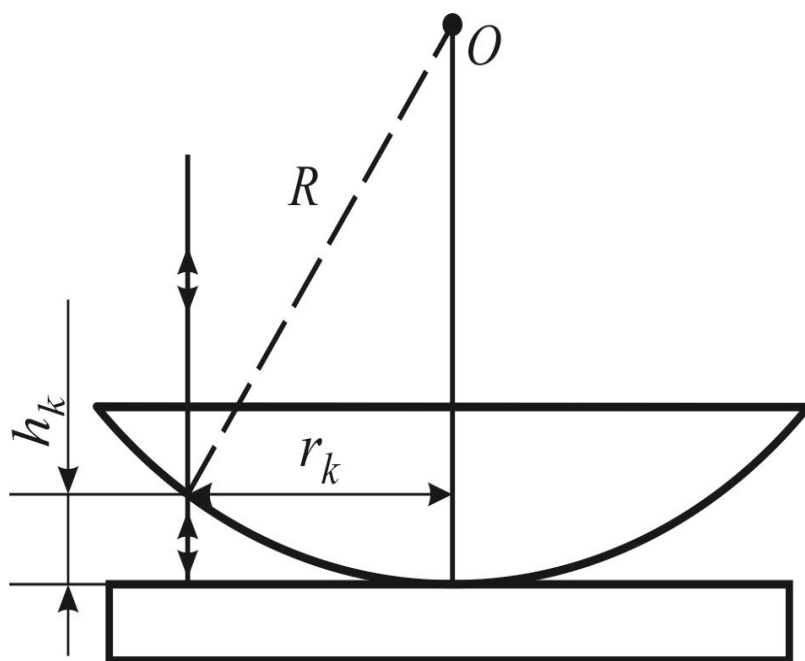


Рис. 1.3

Плоско-выпуклая линза большого радиуса кривизны прижимается выпуклой стороной к плоской пластинке.

Толщина воздушной прослойки  $h$  между пластиной и сферической поверхностью линзы увеличивается от точки их соприкосновения к краям линзы. Места одинаковой толщины слоя воздуха расположены по концентрическим окружностям.

Пусть на линзу нормально падает пучок монохроматического света. Световые волны, отраженные от верхней и нижней границ воздушной прослойки, интерферируют между собой. В *отраженном свете* интерферирующие волны создают картину чередующихся концентрических светлых и темных колец с темным пятном в центре (в проходящем свете в центре будет наблюдаться светлое пятно).

При нормальном падении света оптическая разность хода  $\Delta$  двух волн, одна из которых отражается от выпуклой поверхности линзы, другая – от верхней плоскости пластины, определяется по формуле

$$\Delta = 2hn + \frac{\lambda}{2}, \quad (1.12)$$

где  $h$  – толщина воздушного зазора;  $\lambda$  – длина волны падающего света в вакууме;  $n$  – показатель преломления прослойки;  $\lambda/2$  – дополнительная разность хода, возникающая при отражении света от оптически более плотной среды (в данном случае от пластины).

В зависимости от  $h$  оптическая разность хода  $\Delta$  может содержать четное или нечетное число полуволн. Это приводит к появлению в отраженном свете либо интерференционного максимума (светлого кольца), либо минимума (темного кольца). Учитывая, что в воздухе  $n = 1$ , из формулы (1.12) получаем:

$$\begin{aligned} 2h + \frac{\lambda}{2} &= 2k \frac{\lambda}{2} && \text{– условие максимума,} \\ 2h + \frac{\lambda}{2} &= (2k + 1) \frac{\lambda}{2} && \text{– условие минимума,} \end{aligned} \quad (1.13)$$

где  $k=1, 2, 3, \dots$  (если же пространство между линзой и стеклянной пластиной заполнено веществом, то оптическая

разность хода берется с учетом показателя преломления этого вещества).

Из уравнения (1.13) следует, что толщина зазора  $h_k$ , соответствующая  $k$ -му темному кольцу, равна

$$h_k = k \frac{\lambda}{2}. \quad (1.14)$$

Получаем соотношение, связывающее толщину зазора  $h_k$ , радиус кривизны  $R$  и радиус  $k$ -го кольца  $r_k$ . Из рис. 1.4 имеем

$$r_k^2 = R^2 - (R - h_k)^2 = 2Rh_k - h_k^2.$$

Принимая во внимание, что  $2R \gg h_k$ , получаем

$$h_k = \frac{r_k^2}{2R}. \quad (1.15)$$

Из соотношений (1.14) и (1.15) следует выражение для радиуса  $k$ -го темного кольца

$$r_k = \sqrt{kR\lambda}, \quad (k=0, 1, 2, \dots). \quad (1.16)$$

Несложно получить подобное выражение для светлых колец в отражённом свете

$$r_k = \sqrt{(k - 1/2)\lambda R}, \quad (k=1, 2, \dots). \quad (1.17)$$

Интерференцию можно наблюдать и в проходящем свете (при этом потери полуволны не наблюдаются). Поэтому оптическая разность хода для проходящего и отраженного света будет отличаться на  $\lambda/2$ , т. е. максимумам интерференции в отражённом свете соответствуют минимумы в проходящем, и наоборот.

Из соотношения  $\Delta = 2hncos r + \lambda/2$  следует, что для однородной плоскопараллельной пластинки разность хода может меняться только в соответствии со значением угла преломления  $r$ , т.е. лучи, имеющие одинаковый наклон, будут давать одну и ту же разность хода. Так как пучки света  $1'$  и  $1''$  параллельны (см. рис. 1.4), то в этом случае

говорят, что интерференционная картина локализована на бесконечности. Параллельные пучки  $1'$  и  $1''$  соединяются в т.  $O_1$  фокальной плоскости линзы  $L$ ; в то же самое место придут и всякие другие пучки, параллельные  $SA$  (даны пунктирной линией). Данные интерференционные полосы называются **интерференционными полосами равного наклона**.

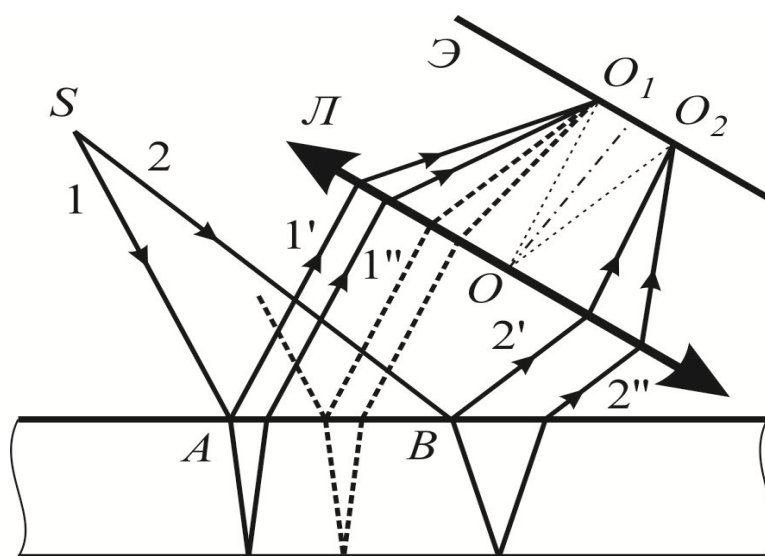


Рис.1.4

Угол  $\gamma$  может принимать всевозможные значения, если источник света протяжённый и имеет конечные угловые размеры. Практически это можно осуществить, поместив протяжённый источник света в фокальной плоскости линзы, которая как бы удаляет источник света в бесконечность. Линза переносит область локализации из бесконечности в фокальную плоскость, оптически сопряжённую с бесконечно удалённой плоскостью. Роль линзы может играть глаз, аккомодированный на бесконечность. В этом случае полосы равного наклона локализируются на сетчатке глаза.

Рассмотрим более подробно образование плоскопараллельной пластинкой интерферирующих пучков света (рис. 1.5). Интерференция возникает благодаря сложению лучей, отразившихся от верхней и нижней

поверхностей пластинки  $P$ . Будем считать, что пластинка прозрачна, имеет показатель преломления  $n$  и находится в воздухе, показатель преломления которого с большим приближением равен единице. Пучок падающих на пластинку  $P$  когерентных лучей 1 и 2 под углом  $\alpha$  и преломляющихся под углом  $\beta$  испытывает частичное отражение на верхней и нижней ее поверхностях, в результате чего в отраженном свете интерферируют лучи  $1'$  и  $2'$ , а в проходящем – лучи  $1''$  и  $2''$ .

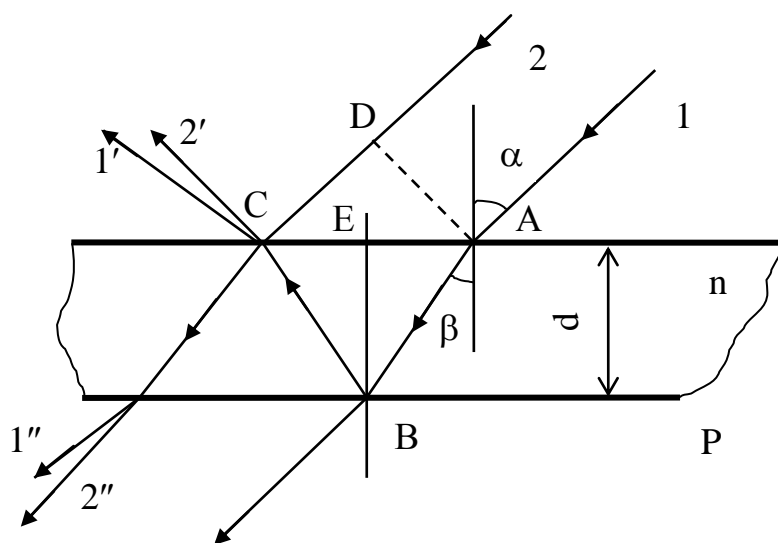


Рис.1.5

Для количественного решения задачи необходимо найти разность хода для каждой пары интерферирующих лучей.

Разность хода для лучей  $1'$  и  $2'$  определяется разностью длин оптических путей, возникающих при движении фронта падающей волны  $AD$  от точки  $A$  на пути  $ABC$  до точки  $C$  для луча 1 и от точки  $D$  до точки  $C$  для луча 2. Под оптической длиной пути понимается произведение обычной (геометрической) его длины и абсолютного показателя преломления среды, для которой производится вычисление. Приняв во внимание, что показатель преломления пленки  $n$ , для разности хода лучей  $1'$  и  $2'$  запишем

$$\Delta = n(AB + BC) - CD. \quad (1.18)$$

Из рисунка видно, что  $AB + BC = 2AB$ ,  $AB = \frac{d}{\cos \beta}$ , где  $d$  – толщина пленки,  $CD = AC \sin \alpha$ ,  $AC = 2AE$ . Но  $AE = d \tan \beta$ . Следовательно,  $CD = 2d \tan \beta \sin \alpha = \frac{2nd}{\cos \beta} \sin^2 \beta$ , для разности хода получаем

$$\Delta = \frac{2nd}{\cos \beta} - \frac{2nd}{\cos \beta} \sin^2 \beta \quad (1.19)$$

или

$$\Delta = 2nd \cos \beta. \quad (1.20)$$

Этой разности хода соответствует разность фаз

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta. \quad (1.21)$$

Однако если учесть, что при отражении световой волны от более плотной среды на верхней поверхности пластинки возникает дополнительная фаза, равная  $\pi$ , то для разности фаз следует записать

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta - \pi. \quad (1.22)$$

Для интерференции в отраженном свете условие максимума интерференции лучей 1' и 2' будет определяться равенством

$$\Delta \varphi = 2m\pi, \quad (1.23)$$

где порядок интерференционной картины  $m = 1, 2, 3 \dots$

Приравнявая правые части уравнений (1.22) и (1.23), для разности хода получаем условие максимума

$$\Delta_m = 2nd \cos \beta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (1.24)$$

Таким образом, максимумы света будут иметь место для разности хода интерферирующих лучей, равной нечетному числу полуволн.



Для лучей 1" и 2" разность хода также определяется формулой (1.20). Но так как при прохождении света через пленку скачка фазы на  $\pi$  не произойдет, условием максимума интерференции для этих лучей в проходящем свете будет

$$\Delta_m = 2nd \cos \beta = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (1.25)$$

т.е. максимумы света будут иметь место в этом случае для разности хода, равной четному числу полуволн.

Таким образом, интерференционные картины в отраженном и проходящем свете в отношении расположения максимумов на спектральной кривой будут взаимно дополнительными.

Остановимся на одном приложении явлений интерференции, значение которого за последнее время сильно возросло. Речь пойдёт о нанесении тонких диэлектрических плёнок на оптические поверхности с целью изменения коэффициента отражения. При этом могут решаться следующие две диаметрально противоположные задачи:

**1. Просветление оптики**, когда происходит сведение к минимуму коэффициента отражения на каждой поверхности.

**2. Получение высокоотражающих интерференционных слоёв**, когда на стекло наносят ряд плёнок с одинаковой оптической толщиной ( $n_i l_i = \lambda/4$ ), но разными показателями преломления; между двумя слоями диэлектрика с большим показателем преломления помещают слой диэлектрика с малым показателем преломления.

Если образец пленки расположен под углом  $90^\circ$  к световому лучу, то  $\cos \beta$  в формулах (1.24) и (1.25) может быть принят равным единице. Графическое изображение распределения интенсивностей в отраженном  $I_r$  и проходящем  $I_d$  свете дано на рис. 1.6. Первый максимум в отраженном свете будет наблюдаться при разности хода  $\lambda/2$ ,

а в проходящем свете – при разности хода  $\lambda$ . В отраженном свете интерференция имеет отчетливый контрастный вид, так как здесь интерферируют лучи равной интенсивности. Как следствие, в минимумах будет происходить полное гашение света. Наоборот, в проходящем свете интерференционная картина будет менее контрастной, так как интерферируют лучи неравной интенсивности.

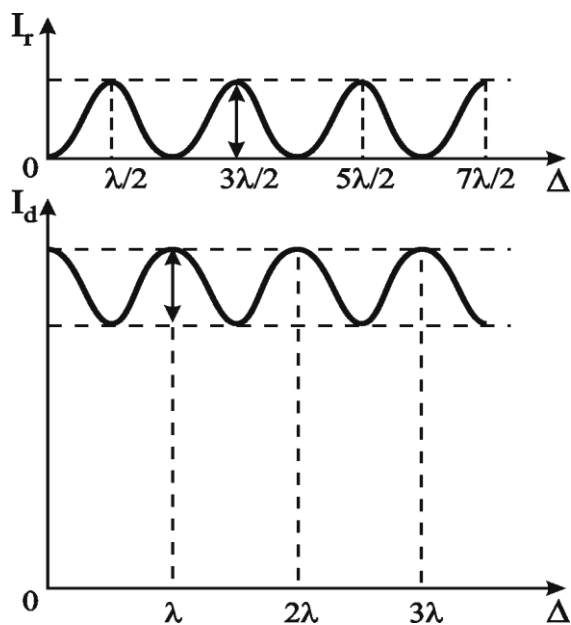


Рис. 1.6

Если далее учесть уравнение (1.25), то при постоянных параметрах  $n$  и  $d$  можно, варьируя длину волны света  $\lambda$ , наблюдать интерференционную картину с различными порядками интерференции  $m$  на спектральных кривых для коэффициентов отражения  $R = \frac{I_r}{I_0}$  или

пропускания  $T = \frac{I_d}{I_0}$ .

$I_0$  – интенсивность падающего на плёнку света.

На рис. 1.7 в качестве примера приведено спектральное распределение коэффициента пропускания  $T$ , % для слоя  $CdTe$ .

Из теории известно, что контраст интерференционной картины для непоглощающей пленки

$$\Gamma = \frac{I_{\max}}{I_{\min}} = \frac{T_{\max}}{T_{\min}}, \quad (1.26)$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  – интенсивности света в максимуме и минимуме;  $T_{\max}$  и  $T_{\min}$  – соответствующие коэффициенты пропускания, связанные с коэффициентом отражения соотношением

$$\Gamma = \frac{(1 + R)^2}{(1 - R)^2}. \quad (1.27)$$

Из (1.27) после простых алгебраических преобразований получаем уравнение

$$R = \frac{\sqrt{\Gamma} - 1}{\sqrt{\Gamma} + 1}. \quad (1.28)$$

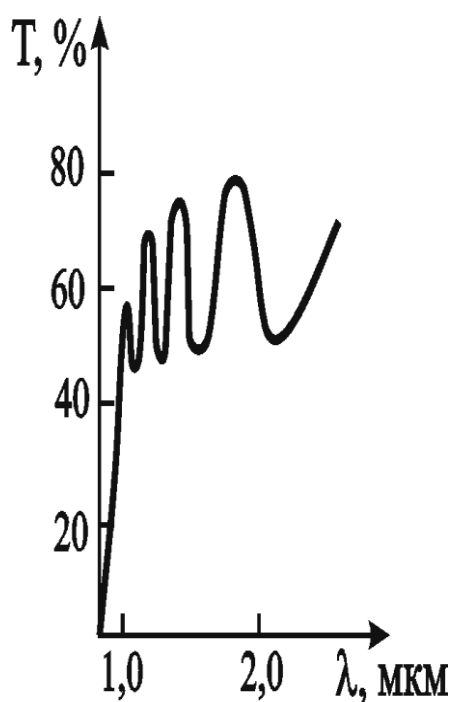


Рис. 1.7

С другой стороны, на основании формулы Френеля записываем соотношение между коэффициентом отражения и показателем преломления для непоглощающей или слабопоглощающей пленки при нормальном падении света

$$R = \left( \frac{n - 1}{n + 1} \right)^2. \quad (1.29)$$

Приравнивая правые части уравнений (1.28) и (1.29), после алгебраических преобразований получаем простое квадратичное уравнение для определения показателя преломления пленки  $n$ :

$$n^2 - 2n \sqrt{\frac{I_{\max}}{I_{\min}}} + 1 = 0. \quad (1.30)$$

Из условия максимума для интерференционной картины в проходящем свете (1.25) для определения толщины пленки получаем формулу

$$d = \frac{m}{2n} \frac{\lambda}{2} . \quad (1.31)$$

Порядок интерференции определяется соотношением

$$m = \frac{\lambda_{m+1}}{\lambda_m - \lambda_{m+1}}, \lambda_m > \lambda_{m+1}, \quad (1.32)$$

где  $\lambda_m$  и  $\lambda_{m+1}$  – длины волн двух соседних экстремумов (максимумов или минимумов). При этом для  $m$  берется ближайшее целое число, если расчет по приведенной формуле дает дробное значение.

### 1.3. Интерференционные схемы и приборы

Можно было бы наблюдать интерференцию, пропуская свет, распространяющийся от произвольного источника, через две щели в непрозрачном экране. Однако при малой пространственной когерентности падающей на щели волны пучки света, прошедшие через щели, окажутся некогерентными и интерференционная картина будет отсутствовать.

До появления лазеров во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника. На практике это можно осуществить с помощью экранов, щелей, зеркал и преломляющих тел. Юнг, например, получил в 1802 году интерференцию от двух щелей, увеличив пространственную когерентность падающего на щели света, пропустив предварительно свет через небольшое отверстие в непрозрачном экране.

Схема эксперимента была следующей (рис. 1.8). Источником излучения служила ярко освещённая щель  $S$ , от которой световая волна падала на две узкие равноудалённые щели  $S_1$  и  $S_2$ , лежащие в плоскости, параллельной щели  $S$ . В этом случае они играли роль когерентных источников света. Интерференционная картина наблюдалась на экране

в области ВС, то есть в области перекрытия световых пучков.

Задолго до Юнга, в 1865 году, аналогичный опыт был поставлен Гримальди. Однако в опыте Гримальди свет от солнца падал непосредственно на щели  $S_1$  и  $S_2$ . Дополнительной щели  $S$  не было. При такой постановке опыта интерференционные полосы получаться не могли, ввиду значительных угловых размеров Солнца.

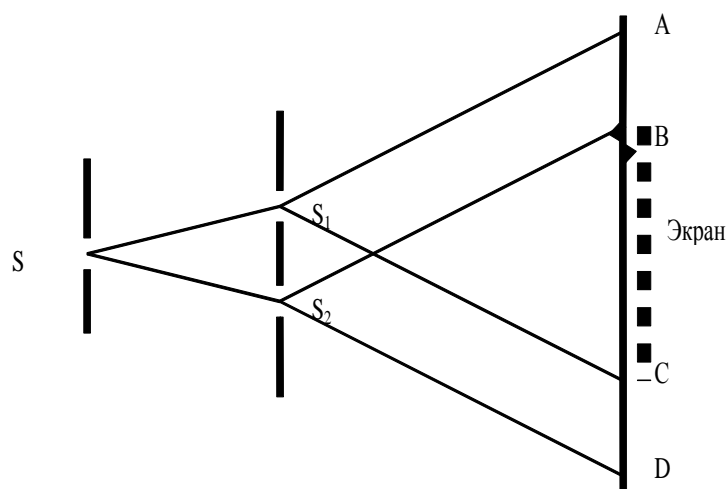


Рис. 1.8

Френель в 1816 году показал, что, используя излучение одного лишь атома (или группы атомов), можно получить систему волн, которые также будут когерентными. Эта схема получила название бипризма Френеля (рис. 1.9).

Бипризма Френеля 5 состоит из двух стеклянных призм с малыми преломляющими углами  $\theta$ , имеющими общую грань. Источником света служит узкая щель 2, расположенная параллельно ребру тупого угла бипризмы и освещаемая монохроматическим светом от источника 1. В результате преломления лучей в бипризме образуются две когерентные волны, как бы исходящие от мнимых когерентных источников 3 и 4. Эти волны перекрываются, образуя зону интерференции. Интерференционная картина наблюдается на экране 6, за которым расположена линза 7.

Результат сложения колебаний, приходящих в точку Р экрана 6 (рис. 1.10) от когерентных источников 3 и 4, зависит от оптической разности хода  $\Delta$ , равной в случае вакуума:  $\Delta = x_2 - x_1$ .

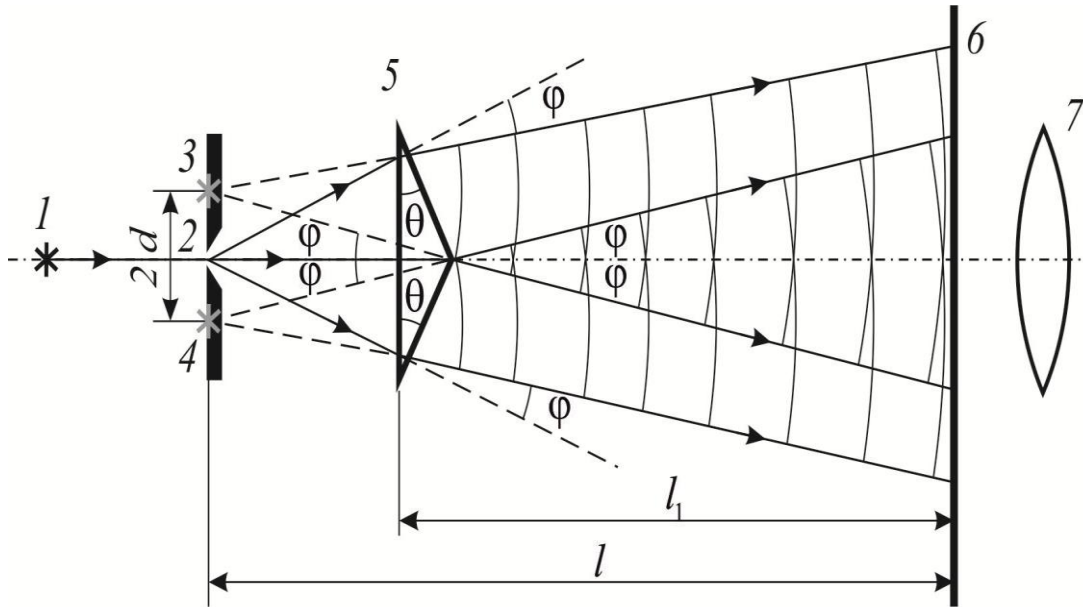


Рис. 1.9

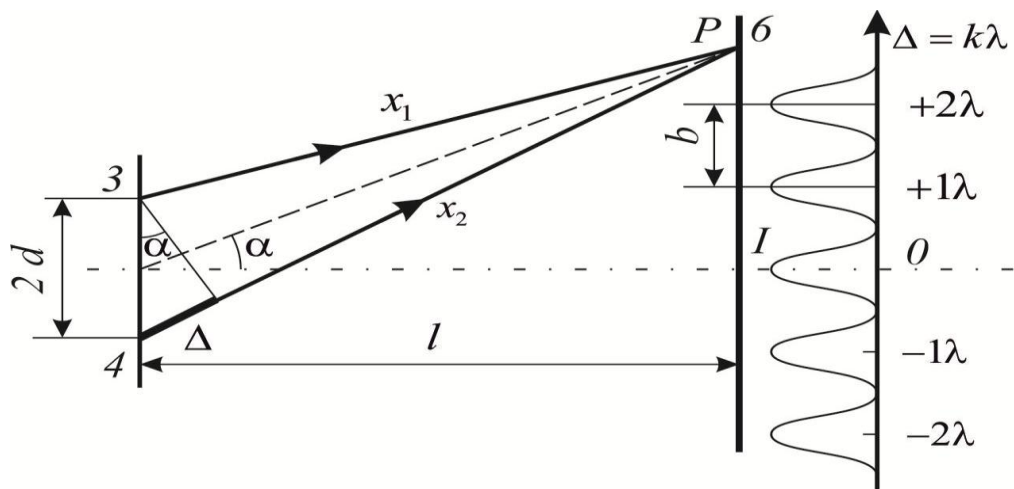


Рис. 1.10

Если в точках пространства когерентные волны оказываются синфазными ( $\delta=2\pi m$ ), т.е. на оптической разности хода укладывается целое число длин волн  $\Delta = m\lambda_0 = 2m(\lambda_0/2)$ , то результирующее колебание имеет наибольшую амплитуду (максимум интенсивности). Напротив, в точках пространства, для которых

$$\Delta = (2m+1)(\lambda_0/2)$$

(на оптической разности хода укладывается нечётное число длин полуволн, и налагающиеся волны противофазны), наблюдают минимум интенсивности. Здесь  $m = 0, 1, 2 \dots$  – порядок интерференционного максимума или минимума.

Определим расстояние между соседними интерференционными полосами или, как иногда говорят, ширину интерференционной полосы. Отметим, что под этим мы будем понимать расстояние между серединами соседних максимумов или минимумов. При малых углах отклонения  $\alpha$  справедливо соотношение

$$\frac{\Delta}{2d} = \frac{OP}{l}.$$

Но так как  $\Delta = m\lambda_0$  и  $OP = mb$ , то

$$\frac{m\lambda_0}{2d} = \frac{mb}{l},$$

или с учетом того, что  $2d=d_0$ ,

$$b = \frac{\lambda l}{d_0}. \quad (1.33)$$

На рис. 1.29 изображена интерференционная картина, полученная от монохроматического излучения. Практически любой источник даёт свет с определённым интервалом длин волн. Волны с различными длинами образуют свою интерференционную картину, положение которой зависит от длины волны. Максимумы более коротких фиолетовых лучей ( $\lambda \approx 0,4$  мкм) будут расположены ближе к центру, чем максимумы наиболее длинных красных волн ( $\lambda \approx 0,76$  мкм). В середине экрана при  $m=0$  максимумы всех цветов

совпадут, центральный максимум будет белый, слегка окрашенный по краям, максимумы первого порядка  $m=1$  и т. д. будут разложены в спектр, максимумы более высоких порядков будут перекрываться.

Чёткая интерференционная картина наблюдается для данного  $m$ -го максимума при условии, что спектральный интервал длин волн источника света

$$\Delta\lambda < \frac{\lambda}{m}.$$

Конечность ширины щели источника приводит к уменьшению резкости интерференционной картины вследствие перекрывания элементарных интерференционных картин, которые возникают от разных элементов щели. Картина будет ещё достаточно отчётливой, если ширина настолько мала, что сдвиг интерференционных картин от крайних элементов щели не превышает *половины* ширины интерференционной полосы.

*Немонохроматичность* света приводит к постепенному размытию полос по мере удаления от центрального максимума. Это связано с тем, что ширина полосы  $\Delta x \sim \lambda$ , поэтому при наличии спектрального интервала  $\Delta\lambda$  максимумы одних длин волн будут постепенно накладываться на минимумы других длин волн.

Разобьём диапазон длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$  на множество пар бесконечно узких спектральных линий, находящихся по шкале длин волн на расстоянии  $\Delta\lambda/2$ . Условием исчезновения интерференционных полос для каждой такой пары является наложение максимума порядка  $m$  для длины волны  $\lambda^* + \Delta\lambda/2$  на минимум того же порядка для длины волны  $\lambda^*$ . Следовательно,  $(\lambda^* + \Delta\lambda/2)m = (m + 1/2)\lambda^*$ . Откуда получаем  $m = \lambda^* / \Delta\lambda \approx \lambda / \Delta\lambda$ , или  $\Delta\lambda = \lambda / m$ . Таким образом, чем более монохроматичен свет, тем более высокие порядки интерференции  $m$  доступны наблюдению.

В современной технике и физическом эксперименте для проведения прецизионных измерений широко используют интерферометры, работа которых основана на



явлении интерференции когерентных световых волн, прошедших разный оптический путь.

Известны интерферометры Жамена, Майкельсона, Линника и др.

Так же как и во всех интерференционных схемах, в интерферометрах когерентные пучки получают расщеплением светового пучка от одного источника на две части с последующей встречей их в месте интерференции.

Изменения положений интерференционных минимумов и максимумов в зоне интерференции позволяют получать с высокой точностью значения параметров среды, через которую распространяются когерентные пучки.

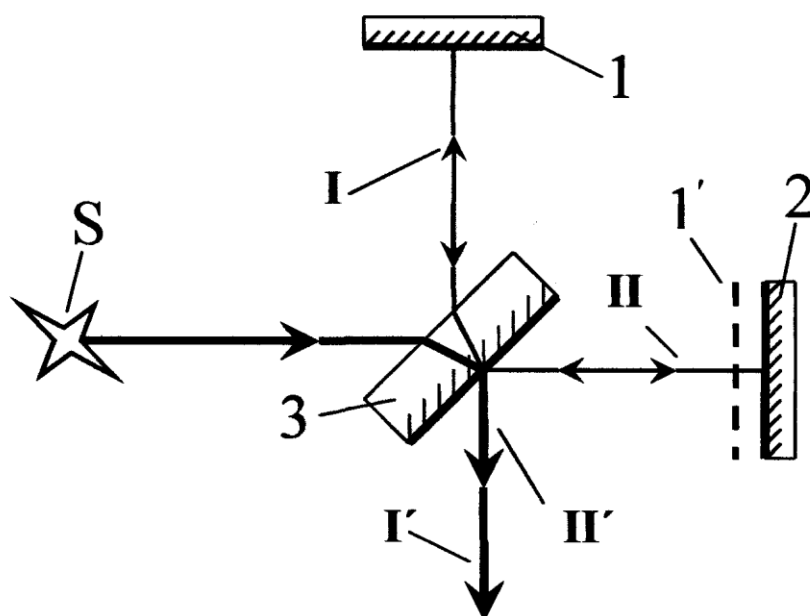


Рис. 1.11

Рассмотрим более подробно интерферометр Майкельсона, который применяется для исследования как временной, так и пространственной когерентности.

Принципиальная схема интерферометра приведена на рис. 1.11. Свет источника  $S$  с помощью светоделительной пластины 3, имеющей коэффициент отражения  $R \cong 50\%$ , разделяется на два пучка. Луч I отражается от зеркала 1, проходит через пластину 3 в направлении I'. Луч II проходит через пластину 3 в направлении II'.

отражается зеркалом 2, установленным перпендикулярно к зеркалу 1, и после отражения пластиной 3 распространяется в направлении II'. Если зеркало 2 и изображение зеркала 1 в пластине 3 (плоскость I') параллельны, то при освещении интерферометра расходящимся пучком света с осевой симметрией наблюдаемая интерференционная картина лучей I' и II' имеет вид колец (полосы равного наклона). Эти кольца можно рассматривать как результат интерференции лучей, отражаемых от воздушного слоя между плоскостями I' и 2. Разность хода между лучами I' и II', которые возникают в результате отражения волны от плоскопараллельного слоя I' 2, определяется формулой

$$\Delta = 2d \cos \theta = 2(l_2 - l_1) \cos \theta, \quad (1.34)$$

где  $d = l_2 - l_1$  – расстояние между плоскостями I' и 2, равное разности длин плеч интерферометра. Подставив (1.9) в (1.34), получим

$$2d \cos \theta = m\lambda. \quad (1.35)$$

Отсюда видно, что уменьшающимся значениям  $m$  соответствуют увеличивающиеся значения угла  $\theta$ , т.е. кольца больших радиусов соответствуют меньшим порядкам интерференции.

Лучи от точечного источника  $S$  расходятся аксиально-симметрично под всевозможными углами  $\theta$ . При малой разности хода  $\Delta$  между лучами I' и II' кольца будут редкими и большого диаметра. С увеличением  $\Delta$  (например, за счет перемещения зеркала 2) диаметр колец уменьшается, и их количество возрастает.

В интерферометре Майкельсона осуществляется интерференция двух монохроматических волн одинаковой частоты. Такие волны по определению имеют бесконечную продолжительность во времени. Очевидно, что в природе они не существуют. Поэтому на практике наблюдается интерференция квазимонохроматических волн. Такие волны можно получить в результате деления одной и той же волны на две части. Однако полной аналогии с

интерференцией монохроматических волн здесь не получится, поскольку каждая из волн имеет конечное время когерентности  $\tau = \frac{1}{\Delta\omega}$ , где  $\Delta\omega$  – ширина спектра излучения источника света.

## 2. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

### 2.1. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

#### ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ

**Цель работы:** изучить явление интерференции, определить ширину зоны интерференции, преломляющий угол бипризмы, длину световой волны.

**Приборы и принадлежности:** оптическая скамья, источник света, светофильтр, раздвижная щель, бипризма Френеля, собирающая линза, окулярный микрометр.

#### ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка собрана на оптической скамье (рис. 2.1) — массивной направляющей, на которой установлены рейтеры с необходимыми оптическими элементами. На одном конце скамьи установлен источник света 1 со светофильтром 2 и щелью 3, на другом — окулярный микрометр 6. Между ними помещаются: бипризма 4 (так, чтобы ребро её тупого угла было параллельно щели) и собирающая линза 5.

Для точного измерения ширины интерференционной полосы  $b$  и расстояния между мнимыми когерентными источниками  $2d$  служит окулярный микрометр (рис. 2.2).

Конструктивно он выполнен следующим образом. Сетка 2 закреплена в салазках 3. Сетка 2 представляет собой перекрестие с вертикальным биссектором и штрихом. Поле зрения окулярного микрометра показано на рис. 2.3.

Микрометрический винт 1 (рис. 2.2), на котором закреплён барабанчик с делениями, нажимает на торец салазок 3 и перемещает сетку 2 по направляющим. Микрометрический винт имеет шаг резьбы 0,4 мм. Окружность маховичка разделена на 100 частей. При пово-

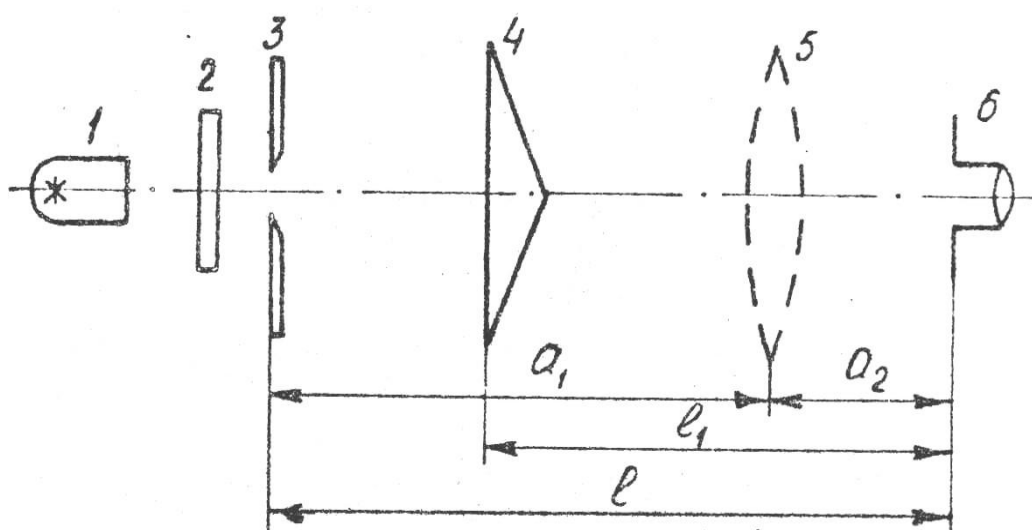


Рис. 2.1

ро-те маховичка на одно деление винт перемещается на 0,004 мм.

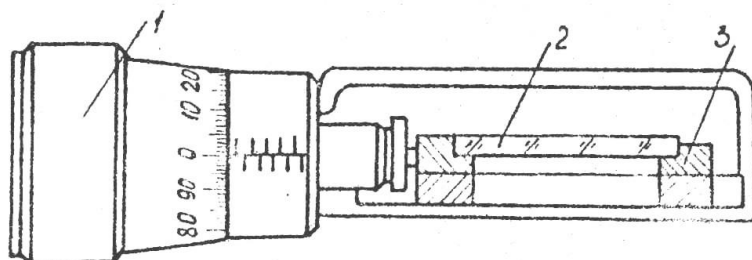


Рис. 2.2

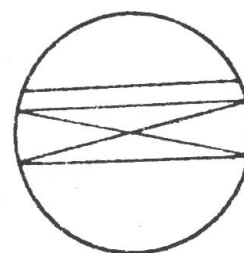


Рис. 2.3

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить штепсельную вилку шнура блока питания источника света в розетку 220 В.

2. Снять собирающую линзу. Получить в поле зрения окулярного микрометра отчётливые интерференционные полосы.

3. Измерить окулярным микрометром ширину 5 полос. Для этого с помощью микрометрического винта 1 (рис. 2.2) совместить штрих сетки 2 с серединой светлой интерференционной полосы. Записать в делениях показания микрометрического винта  $N_1$ . Поворачивая микрометрический винт, переместить штрих сетки на 5 интерференционных полос. Записать в делениях барабана показания микрометрического винта  $N_2$ . Определить ширину  $b$  одной интерференционной полосы

$$b = \frac{N_2 - N_1}{5} 0,004 ,$$

где 0,004 – цена деления микрометрического винта, мм.

4. Измерить ширину всей видимой через окулярный микрометр интерференционной картины  $Nb$ , где  $N$  – видимое число полос.

5. Не изменяя расположения приборов на оптической скамье, поместить собирающую линзу 5 между бипризмой и окулярным микрометром (рис. 2.1). Передвинув линзу, получить в окулярном микрометре отчётливое изображение мнимых когерентных источников, измерить расстояние  $2d'$  между изображениями мнимых когерентных источников с помощью окулярного микрометра аналогично п. 3. Расстояние между мнимыми источниками  $2d$  определить по формуле увеличения линзы

$$2d = 2d' \frac{a_1}{a_2} ,$$

где  $a_1$  – расстояние от щели до линзы,  $a_2$  – расстояние от линзы до окулярного микрометра.

6. Измерить расстояния:  $l$  – от щели до окулярного микрометра,  $l_1$  – от бипризмы до окулярного микрометра.

7. Определить длину световой волны  $\lambda_0$ , угловую ширину зоны интерференции  $2\varphi$  и преломляющий угол бипризмы  $\theta$ . Длину световой волны легко определить из формулы

$$\lambda_0 = \frac{2db}{l},$$

где  $2d$  — расстояние между мнимыми когерентными источниками  $3и4$ ;  $b$  — ширина интерференционной полосы.

В основу определения угловой ширины зоны интерференции положено измерение числа всех видимых полос интерференции и ширины каждой полосы.

При малых углах падения лучей на бипризму все лучи при преломлении отклоняются на одинаковый угол  $\varphi$  (рис. 1.9):

$$\varphi = (n-1)\theta, \quad (2.1)$$

где  $n$  – показатель преломления стекла бипризмы. При этом мнимые источники 3 и 4 лежат в одной плоскости со щелью 2. Для угловой ширины зоны интерференции  $2\varphi$  справедлива формула

$$2\varphi = \frac{Nb}{l_1}, \quad (2.2)$$

где  $N$  – число всех видимых интерференционных полос;  $l_1$  – расстояние между бипризмой и экраном.

8. Результаты измерений занести в таблицу.

[illegible]

9. Рассчитать систематическую погрешность и записать окончательный результат в виде:

$$\lambda_0 = (\lambda_0 + \Delta\lambda_0), \text{ нм}; P = 0,95.$$

## ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. В чём заключается явление интерференции света?
2. Перечислите условия, необходимые для получения чёткой интерференционной картины.
3. Объясните способы получения когерентных волн.
4. Дайте определение когерентных волн.
5. Рассчитайте интерференционную картину от двух когерентных источников.
6. Объясните, как влияет на интерференционную картину ширина щели источника и немонохроматичность света.
7. Поясните схему установки.
8. Покажите ход лучей и зону интерференции.
9. Объясните, почему нельзя наблюдать интерференцию света от двух независимых источников.

## 2.2. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

### ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

**Цель работы:** изучение явления интерференции света, определение радиуса кривизны линзы и длины световой волны.

**Приборы и принадлежности:** микроскоп, плоско-выпуклая линза и стеклянная пластина в специальной оправе, источник света, блок питания, фильтры.

## ВВЕДЕНИЕ

Полученное ранее соотношение (1.16) позволяет определить радиус кривизны линзы  $R$ . Для этого необходимо измерить лишь радиус  $k$ -го кольца.

Однако практически трудно добиться идеального контакта сферической поверхности линзы с плоской пластиной в одной точке вследствие упругой деформации стекла и попадания в место их соприкосновения пылинок. Поэтому непосредственно использовать формулу (1.16) для вычисления  $R$  нельзя. Действительно,  $k$ -му темному кольцу может соответствовать не  $k$ -й порядок интерференции, а  $(k+x)$ -й, где  $x$  — неизвестное целое число, одинаковое для всех колец. Для исключения возможной ошибки радиус кривизны линзы  $R$  вычисляется по разности квадратов радиусов колец  $r_k^2$  и  $r_m^2$ . В этом случае неизвестное  $x$  исключается. Пусть для колец с номерами  $k$  и  $m$  из равенства (1-14) имеем:

$$h_k = (k + x) \frac{\lambda}{2}, \quad h_m = (m + x) \frac{\lambda}{2},$$

тогда

$$h_k - h_m = (k - m) \frac{\lambda}{2}. \quad (2.3)$$

Ту же разность толщин слоев можно получить из равенства (1.15)

$$h_k - h_m = \frac{r_k^2 - r_m^2}{2R}. \quad (2.4)$$

Из (2.3) и (2.4) можно записать :

$$R = \frac{r_k^2 - r_m^2}{\lambda(k - m)}.$$



Переходя к диаметрам колец  $d_k$  и  $d_m$ , получаем

$$R = \frac{d_k^2 - d_m^2}{4\lambda(k - m)}. \quad (2.5)$$

Анализ формулы (2.5) показывает, что  $d_k^2 - d_m^2 = 4\lambda R$  при  $k-m=1$ , т.е. разность квадратов диаметров двух любых соседних колец есть величина постоянная.

Следовательно, измерив диаметры нескольких темных колец и вычислив разность квадратов диаметров соседних колец, можно найти среднее значение  $\langle d_k^2 - d_m^2 \rangle$  для 4—5 пар колец.

Радиус кривизны линзы  $R$  вычисляем по формуле

$$R = \frac{\langle d_k^2 - d_m^2 \rangle}{4\lambda}, \quad (2.6)$$

полученной из (2.5) при  $k-m=1$ . Следовательно, измерив радиус  $m$ -го интерференционного кольца и зная радиус кривизны линзы, можно определить длину волны света.

Очевидно, что при наблюдении колец Ньютона в отражённом свете центральное пятно будет тёмным, так как в этом случае геометрическая разность хода равна нулю и лишь теряется полуволна при отражении от плоской стеклянной поверхности.

В проходящем свете всегда возникает интерференционная картина, дополнительная к появляющейся при отражённом свете. Это положение, легко демонстрируемое на примере колец Ньютона, позволяет ещё раз отметить общее свойство всех интерференционных явлений — стационарная интерференционная картина всегда

возникает в результате перераспределения потока энергии в пространстве.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка для наблюдения интерференции света с помощью колец Ньютона, определения радиуса кривизны линзы и длины световой волны (рис. 2.4) состоит из микроскопа, снабженного окулярным микрометром, плоскопараллельной стеклянной пластины 1, на которой выпуклой стороной лежит плоско-выпуклая линза 2 с большим радиусом кривизны. Линза и стеклянная пластина находятся в специальной оправе. Источником света служит лампа накаливания. Для получения монохроматического света используются светофильтры.

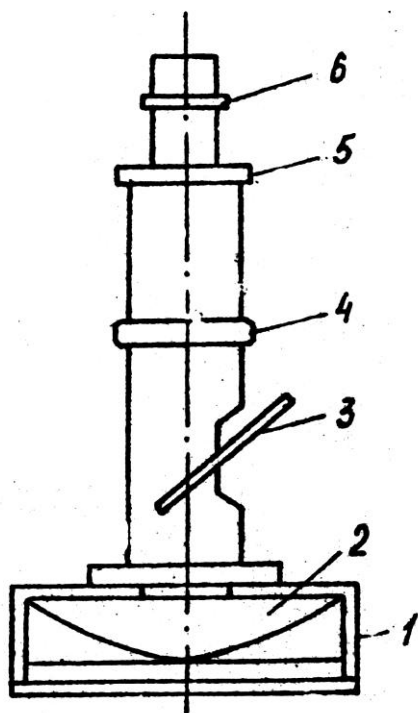


Рис. 2.4

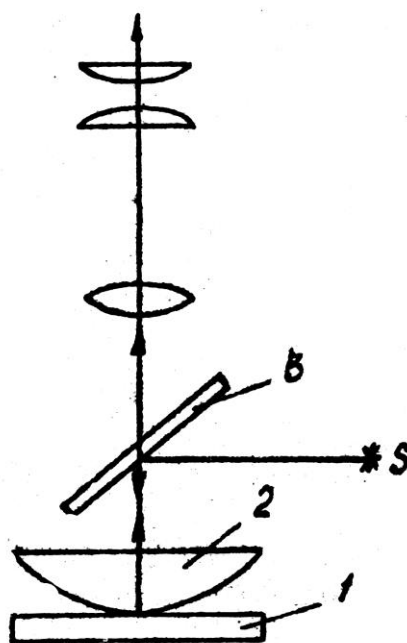


Рис. 2.5

На рис. 2.5 приведена оптическая схема установки. Лучи света, падающие от источника  $S$  (рис. 2.5) на полупрозрачную пластину 3, отражаются от нее и падают нормально на плоско-выпуклую линзу 2. После отражения от границ воздушного слоя, образованного линзой 2 и пластиной 1, свет поступает в микроскоп. Таким образом, осуществляются получение и наблюдение интерференции в отраженном свете.

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включите блок питания лампы накаливания.
2. Установите микроскоп на оправу, в которой находится линза с пластиной (рис. 2.4).
3. Регулируя попадание света на пластину 3 и ее наклон, добейтесь хорошего освещения поля зрения микроскопа.

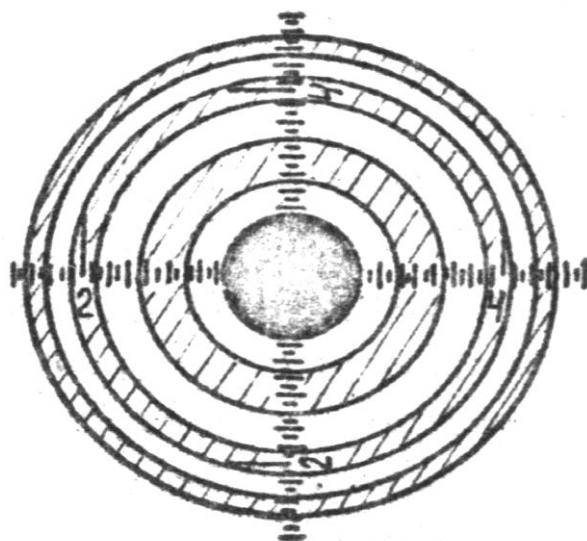


Рис. 2.6

4. Придерживая микроскоп рукой и вращая окулярное кольцо 6, добейтесь отчетливого изображения шкалы окулярного микрометра.

5. Вращая кольцо 4, добейтесь резкого изображения колец Ньютона в зеленом свете.

6. Перемещая микроскоп по поверхности оправы, добейтесь, чтобы шкала окулярного микрометра располагалась по диаметру колец и ее нуль находился слева.

7. Измерьте в делениях шкалы  $N_1$  диаметры 5—6 колец, где  $N_1$  — число наименьших делений шкалы.

8. С помощью кольца микроскопа 5 поверните шкалу окулярного микроскопа на  $90^\circ$  и повторите аналогичные измерения  $N_2$  для тех же номеров колец.

9. Выразите значения диаметров в миллиметрах  $d = 0,05N$ , где 0,05 мм — цена наименьшего деления окулярного микрометра. Цифры, указанные на его шкале (рис. 2.6) означают целые миллиметры. Найдите средние

диаметры колец по формуле  $\langle d_k \rangle = \frac{d_1 + d_2}{2}$ .

10. Результаты измерений занесите в таблицу.

| №<br>п/п                                | Номер<br>видимого<br>кольца | $N_1$ | $d_1$ ,<br>мм | $N_2$ | $d_2$ ,<br>мм | $\langle d_k \rangle$ ,<br>мм | $\langle d_k^2 \rangle$ ,<br>мм <sup>2</sup> | $d_{k+1}^2 - d_k^2$ ,<br>мм <sup>2</sup> |
|---|-----------------------------|-------|---------------|-------|---------------|-------------------------------|--|--|
| 1                                       |                             |       |               |       |               |                               |  |  |
| 2                                       |                             |       |               |       |               |                               |  |  |
| 3                                       |                             |       |               |       |               |                               |  |  |
| $\langle (d_{k+1}^2 - d_k^2) \rangle =$ |                             |       |               |       |               |                               |  |  |

$N_1, N_2$  — диаметры колец в делениях шкалы;  $d_1$  и  $d_2$  — диаметры колец, мм. Длина волны, пропускаемая свето-

фильтром, указана на установке.

11. Найдите среднее значение разности квадратов диаметров колец  $\langle (d_{k+1}^2 - d_k^2) \rangle$  при  $k-m=1$ .

12. По формуле (2.6) вычислите радиус кривизны линзы  $R$ .

13. Оцените абсолютную и относительную погрешности искомой величины.

14. Для определения длины волны красного света повторите все измерения по пп. 1—3.

15. Произведите обработку результатов по пп. 9—11, занесите их в таблицу.

16. По формуле  $\lambda = \frac{\langle d_k^2 - d_m^2 \rangle}{4R}$  определите длину волны красного света.

Однако часто для определения длины волны света удобно воспользоваться графическим методом. Для этого следует построить график, отложив на оси координат квадраты диаметров колец, а на оси абсцисс — их номера. График должен иметь вид прямой. Из наклона прямой получим формулу для определения длины волны света

$$\lambda = \frac{d_m^2 - d_n^2}{4R(m-n)},$$

где  $R$  — радиус кривизны линзы,  $m$  и  $n$  — номера колец, диаметры которых  $d_m$  и  $d_n$ .

Проводя прямую, следует иметь в виду, что к точкам, соответствующим малым номерам колец, надо относиться с осторожностью: для них особенно заметно искажение, связанное с деформацией линзы и пластинки в месте их соприкосновения.

17. Оцените абсолютную и относительную

погрешности искомой величины.

## **ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ**

1. Что называется интерференцией света?
2. Перечислите условия наблюдения интерференционной картины.
3. Получите формулу для определения радиусов светлых (темных) колец в отраженном свете при точечном контакте линза-пластинка.
4. Как изменятся радиусы колец Ньютона, если пространство между линзой и пластинкой заполнить водой?
5. Почему интерференционная картина получается в виде колец?
6. Как изменится интерференционная картина в проходящем свете по сравнению с той же картиной в отраженном свете? Почему?
7. Поясните понятия временной и пространственной когерентности.
8. Как снять отсчёт по шкале и барабану микromетра.
9. Запишите условие образования максимума (минимума) интерференционной картины.

## **2.3. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА**

### **ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ С ПОМОЩЬЮ МОНОХРОМАТОРА**

**Цель работы:** изучение явления интерференции в тонкой плоскопараллельной пленке, определение показателя преломления и толщины пленки с помощью спектрального

распределения интерференционной картины в проходящем свете.

## ВВЕДЕНИЕ

В основе методики определения показателя преломления  $n$  и толщины пленки  $d$  лежит получение двух спектральных характеристик:

– первой  $I_0(\lambda)$  для катода фотоумножителя, представляющей собой зависимость фототока от длины волны  $\lambda$  (частоты  $\nu$ ) падающего на катод света, которая зависит от чувствительности фотокатода и спектральной характеристики лампы накаливания, аналогичной представленной на рис. 2.7;

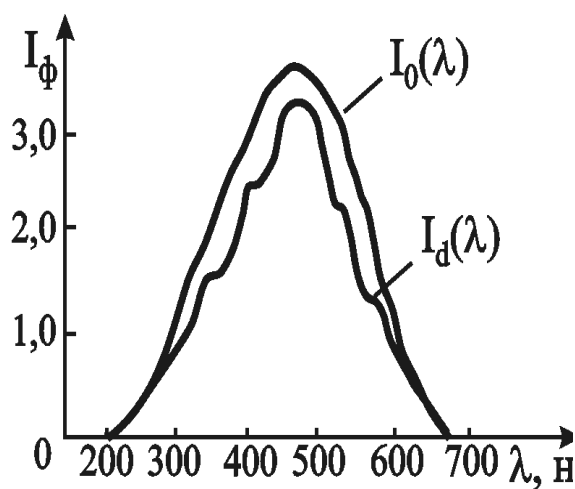


Рис. 2.7

– второй, более сложной  $I_d(\lambda)$ , зависящей не только от указанных свойств фотокатода и лампы накаливания, но и от физических свойств пленки, расположенной на пути светового пучка, и возникающего в ней явления интерференции. На основании этих характеристик находят спектральное распределение коэффициента пропускания

$$T(\lambda) = \frac{I_d(\lambda)}{I_0(\lambda)} \quad (2.7)$$

для всех длин волн спектрального диапазона, использованного для измерений в виде, аналогичном представленному для слоя  $CdTe$  на рис. 1.7; далее анализируют это распределение, определяя длины волн максимумов  $T(\lambda)$  и значения  $T_{\max}(\lambda)$  и  $T_{\min}(\lambda)$ .

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка собрана на базе призмного монохроматора УМ-2. Монохроматор (рис. 2.8) представляет собой спектроскоп, у которого окуляр зрительной трубы заменен щелью 4, расположенной в фокальной плоскости объектива. Призма 5 осуществляет спектральное разложение света лампы накаливания.

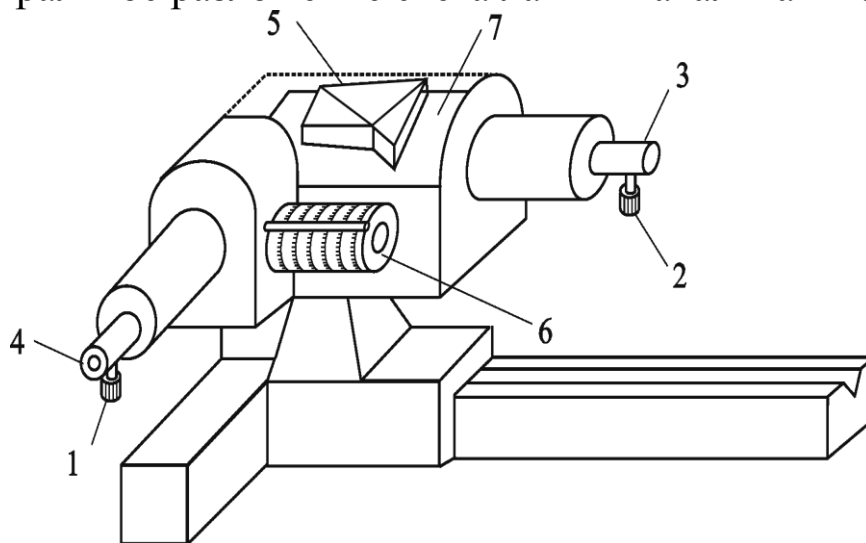


Рис. 2.8

Поворачивая призму монохроматора путем вращения барабана 6, можно направить на выходную щель 4 отдельные спектральные интервалы излучения лампы накаливания и тем самым изменять частоту освещающего фотокатод света. Длина волны, а следовательно, и частота света определяются по положению отсчетного барабана 6 монохроматора. Пересчет делений барабана в длины волн производится по графику калибровки барабана, приложенному к установке.

Оптическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.9. Свет от источника 1 с помощью однолинзового конденсора 2 фокусируется на входную щель 3 монохроматора УМ-2, выделяющего узкий спектральный интервал, и далее через выходную щель 4 попадает на катод фотоумножителя 6. Источником света служит лампа накаливания 12 В, питающаяся от понижающего трансфор-



матора. С помощью переменной входной щели 3 можно менять величину светового потока. Регулировка выходной щели 4 позволяет выделять узкий спектральный интервал пучка света, прошедшего через призму 5 монохроматора.

Питание ФЭУ осуществляется от стабилизированного источника питания, который дает на выходе напряжение от 800 до 2500 В при токе 4 мкА. «Плюс» выходного напряжения соединен с корпусом источника.

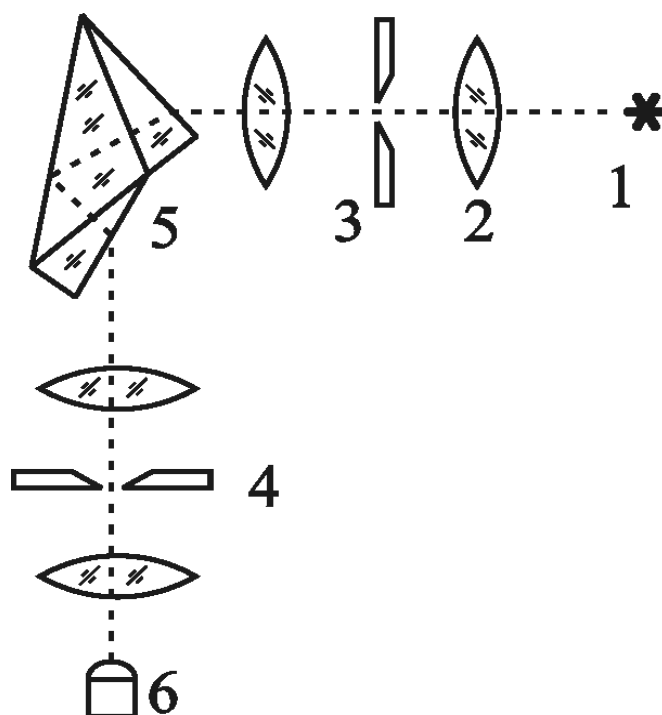


Рис. 2.9

Нестабильность исходного напряжения источника питания после прогрева в течение 1 часа не более 0,5 %. Минимальное рабочее напряжение для данного фотоумножителя ФЭУ-18А – 750 В, максимальное – 1500 В. Катод фотоумножителя сурьмяно-цезиевый.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Для подключения фотоумножителя необходимо:

1.1. Поставить в стабилизаторе напряжения выключатель выходного напряжения в положение ВЫКЛЮЧЕНО.

1.2. Поставить ручку ступенчатой регулировки напряжения в положение 1000 В.

1.3. Включить штепсельную вилку шнура питания стабилизатора в розетку 220 В, 50 Гц.

1.4. Включить тумблер СЕТЬ 220 В. При этом загорится сигнальная лампочка, указывающая полярность соединенного с корпусом полюса прибора, и через 20-30 с киловольтметр должен показать величину выходного напряжения.

1.5. Через 2-3 мин после включения сети тумблером «Напряжение выхода» включить стабилизатор на нагрузку. При этом должна загореться сигнальная лампочка выходного напряжения красного цвета.

2. Включить штепсельную вилку шнура питания источника света в розетку 220 В, 50 Гц.

3. Установить ширину выходной щели 4 монохроматора (рис. 2.8) с помощью регулировочного барабанчика 1 не менее 0,1 мм. Цена деления 0,01 мм, поэтому показания на барабанчике не должны превышать деления с цифрой 10.

4. Ширину входной щели 3 следует подобрать с помощью барабанчика 2 так, чтобы при максимальном сигнале, снимаемом с фотоумножителя, отклонение стрелки не выходило за пределы шкалы микроамперметра. Для этого сначала открыть входную щель и поворачивать барабан 6 микрометрического винта поворотного механизма призмного столика 7 до тех пор, пока ток не достигнет максимального значения. После этого следует скорректировать входную щель, наблюдая за стрелкой микроамперметра, которая не должна выходить за пределы шкалы.

5. Для получения спектральной характеристики катода фотоумножителя  $I_0(\lambda)$  менять длину волны света, освещающего фотокатод, вращением барабана 6

призменного столика монохроматора. При этом отмечать деления барабана и показания микроамперметра. Для пересчета делений барабана в длины волн необходимо использовать прилагаемый к установке график калибровки барабана.

6. Далее поставить на пути светового пучка перед монохроматором пластинку с пленкой в обойме и, повторяя действия п. 5, получить спектральную характеристику  $I_d(\lambda)$ .

7. Используя данные спектральных характеристик для каждой длины волны, вычислить по формуле (2.7) величины коэффициентов пропускания и в совокупности получить спектральное распределение коэффициента пропускания  $T(\lambda)$ .

8. Результаты измерений свести в таблицу.

| № деления барабана | Длина волны $\lambda$ , нм | Сила тока $I_0$ , мкА | Сила тока $I_d$ , мкА | Коэффициент пропускания $T$ , % |
|--------------------|----------------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------------------|
|                    |                            |                       |                       |                                 |
|                    |                            |                       |                       |                                 |
|                    |                            |                       |                       |                                 |
|                    |                            |                       |                       |                                 |
|                    |                            |                       |                       |                                 |
|                    |                            |                       |                       |                                 |
|                    |                            |                       |                       |                                 |

9. Построить кривую спектрального распределения коэффициента пропускания и провести ее анализ.

9.1. Найти значения  $T_{\max}$  и  $T_{\min}$ . Используя их и учитывая соотношение (1.26), вычислить по формуле (1.30) показатель преломления пленки.

9.2. Найти точные значения длин волн, соответствующие двум расположенным рядом экстремумам (максимумам или минимумам), по которым, используя формулу (1.32), определить порядок интерференции  $m$ .

10. По формуле (1.31) вычислить толщину пленки  $d$ .

11. Оценить систематические погрешности в определении коэффициентов пропускания, длин волн, порядка интерференционной картины, показателя преломления и толщины пленки.

## ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Что называется интерференцией света?
2. Как и где возникают когерентные лучи в отраженном и проходящем свете при падении светового пучка на плоскопараллельную пленку?
3. Как получается спектральное распределение коэффициента пропускания при выполнении данной работы?
4. В чем заключается методика определения показателя преломления  $n$  и толщины пленки  $d$ ?
5. Вывести формулу для определения показателя преломления  $n$ .
6. Используя условие максимума (1.9) для двух последующих порядков интерференционной картины  $m$  и  $m+1$ , соответствующих длинам волн  $\lambda_m$  и  $\lambda_{m+1}$ , получить формулу (1.32) для вычисления интерференционного порядка  $m$ .

ИСХОДНОЕ ПОЛОЖЕНИЕ органов управления:  
 тумблер «Сеть 220 В» – выкл., тумблер «Напряжение выхода» – выкл., тумблер «Киловольты, вольты» – в крайнем левом положении.

## 2.4. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

### ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАЙКЕЛЬСОНА

**Цель работы:** изучение принципа действия интерферометра Майкельсона, получение и исследование интер-

ференционной картины.

## **ВВЕДЕНИЕ**

Интерферометрами называют оптические измерительные приборы, с помощью которых можно пространственно разделить два луча и создать между ними определённую разность хода. После их соединения наблюдается перераспределение потока световой энергии, т. е. явление интерференции. Они позволяют с высокой степенью точности измерять линейные и угловые расстояния, малые разности показателей преломления, исследовать структуру спектральных линий и т. п. Принцип действия интерферометров в основном один и тот же. Но в зависимости от предназначения им придают различные конструкции.

Одним из таких приборов является интерферометр Майкельсона. С его помощью впервые было проведено систематическое изучение тонкой структуры спектральных линий и выполнено первое прямое сравнение эталонного метра с длиной световой волны. Знаменитый опыт Майкельсона - Морли, целью которого было обнаружение движения Земли относительно эфира, был выполнен также с помощью интерферометра Майкельсона. В настоящее время интерферометр Майкельсона устарел. Однако историческое значение указанных выше исследований, в особенности последнего, слишком велико.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.10. Детали интерферометра Майкельсона размещены на массивном основании 1. В качестве источника света использован He-Ne лазер 2. Для получения расходящегося пучка света применяется линза 4. Зеркала  $З_1$  и  $З_2$  и светоделительная пластина 3 помещены в юстировочные головки, позволяющие менять угловое положение зеркал.

Линейное перемещение зеркала  $З_1$  осуществляется с по-

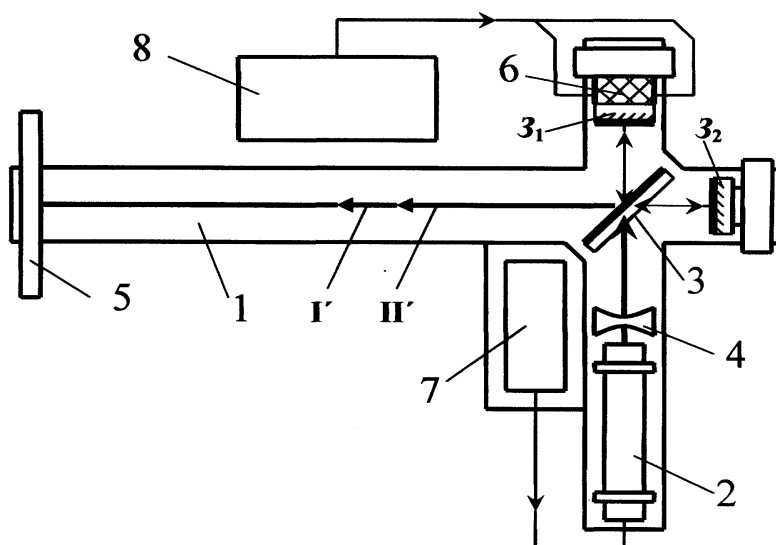


Рис. 2.10

мощью пьезокерамического элемента 6. В больших интерферометрах такое перемещение должно происходить на десятки сантиметров. Поэтому к механической части прибора предъявляются исключительно высокие требования. Зеркала интерферометра снабжены также установочными винтами, позволяющими придавать им

правильное положение. Интенсивность интерференционных полос регистрируется визуально на экране 5. Источники напряжения 7 и 8 предназначены для питания лазера 2 и пьезокерамического элемента 6.

## **ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ**

1. Ознакомиться с размещением деталей интерферометра.

2. Включить блок питания лазера 7.

3. Произвести юстировку зеркал, добиваясь совмещения световых пучков I' и II' на экране 5. При правильной юстировке на экране должна появиться интерференционная картина в виде колец.

4. Включить источник напряжения 8. Изменяя напряжение на пьезокерамическом элементе 6 в пределах 5÷50 В, наблюдать изменение радиуса интерференционных полос при увеличении и уменьшении напряжения. Определить знак изменения разности хода интерферирующих лучей.

5. Изменяя напряжение на пьезокерамическом элементе, последовательно записывать значения  $U$ , при которых на экране в центре интерференционной картины наблюдаются максимумы интенсивности света.

## **ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ**

1. По результатам п. 5 построить график зависимости

перемещения зеркала  $z_1$  от напряжения на пьезокерамическом элементе 6. Величину перемещения  $d=l_1 - l_2$  найти из формул (1.34) и (1.35), приняв  $\cos\theta = 1$ . При расчете по формулам (1.34) и (1.35) учитывать, что при переходе от одного максимума к другому разность хода  $\Delta$  изменяется на величину, равную длине волны  $\lambda$ . Поскольку разность хода и перемещение зеркала  $\Delta'$  связаны линейной зависимостью, то, как следует из формулы (1.35), при изменении  $\Delta$  на величину  $q\lambda$  ( $q = 0, 1, 2 \dots$ ) одно из зеркал интерферометра перемещается на  $\Delta' = q\frac{\lambda}{2}$ . Отсчет значений  $q$  начинать с  $q = 0$  при минимальном  $U$ . Для *He-Ne* лазера  $\lambda = 0,63$  мкм.

2. По углу наклона зависимости  $\Delta'$  от  $U$  определить величину линейного перемещения пьезокерамического элемента, приходящуюся на 1 В.

## ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Объяснить устройство и принцип работы интерферометра Майкельсона.

2. Что такое оптическая длина пути и оптическая разность хода?

3. Объяснить механизм образования полос равного наклона и равной толщины. Где они локализованы?

4. Объяснить смысл понятий пространственной и временной когерентности волн и их влияние на качество интерференционной картины.



5. Обычно в интерферометре Майкельсона используется дополнительная пластина (компенсатор), тождественная пластине 3 (см. рис. 2.8). Какова её роль?

6. Где применяется интерферометр Майкельсона?

7. Запишите условие образования максимума (минимума) интерференционной картины.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Физическая энциклопедия / под ред. А.М. Прохорова. Т. 1 – 5.— М.: Сов. энциклопедия; Большая российская энциклопедия, 1988 – 1998.
2. Детлаф А. А. Курс физики: учеб. пособие для студентов высших технических учебных заведений / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – 9-е изд., стер. – М.: Академия, 2014. – 720 с.
3. Трофимова Т. И. Курс физики: учеб. пособие для инженерно-технических специальностей вузов / Т. И. Трофимова. – 20-е изд., стер. – М.: Академия, 2014. – 560 с.
4. Савельев И.В. Курс общей физики в 4-х томах.- Т. 2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика: учеб. пособие / И.В. Савельев; под общ. ред. В.И. Савельева. – 2-е изд., стер. – М.: КНОРУС, 2012. – 576 с.
5. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. – 6-е изд., стер. – М.:ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 848 с.
6. Иродов И.Е. Волновые процессы. Основные законы: учебник. – 7-е изд. – М.: Бином. Лаборатория знаний, 2015. – 265 с.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики: учебник. Т. 4: Оптика. 3-е изд., стер. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 792 с.
8. Соколов А.П., Соколов А.А. Интерференция света: методические указания.— Рязань: РГРТУ, 2009.—20 с.

9. Буробин М.А., Дубков М.В., Малютин А.Е., Соколов А.П. Физика. Краткий курс лекций. Часть 3: учеб. пособие.— Рязань: РГРТУ, 2018.—96 с.
10. Дубков М.В., Буробин М.А., Иванов В.В., Малютин А.Е., Соколов А.П. Общая физика. Часть 2: учеб. пособие.—Рязань: РГРТУ, 2020.—160 с.

## **ОГЛАВЛЕНИЕ**

|   |           |
|---|-----------|
| <b>1. Интерференция света.....</b>  | <b>1</b>  |
| 1.1. Когерентность и интерференция света.....   | 1         |
| 1.2. Интерференция света в тонких плёнках.....  | 7         |
| 1.3. Интерференционные схемы и приборы.....   | 18        |
| <b>2. Лабораторный практикум .....</b>  | <b>25</b> |
| 2.1. Лабораторная работа. Изучение явления интерференции света с помощью бипризмы Френеля.....            | 25        |
| 2.2. Лабораторная работа. Изучение явления интерференции света с помощью колец Ньютона .....              | 29        |
| 2.3. Лабораторная работа. Изучение интерференции света в тонких плёнках с помощью монохроматора.....      | 36        |
| 2.4. Лабораторная работа. Изучение явления интерференции света с помощью интерферометра Майкельсона ..... | 42        |
| <b>Библиографический список.....</b>  | <b>47</b> |