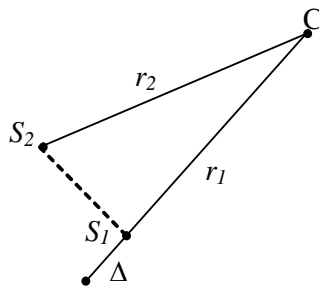


# ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

## 1.1. Явление интерференции света

*Интерференцией называется явление перераспределения энергии в пространстве при суперпозиции электромагнитных волн.* При наложении двух (или нескольких) когерентных волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Такое перераспределение энергии волн происходит в связи с тем, что разность фаз когерентных волн в каждой точке пространства остается постоянной со временем. Так как световые волны в пространстве распространяются независимо друг от друга, то имеет место суперпозиция. Интенсивностью волны  $J$  (плотность потока энергии), связана с амплитудой волны соотношением  $J \sim A^2$ .

Пусть два точечных источника волн  $S_1$  и  $S_2$  (рис.1) излучают плоские монохроматические волны, колебания в которых имеют одно направление. Уравнение волны, исходящей из источника  $S_1$



$\Delta$  – геометрическая разность хода

Рис. 1

$$x_1 = A_1 \cos \left( \omega_1 t - \frac{2\pi r_1}{\lambda_1} + \varphi_{01} \right)$$

соответственно, для  $S_2$

(2)

$$x_2 = A_2 \cos \left( \omega_2 t - \frac{2\pi r_2}{\lambda_2} + \varphi_{02} \right), \text{ где}$$

$\omega_1$  и  $\omega_2$  – круговая частота колебаний,

$A_1$  и  $A_2$  – амплитуды,

$\lambda$  – длина волны,

$r_1$  и  $r_2$  – расстояние от источников до точки суперпозиции волн,

$\varphi_{01}$  и  $\varphi_{02}$  – начальные фазы колебаний.

Результирующее колебание имеет амплитуду

$$A_{рез} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \Delta\varphi} \quad (3)$$

и разность фаз

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \varphi_2 - \varphi_1 = \left( \omega_2 t - \frac{2\pi r_2}{\lambda} + \varphi_{02} \right) - \left( \omega_1 t - \frac{2\pi r_1}{\lambda} + \varphi_{01} \right) = \\ &= (\omega_2 - \omega_1)t + \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2) + (\varphi_{02} - \varphi_{01}) = const \end{aligned} \quad (4)$$

Амплитуда результирующего колебания в точке  $C$  будет постоянна, если  $\varphi_2 - \varphi_1 = const$ .

Если разность фаз колебаний возбужденных волнами в некоторой точке пространства остается постоянной во времени, то такие волны называются **когерентными**.

В случае некогерентных волн разность фаз  $\varphi_2 - \varphi_1$  непрерывно изменяется, принимая с равной вероятностью любые значения, вследствие чего среднее по времени значение  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  равно нулю (изменяется от  $-1$  до  $+1$ ). Поэтому  $A^2 = A_1^2 + A_2^2$ .

Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды  $J = A^2$ . Отсюда можно сделать вывод, что для некогерентных источников интенсивность результирующей волны всюду одинакова и, равна сумме интенсивностей, создаваемых каждой из волн в отдельности:

$$J = J_1 + J_2 = 2J_1.$$

В случае когерентных волн  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \text{const}$  (для каждой точки пространства) так, что

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (7.2.2)$$

Последнее слагаемое в этом выражении  $2\sqrt{J_1 J_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  называется **интерференционным членом**.

В точках пространства, где  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$ ,  $J > J_1 + J_2$  (в максимуме  $J = 4J_1$ ), где  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$ , интенсивность  $J < J_1 + J_2$  (в минимуме  $J = 0$ ). Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление и называется **интерференцией света**.

Условие постоянства разности фаз  $\Delta\varphi = \text{const}$  выполняется в случае:

1) равенства частот складывающихся колебаний (волны монохроматичны)

$$\omega_1 = \omega_2, \quad (5)$$

2) постоянства оптической разности хода волн

$$r_1 - r_2 = \text{const} \quad (6)$$

(условие считать выполненным, т.к. источники волны  $S_1$  и  $S_2$  неподвижны),

3) постоянство во времени начальных фаз или их разности

$$\varphi_{02} - \varphi_{01} = \text{const}, \quad (7)$$

4) одинаковые направления колебаний в волнах.

Таким образом, точечные источники, испускающие монохроматические волны (волны одной частоты), являются источниками когерентных волн с постоянной начальной фазой.

Реальные естественные источники волн в оптическом диапазоне не являются когерентными. Обычно это тепловые источники (солнце, электролампа, свеча, и др.), исследования позволяют достаточно хорошо объяснить свойства этих источников на основе модели «абсолютно черного тела»: множество осцилляторов – молекул, атомов, электронов генерируют волны более или менее независимые друг от друга, иными словами, корреляция (связь) между параметрами волн невелика или совсем отсутствуют. Излучение осциллятора называется типом колебаний (модой), характеризуется определенной частотой и направлением распространения. Поэтому волны двух источников или одного протяженного не когерентны между собой. Свет, испускаемый обычными (нелазерными) источниками, не бывает строго монохроматическим. Поэтому для наблюдения интерференции свет от одного источника нужно разделить на два пучка и затем наложить их друг на друга. Существующие экспериментальные методы получения когерент-

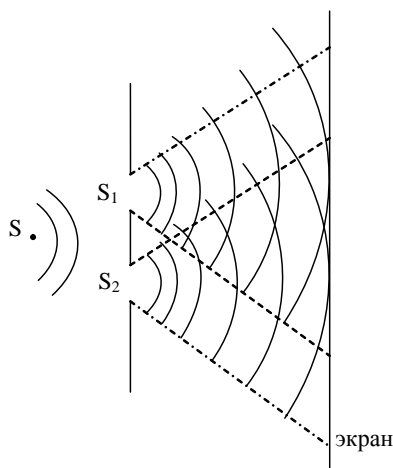


Рис.2

ных пучков из одного светового пучка можно разделить на два класса.

В **методе деления волнового фронта** пучок пропускается, например, через два близко расположенных отверстия в непрозрачном экране (опыт Юнга). Такой метод пригоден лишь при достаточно малых размерах источника.

Непрозрачная перегородка с двумя щелями пропускает те части фронта волны, которые проходят через щели, т.е. щели действуют как два источника волн, способных интерферировать на экране между собой: в каждом из лучей от новых

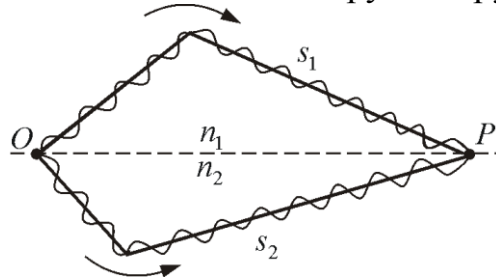
источников волн  $S_1$  и  $S_2$  присутствует весь набор мод, излучаемых источником  $S$ , моды обладают собственной когерентностью, поскольку излучены одной и той же точкой или осциллятором. Каждая колебательная мода интерферирует сама с собой.

В другом методе пучок делится на одной или нескольких частично отражающих, частично пропускающих поверхностях. Этот метод **деления амплитуды** может применяться и при протяженных источниках. Он обеспечивает большую интенсивность и лежит в основе действия разнообразных интерферометров (например, интерферометр Майкельсона). В зависимости от числа интерферирующих пучков различают двулучевые и

многолучевые интерферометры. Они имеют важные практические применения в технике, метрологии и спектроскопии.

## 1.2. Условие максимума и минимума интерференции

Пусть в точке  $O$  произошло разделение волны на две когерентные волны, которые в точке  $P$  накладываются друг на друга.



До точки  $P$  первая волна проходит в среде с показателем  $n_1$  расстояние  $s_1$ , а вторая в среде с показателем преломления  $n_2$  расстояние  $s_2$ . Если в точке  $O$  начальная фаза колебаний  $\varphi_{01} = \varphi_{02} = 0$ , то первая волна возбуждает в точке  $P$  колебание

$$x_1 = A_1 \cos \omega \left( t - \frac{s_1}{v_1} \right), \quad \text{а вторая} \quad x_2 = A_2 \cos \omega \left( t - \frac{s_2}{v_2} \right),$$

где  $v_1 = \frac{c}{n_1}$ ,  $v_2 = \frac{c}{n_2}$  – фазовые скорости первой и второй волны. Следовательно, разность фаз возбуждаемых волнами в точке  $P$  равна:

$$\delta = \omega \left( \frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 s_2 - n_1 s_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1).$$

Учитывая, что  $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  получим выражение для разности фаз

двух когерентных волн

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta,$$

где  $\Delta = n_2 s_2 - n_1 s_1 = L_2 - L_1$  – оптическая разность хода,  $L$  – оптическая длина пути,  $s$  – геометрическая длина пути.

Если разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

то  $\delta = \pm 2m\pi$ , и колебания, возбуждаемые в точке  $P$  обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Данные условия являются **условием интерференционного максимума**.

Если оптическая разность хода

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

то  $\delta = \pm(2m + 1)\pi$ , и колебания, возбуждаемые в точке  $P$  обеими волнами, будут происходить в противофазе - *условие интерференционного минимума*.

В результате интерференции когерентных волн наблюдаются интенсивные максимумы и минимумы, т.е. происходит перераспределение энергии. Вводится понятие *контрастности*, или *видимости интерференционной картины*

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

величина  $V$  количественно характеризует интерференцию. Для когерентных волн  $J_{\min}=0$  и  $V=1$ . Для полностью некогерентных волн  $J_{\max}=J_{\min}$ ,  $V=0$ , контрастной картины не наблюдается, т.е. нет перераспределения энергии, нет интерференции. Объясняется это равенством  $\cos\Delta\varphi=0$  для источников, где за время наблюдения усредненной картины суперпозиции волн разность фаз хаотически меняется сотни миллионов раз. Величина контрастности интерференционной картины определяет степень когерентности волн.

Выполнение условий максимума и минимума не противоречит закону сохранения энергии. Безусловно, закон сохранения энергии не нарушается, речь идет о перераспределении энергии в пространстве, что является отличительным признаком волновых процессов. Явление интерференции влияет на сам процесс излучения, так как результирующая интенсивность излучения не равна сумме интенсивностей излучения источников в отдельности, источники влияют друг на друга через поле.

### 1.3. Когерентность и монохроматичность

Итак, необходимым условием интерференции волн является их *когерентность*, т.е. согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Для характеристики световых волн реальных источников используют понятия временной и пространственной когерентности.

**Временная когерентность.** Рассмотрим вначале понятие временной когерентности. Монохроматические волны являются абстракцией. В реальной световой волне присутствуют колебания различных частот или длин волн, заключенных в более или менее узком, но конечном интервале. Для характеристики когерентных свойств реальных волн вводится время когерентности  $\tau_{\text{ког}}$ , под которым понимают промежуток времени,

за который случайное изменение фазы волны достигает значения, равного  $\pi$ .

Спектр частот реальной волны имеет конечную ширину  $\Delta\omega$ . Если в какой-то момент времени волны *имели одинаковые фазы* (разность фаз равна нулю), то через некоторое время  $\tau_{\text{ког}}$  разность фаз будет уже равна  $\pi$  (волны в противофазе). Такую волну можно приближенно считать когерентной только в течение времени

$$\Delta t \ll \tau_{\text{ког}} = \frac{\pi}{\Delta\omega},$$

где  $\tau_{\text{ког}}$  – **время когерентности** монохроматической волны.

За промежуток времени  $\tau_{\text{ког}}$  разность фаз колебаний изменится на  $\pi$ .

Любой оптический прибор, с помощью которого регистрируется результат наложения волн (фотопластинка, глаз и т.д.), обладает определенной инерционностью, которая характеризуется временем срабатывания прибора  $\tau_{\text{приб}}$ . Например, для глаза  $\tau_{\text{приб}} = 0,1$  с, поскольку он способен различать не более 16 кадров в секунду. Поэтому интерференционная картина будет наблюдаться только в том случае, если время срабатывания прибора меньше времени когерентности:  $\tau_{\text{приб}} < \tau_{\text{ког}} \Rightarrow$  условие временной когерентности.

Волна с циклической частотой  $\omega$  и фазовой скоростью  $v$  распространяется за время когерентности на расстояние

$$l_{\text{ког}} = v\tau_{\text{ког}} = \frac{v\pi}{\Delta\omega},$$

где  $l_{\text{ког}}$  – **длина когерентности (длина гармонического цуга)**, образующегося в процессе излучения одного атома) – **расстояние, на которое распространяется волна за время когерентности.**

Для получения интерференционной картины путем деления световой волны от реального источника на два пучка необходимо, чтобы их оптическая разность хода  $\Delta L = L_2 - L_1$  в области наложения волн была меньше длины когерентности  $\Delta L < l_{\text{ког}}$  или  $\Delta < l_{\text{ког}}$ . Это требование ограничивает число реально наблюдаемых интерференционных полос по сравнению с теоретически рассчитанным для монохроматических волн.

Чем ближе волна к монохроматической, тем меньше ширина  $\Delta\omega$  и тем больше длина когерентности  $l_{\text{ког}}$ , а следовательно и время когерентности  $\tau_{\text{ког}}$ . Определим условие, при котором интерференция от реального источника наблюдаться не будет.

Интерференционная картина не будет наблюдаться, если максимум  $m$  – порядка для длины волны  $\lambda + \Delta\lambda$  будет совпадать с минимумом  $(m + 1)$  порядка для  $\lambda$ . **Условие неразличимости интерференционной картины:**

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}, \text{ отсюда найдем критический максимум}$$

$$m_{\text{кр}} = \frac{\lambda}{2\Delta\lambda}.$$

Мы можем четко наблюдать интерференционные максимумы при  $m \ll m_{\text{кр}}$ . Отсюда следует, что число доступных наблюдению интерференционных максимумов возрастает с уменьшением интервала длин волн, представленном в световом потоке. То есть число интерференционных полос на экране зависит от степени монохроматичности света.

Найдем связь между порядком интерференционного максимума и оптической разностью хода. Для критического максимума оптическая разность хода  $\Delta = m\lambda$ , следовательно

$$\Delta_{\text{ког}} = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda},$$

где  $\Delta_{\text{ког}}$  – такая оптическая разность хода, при которой исчезает интерференционная картина.

Чтобы наблюдать интерференционную картину, необходимо чтобы оптическая разность хода была много меньше длины когерентности для данного источника света  $\Delta_{\text{ког}} \ll l_{\text{ког}}$ , или

$$\frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda} \ll \frac{\pi\nu}{\Delta\omega}.$$

### **Пространственная когерентность**

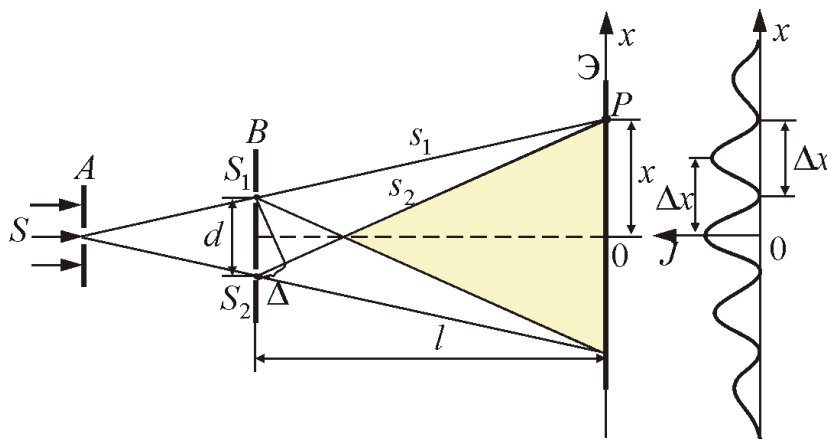
Когерентность колебаний, которые совершаются в один и тот же момент времени в разных точках плоскости, перпендикулярной направлению распространения интерферирующих лучей называют пространственной когерентностью (в отличие от временной когерентности колебаний, совершающихся в одной и той же точке пространства, но в разные моменты времени). Расстояние  $l_{\text{ког}}$  между любыми двумя точками на плоскости, перпендикулярной интерферирующим лучам, разность фаз которых равна  $\pi$ , называется длиной пространственной когерентности. Длина  $l_{\text{ког}}$  пространственной когерентности зависит от углового размера источника света  $l_{\text{ког}} = \frac{\lambda}{\theta}$ , где  $\theta$  – угловой размер источника света. Например, для звезды диаметром  $D$ , находящейся на расстоянии  $r$ , угловой размер источника равен  $\theta = \frac{D}{r}$ , а  $l_{\text{ког}} = \frac{\lambda r}{D}$ .

## 1.4. Методы наблюдения интерференции света

### Опыт Юнга

Как было уже показано, для наблюдения интерференции света необходимо иметь когерентные световые пучки, для чего применяются различные приёмы. В опыте Юнга когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника (*метод деления волнового фронта*).

Рассмотрим интерференционную картину, полученную методом Юнга.



Свет от источника  $S$  прошедший через узкую щель в экране  $A$ , падает на экран  $B$  с двумя щелями  $S_1$  и  $S_2$ , расположенными достаточно близко друг к другу на расстоянии  $d$ . Эти щели являются когерентными источниками света. Интерференция наблюдается в области, в которой *перекрываются волны от этих источников (поле интерференции)*. На экране  $\mathcal{E}$  мы видим чередование полос с максимумом и минимумом интенсивности света.

Экран расположен на расстоянии  $l$  от щелей, причем  $l \gg d$ .

Рассмотрим две световые волны исходящих из точечных источников  $S_1$  и  $S_2$ . Показатель преломления среды –  $n$ .

Вычислим ширину полос интерференции (темных и светлых полос).

Интенсивность в произвольной точке  $P$  экрана, лежащей на расстоянии  $x$  от  $O$ , определяется (для вакуума, когда  $n = 1$ ) оптической разностью хода  $\Delta = s_2 - s_1$ .

Из рисунка имеем

$$s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2; \quad s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2,$$

откуда  $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$ , или



$$\Delta = s_2 - s_1 = \frac{2xd}{s_1 + s_2}.$$

Из условия  $l \gg d$  следует, что  $s_1 + s_2 \approx 2l$ , поэтому

$$\Delta = \frac{xd}{l}.$$

Отсюда получим, что **максимумы интенсивности** будут наблюдаться в случае, если

$$x_{\max} = \pm \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

а **минимумы** – в случае, если

$$x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{l}{d} \lambda_0.$$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами) равно

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0$$

и не зависит от порядка интерференции (величины  $m$ ) и является постоянной для данных  $l, d$ .

*Расстояние между двумя соседними максимумами называется расстоянием между интерференционными полосами, а расстояние между соседними минимумами – шириной интерференционной полосы.*

Т.к.  $\Delta x$  обратно пропорционально  $d$ , следовательно, при большом расстоянии между источниками, например, при  $d \approx l$ , отдельные полосы становятся неразличимыми, сравнимыми с длиной волны  $\lambda_0 \approx 10^{-7}$  м. Поэтому необходимо выполнять условие  $l \gg d$ .

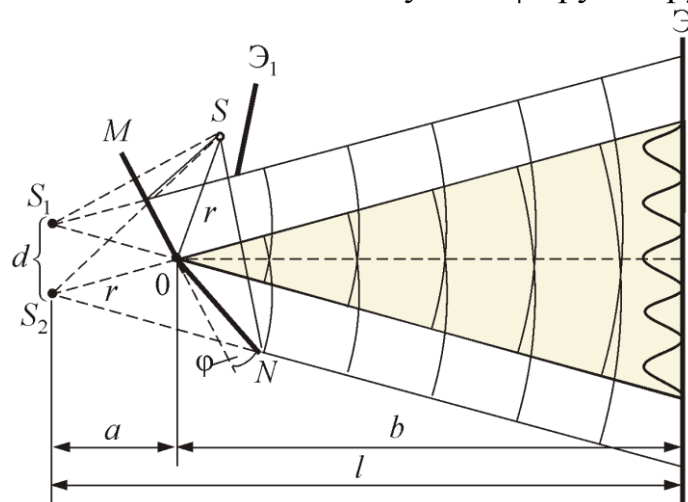
Этот опыт показывает, что интерференционная картина создаваемая на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование светлых и темных полос. *Главный максимум*, соответствующий  $m = 0$ , проходит через точку  $O$ . Вверх и вниз от него располагаются *максимумы (минимумы) первого ( $m = 1$ ), второго ( $m = 2$ ) порядков*, и т. д.

Из приведенных формул видно, что ширина интерференционной полосы и расстояние между ними зависит от длины волны  $\lambda$ . Только в центре картины при  $x = 0$  совпадут максимумы всех волн. По мере удаления от центра максимумы разных цветов смещаются друг относительно друга все больше и больше. Это приводит, что при наблюдении в *белом свете*, интерференционная картина будет окрашенной, но нечеткой (смазанной).

Измерив  $\Delta x$ , зная  $l$  и  $d$  можно вычислить длину волны  $\lambda$ . Именно так вычисляют длины волн разных цветов в спектроскопии.

## Зеркала Френеля

Другой интерференционный опыт, аналогичный опыту Юнга, но в меньшей степени осложненный явлениями дифракции и более светосильный, был осуществлен О. Френелем в 1816 г. Две когерентные световые волны получаются в результате отражения от двух зеркал  $M$  и  $N$ , плоскости которых наклонены под небольшим углом  $\varphi$  друг к другу.



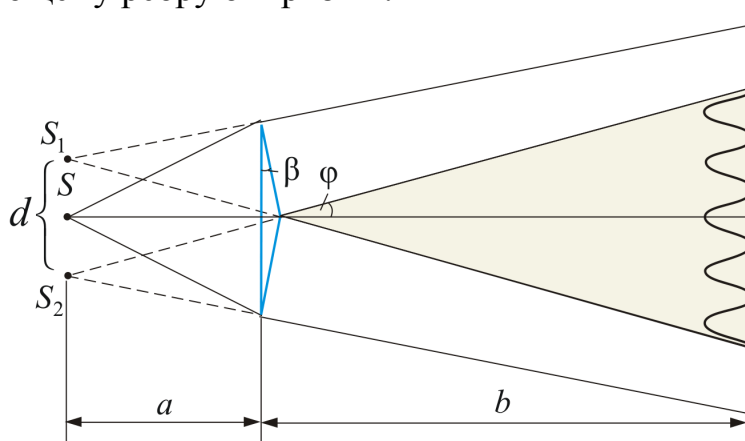
Источником служит узкая ярко освещенная щель  $S$ , параллельная ребру между зеркалами. Отраженные от зеркал пучки падают на экран, и в той области, где они перекрываются (*поле интерференции*), возникает интерференционная картина. От прямого попадания лучей от источника  $S$  экран защищен ширмой  $\mathcal{E}_1$ . Для расчета освещенности  $J$  экрана можно считать, что интерферирующие волны испускаются вторичными источниками  $S_1$  и  $S_2$ , представляющими собой мнимые изображения щели  $S$  в зеркалах. Поэтому  $J$  будет определяться формулой двулучевой интерференции, в которой расстояние  $l$  от источников до экрана следует заменить на  $a + b$ , где  $a \approx r$  – расстояние от  $S$  до ребра зеркал,  $b$  – расстояние от ребра до экрана (см. рисунок). Расстояние  $d$  между вторичными источниками равно  $d \approx 2a\varphi$ . Поэтому ширина интерференционной полосы на экране равна

$$\Delta x \approx \frac{\lambda l}{d} = \frac{\lambda(a + b)}{2a\varphi}.$$

## Бипризма Френеля

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

Источником света служит ярко освещенная узкая щель  $S$ , параллельная преломляющему ребру бипризмы.

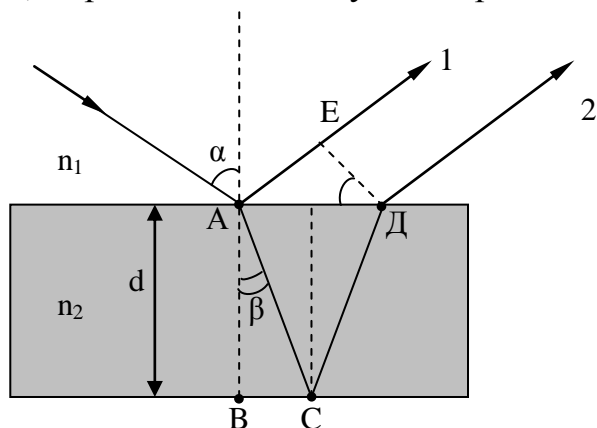


Можно считать, что здесь образуются два близких мнимых изображения  $S_1$  и  $S_2$  источника  $S$ , так как каждая половина бипризмы отклоняет лучи на небольшой угол  $\varphi = (n-1)\beta$ . Для расчета интерференционной картины можно использовать формулы, как при расчете интерференционной картины от двух источников света или по методу Юнга.

### ***Интерференция в тонких пленках***

Интерференцию света по *методу деления амплитуды* во многих отношениях наблюдать проще, чем в опытах с *делением волнового фронта*.

Распространенным случаем интерференции является интерференция пучков, отраженных от двух поверхностей прозрачной пленки или пластинки малой толщины.



Результатом такой интерференции объясняется окраска тонких пленок бензина, «окраска» оптики фотоаппарата и др.

а) **Линии равного наклона.** Плоскопараллельная пластинка освещается монохроматическим светом длины волны  $\lambda$ . Плоский фронт волны падает под углом

$\alpha$ . В точке падения луча световая волна делится на две части: отраженную под углом  $\alpha$  к поверхности и преломленную под углом  $\beta$ , входящую в пластинку толщины  $d$  ( $\beta < \alpha$ , так как показатель преломления пластинки  $n_2$  больше показателя преломления  $n_1$  среды, окружающей пластинку) и в соответствии с законом преломления

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

Лучи 1 и 2, отраженные от обеих поверхностей пластинки, когерентны между собой и могут интерферировать. Параллельные лучи не пересекаются на конечном расстоянии, следовательно, интерференционная картина на конечном расстоянии не формируется. В этом случае воспринимают картину, локализованную на бесконечности. С помощью собирающей линзы или непосредственно глазом наблюдать суперпозицию лучей можно, полосы интерференции в первом случае образуются в фокальной плоскости линзы, во втором случае – в фокусе зрачка на сетчатке глаза.

Результат интерференции определяется оптической разностью хода лучей 1 и 2. Луч 1 прошел расстояние  $AE$  за то же время, за которое луч 2 прошел расстояние  $AC+CD$ . Оптическая разность хода между ними равна разности оптических путей

$$\Delta = (AC+CD)n_2 - AE \cdot n_1$$

В отраженном свете Луч 1 отражается от более плотной среды, поэтому теряет  $\frac{\lambda}{2}$ , тогда имеем  $\Delta = (AC+CD)n_2 - AE \cdot n_1 - \frac{\lambda}{2}$ . Из рисунка

определим  $AC$ ,  $CD$  и  $AE$ :  $|AC|=|CD|=\frac{2d}{\cos \beta}$ ,  $|AE|=2d \cdot \operatorname{tg} \beta \sin \alpha$  и используя закон преломления  $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$ , получаем для разности хода

$$\Delta = 2n_2 d \cdot \cos \beta - \frac{\lambda}{2}.$$

Если в оптической разности хода укладывается целое число длин волн (четное число полуволен – условие максимума)

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m \lambda \quad (m - \text{любое целое число}), \quad m - \text{порядок интерференции}.$$

Полоса, соответствующая данному порядку интерференции, обусловлена светом, падающим на пластинку под вполне определенным углом  $\alpha$ . Поэтому такие полосы называют *интерференционными полосами равного наклона*. Если ось объектива расположена перпендикулярно пластинке, полосы имеют вид концентрических колец с центром в фокусе, причем в центре картины порядок интерференции максимален.

Полосы равного наклона можно получить не только в отраженном свете, но и в свете, прошедшем сквозь пластинку. В этом случае один из лучей проходит прямо, а другой – после двух отражений на внутренней стороне пластинки. Оптическая разность хода интерферирующих лучей тогда равна:  $\Delta = 2n_2 d \cdot \cos \beta$ .

Минимум интенсивности имеет место в случае, когда в оптической разности хода укладывается нечетное число полуволен (условие минимума)

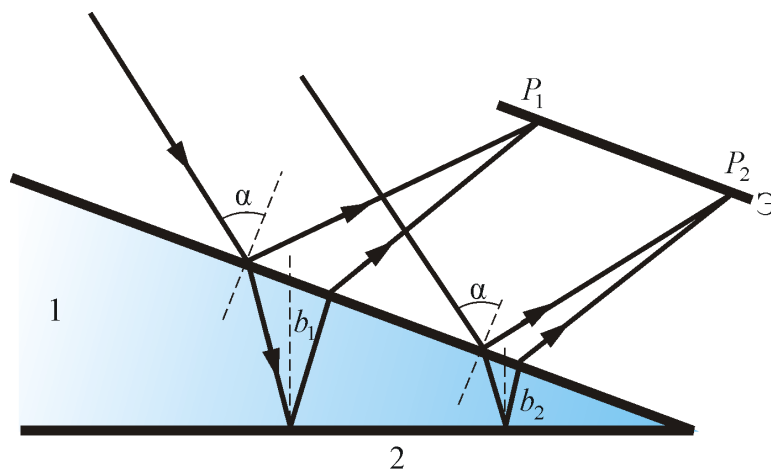
$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2},$$

пленка будет темной в отраженном свете.

### **б) линии равной толщины. Интерференция от клина**

Мы рассмотрели интерференционные опыты, в которых деление амплитуды световой волны от источника происходило в результате частичного отражения на поверхностях плоскопараллельной пластинки. Локализованные полосы при протяженном источнике можно наблюдать и в других условиях. Оказывается, что для достаточно тонкой пластинки или пленки (поверхности которой не обязательно должны быть параллельными и вообще плоскими) можно наблюдать интерференционную картину, локализованную вблизи отражающей поверхности. Возникающие при этих условиях полосы называют **полосами равной толщины**. В белом свете интерференционные полосы окрашены. Поэтому такое явление называют *цветами тонких пленок*. Его легко наблюдать на мыльных пузырях, на тонких пленках масла или бензина, плавающих на поверхности воды, на пленках окислов, возникающих на поверхности металлов при закалке, и т.п.

Рассмотрим интерференционную картину, получаемую от пластинок переменной толщины (от клина).

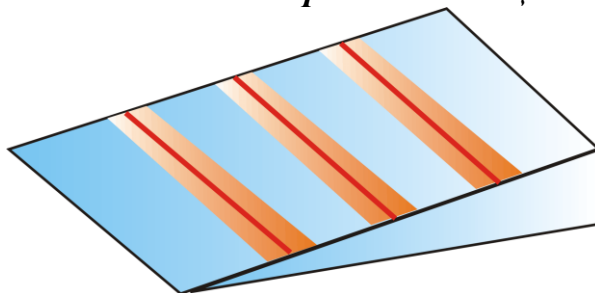


Направление распространения световой волны отраженной от верхней и нижней границы клина не совпадают. Отраженные и преломленные лучи встречаются, поэтому интерференционную картину при отражении от клина можно наблюдать и без использования линзы, если поместить экран в плоскость точек пересечения лучей (хрусталик глаза помещают в нужную плоскость).

Интерференция будет наблюдаться только во 2-ой области клина, так как в 1-ой области оптическая разность хода будет больше длины когерентности.

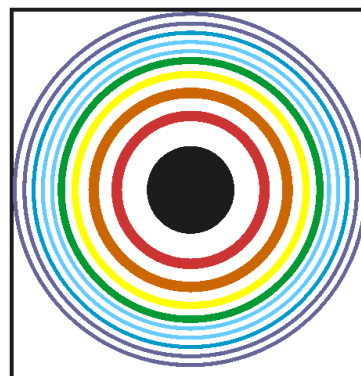
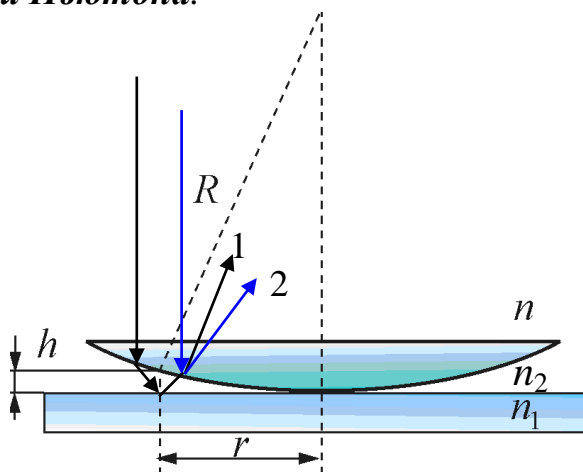
Результат интерференции в точках  $P_1$  и  $P_2$  экрана определяется по известной формуле  $\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)} \pm \frac{\lambda_0}{2}$ , подставляя в неё толщину пленки в месте падения луча ( $b_1$  или  $b_2$ ). Свет обязательно должен быть параллельным ( $\alpha = \text{const}$ ): если одновременно будут изменяться два параметра  $b$  и  $\alpha$ , то устойчивой интерференционной картины не будет.

Поскольку разность хода лучей, отразившихся от различных участков клина будет неодинаковой, освещенность экрана будет неравномерной, на экране будут темные и светлые полосы (или цветные при освещении белым светом, как показано на рисунке). Каждая из таких полос возникает в результате отражении от участков клина с одинаковой толщиной, поэтому их называют **полосами равной толщины**.



### с) кольца Ньютона

Кольцевые **полосы равной толщины**, наблюдаемые в воздушном зазоре между соприкасающимися выпуклой сферической поверхностью линзы малой кривизны и плоской поверхностью стекла, называют **кольцами Ньютона**.



При нормальном падении света картина интерференции симметрична, если источник света дает монохроматическую волну длиной волны  $\lambda$ , то визуально наблюдаем систему светлых и темных колец. В отличие от линий равного наклона, локализованных в бесконечности, линии равной толщины локализованы на нижней поверхности линзы. В белом свете светлые кольца цветные.

Оптическая разность хода интерферирующих лучей, при прохождении зазора толщиной  $h$  в отраженном свете (смотри интерференцию в плоскопараллельной пластинке) будет равен  $\Delta = 2hn_2 \cos \beta \pm \frac{\lambda}{2}$ . При нормальном падении света на установку  $\cos \beta = 1$ ; тогда  $\Delta = 2h \cdot n_2 \pm \frac{\lambda}{2}$

Радиус кольца  $r$  связан с радиусом кривизны линзы  $R$  и толщиной прослойки  $h$  простым соотношением

$$r^2 = R^2 - (R - h)^2,$$

$$2Rh - h^2 = r^2 \quad \text{или} \quad \frac{2Rh}{r^2} - \frac{h^2}{r^2} = 1, \text{ учитывая } \frac{h}{r} \ll 1,$$

находим  $r^2 = 2Rh$  Кольцо радиуса  $r$  будет светлым, если в оптической разности хода укладывается целое число  $\lambda$  (четкое число  $\lambda/2$ ):

$$2hn_2 \pm \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2},$$

где  $m$  – порядковый номер кольца ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ).

$$(r)_{cs} = \sqrt{\frac{1}{n_2} \left( m - \frac{1}{2} \right) \lambda R}$$

Кольцо радиуса  $r$  в отраженном свете будет темным, если в оптической разности хода укладывается нечетное число полуволин

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

радиус темного кольца

$$(r)_m = \sqrt{\frac{1}{n_2} m \lambda R},$$

### 1.5. Световые стоячие волны

Стоячие световые волны получаются путем сложения падающей электромагнитной волны и отраженной от некоторой поверхности. Наличие световых стоячих волн и их фотографическое воздействие является убедительным доказательством волновых свойств света, успешно предсказанных теорией Максвелла. Согласно теории Максвелла в световой

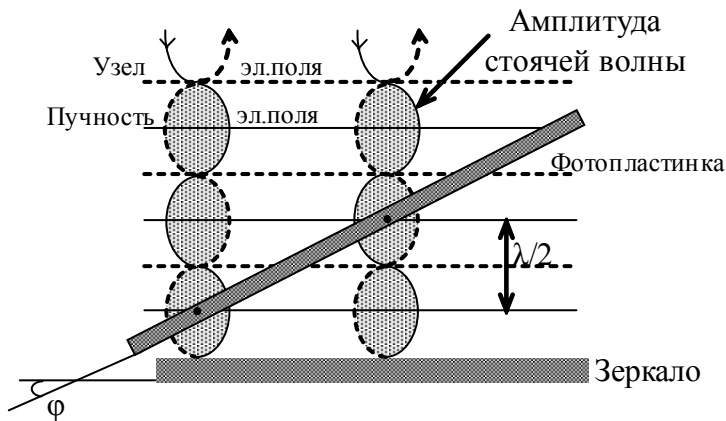


Рис.8

только взаимодействие электрического векторного поля со средой, воздействие на среду магнитного векторного поля незначительно. Это объясняется воздействием магнитного поля на электроны среды, пренебрежимо малое, так как электроны или покоятся, или движутся со скоростями далекими по величине от скорости света. Поэтому все эксперименты в оптике проводятся так, как будто в световой волне имеется только электрическое поле. Поставленный в 1890г. опыт О.Винера (рис.8) решает несколько задач: подтверждает электромагнитную природу света, линейную поляризацию волны, воздействие на среду электрического поля.

Слой фотоэмульсии на металлическом зеркале подвергается воздействию стоячей электромагнитной волны, которая образуется в слое при суперпозиции падающей и отраженной от зеркала волн с длиной волны  $\lambda$ . При отражении фаза волны меняется на  $\pi$ , первый узел стоячей волны расположен на поверхности зеркала, световое поле не взаимодействует с зернами галоидного серебра в фотослое и черного засвеченного слоя на поверхности зеркала не будет. Первый зачерненный слой отстоит от поверхности зеркала на расстоянии  $\lambda/4$  и далее на расстоянии  $\lambda/2$ , там, где осуществляется пучность стоячей волны. Расстояние между пучностями мало, порядка 0,3 мк. Это расстояние можно увеличить и измерить, если опыт видоизменить. Система стоячих электромагнитных волн образуется и в том случае, если фотоэмульсии на зеркале нет, т.е. в воздухе. Тонкий (около  $(1/20)\lambda$ ) светочувствительный слой нанесен на стеклянную пластинку и образует малый угол  $\varphi$  с поверхностью зеркала. На месте пересечения с пучностями остается четкий след почернений, расстояния между которыми на поверхности пластинки равны

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi} > \frac{\lambda}{2}$$

волне существуют два векторных силовых поля - электрическое и магнитное. Эти поля способны распространяться через пространство не содержащее вещество, через пространство, содержащее вещество и взаимодействовать с ним. Как удалось доказать экспериментально, существенным является



В процессе распространения электромагнитной волны электрический вектор  $E$  сохраняет свою ориентацию в одной и той же плоскости, параллельной направлению распространения волны, поэтому волны называются линейно поляризованными.

## 1.6. Применение интерференции

Интерференционные методы представляют практическую ценность вследствие большой точности. Создание лазеров открывает новый этап в развитии оптики, примером может служить оптическая голография, получение трехмерного изображения, технологическое применение голографической интерферометрии.

**Фотография в натуральных цветах.** Схема опыта Винера приобрела практический интерес после работ Липпмана Г. 1891 года. Предложенный им метод в значительной мере имеет научную ценность, так как техническое развитие цветной фотографии использует другие методы. Липпман получил цветную фотографию предмета без оптических систем, ис-

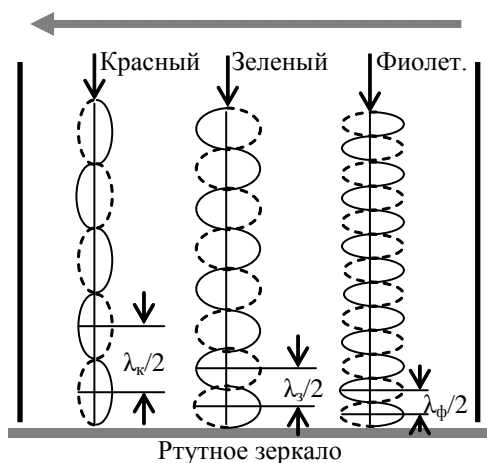


Рис.9

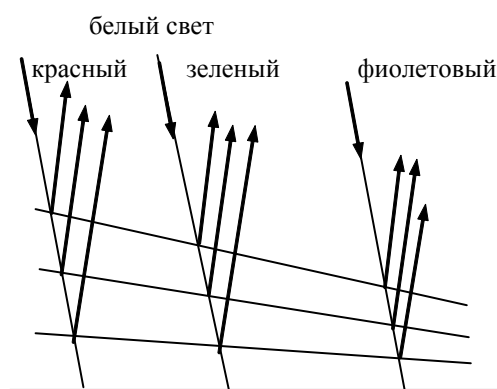


Рис.10

пользуя лишь интерференционный метод (рис.9,10).

От предмета в виде цветной стрелки лучи падают нормально на фотоэмульсию. В пучностях стоячих волн максимальное почернение образует прослойки, расстояние между которыми равно половине длины волны того цвета, который действовал на данное место пластины. Обработанную пластинку (рис.10) осветим под тем же углом белым светом. Свет отражается от каждой прослойки. Там, где расстояние между ними равно половине длины волны красного света  $\lambda_k/2$ , разность хода между волнами составит  $\lambda_k$ , для красных лучей выполняется условие интерференционного

максимума. Для других длин волн в составе белого света условие максимума не выполняется. Когерентные волны, отраженные от прослоек усиливают друг друга и в отраженном свете видим красный край предмета. Так же формируется изображение всех частей предмета включая фиолетовый край, имеем возможность видеть изображение предмета в натуральных цветах.

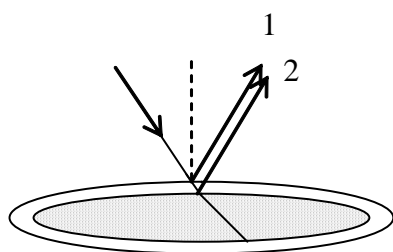


Рис.12

Если освещать обработанную пластинку красным светом, то увидим изображение только красного края предмета.

### Просветление оптических поверхностей.

Современные оптические устройства (объективы, фотоаппараты и др.) составлены из сравнительно большого количества линз, пластинок, зеркал. Поверхности частично отражают свет, так у линз - две отражающие поверхности. Во - первых снижается интенсивность прошедшего света.

Во - вторых, пленка в фотоаппарате частично засвечивается, вуалируется. Для устранения отраженного света линзу (рис.12) покрывают тонкой прозрачной пленкой, такой, чтобы относительные показатели преломления на границе воздух - пленка и границе пленка - стекло были одинаковыми в определенной области спектра. Толщина слоя подбирается такой, чтобы оптическая разность хода лучей 1 и 2  $\sigma_{min} = \lambda/2$  как для верхней, так и для нижних поверхностей линзы,  $\lambda$  - средняя для данной области спектра длина волны, для фотографирования - фиолетовая область. В результате интерференции волны 1 и 2 взаимно уничтожаются, поверхность не отражает свет, поверхность окажется «просветленной», так как все излучение, падающее на линзу, проходит через нее.

По такому же принципу работают отражательные светофильтры, для этого подбираются 20-30 слоев, отражающих и устраняющих определенные области спектра, проходит только узкий интервал спектра, необходимый для определенных целей.

Интерференционный дилатометр.

Дилатометр наиболее точно определяет коэффициент линейного расширения тел. На подставке 1 расположен короткий цилиндр из кварца и тело  $T$  из исследуемого материала. Эталонная плоскопараллельная

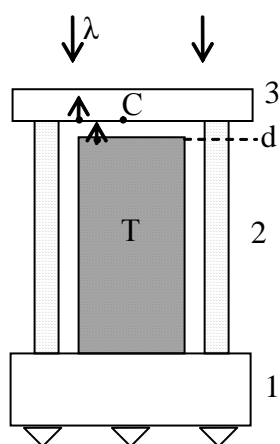


Рис.13

пластинка 3 с меткой  $C$  накладывается на цилиндр. Коэффициент расширения кварца известен и очень мал. Поверхность тела  $T$  хорошо отполирована и образует с уровнем метки  $C$  воздушную прослойку, действующую как плоскопараллельная пластинка. Волны, отраженные от поверхностей прослойки, интерферируют между собой. При нагревании тела зазор уменьшается, интерференционные полосы смещаются, что заметно при наблюдении метки  $C$ . Кварц также расширяется и изменение зазора объясняется различием в коэффициентах расширения исследуемого вещества и кварца. Если зазор уменьшится на  $\lambda/2$  света, падающего на эталонную пластинку, то через метку  $C$  сместится одна интерференционная полоса, высота образца увеличится на  $\lambda/2$ . Зная удлинение образца, коэффициент расширения кварца и температуру, можно вычислить коэффициент линейного расширения исследуемого материала.