

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

1. Световая волна. Интенсивность света
2. Интерференция света
3. Получение когерентных световых волн
4. Опыт Юнга
5. Интерференция света в тонкой плоскопараллельной пластинке (плёнке)
6. Полосы равной толщины и равного наклона
7. Кольца Ньютона
8. Условия наблюдения интерференции в тонких плёнках
9. Практические приложения интерференции

1. Световая волна. Интенсивность света

Волновая оптика –это раздел оптики, в котором изучается круг явлений с точки зрения волновой природы света.

Максвелл (1831 – 1879), обобщая законы электромагнетизма, пришел к выводу об электромагнитной природе света.

В электромагнитной волне колеблются векторы E и H . Физиологические, фотохимические, фотоэлектрические и другие действия света вызываются колебаниями электрического вектора E . В дальнейшем мы будем называть его

световым вектором. Изменение его модуля во времени и пространстве представляет волновой процесс и описывается с электромагнитной точки зрения уравнением:

$$E = E_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right); \quad (1)$$

или

$$E = E_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (2)$$

В (1) и (2) x - расстояние, отсчитываемое вдоль направления распространения световой волны.

$\lambda = \nu \cdot T$ - длина световой волны, ν - её фазовая скорость.

Отношение
$$\frac{\tilde{n}}{\nu} = n \quad (3)$$

называется абсолютным показателем преломления среды.

Так как, согласно электромагнитной теории Максвелла

$$\nu = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \quad \text{то} \quad n = \sqrt{\epsilon\mu}$$

Для большинства прозрачных веществ μ практически не отличается от единицы, поэтому

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (4)$$

Заметим, что ε получено на основе измерений, выполненных в быстропротекающих электрических полях, т.е. ε зависит от частоты. Следовательно, и показатель преломления зависит от частоты, т.е. $n = f(\nu)$ - дисперсия света.

Диапазон видимой области спектра определяется физиологической чувствительностью глаза и находится в пределах длин волн $\sim 390 \div 760$ нм. Эти значения относятся к световым волнам в вакууме.

В веществе длины волн будут иными. В случае колебаний частоты ν :

в вакууме:

$$\lambda_0 = \frac{\tilde{n}}{\nu} \quad (5)$$

в среде, в которой фазовая скорость волны $v = \frac{\tilde{h}}{n}$,
длина волны имеет значение

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{\nu n} = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (6)$$

Таким образом, длина световой волны в среде с показателем преломления n связана с длиной волны в вакууме соотношением:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (7)$$

Диапазон частот видимой области спектра лежит в пределах $(4 \div 7,5) \cdot 10^{14}$ Гц. Это огромная частота. Ни глаз, ни какой-либо приемник световой энергии не могут уследить за столь частыми изме-

нениями световой энергии. Они регистрируют усредненный поток энергии. Сколько световая волна имеет электромагнитную природу, то как мы уже показали ранее:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0 \mu}} E_0^2 ,$$

или, учтя что $\mu = 1$ è $n = \sqrt{\epsilon}$, получаем:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n E_0^2 \rightarrow I \sim n E_0^2 . \quad (8)$$

В изотропной среде показатель преломления одинаков по всем направлениям. Поэтому $I \sim E_0^2$.

2. Интерференция света

Интерференция света – это явление усиления или ослабления света в результате сложения когерентных световых волн. Когерентные волны – это волны, имеющие: 1) одинаковую частоту; 2) постоянную во времени в данной точке пространства разность фаз.

При сложении в некоторой точке пространства когерентных волн амплитуда результирующего колебания находится в результате геометрического сложения амплитуд исходных колебаний:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (9)$$

Можно, однако, условиться за меру интенсивности света принимать квадрат амплитуды светового вектора E_0 т.е.:

$$I = E_0^2$$

Тогда (9) можно записать в виде:

$$I = I_1^2 + I_2^2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (10)$$

Если разность фаз $(\varphi_2 - \varphi_1) = const$, то колебания когерентны и величина

$$2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \neq 0$$

и, следовательно,

$$I \neq I_1^2 + I_2^2),$$

т.е. имеет место нарушение закона геометрической

ОПТИКИ ОБ АДДИТИВНОСТИ СЛОЖЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ
СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ.

Если в (9) $(\varphi_2 - \varphi_1) = 0, 2\pi, 4\pi, \dots, 2k\pi$ то

$\cos(\varphi_2) = 1$ и тогда $E_0^2 = (E_{01} + E_{02})^2$.

Пусть $E_{01} = E_{02}$ тогда $E_0^2 = 4E_{01}^2$

или $I = 4I_1$. (11)

Если в (9) $(\varphi_2 - \varphi_1) = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots, (2k+1)\pi$

то $\cos(\varphi_2) = -1$ и тогда $E_0^2 = (E_{01} - E_{02})^2$.

Пусть $E_{01} = E_{02}$ тогда $E_0^2 = 0$

и, следовательно,

$$I = 0. \quad (12)$$

Таким образом, в результате сложения когерентных световых волн интенсивность света меняется в пределах

$$0 \leq I \leq 4I_1 \quad (13)$$

В случае некогерентных световых волн

$$\langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle = 0$$

и, следовательно, в этом случае наблюдается аддитивное усиление света, т.е.

$$I = I_1 + I_2.$$

Таким образом, в случае, если:

$$\Delta\varphi = 2k\pi \rightarrow \text{max}$$

усиление света;

$$\Delta\varphi = (2k + 1)\pi \rightarrow \text{min}$$

ослабление света.

3. Получение когерентных световых волн

Два метода получения КСВ:

- 1) деление фронта световой волны;
- 2) деление амплитуды световой волны.

После деления фронта или амплитуды световой волны возникшие КСВ до их встречи в некоторой точке наблюдения P проходят разные пути и, возможно, в средах с различными показателями преломления.

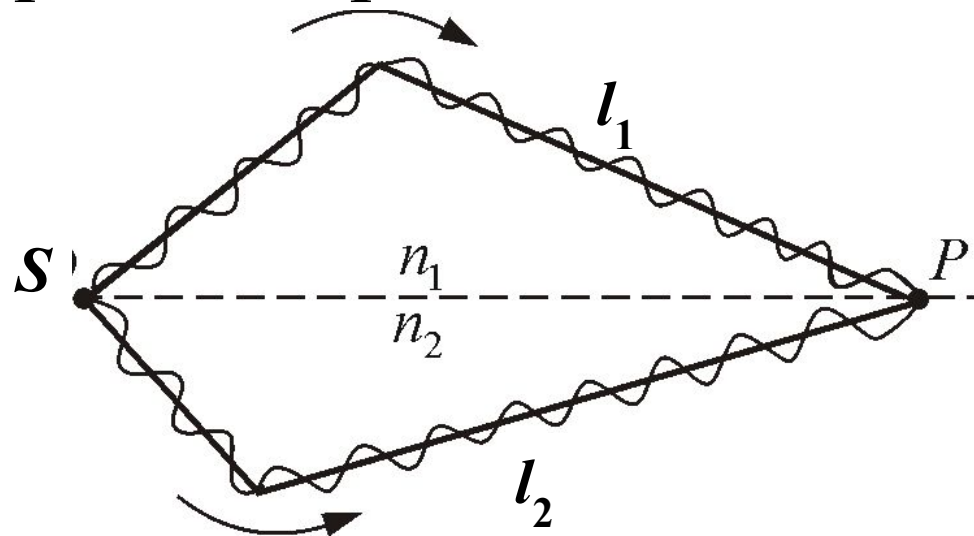


Рис. 1.

В XVIII столетии Гюйгенс сформулировал следующий принцип. Когда волновой фронт проходит одно или несколько отверстий, каждый элемент волнового фронта ведет себя так, как если бы он стал источником излучения - источником вторичных волн.

Распределение интенсивности света на экране представляет собой такую же картину, как если бы щели были заменены источниками. Впервые такой эксперимент выполнил Юнг в 1803 г.

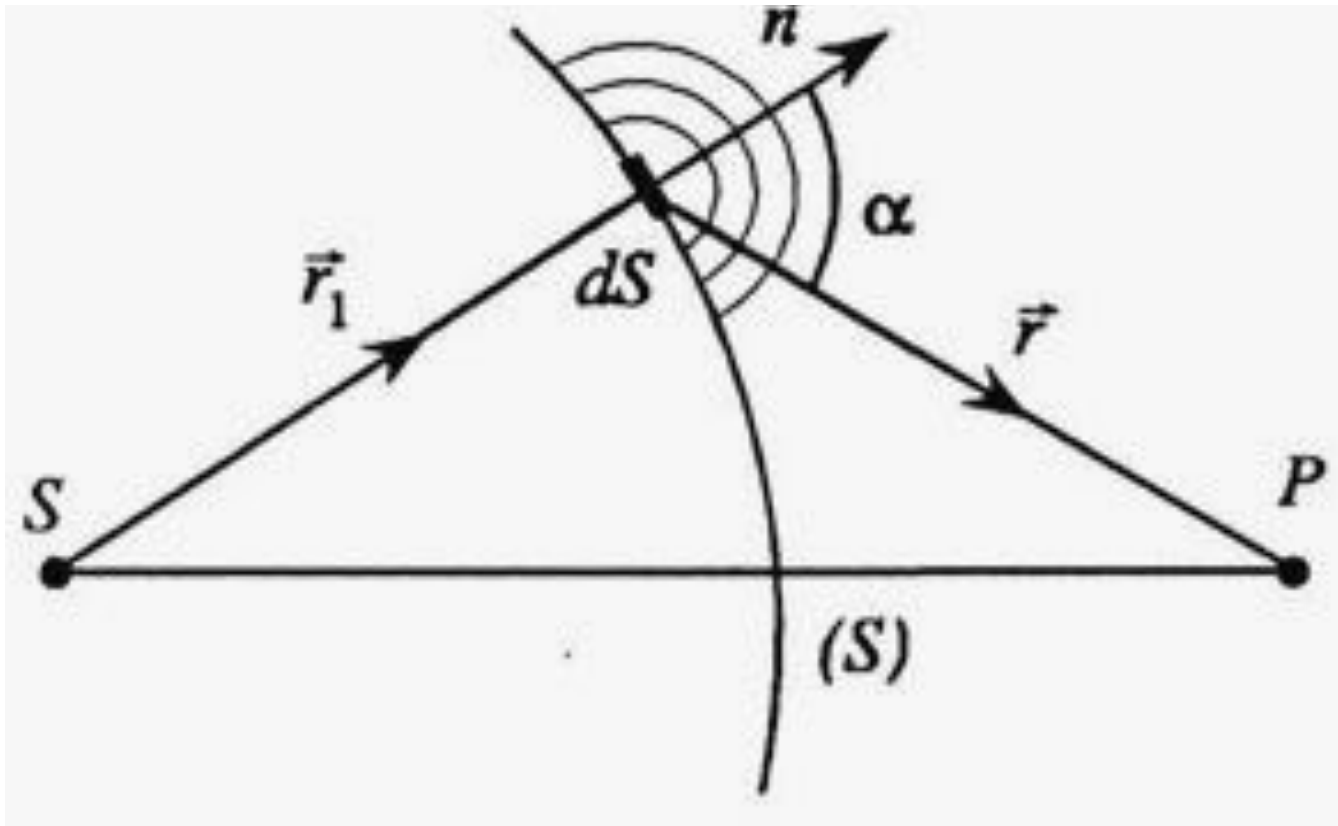
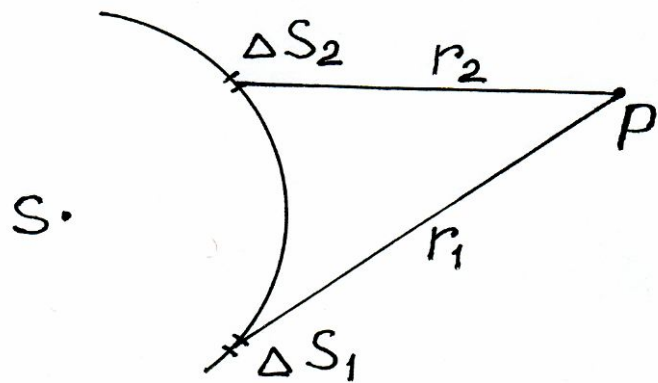


Рис. 2. Принцип Гюйгенса-Френеля – каждый элемент волновой поверхности dS служит источником вторичной сферической волны и эти источники когерентны

Пусть точечный источник S возбуждает световую волну. Её фронт – поверхность сферы. Колебания от когерентных источников ΔS_1 и ΔS_2 достигают точки P и складываются.



$$E_1 = E_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right);$$

$$E_2 = E_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right).$$

Рис. 3.

Разность фаз

$$\Delta\varphi = (\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{2\pi}{\lambda} (r_1 - r_2) \rightarrow \Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta r}{\lambda}. \quad (14)$$

Здесь $\Delta r = (r_1 - r_2)$ - геометрическая разность хода.

Если световые волны от когерентных источников ΔS_1 и ΔS_2 распространяются в средах с различными показателями преломления, то разность фаз

$$\Delta\varphi = 2\pi \left(\frac{r_1}{\lambda_1} - \frac{r_2}{\lambda_2} \right), \quad \text{где} \quad \lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_1}, \quad \lambda_2 = \frac{\lambda_0}{n_2}.$$

Учтя это, имеем:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (r_1 n_1 - r_2 n_2). \quad (15)$$

Величина $\Delta = (r_1 n_1 - r_2 n_2)$ называется оптической разностью хода. λ_0 - длина световой волны в вакууме.

Выразим из (15) оптическую разность хода Δ через разность фаз $\Delta\varphi$

$$\Delta = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta\varphi \quad (16)$$

Тогда условия усиления и ослабления света при интерференции можно представить в виде:

$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} \rightarrow \text{max} \quad (17)$$

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \rightarrow \text{min} \quad (18)$$

4. Опыт Юнга

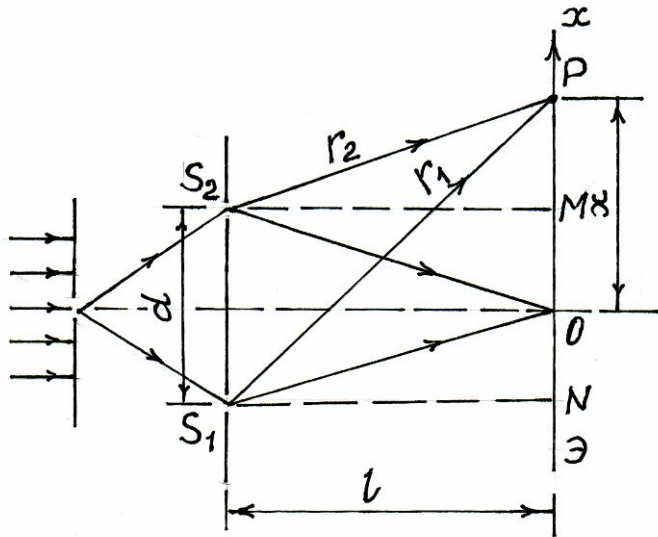


Рис. 4.

На рис. 2 S_1 и S_2 - когерентные источники света, Э - экран, d - расстояние между щелями, x - координата интерференционного максимума или минимума, r_1 и r_2 - оптические пути световых волн, приходящих в точку P .

Применяя к треугольникам PMS_2 и PNS_1 теорему Пифагора и пренебрегая членами второго порядка малости ($d^2 / 4$), находим, что:

$$r_1^2 - r_2^2 = 2dx \quad \Leftrightarrow \quad (r_1 - r_2)(r_1 + r_2) = 2dx \quad (19)$$

В опыте Юнга $d \ll l$, поэтому $r_1 + r_2 \approx 2l$.

Учитывая также, что $r_1 - r_2 = \Delta$ - оптическая разность хода, уравнение (19) представим в виде:

$$\Delta \cdot l = d \cdot x,$$

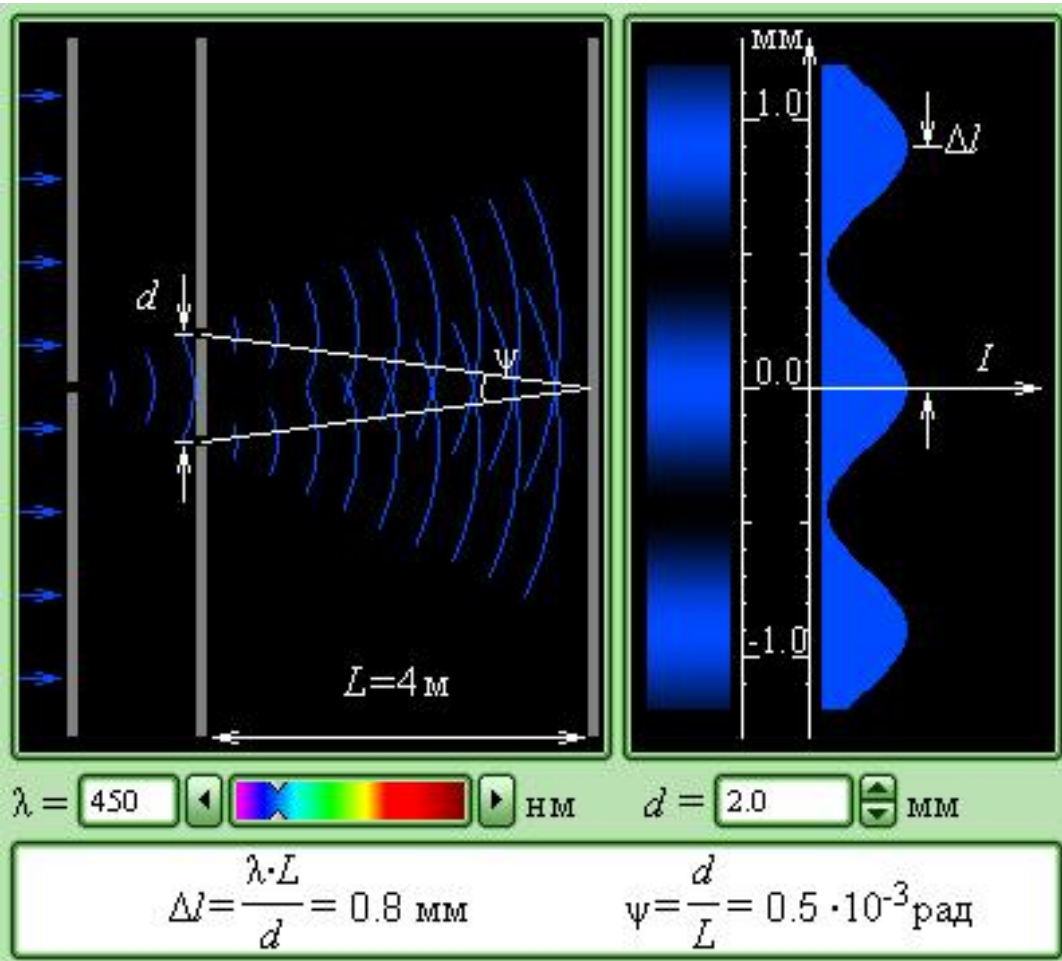
Откуда координата x интерференционной полосы

$$x = \frac{l}{d} \Delta. \quad (20)$$

Подставляя выражение для Δ из (17) или (18) получим координаты интерференционного максимума или минимума.

$$x_{\max} = \frac{l}{d} 2k \frac{\lambda}{2}; \quad x_{\min} = \frac{l}{d} (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (21)$$

Таким образом, в случае монохроматического света на экране возникает интерференционная картина, представляющая систему темных и светлых полос.



В случае белого света интерференционные полосы имеют радужную окраску.

Сравните расстояния d и L . Они очень разные:

$$d \ll L.$$

Рис. 5.

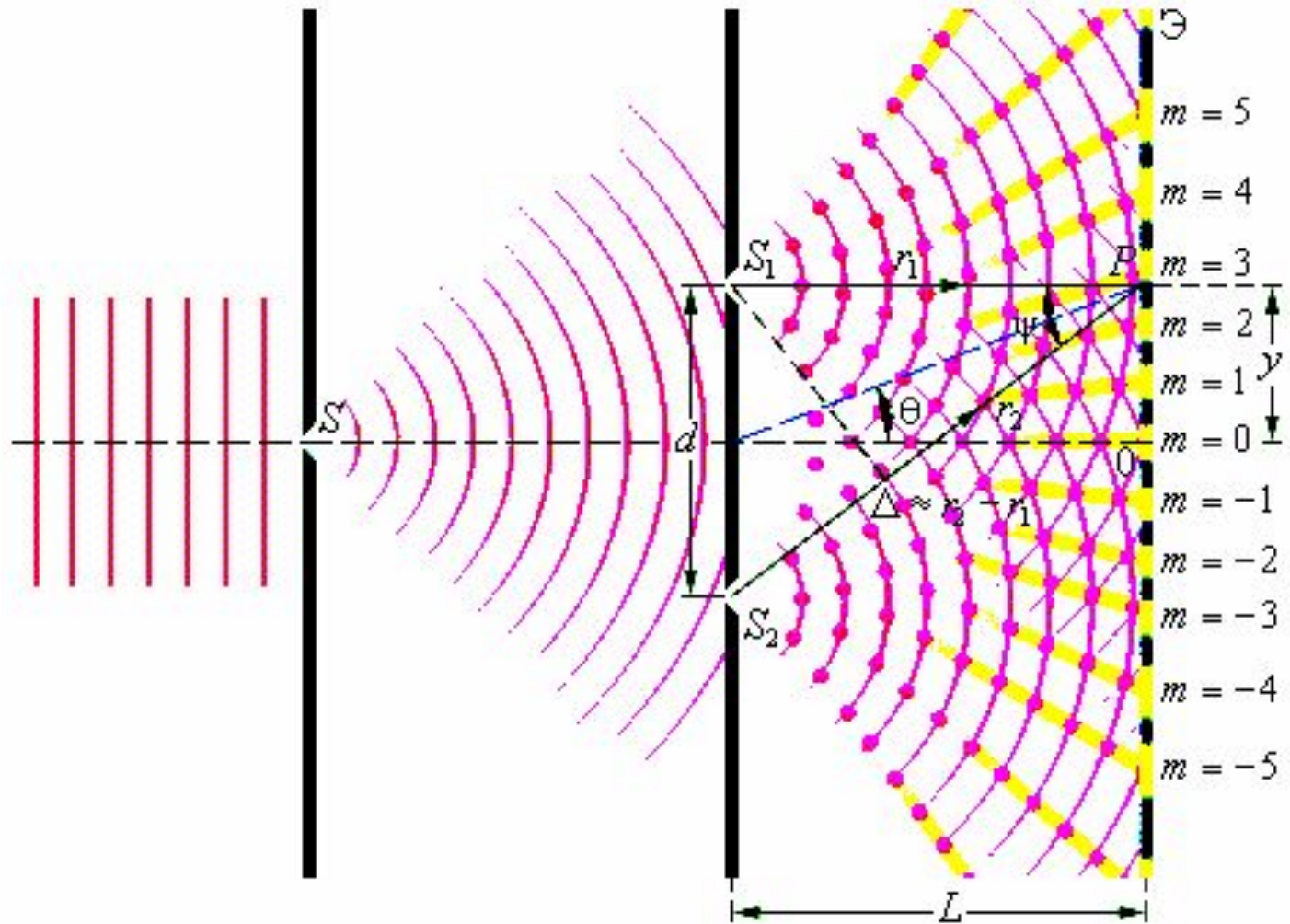


Рис. 6. Схема интерференционного опыта Юнга

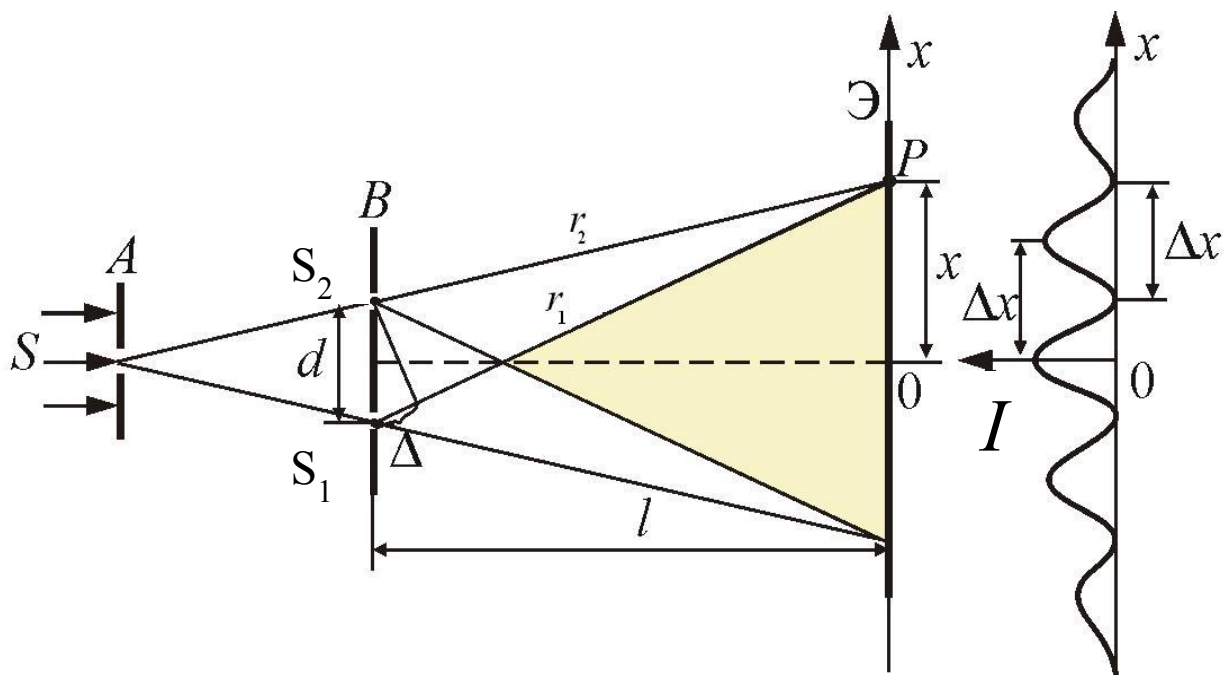


Рис. 7. К определению ширины интерференционных полос в опыте Юнга

Ширина интерференционной полосы

$$\Delta x = (x_{(k+1)\max} - x_{k\max}) \quad \text{ИЛИ}$$

$$\Delta x = (x_{(k+1)\min} - x_{k\min});$$

В любом случае, с учетом выражений (21)

$$\Delta x = \frac{l}{d} \cdot \lambda \quad (22)$$

5. Интерференция света в тонкой плоскопараллельной пластинке (плёнке)

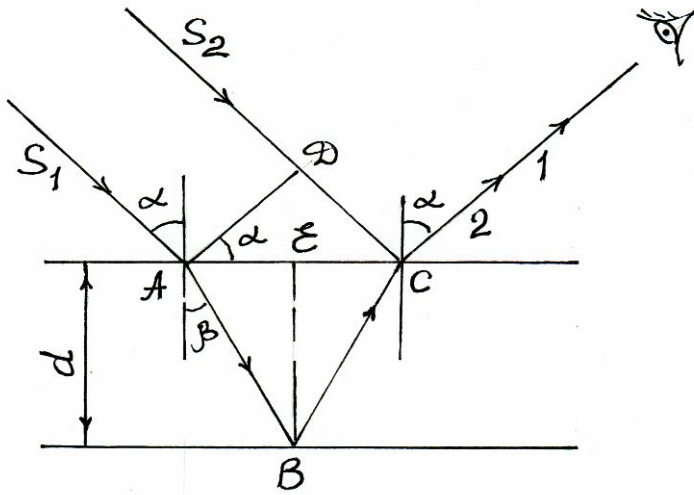


Рис. 8.

Пусть пластинка с показателем преломления n находится в воздухе. До встречи в точке C лучи S_1 и S_2 проходят разные оптические пути в раз-

ных средах. Оптическая разность хода S_1 и S_2

$$\Delta = 2AB \cdot n - \left(DC - \frac{\lambda}{2} \right), \quad (23)$$

$\frac{\lambda}{2}$ - учитывает потерю полуволны при отражении луча S_2 в точке C .

Из геометрических соображений находим AB и DC

$$AB = \frac{d}{\beta \cos \alpha}; \quad DC = \beta d \sin \alpha.$$

И подставляем в формулу (23). Получаем:

$$\Delta = \frac{2dn}{\beta \cos \alpha} - \beta d \sin \alpha \cdot \frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{2} \quad (24)$$

Избавимся от угла β :

$$\frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = n \rightarrow \sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}; \quad \beta \cos \alpha = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}} = \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 \alpha - \sin^2 \alpha}}{n};$$

$$\beta \cos \alpha = \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}$$

Подставляя значения функций угла β в формулу (24) и выполняя необходимые действия, получаем:

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2} \quad (24)$$

Формула (24) представляет оптическую разность хода световых волн в отражённом свете.

При освещении пластинки монохроматическим светом и выполнения условия **усиления** пластинка представляется глазу, при рассмотрении её под углом α , **окрашенной в данный монохроматический свет**. При выполнении условия **ослабления** пластинка представляется глазу темной.

При освещении пластинки белым светом и при выполнении условия **усиления** пластинка представляется глазу **окрашенной в последовательные спектральные цвета**, если угол α , под которым эта пластинка рассматривается, постепенно изменяется.

6. Полосы равной толщины и равного наклона

Если на плоскопараллельную пластинку падает свет под различными углами (напр., рассеянный свет или свет от точечного источника), **то интерференционная картина в этом случае будет иметь вид**

чередующихся тёмных и светлых круговых полос с общим центром в точке O . Каждая из этих полос образована лучами, падающими на пластинку под одним и тем же углом. С помощью собирающей линзы эти круговые полосы могут быть спроецированы на экран. Они называются **полосами равного наклона** и локализованы в бесконечности.

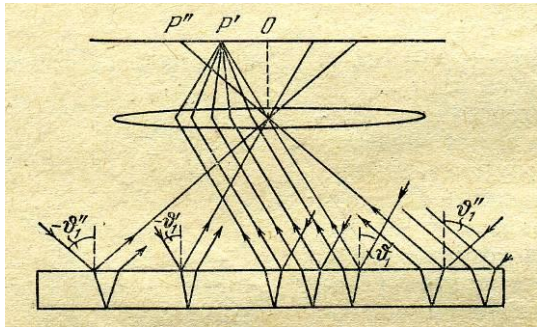


Рис. 9.



Если, однако, пластинка (плёнка) не плоскопараллельна, если её толщина в различных местах разная, то и условия интерференции в этих местах различны. Геометрическое место точек, в которых условие интерференции одинаково, соответствует местам, в которых пластинка имеет одинаковую толщину. Например, пленка в виде

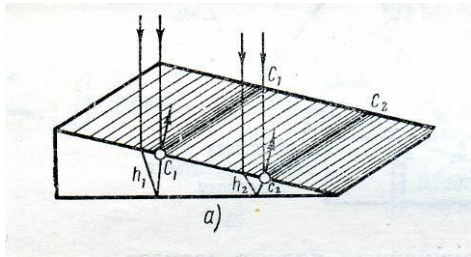
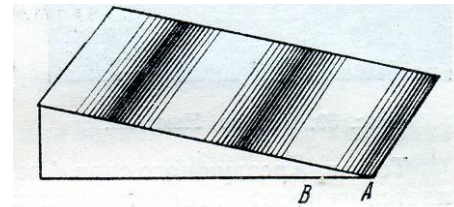
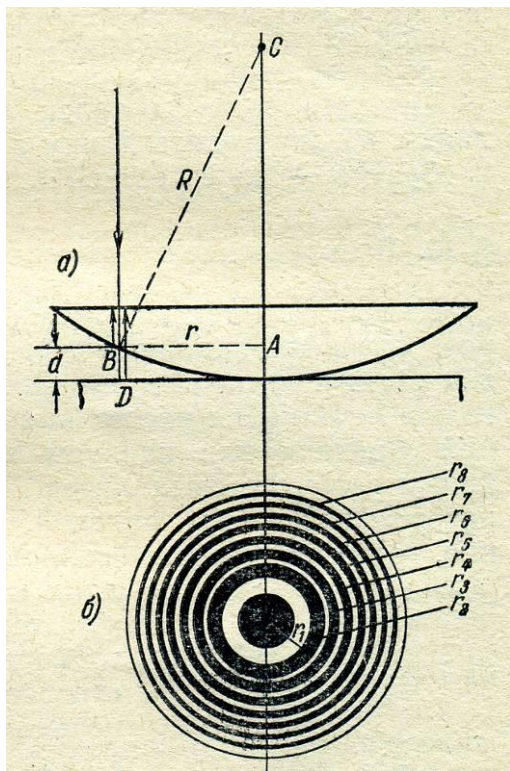


Рис. 10.



клина. При отражении (прохождении) света от такой плёнки интерференционная картина будет иметь вид чередующихся светлых и темных полос.



Каждая такая полоса соответствует местам одинаковой толщины клина. Эти интерференционные полосы называют полосами равной толщины.

Типичным примером полос равной толщины являются кольца Ньютона.

Рис. 11.

Найдём оптическую разность

хода Δ_k при которой возникает k -е кольцо Ньютона. Из рис. 10 следует, что

$$\Delta_k = 2d_k + \frac{\lambda}{2} \quad (25)$$

Из этого же рисунка следует, что

$$r_k^2 = R^2 - (R - d_k)^2 \rightarrow d_k = \frac{r_k^2}{2R}.$$

Подставляя d_k в (25), получаем:

$$\Delta_k = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2}. \quad (26)$$

Радиусы светлых колец Ньютона:

$$\Delta_k = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} \rightarrow r_k = \sqrt{(2k - 1)R \frac{\lambda}{2}}. \quad (27)$$

Радиусы темных колец Ньютона:

$$\Delta_k = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \rightarrow r_k = \sqrt{kR\lambda}. \quad (28)$$

При $k = 0$ $r_k = 0$. В центре интерференционной картины (в месте соприкосновения линзы с пластиной) темное пятно. Но это в отраженном свете.

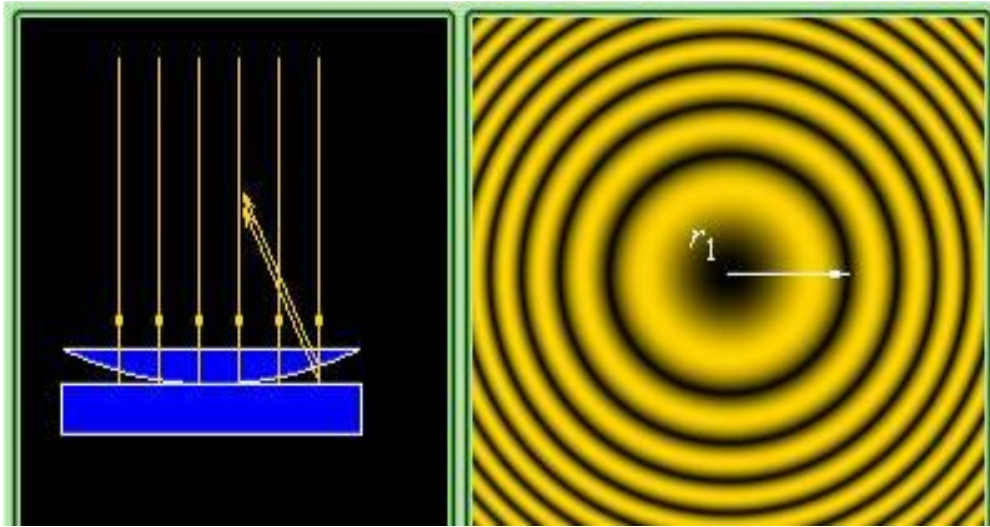


Рис. 12.

Среди других методов наблюдения интерференции приведем следующие:

Опыт, аналогичный опыту Юнга, аналогичный опыту Юнга, был осуществлен Френелем в 1816 г. **Две когерентные световые волны получались в результате отражения от двух зеркал, плоскости которых наклонены под небольшим углом φ друг к другу (рис. 4).**

Источником служит узкая ярко освещенная щель S , параллельная ребру между зеркалами.

Отраженные от зеркал пучки падают на экран, и в той области, где они перекрываются, возникает интерференционная картина.

От прямого попадания лучей от источника S экран защищен ширмой (экраном \mathcal{E}_1)

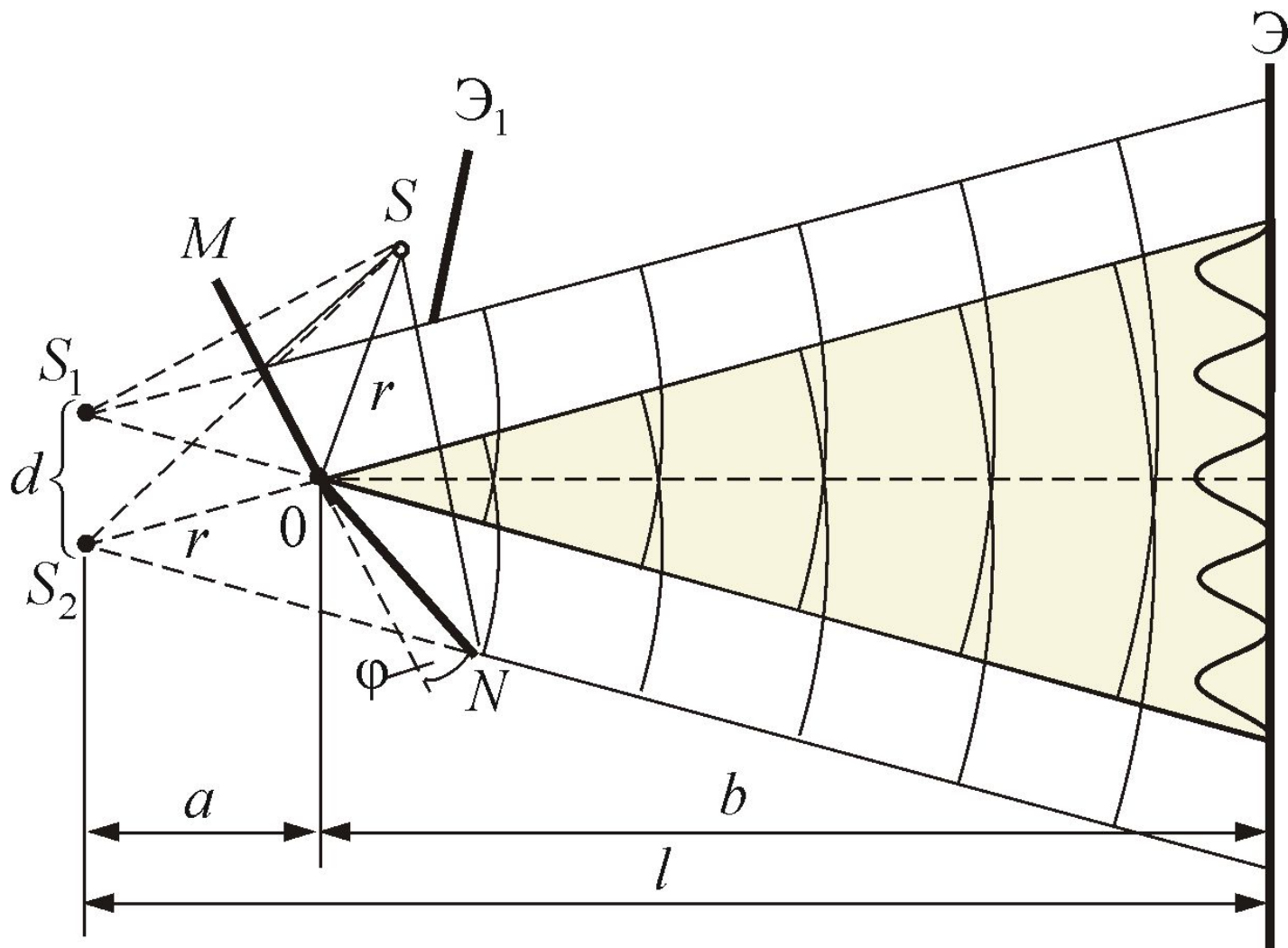


Рис. 13. Зеркала Френеля

Бипризма Френеля

В данном интерференционном опыте, также предложенном Френелем, для разделения исходной световой волны на две используют призму с углом при вершине, близким к 180° .

Источником света служит ярко освещенная узкая щель S , параллельная преломляющему ребру бипризмы (рис. 5)

Здесь образуются два близких мнимых изображения S_1 и S_2 источника S , так как каждая половина бипризмы отклоняет лучи на небольшой угол $\varphi = (n - 1)\beta$.

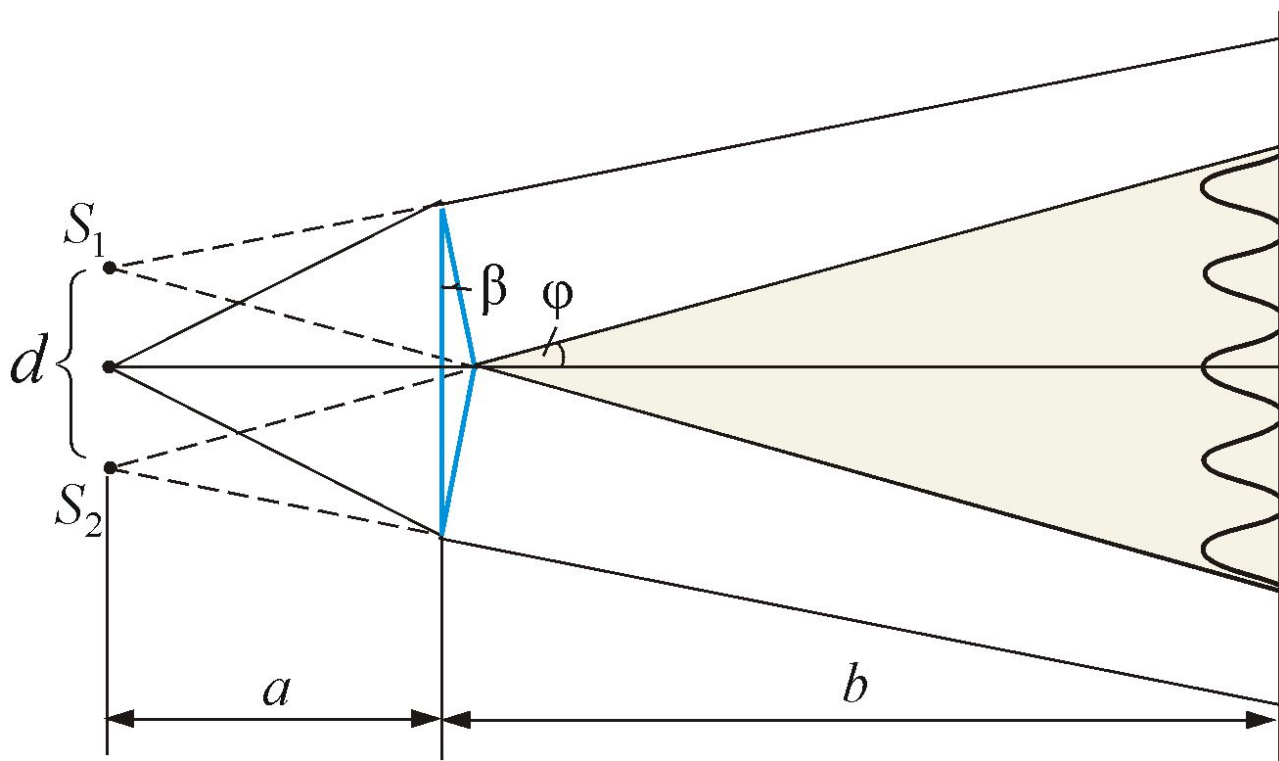


Рис. 14. Бипризма Френеля

7. Условия наблюдения интерференции в тонких плёнках

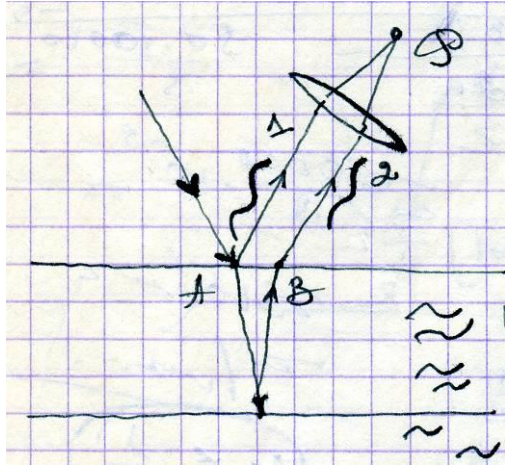


Рис. 15.

Для наблюдения интерференции необходимо перекрытие волновых цугов. Цуги при выходе волн из точек A и B должны перекрываться. Необходимо, чтобы время запаздывания второго цуга по отно-

шению к первому не превышало времени $\tau_{\text{ког}}$, называемого временем когерентности. $\tau_{\text{ког}} = 10^{-8}$ с (время жизни атома в возбуждённом состоянии).

Необходимо так же, чтобы оптическая разность хода была меньше, чем длина когерентности $l_{\text{ког}}$.

$$l_{\hat{e} \hat{a}} = \tilde{n} \cdot \tau \quad (c - \text{скорость света в вакууме}).$$

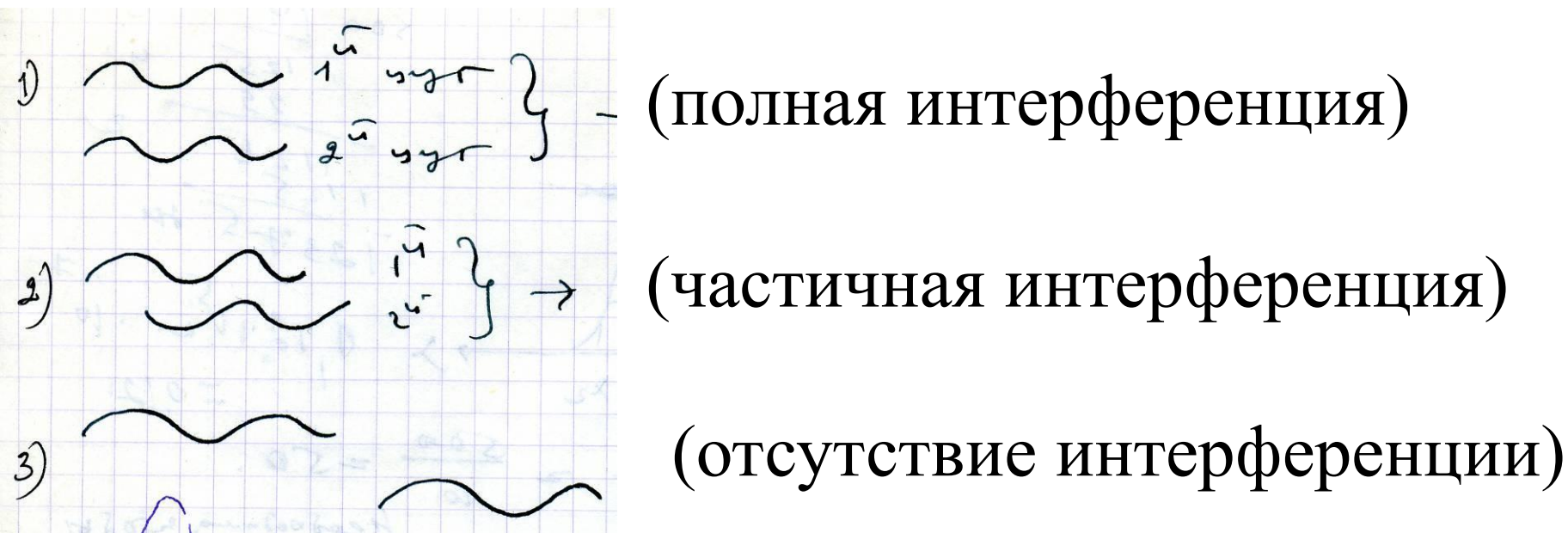


Рис. 16.

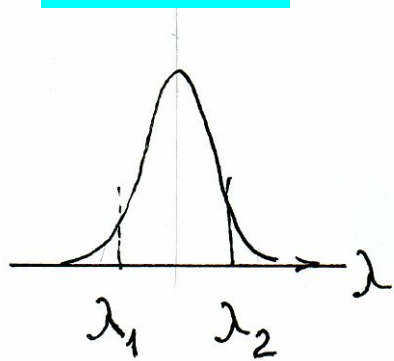


Рис. 17.

Возможно, что для λ_1 наблюдается минимум, а для λ_2 - максимум, т.е.

$$(2k + 1) \frac{\lambda_1}{2} = 2k \frac{\lambda_2}{2} \rightarrow k(\lambda_1 - \lambda_2) = \lambda_1 \rightarrow k\Delta\lambda = \lambda,$$

$$k_{\text{пред.}} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}.$$

При $\lambda_1 = 560$ нм и $\lambda_2 = 570$ нм

$$k_{\text{пред.}} = \frac{570}{10} = 57.$$

При $\alpha = 0^\circ$ $d \sim 10^{-5}$ м = 0,01 мм.

Реально d на 2 ÷ 3 порядка меньше.

Конец лекции по данной теме