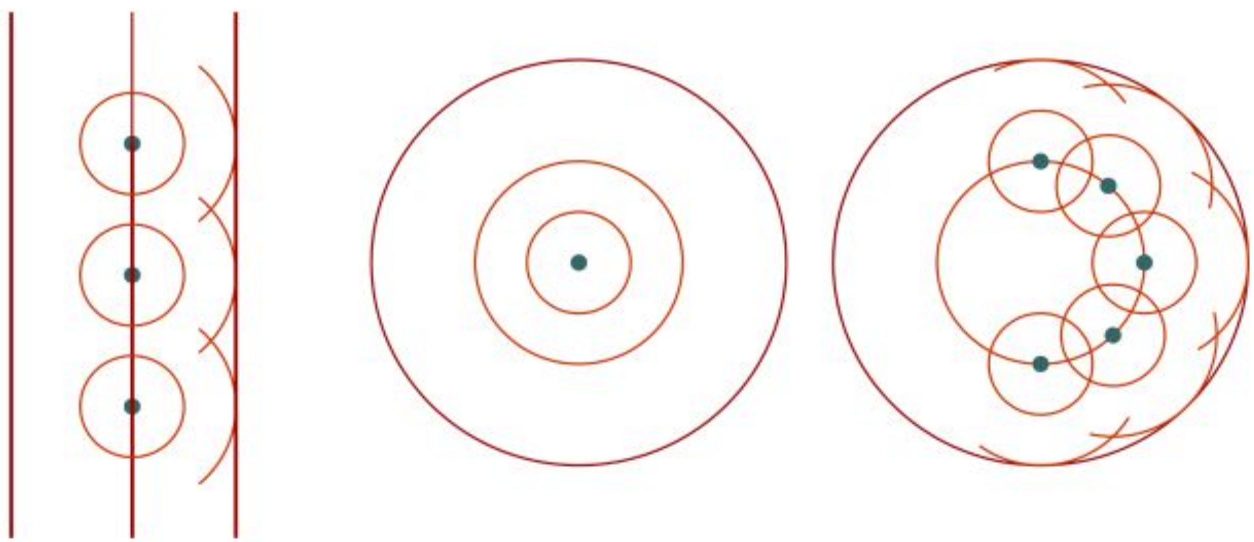
Интерференция света

Принцип Гюйгенса

Волновая теория света основана на **принципе Гюйгенса**:

Каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени.



На основе волновой теории удалось правильно объяснить законы отражения и преломления света

Волновая теория Гюйгенса –Френеля дает объяснение эффектам интерференции, дифракции и дисперсии

Интерференция света (от лат. inter – взаимно, между собой и ferio – ударяю, поражаю) – пространственное перераспределение энергии света при наложении **двух или нескольких** световых волн.

Интерференция света — пространственное ***перераспределение интенсивности*** света в результате наложения (суперпозиции) нескольких ***когерентных*** световых волн. Это явление сопровождается чередующимися в пространстве максимумами и минимумами интенсивности. Её пространственное распределение называется интерференционной картиной.

Дифракция волн — явление, которое проявляет себя как отклонение от законов геометрической оптики при распространении волн.

Дисперсия света — это явление, обусловленное зависимостью оптических характеристик среды (например, абсолютного показателя преломления вещества) от частоты (или длины волны) света.

Когерентность и монохроматичность

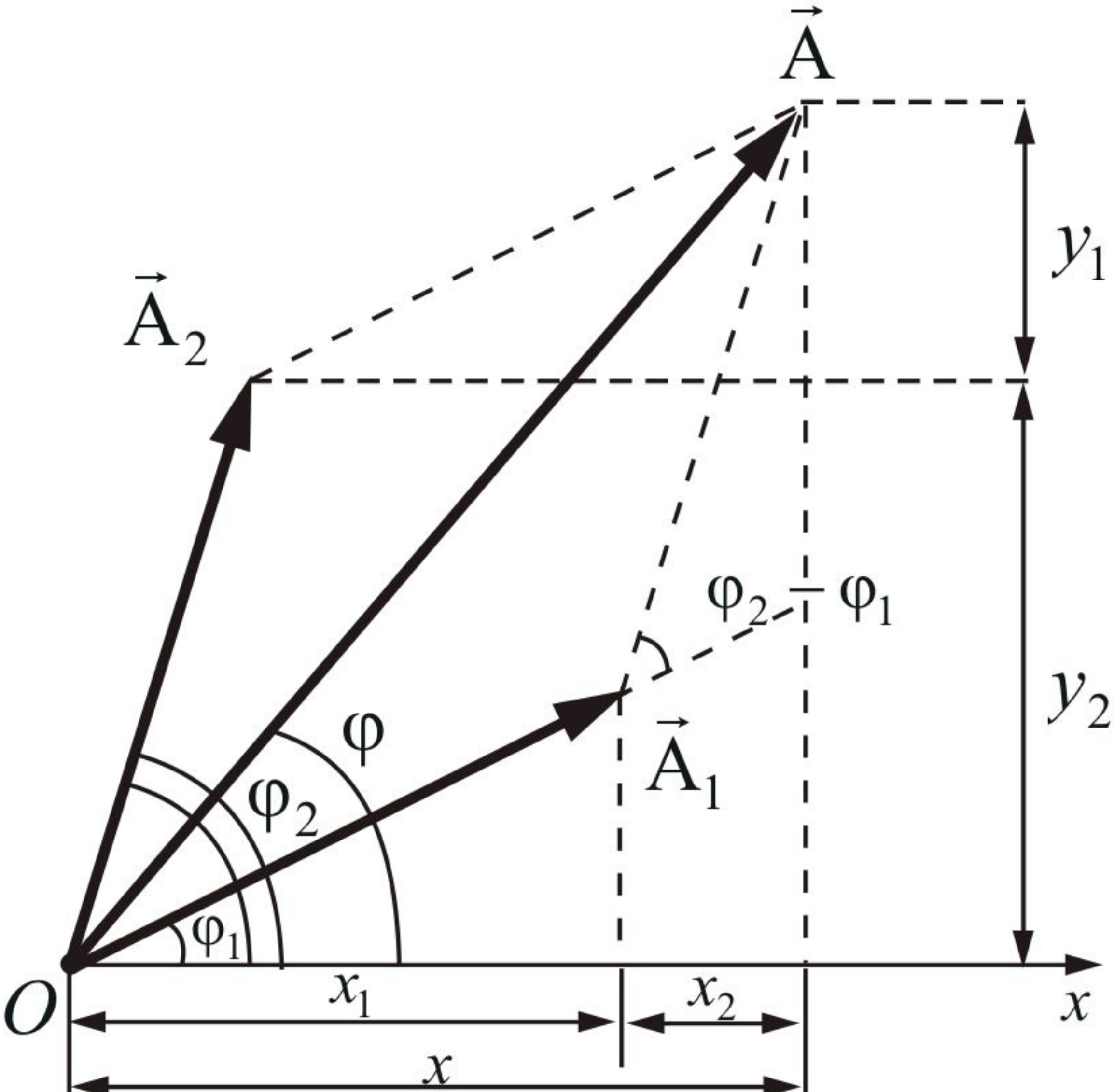
Необходимыми условиями возникновения интерференции являются монохроматичность и когерентность световых потоков.

Монохроматичность световых волн означает неизменность во времени их длин и частот колебаний.
Любой световой поток можно представить как суперпозицию монохроматичных волн.

Когерентность источников излучения означает, что колебательные процессы протекают в них согласованно во времени

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \qquad x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$ - амплитуда результирующего колебания



$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Если разность фаз $\varphi_2 - \varphi_1$ 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

Когерентные волны – волны одинаковой частоты, разность фаз которых постоянна $\Delta\varphi=\text{const}$

Когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства, определяемая степенью монохроматичности волн, называется временной когерентностью.

Для описания когерентных свойств волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения, вводится понятие пространственной когерентности.

Длиной пространственной когерентности или радиусом когерентности называется максимальное, поперечное направлению распространения волны расстояние, на котором возможно проявление интерференции

$$r_{\text{ког}} \approx \frac{\lambda}{\varphi}$$

Временная когерентность. Время когерентности и длина когерентности.

усредненная интенсивность $<I>= a_1^2 + a_2^2 + \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} \cos\delta\, dt,$

Если $\cos\delta$ остается неизменным, то мы будем наблюдать интерференцию, если $\cos\delta$ за время τ нерегулярно изменялся, пробегая все значения от +1 до -1, то среднее значение $<\cos\delta>= 0,$ явление интерференции наблюдается не будет.
Если же разность фаз двух колебаний изменяется очень медленно, то в этом случае колебания остаются когерентными лишь в течении некоторого времени, пока их разность фаз не успела изменится на величину, сравнимую с π .

Время когерентности – время, по истечению которого разность фаз волны в некоторой, но одной и той же точке пространства, изменяется на **π.**

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

Длина когерентности излучения – это максимальная разность хода при которой ещё возможно наблюдение интерференции

Связь ширины спектра излучения и длительности цуга

$$\Delta\nu \cdot \tau_0 \approx 1$$

Длина когерентности и время когерентности

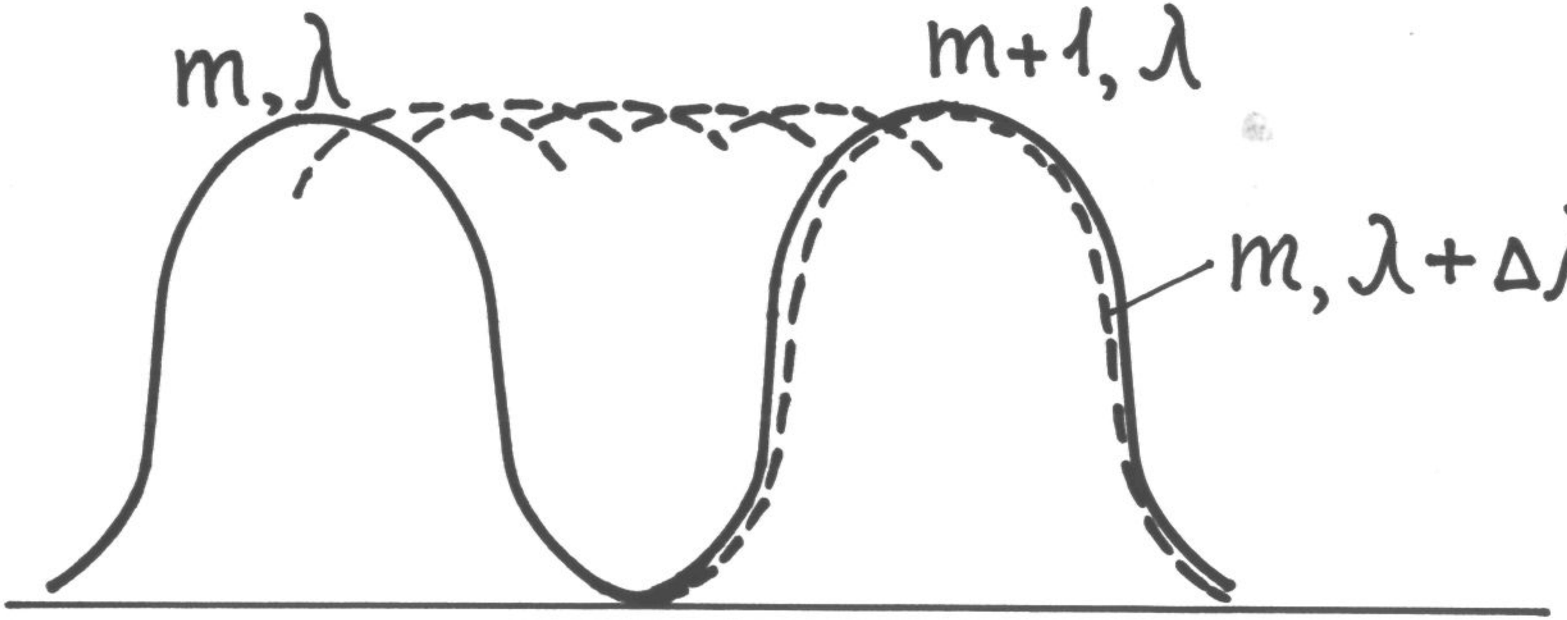
$$l_{ког} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \lambda \cdot \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \lambda \cdot \frac{\nu}{\Delta\nu} = c \cdot \tau_0$$

Разность хода, при которой исчезает интерференционная картина, определяется соотношением

$$\Delta_{пр} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}.$$

Узнав длину когерентности, легко определить время когерентности

$$t_{ког} = \frac{\Delta}{c} = \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda}.$$

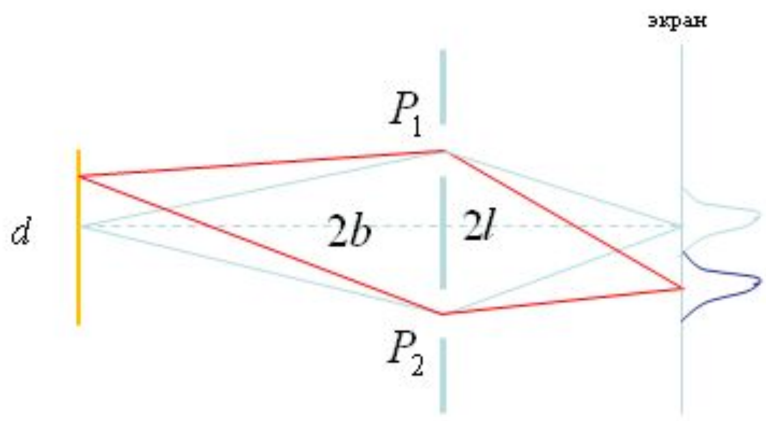

m, λ
m+1, λ
m, λ+Δλ

Радиус когерентности.

Рассмотрим протяженный источник света. Различные точки этого источника света испускают волны с вполне случайными фазами. Будем интересоваться пространственной когерентностью светового поля, создаваемого этим протяженным источником в точках P_1 и P_2.

d - протяженность источника.

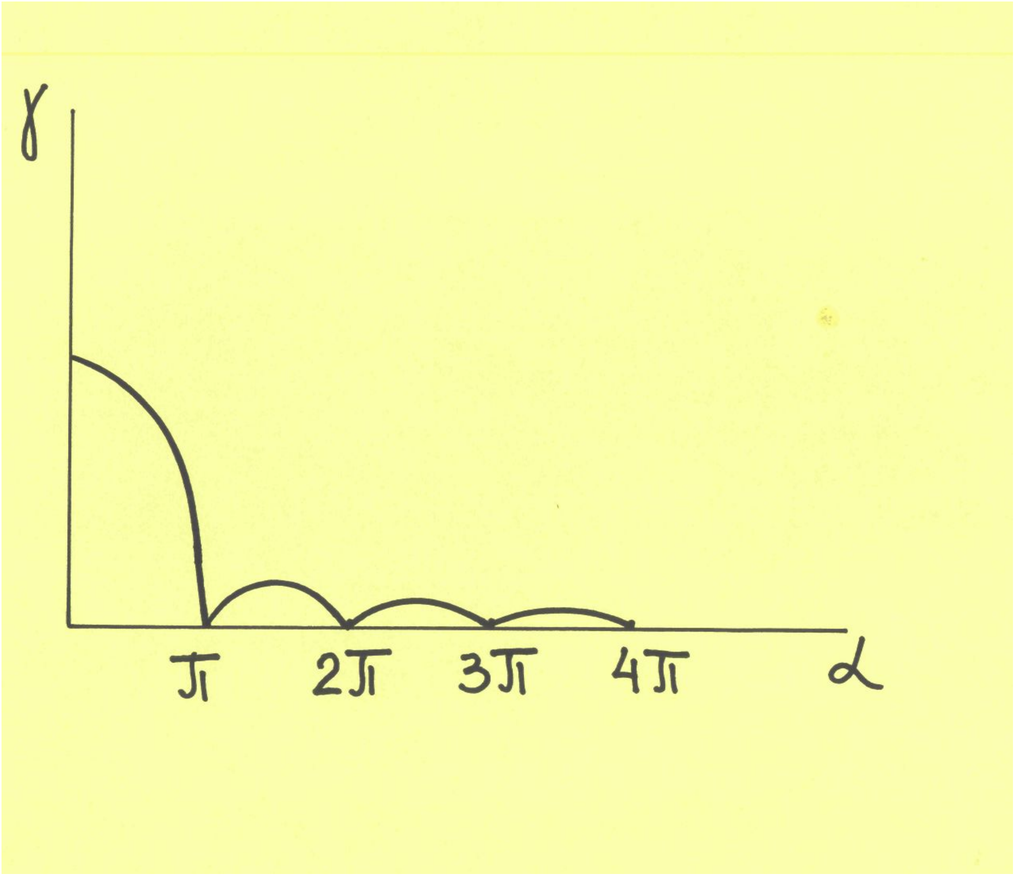
$2b$ - расстояние между источником и точками наблюдения.



Степень когерентности

$$\gamma = \left| \frac{\sin\alpha}{\alpha} \right|, \qquad \alpha = \frac{4\pi b \cdot l}{\lambda d}$$

При $\alpha = \pi$, $\gamma = 0$, при возрастании α степень когерентности сначала уменьшается, при $\alpha = \pi$ обращается в 0, а при дальнейшем росте испытывает осцилляции не превышающие 0,2.



Неравенство $\alpha < \pi$ можно принять в качестве критерия существования пространственной когерентности.

Если зафиксировать 2l , то из условия $\frac{4\pi b \cdot l}{\lambda d} < \pi$, получаем

ограничение, накладываемое на размеры источника $\theta = \frac{2b}{d} < \frac{\lambda}{2l}$,
т.е. угловые размеры источника не должны превышать отношения λ к расстоянию между точками. Таким образом, для создания когерентного освещения нет необходимости применять строго точечный источник света.

Если теперь зафиксировать угловые размеры источника θ , то можно оценить область когерентности .

$$2l < 2l_{\text{ког}} = \frac{\lambda}{\theta}$$

Условия пространственной когерентности двух волн

1) постоянная во времени разность фаз:

$$\omega_1 t + \varphi_{01} - \omega_2 t - \varphi_{02} = \text{const},$$

откуда следует

$$(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_{01} - \varphi_{02} = \text{const}.$$

Это справедливо лишь при

$$\boldsymbol{\omega_1 = \omega_2}$$

условие постоянства во времени разности фаз эквивалентно **условиям одинаковости для когерентных лучей циклических частот в вакууме**.

2) соизмеримость амплитуд интерферирующих волн,

3) одинаковое состояние поляризации,

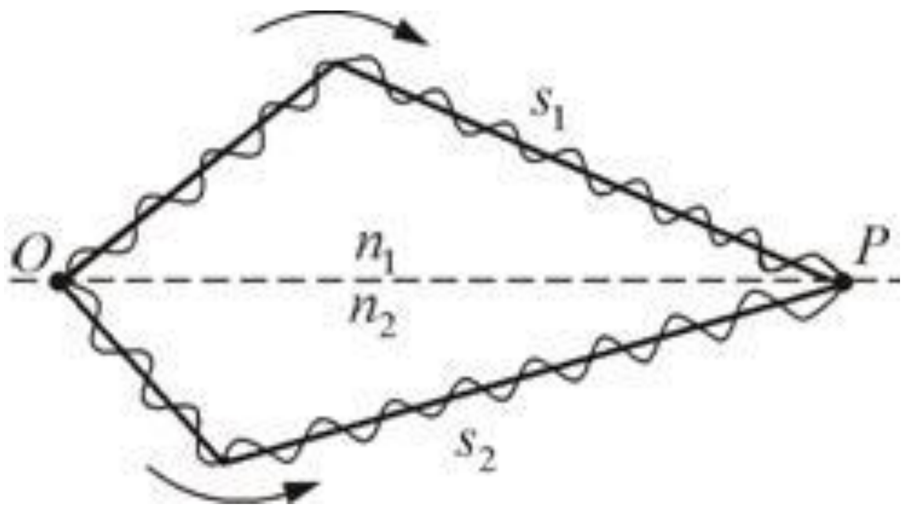
4) лучи, пройдя разные пути, встречаются в некоторой точке пространства.

Оптическая разность хода.

Когерентные волны одной частоты способны интерферировать в любой среде.

Если в вакууме скорость волны c и длина её λ_0, то для среды с показателем преломления n имеем соответственно

$$\upsilon = c/n \qquad \text{и} \qquad \lambda = \lambda_0/n.$$



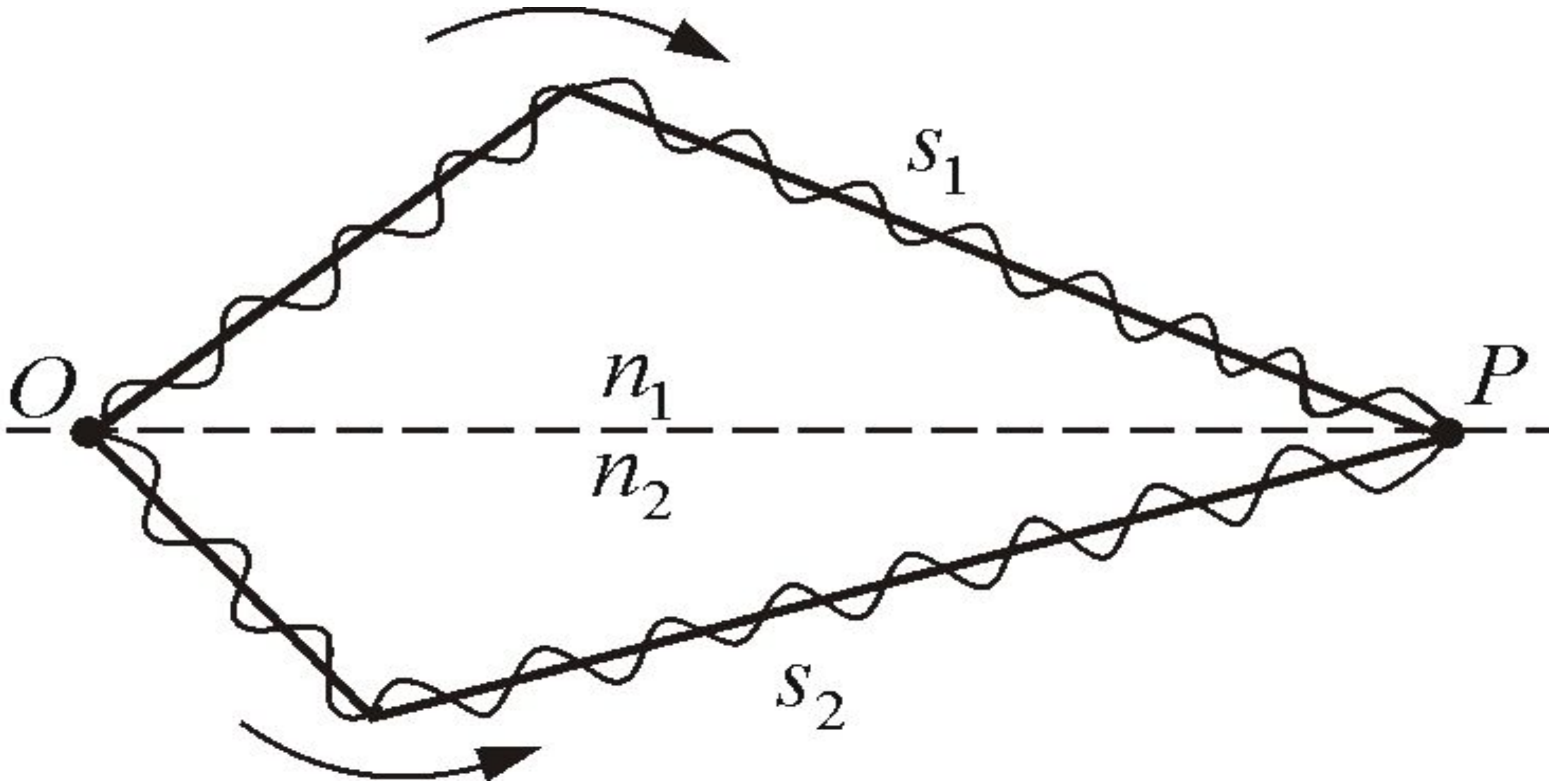
В соответствии с этим, если волна проходит путь S_1 в одной среде (n_1) и путь S_2 в другой среде (n_2), то возникающая разность фаз выразится

$$\delta = k_2 S_2 - k_1 S_1 = \frac{2\pi}{\lambda_2} S_2 - \frac{2\pi}{\lambda_1} S_1 =$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 S_2 - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 S_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(n_2 S_2 - n_1 S_1\right).$$

Величины $n_1 S_1$, $n_2 S_2$ - называются оптической длиной пути, а $\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1$ оптической разностью хода. Таким образом, если волны распространяются в среде с показателем преломления $n \neq 1$, то результат интерференции зависит от оптической разности хода.

Как получить интерференцию света



- Для наблюдения интерференции света пучок от **одного** источника делят на **два** пучка, а затем накладывают их друг на друга

Плоские и сферические волны

$\vec{E}(\vec{r},t)=\vec{a}\cdot\cos\left(\vec{k}\vec{r}-\omega t\right),\ \vec{a}=const,$ - уравнение плоской волны, амплитуда

$\Phi=\vec{k}\vec{r}-\omega t,\ \ k=\dfrac{\omega}{v}=\dfrac{2\pi}{\lambda},$ - фаза волны, волновой вектор, длина волны

$\Phi=const$ - уравнение поверхности постоянной фазы (волновая поверхность - плоскость)

$E(r,t)=\dfrac{a_0}{r}\cdot\cos\left(kr-\omega t\right),\ a_0=const,$ - уравнение сферической волны, амплитуда зависит от r

$\Phi=kr-\omega t,\ \ k=\dfrac{\omega}{v}=\dfrac{2\pi}{\lambda},$ - фаза волны

$\Phi=kr-\omega t=const,\ \ r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$ - уравнение поверхности постоянной фазы (волновой поверхность - сфера)

Комплексная амплитуда плоской волны

$$\vec{E}\left(\vec{r},t\right)=\vec{A}\left(\vec{r}\right)\cdot cos\left(\vec{k}\vec{r}-\omega t\right)=\vec{A}\cdot cos\left(\varphi\left(\vec{r}\right)-\omega t\right)$$

$$\dot{E}\left(r,t\right)=Re\left(\dot{A}\left(r\right)\cdot e^{i\left(\varphi\left(\vec{r}\right)-\omega t\right)}\right)$$

$$f\left(r\right)=A\left(r\right)\cdot e^{i\varphi\left(r\right)}$$

$f\left(r\right)=A\left(r\right)\cdot e^{i\varphi\left(r\right)}$ - комплексная амплитуда волны в данной точке.

Средняя интенсивность света

$$I\left(r,t\right)=C\cdot\int_{t}^{t+\tau}\frac{\vec{E}^{2}dt}{\tau}=C\cdot\frac{1}{2}\overline{\vec{E}^{2}}=C\cdot A^{2}\left(r\right)=C\cdot\vec{f}\cdot\vec{f}^{*}=C\cdot\left|\vec{f}\right|^{2}$$

Принцип суперпозиции и интерференция монохроматических волн одинаковой частоты

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

$$I = \overline{\left(\vec{E}_1 + \vec{E}_2\right)^2} = \overline{\vec{E}_1^2} + \overline{\vec{E}_2^2} + 2\overline{\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2}, \qquad I \neq I_1 + I_2$$

$$\underline{I_1 = \overline{\vec{E}_1^2}}, \quad \underline{I_2 = \overline{\vec{E}_2^2}}, \quad \underline{I_{12} = 2\overline{\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2}} \qquad \underline{I = I_1 + I_2 + I_{12}}$$

$$I_1 = \left|A_1\right|^2, \; I_2 = \left|A_2\right|^2, \quad I_{12} = 2 \cdot \left|A_1 \cdot A_2\right| \cdot cos\left(\varphi_2 - \varphi_1\right),$$

Интерференционное слагаемое

$$\underline{I = \left|\vec{A}_1\right|^2 + \left|\vec{A}_2\right|^2 + 2 \cdot \left|\vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2\right| \cdot cos\left(\varphi_2 - \varphi_1\right)}$$

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

$$I \sim A^2$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

$$\delta = \omega\left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1}\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}(S_2n_2 - S_1n_1)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda_0}(L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta$$

Условие максимума и минимума интерференции:

Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн

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

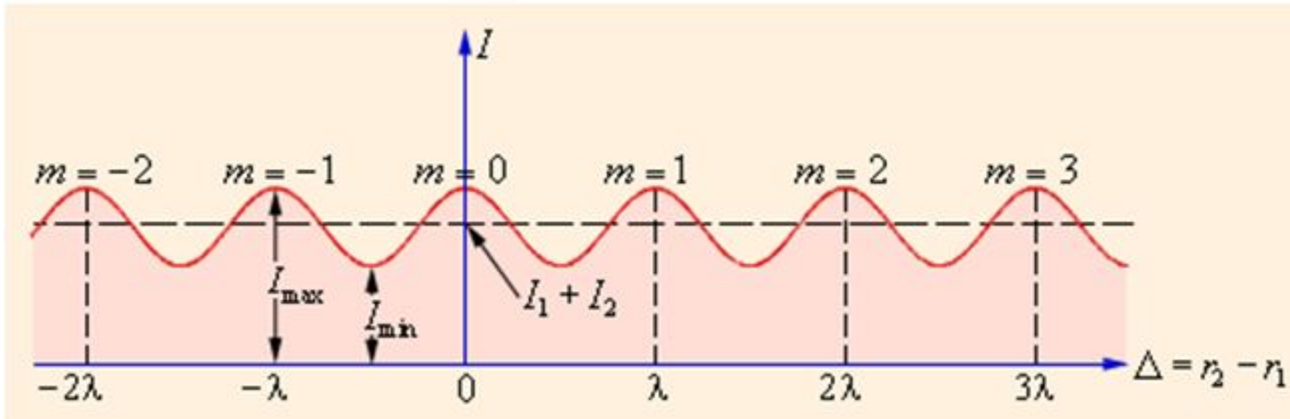
- *условие* ***интерференционного максимума***.

Если оптическая разность хода равна полу-целому числу длин волн

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

- *условие* ***интерференционного минимума***.

Видность интерференционной картины



$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$$

$$V = V_{max} = 1 \text{ при } I_1 = I_2 = I_0 \qquad I = 2I_0 \cdot (1 + \cos\delta)$$

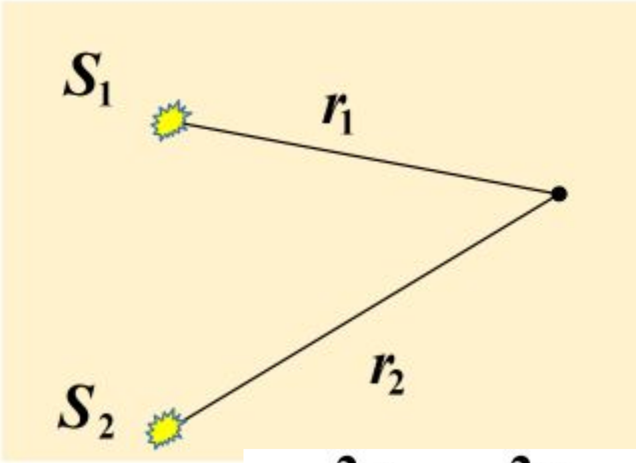
$$V \to 0 \quad I_1 \qquad I_2, \; I_1 \qquad I_2$$

Интерференция сферических волн

$$E(r,t) = \frac{a}{r}\cdot cos(\omega t - kr) = A(r)\cdot cos(\omega t - kr)$$

$$E_1(r_1,t) = A_1(r_1)\cdot cos(\omega t - kr_1),$$

$$E_2(r_2,t) = A_2(r_2)\cdot cos(\omega t - kr_2)$$



$$I(r_1,r_2) = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cdot cos\left[k(r_2 - r_1)\right]$$

$$\underline{I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}\,cos\,\delta}$$

$$\delta = k(r_2 - r_1) = k\cdot\Delta$$

$\Delta = r_2 - r_1$ – *разность хода*

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot(r_2 - r_1)$$

$$I = I_{max} = (A_1 + A_2)^2, \quad cos\,\delta = 1, \quad \delta = 2\pi m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, ...$$

$$I = I_{min} = (A_1 - A_2)^2, \quad cos\,\delta = -1, \quad \delta = \pi(2m+1), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, ...$$

m - порядок интерференции

Для некогерентных источников интенсивность результирующей волны всюду одинакова и, равна сумме интенсивностей, создаваемых каждой из волн в отдельности: $I = I_1 + I_2$

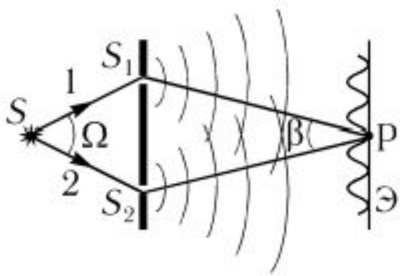
Некогерентность естественных источников света обусловлена тем, что излучение тела слагается из волн, хаотически испускаемых многими атомами.

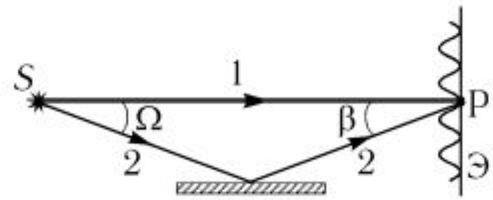
Фазы каждого ***цуга волны, испускаемого отдельным атомом*** никак не связаны друг с другом.

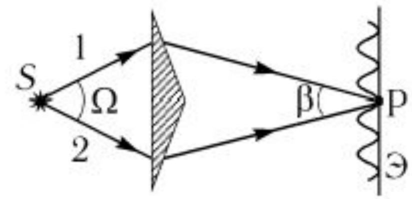
Атомы излучают хаотически.

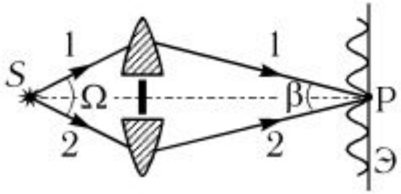
Периодическая последовательность горбов и впадин волны и образующиеся в процессе акта излучения одного атома, называется цугом волн или волновым цугом.

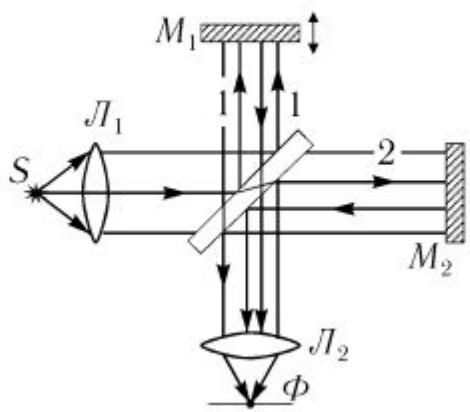
Интерференционные схемы

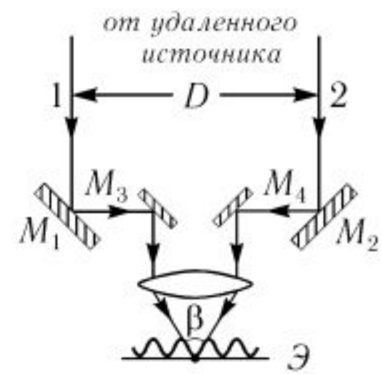




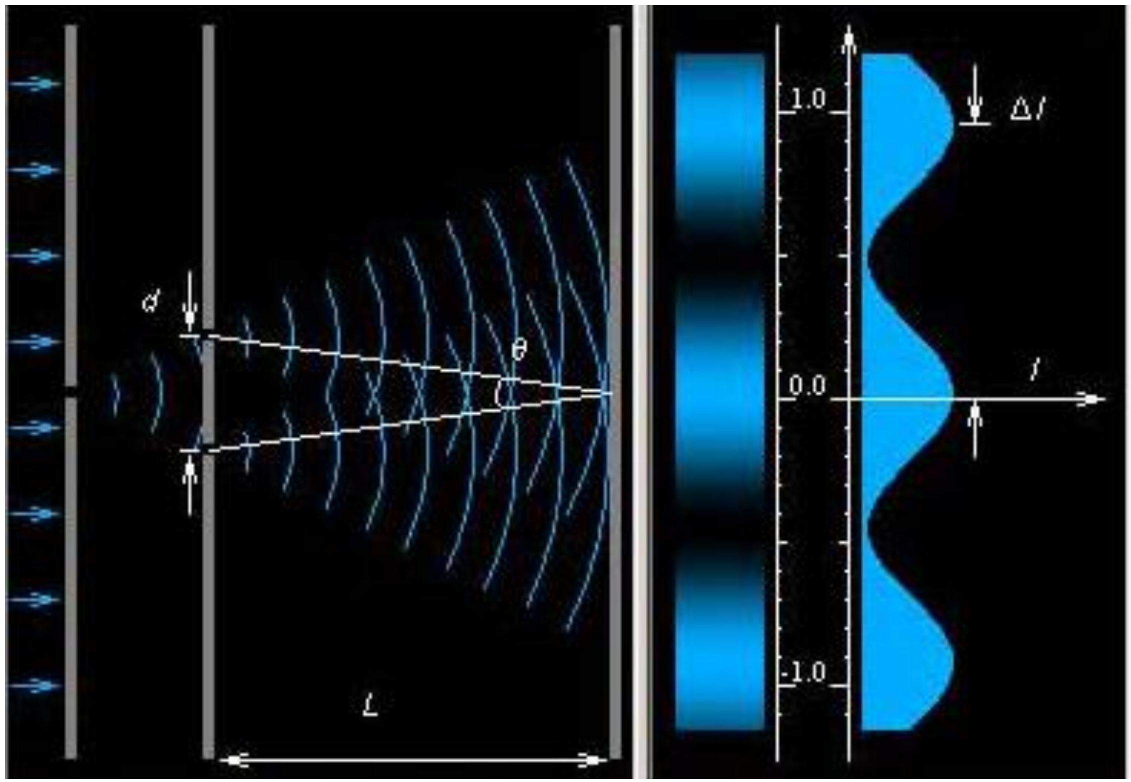








Классический интерференционный опыт Юнга



Параллельный пучок света падает на экран с небольшим отверстием. Пройдя через отверстие, свет доходит до второго экрана, в котором проделаны две щели. Когерентные пучки, излучаемые каждой из щелей, интерферируют на третьем экране.

$$r_1^2 = l^2 + \left(x + d/2\right)^2,$$

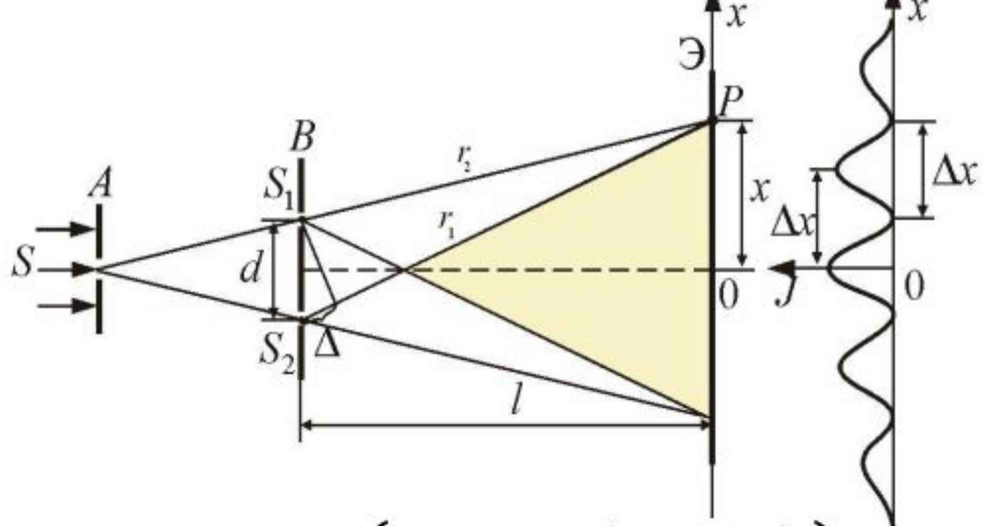
$$r_2^2 = l^2 + \left(x - d/2\right)^2,$$

$$r_1^2 - r_2^2 = 2xd, \quad r_1 - r_2 = \frac{2xd}{r_1 + r_2},$$

$$|x|, d \ll l \qquad r_1 + r_2 \approx 2l$$

$$r_1 - r_2 = \frac{xd}{l} = \alpha x, \quad \alpha = \frac{d}{l}$$

$$\Delta = r_1 - r_2 \qquad \underline{\Delta = \frac{xd}{l}}$$



$$I(x) = 2I_1 \cdot \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\alpha x}{\lambda}\right)\right)$$

$$\Delta x = \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{\lambda l}{d} = \Lambda$$

Расстояние $\boldsymbol{l}$ от щелей, причем $l >> d$

Показатель преломления среды – n.

Максимумы интенсивности будут наблюдаться ***в координатах***:

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

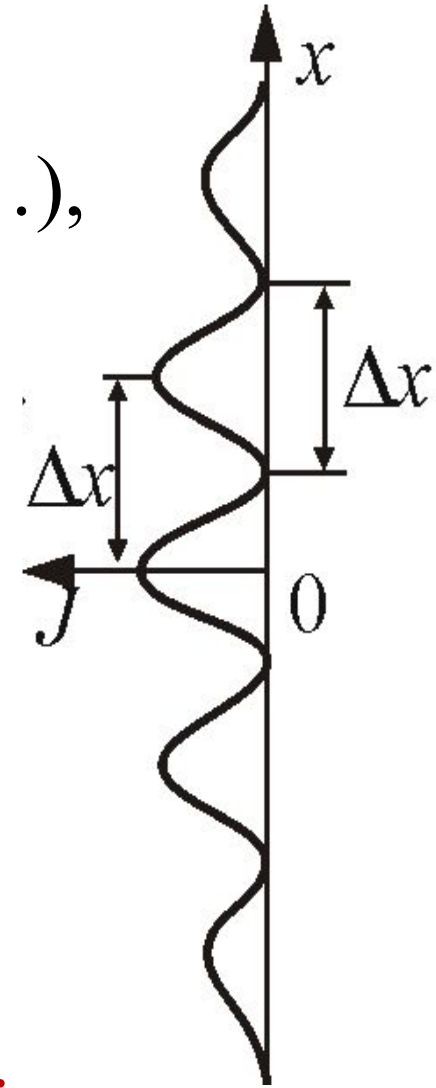
а ***минимумы – в координатах:***

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

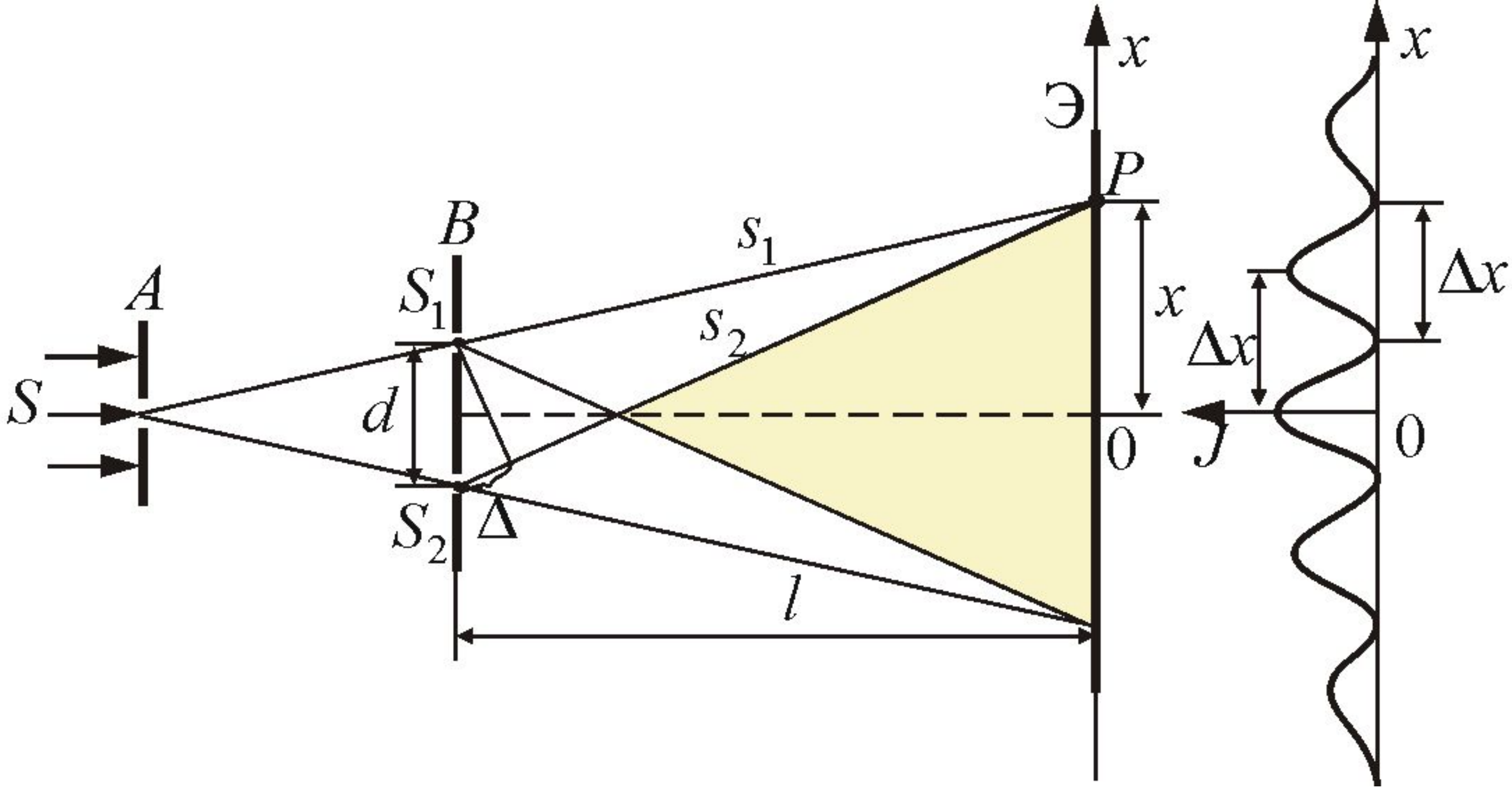
Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами) равно

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

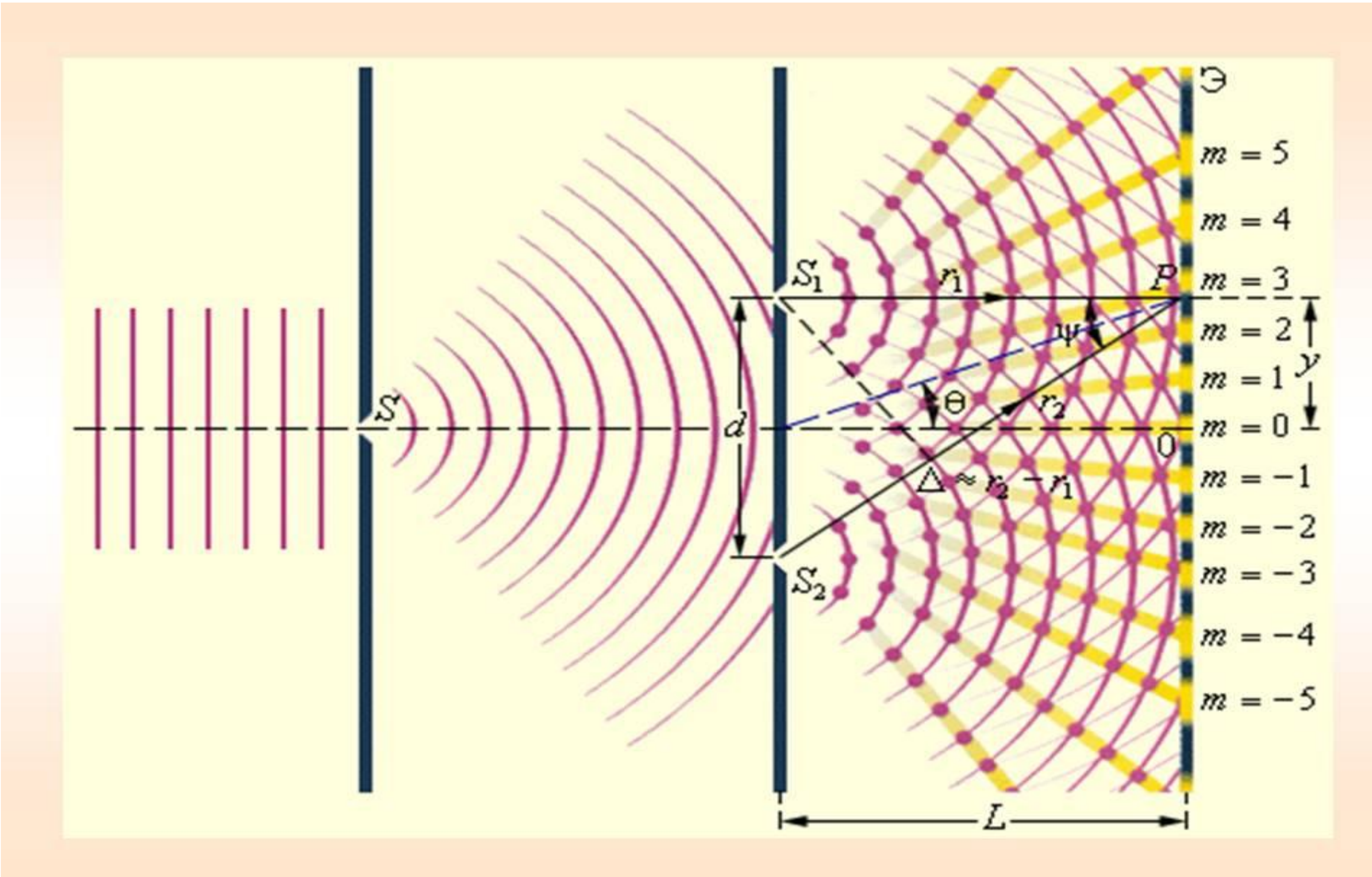
- *ширина интерференционной полосы*.



Измерив Δx , зная l и d, можно вычислить длину волны λ. Именно так вычисляют длины волн разных цветов в спектроскопии.



Главный максимум, соответствующий $m = 0$ проходит через точку ***О***. Вверх и вниз от него рас*полагаются* ***максимумы*** (*минимумы*) ***первого*** $(m = 1)$, ***второго*** $(m = 2)$ ***порядков***, и т. д.



Э
m = 5
m = 4
m = 3
m = 2
m = 1
m = 0
m = −1
m = −2
m = −3
m = −4
m = −5
S
S1
S2
d
r1
r2
P
ψ
Θ
y
0
Δ ≈ r2 − r1
L

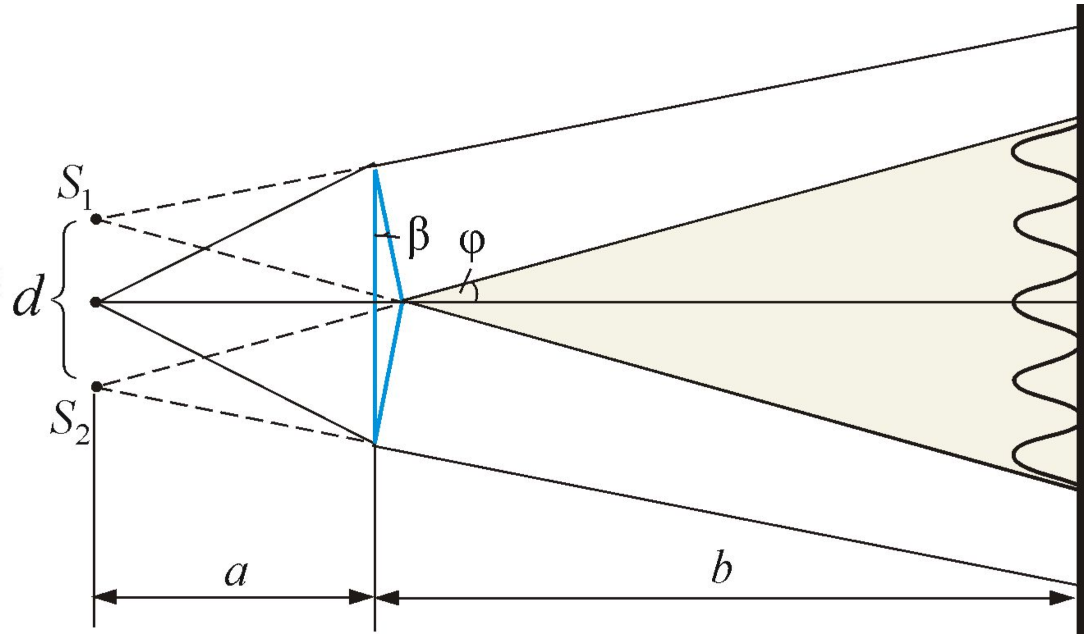
Бипризма Френеля

$$\varphi = (n-1)\cdot\beta,$$

$$d = 2a\cdot\varphi = 2a(n-1)\cdot\beta,$$

$$\alpha = \frac{d}{a+b}$$

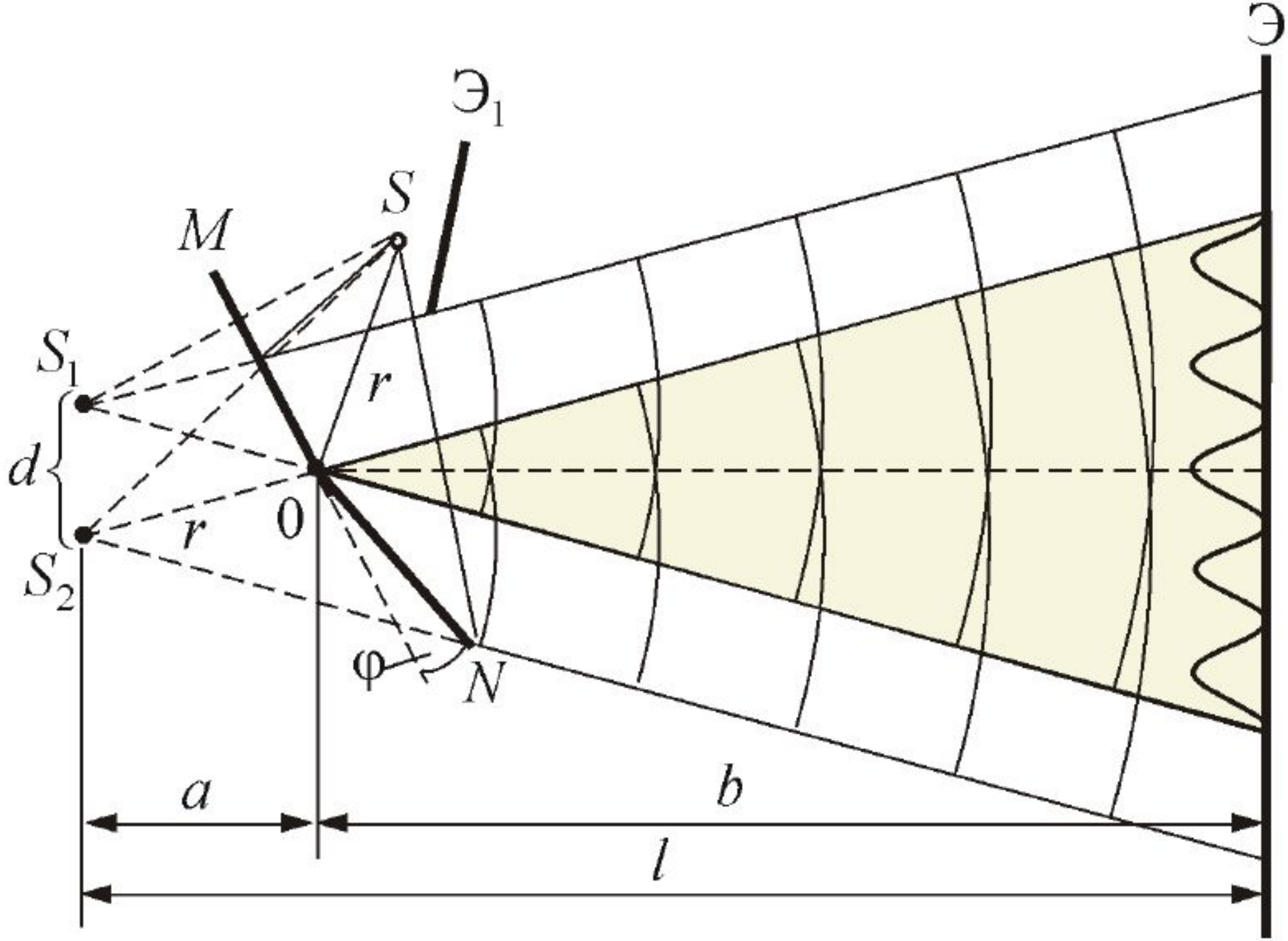
$$\Delta x = \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{\lambda\cdot(a+b)}{2a(n-1)\cdot\beta}$$



Число наблюдаемых полос

$$N_{полос} = \frac{P_1P_2}{\Delta x} = \frac{2\varphi b}{\Delta x} = \frac{4(n-1)^2\cdot\beta^2 ab}{\lambda(a+b)}$$

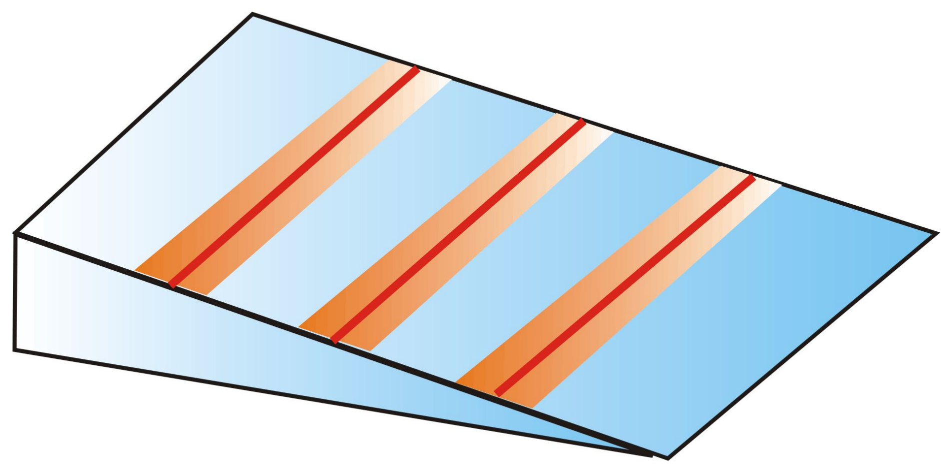
Зеркало Френеля



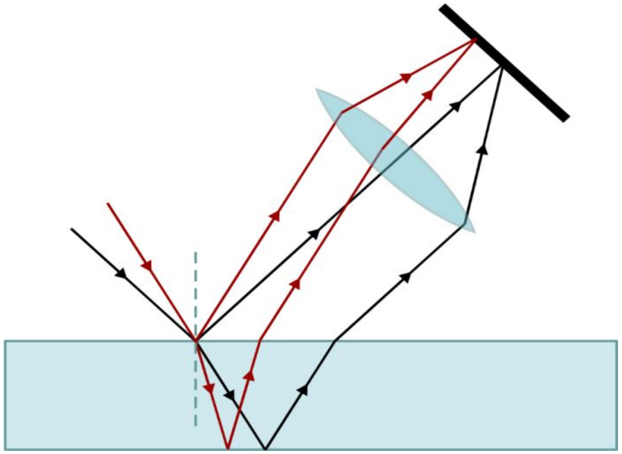
Интерференцию света по методу деления амплитуды во многих отношениях наблюдать проще, чем в опытах с делением волнового фронта.

Полосы равного наклона
Каждому углу наклона соответствует своя интерференционная полоса: интерференционная картина зависит от длины волны, толщины пленки и угла наклона

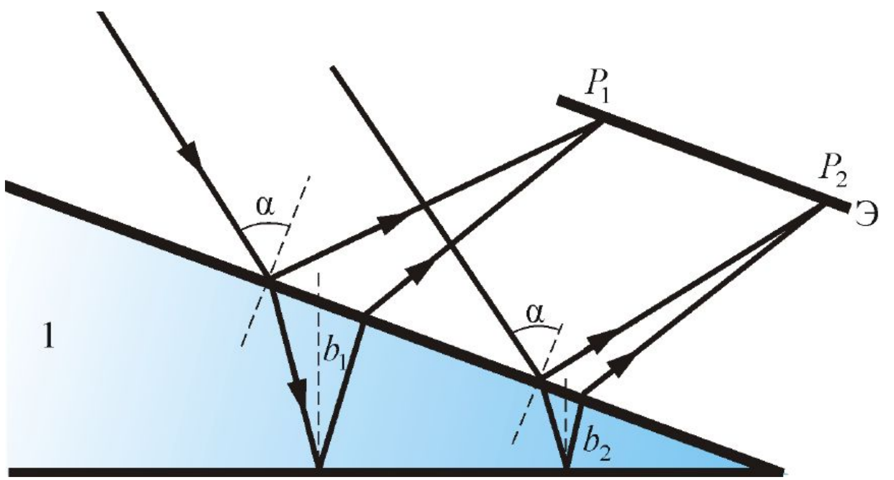
Полосы равной толщины (интерференция от пластинки переменной толщины). Каждая из полос возникает при отражении от мест одинаковой толщины



Полосы равного наклона получаются при освещении пластинки постоянной толщины рассеянным светом в котором содержатся лучи разных направлений.



Полосы равной толщины наблюдаются при освещении пластинки переменной толщины (клина) параллельным пучком света.



Интерференция в тонких пленках

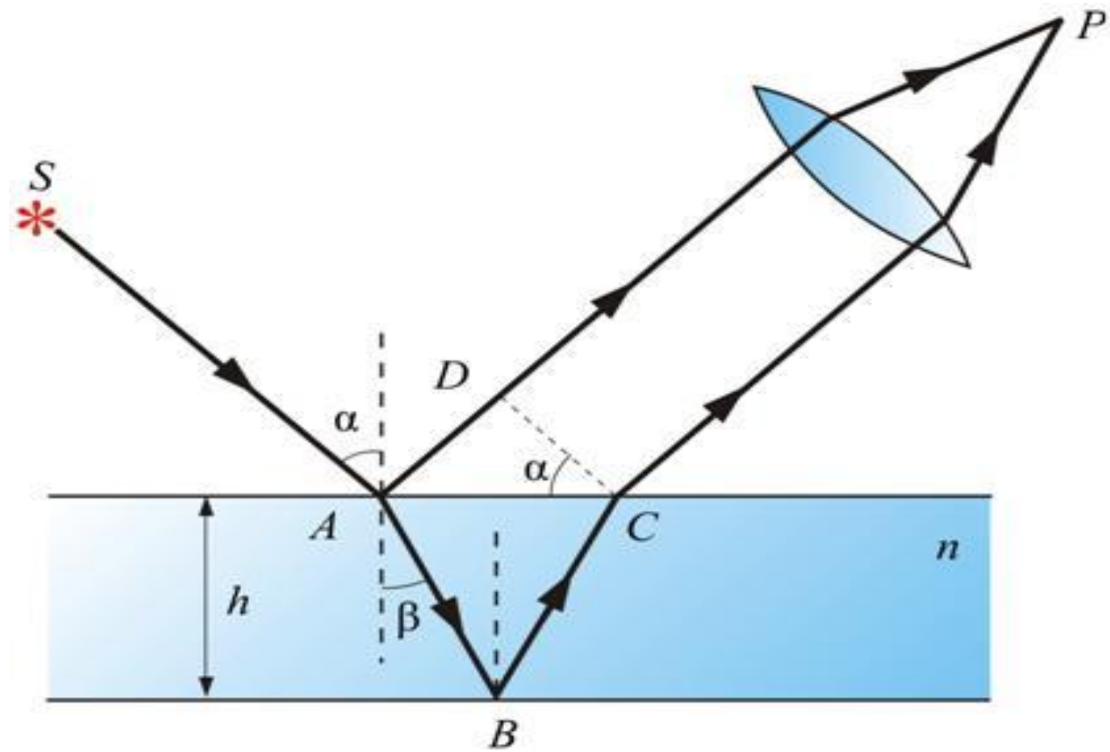
Интерференционные полосы равного наклона

Падает параллельный пучок света. Пластина отбросит два пучка света – отраженный от верхней поверхности (1), и от нижней (2). Прошедший через пластину свет не учитываем.

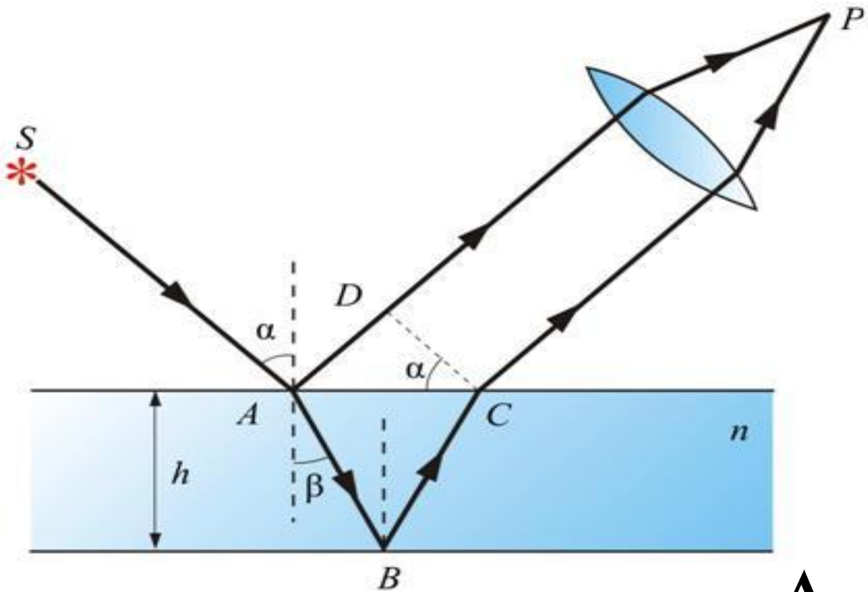
Разность хода волн зависит от толщины пленки

Если волны 1 и 2 имеют одинаковую фазу – УСИЛЕНИЕ (место яркой полосы)

Если волны 1 и 2 будут выходить в противоположных фазах –ГАШЕНИЕ (место темной полосы)



- Разность хода лучей 1 и 2 до встречи их будет равна



$$\Delta = n\left(AB+BC\right) - \left(AD \pm \frac{1}{2}\lambda\right)$$

$$AD = 2h \cdot tg\beta \cdot \sin\alpha$$

$$AB+BC = 2h / \cos\beta$$

Следовательно

$$\Delta = 2hn / \cos\beta - 2htg\beta \sin\alpha$$

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n \qquad \sin\beta = \frac{\sin\alpha}{n}$$

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

- Далее

$$\Delta = \frac{2hn^2}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} - \frac{2h\sin^2\alpha \cdot n}{n\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} \pm \frac{1}{2}\lambda =$$

$$\frac{2h\left(n^2 - \sin^2\alpha\right)}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} \pm \frac{1}{2}\lambda = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{1}{2}\lambda$$

- Окончательно

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{1}{2}\lambda$$

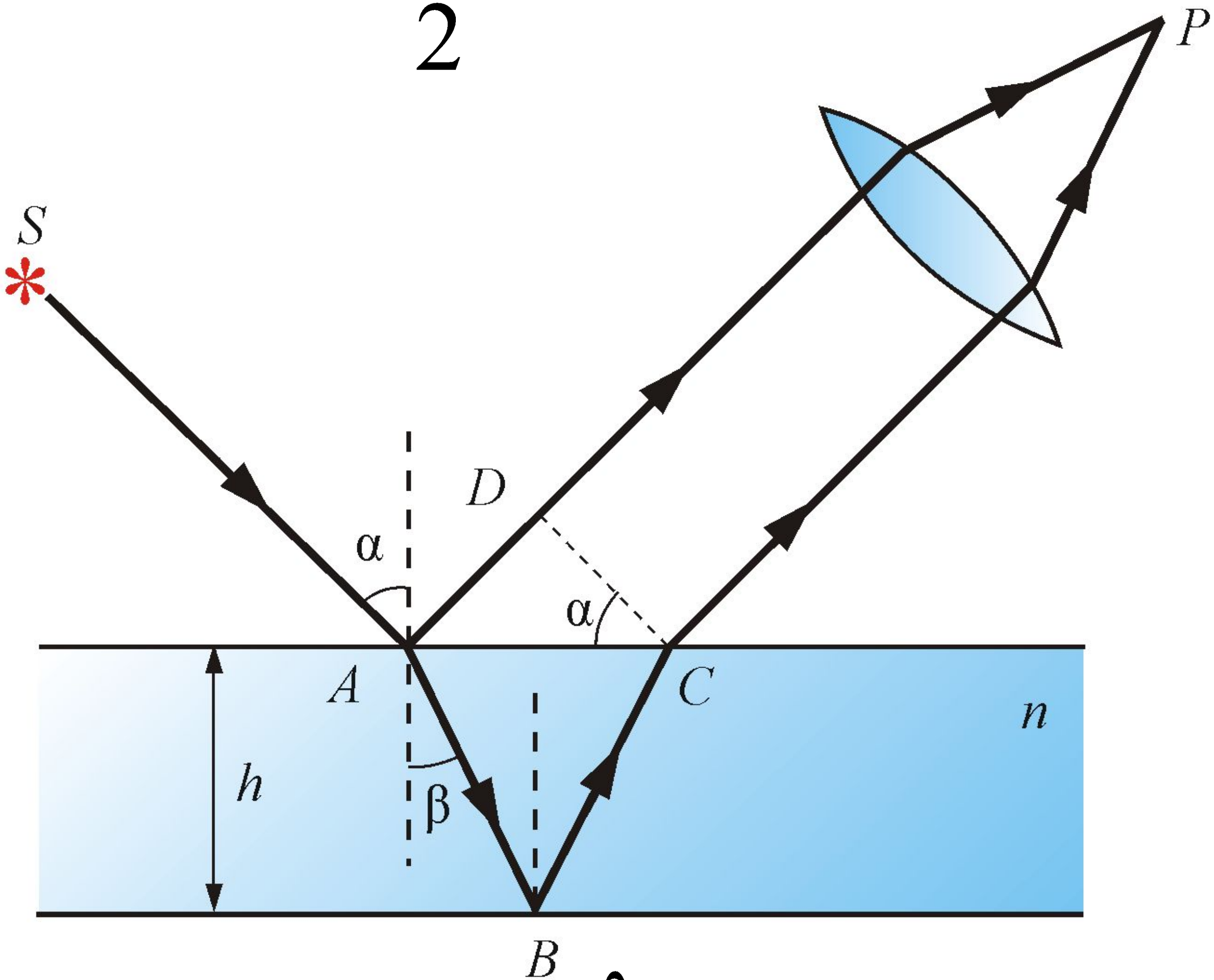
Все лучи, падающие на пластину под углом α, при выполнении условия $\Delta = m\lambda$ дадут максимум интенсивности в интерференционной картине.

$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{1}{2}\lambda = \pm m\lambda$$

$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} = \pm\left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$$

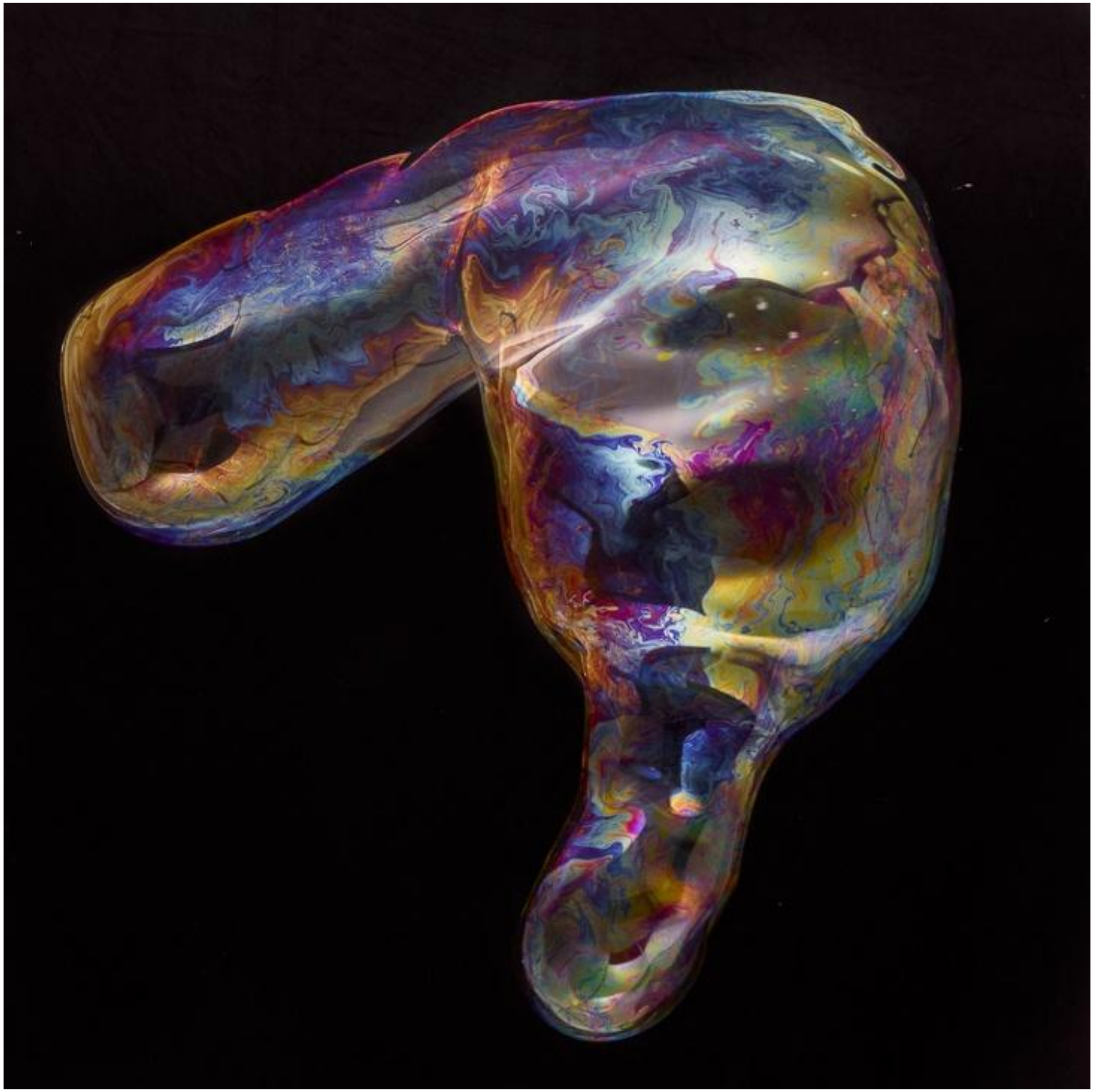
- Лучи, падающие под другим углом уже не будут удовлетворять этому условию и дадут другую интенсивность.
- Т.к. лучи 1 и 2 параллельны, то интерференционная картина должна наблюдаться на бесконечности. Практически интерференцию наблюдают с помощью линзы, которую устанавливают на пути отраженных лучей. В плоскости линзы устанавливают экран.
- Лучи, падающие на пластинку под одним и тем же углом, соберутся в точках, отстоящих от точки на одинаковом расстоянии и создадут на экране совокупность одинаково освещенных точек. На экране образуется система чередующихся темных и светлых колец. Получающиеся интерференционные полосы носят название полос равного наклона.

$$\Delta = 2m\frac{\lambda_0}{2}$$ - max интерференции



$$\Delta = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2}$$ - min интерференции

Интерференция на мыльном пузыре



Полосы равного наклона

$\Delta = 2nh\cos\beta + \frac{1}{2}\lambda = m\lambda$ - равного наклона

В центре ($\beta = 0$) самый большой порядок интерференции.

Радиусы тёмных последовательных тёмных полос (считаем центр тёмным):

$$2nh(1 - \cos\beta) = m\lambda$$

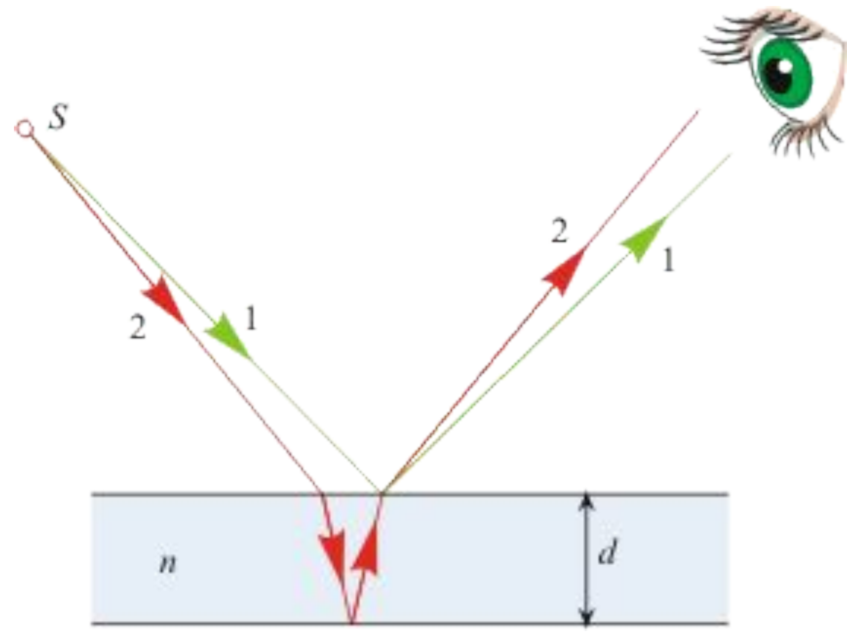
$$4nh\sin^2 \beta/2 = m\lambda$$

Цвета тонких плёнок. Полосы равной толщины.

$\Delta_{min} = 2nh\cos\beta = m\lambda$

Для малых углов

$\Delta_{min} \approx 2nh$ полосы равной толщины

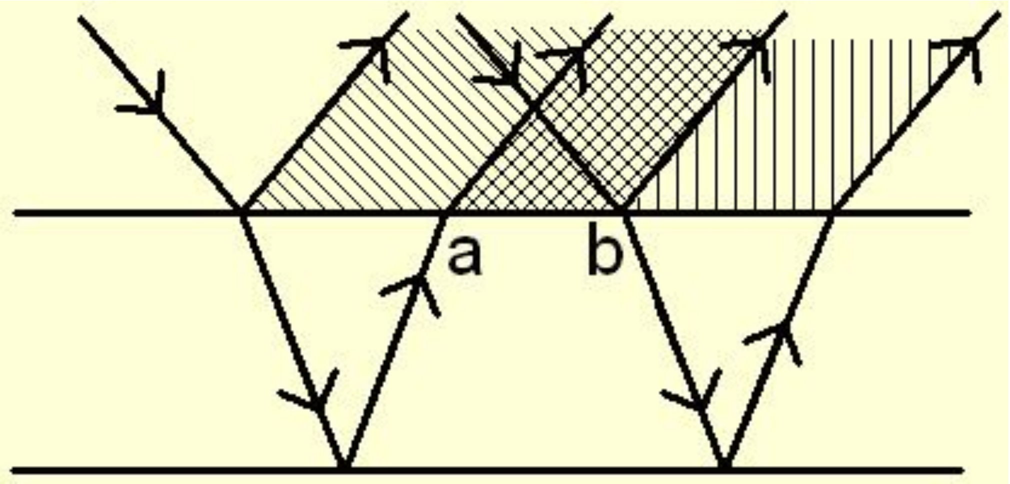


Виды интерференционных картин на тонких пленках

Цвета тонких пленок

– интерференция при освещении пленки широким пучком

<u>Условия:</u> h = const, пучок лучей широкий и параллельный



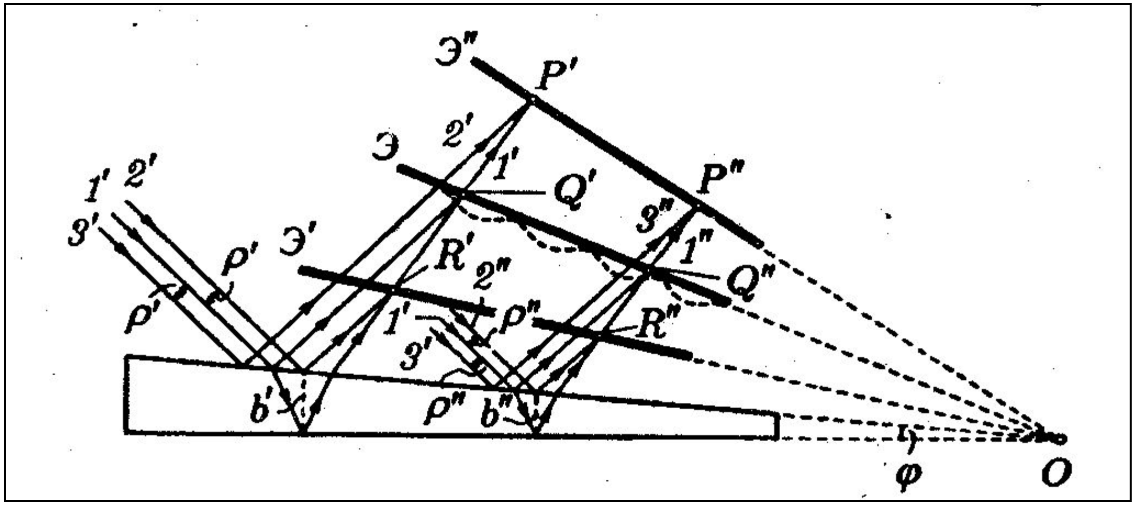
Проявление интерференции

При освещении белым светом – окраска области ab в тот цвет, для λ которого выполняется условие максимума: $\Delta_{12} = m\lambda$.

При освещении монохроматическим светом ($\lambda = \mathrm{const}$) – область ab ярко освещена, если для λ выполняется условие максимума; область ab черная, если для λ выполняется условие минимума $\Delta_{12} = (m + ½)\,\lambda$.

Полосы равной толщины

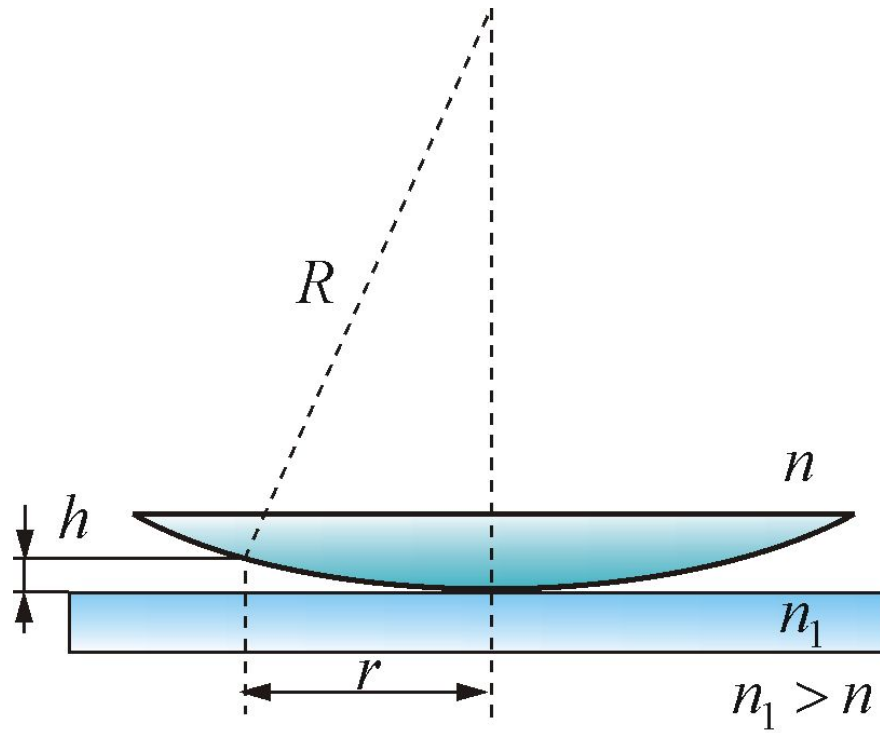
Каждая из интерференционных полос возникает в результате отражении от участков клина с одинаковой толщиной, поэтому их называют ***полосами равной толщины***.

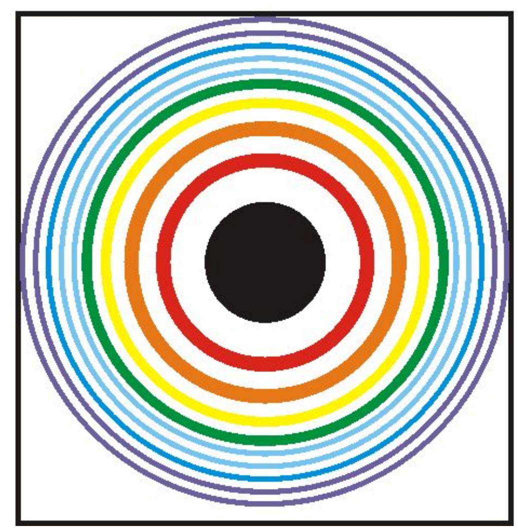


Кольца Ньютона

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

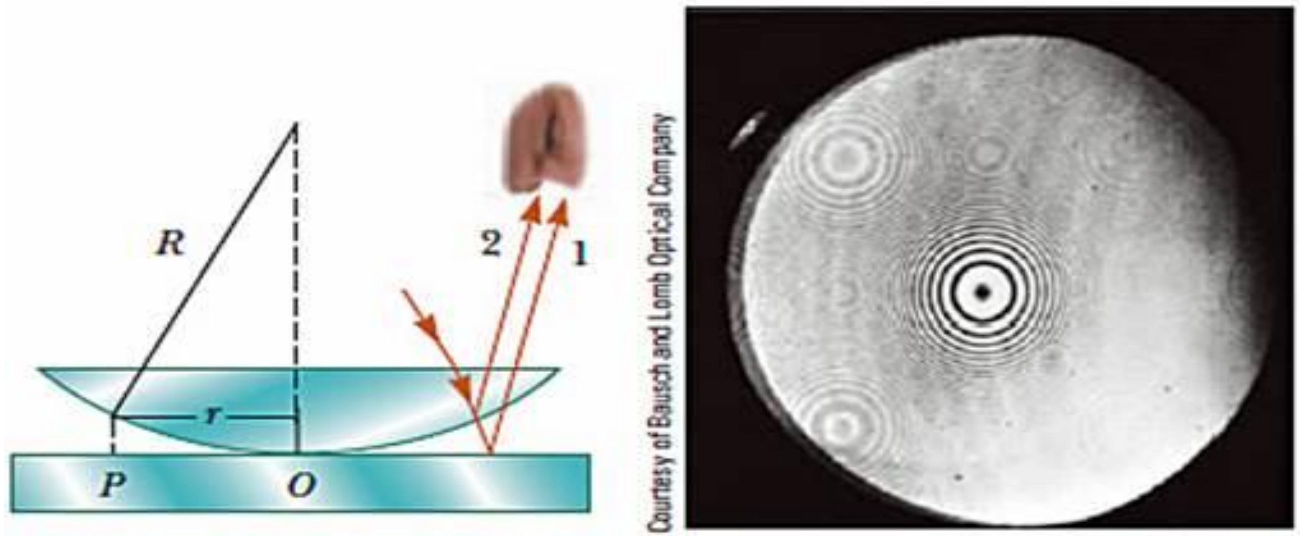
• *называют* ***кольцами Ньютона***





Ньютон объяснил это явление на ос корпускулярной теории света.

- Найдем радиусы колец Ньютона.



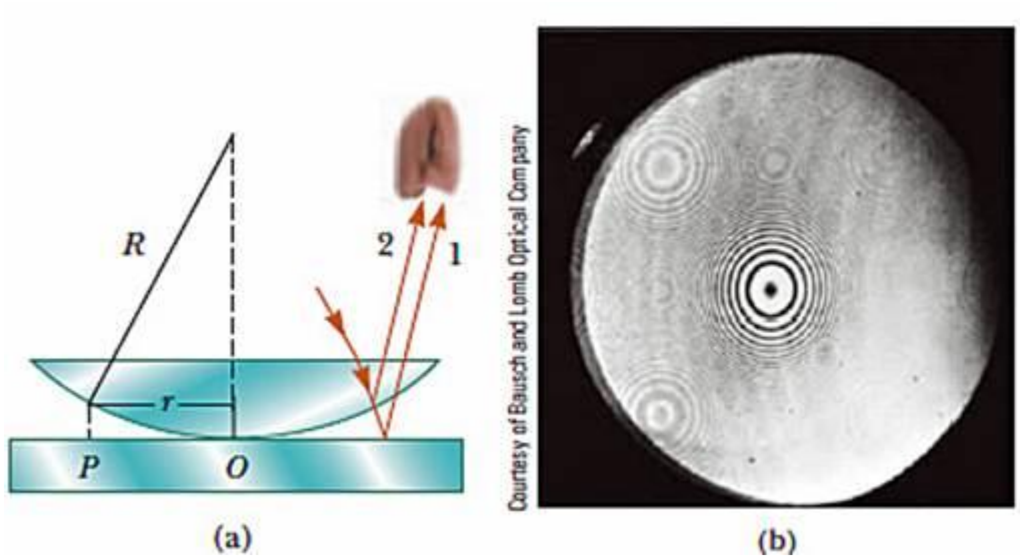
(a) (b)

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2}$$

Если $\alpha = 0$, то $\Delta = 2hn \pm \frac{\lambda_0}{2}$

При $n = 1$ получим $\Delta = 2h \pm \frac{\lambda_0}{2}$

$\lambda_0/2$ появляется при отражении от нижней границы воздушного клина.



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

$$R^2 = r^2 + R^2 - 2hR + h^2$$

В силу малости толщины клина

$$2hR \approx r^2 \Rightarrow h \approx \frac{r^2}{2R}$$

- Таким образом, в точках, удовлетворяющих условию

$$\frac{r^2}{R} \pm \frac{\lambda_0}{2} = \pm m\lambda_0$$

будут наблюдаться интерференционные max, а в точках, удовлетворяющих условию

$$\frac{r^2}{R} \pm \frac{\lambda_0}{2} = \pm\left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_0$$

будут наблюдаться интерференционные min.

Объединив эти условия, получим

$$\frac{r^2}{R} \pm \frac{\lambda_0}{2} = \pm m \frac{\lambda_0}{2}$$

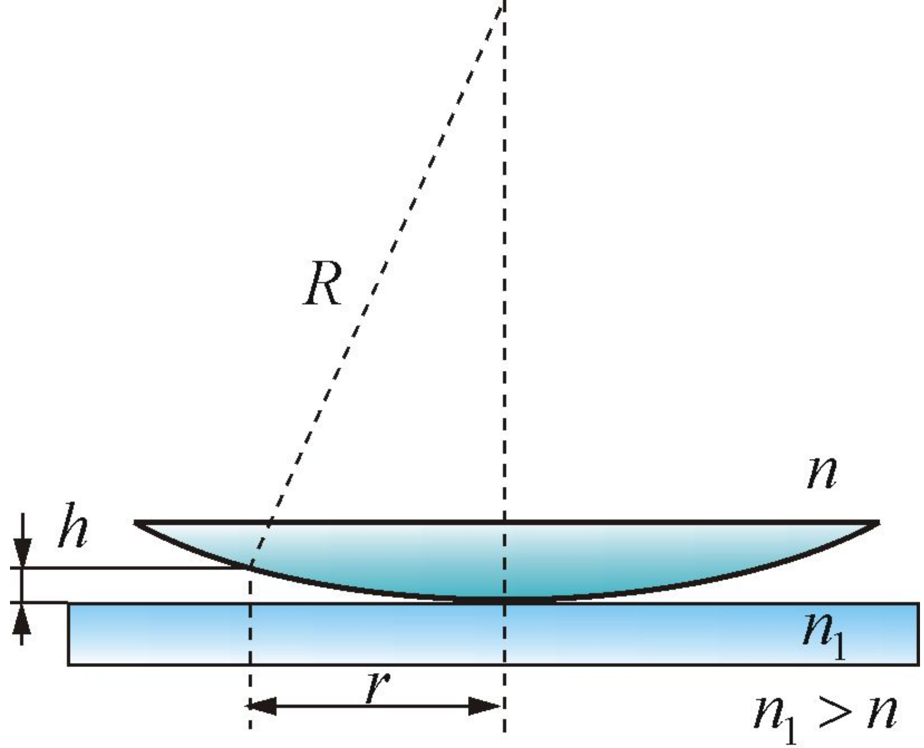
$$r^2 = \pm(m-1)\frac{\lambda_0}{2} R$$

$$r = \sqrt{R\lambda(m-1)/2} \qquad m = 1,2,3,4...$$

Четным m соответствуют радиусы светлых колец, нечетным – темных. При $m = 1, r = 0$, наблюдается темное пятно в месте касания линзы и пластинки (результат изменения фазы на π).

Кольца Ньютона

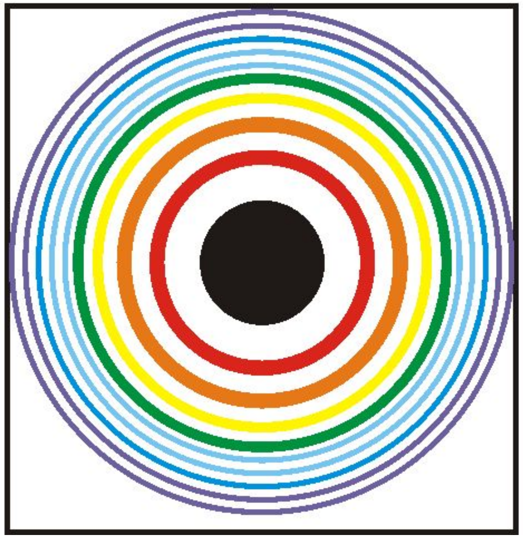
$$h = R - \sqrt{R^2 - r^2} \approx \frac{r^2}{2R}$$



$$h = \frac{m\lambda}{2}$$

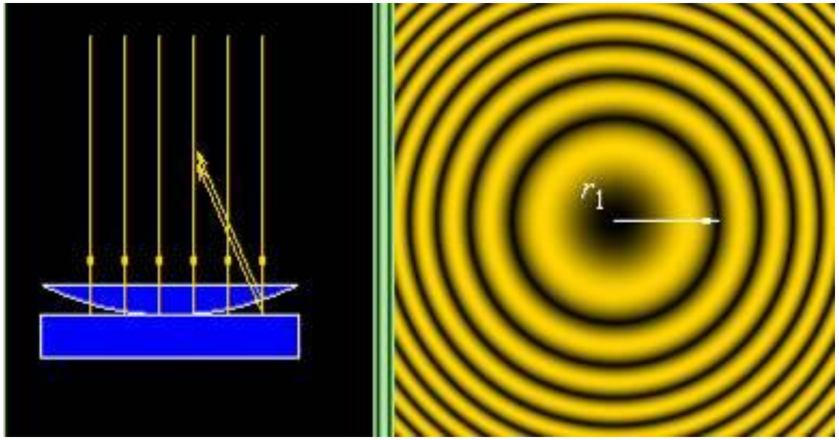
$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda_0 R}$$

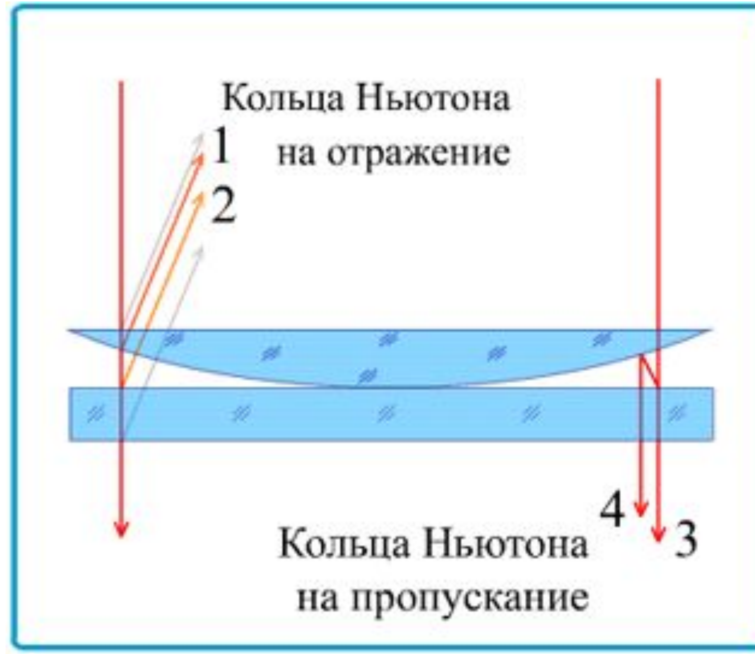
- Радиус m-го светлого кольца

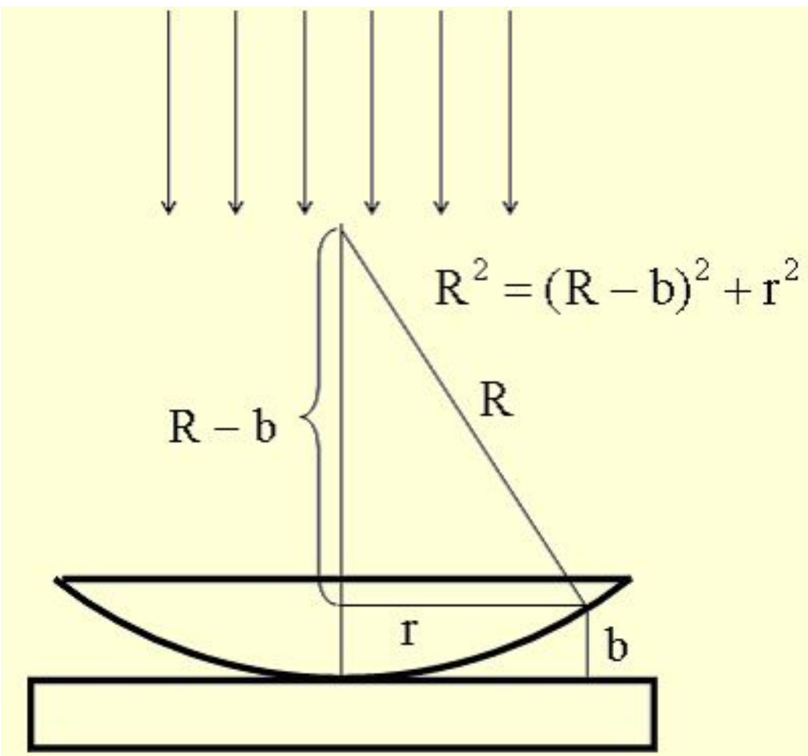


$$r_m = \sqrt{mR\lambda_0}$$ ***- Радиус m-го темного кольца***

Кольца Ньютона







$$b = \frac{r^2}{2R}$$, т.к. $b^2 \to 0$

$$\boxed{\Delta = 2bn + \frac{\lambda}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}}$$

Условие максимума (светлые кольца) $\Delta = m\lambda$, где m – целое число.

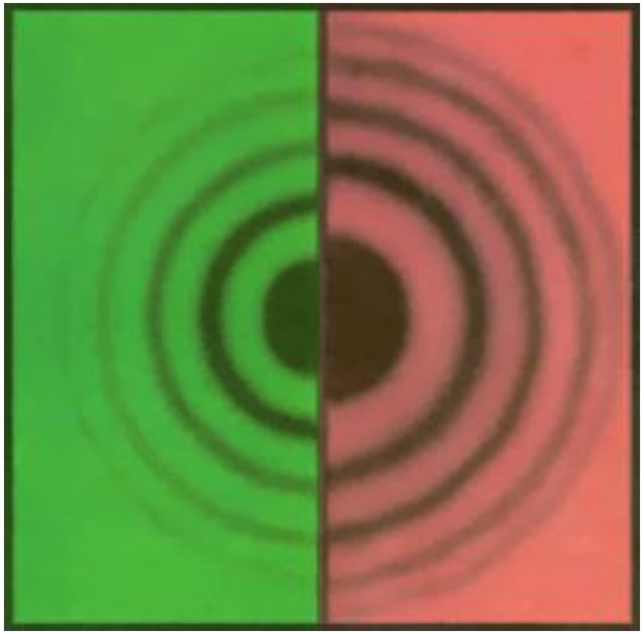
$$\boxed{r_m = \sqrt{(m - 1/2)\lambda R}}$$

- радиус m-го светлого кольца в отраженном свете (и темного – в прошедшем)

Условие минимума (темные кольца) $\Delta = (m + ½)\lambda$.

$$\boxed{r_m = \sqrt{m\lambda R}}$$

- радиус m-го темного кольца в отраженном свете (и светлого – в прошедшем)



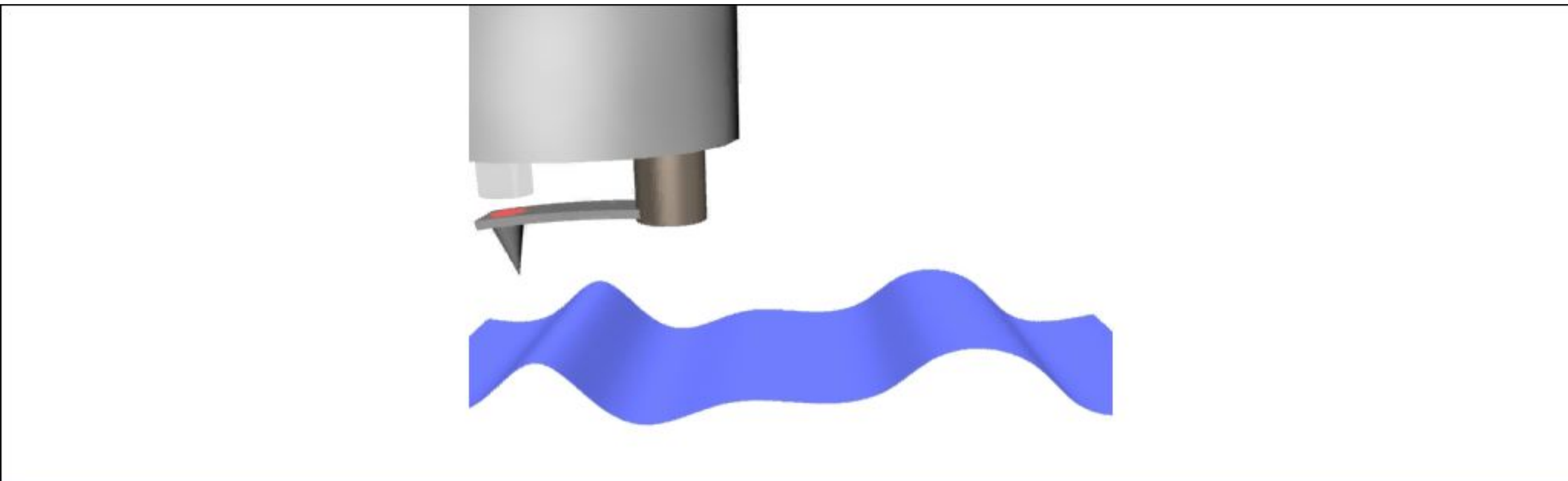
Кольца Ньютона в зеленом и красном свете

Пример применения – проверка качества шлифовки линз.

Использование интерференции

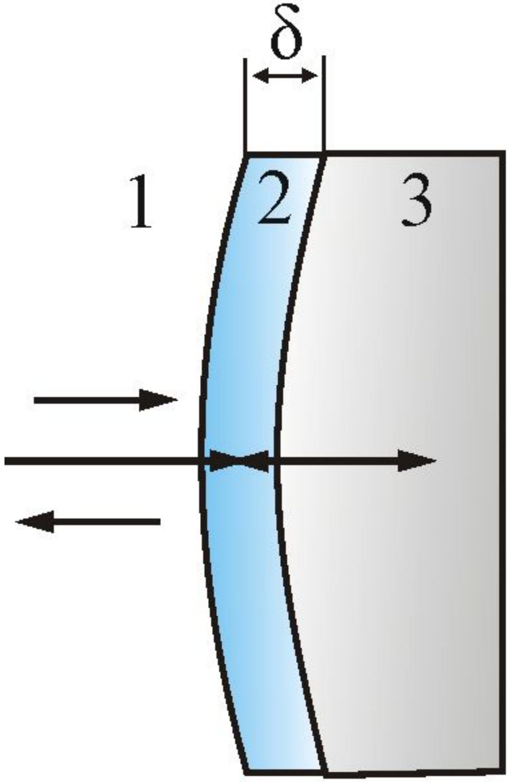
- Явление интерференции нашло широкое практическое применение
  - Создание просветлённых покрытий
  - Измерение малых расстояний и перемещений
  - Контроль поверхности
  - Измерение показателя преломления
  - Голография

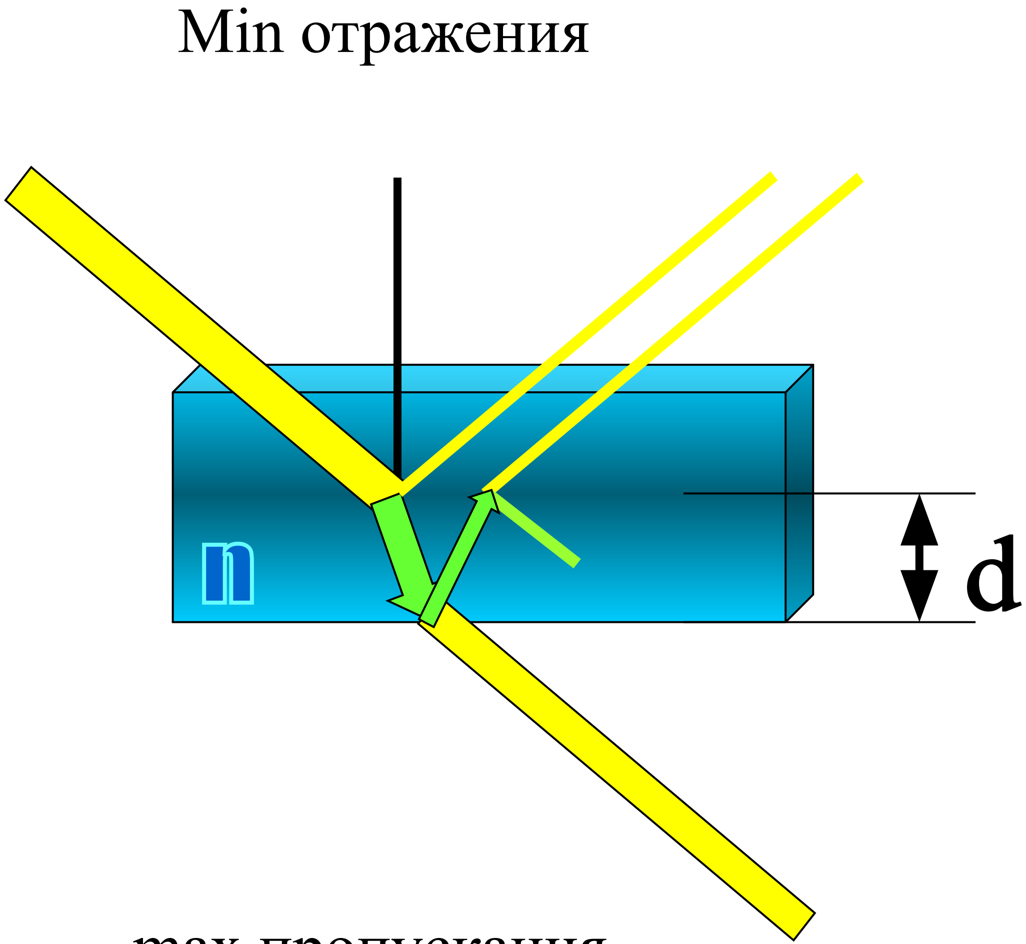
П***о интерференционной картине можно выявлять и измерять неоднородности среды*** (в т.ч. фазовые), в которой распространяются волны, ***или отклонения формы поверхности от заданной***.

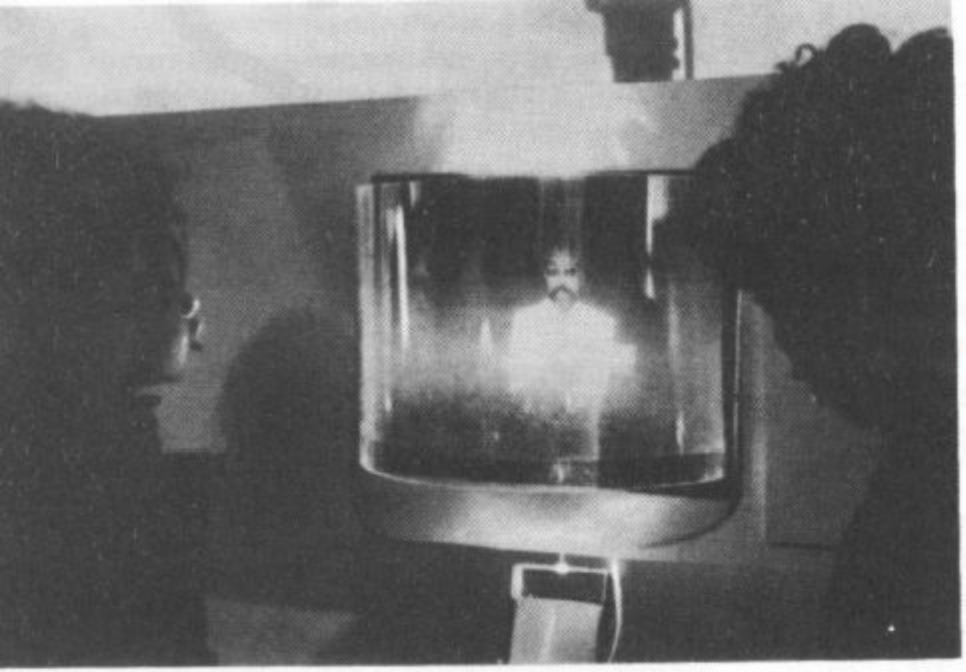


Волоконно-оптический атомный силовой микроскоп ВОАСМ в котором регистрация смещения чувствительной иглы производится по смещению рабочей точки волоконно-оптического интерферометра

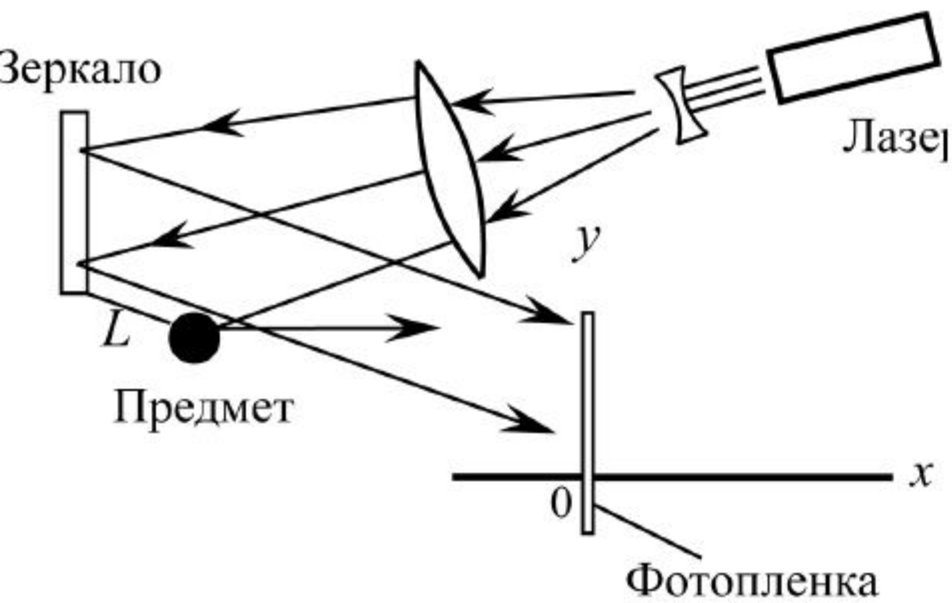
Просветление оптики и получение высокопрозрачных покрытий и селективных оптических фильтров.







Голографический негатив, освещенный монохроматическим светом, дает полное трехмерное изображение, парящее в пространстве

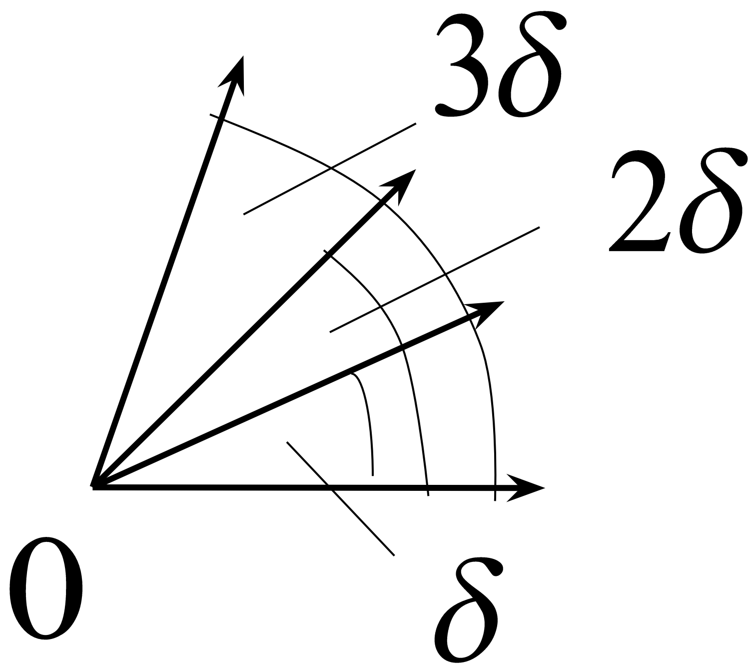


Способ получения голограммы.

На фотопленку попадают как отраженный от предмета лазерный свет, так и опорный пучок от зеркала

Интерференция многих волн.

- До сих пор мы рассматривали двулучевую интерференцию, т.е. интерференцию от двух источников. Рассмотрим теперь интерференцию волн от большого числа источников. Для упрощения расчета предположим, что в точке наблюдения волны возбуждают монохроматические колебания равной частоты одинаковой амплитуды, причем фазы возбуждаемых колебаний отличаются одна от другой закономерным образом на одну и ту же величину δ .



$$A_1 \cos(\varpi t + \delta)$$

$$A_2 \cos(\varpi t + 2\delta)$$

$$A_3 \cos(\varpi t + 3\delta)$$

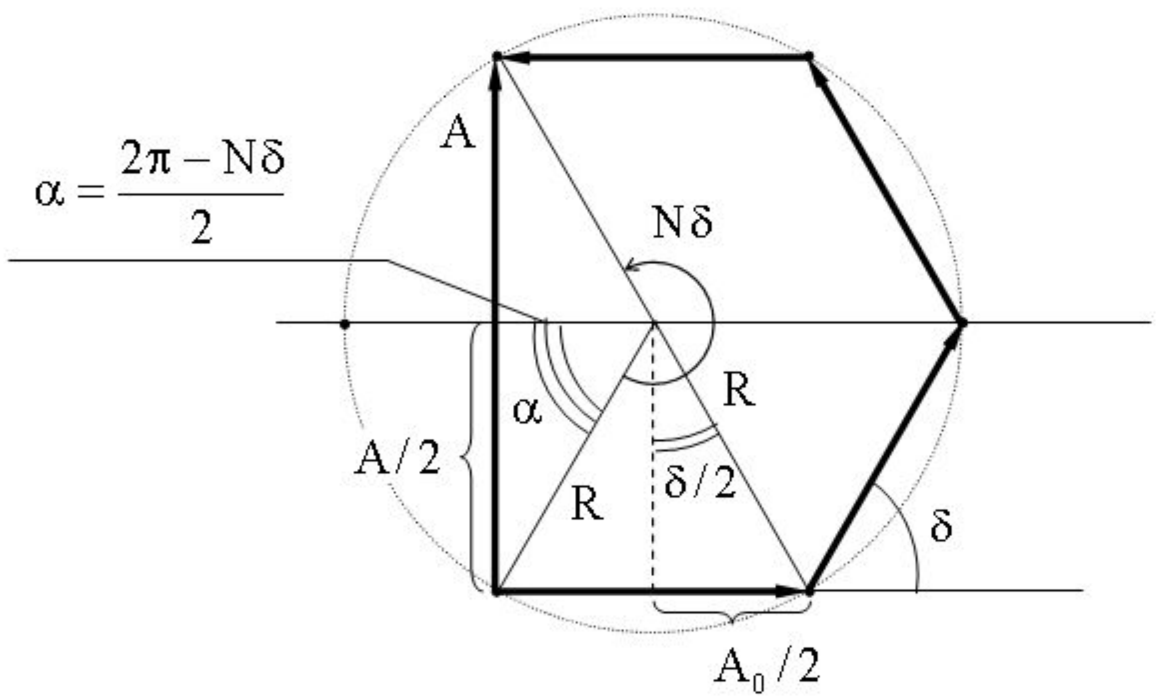
$$A_n \cos(\varpi t + N\delta)$$

$$A_1 = A_2 = \ldots A_n = A_0$$

N – число источников света.

Сложим эти колебания с помощью фазовой диаграммы, представив колебание вектором и углом поворота относительно выбранной оси, равным начальной фазе.

- Перенесем вектора способом, показанным на рис. т.к. длины векторов равны и они поворачиваются друг относительно друга на один и тот же угол, то их совокупность образует часть правильного многоугольника, вокруг которого может быть описана окружность некоторого радиуса R .



$$\frac{A_{\text{рез}}}{2} = R\sin\left(\frac{N\delta}{2}\right)$$

$$\frac{A_1}{2} = R\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)$$

$$\frac{A^2_{\text{рез}}}{A_0{}^2} = \frac{\sin^2\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\delta/2\right)} \Rightarrow I = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin^2 \delta/2} \qquad (1)$$

- При $\delta \to 2\pi m \; (m = 0,1\ldots)$ что соответствует разности хода $\Delta = m\lambda$ выражение (1) становится неопределенным. Раскроем неопределенность следующим способом. При $\delta \to 0$

$$\sin\frac{N\delta}{2} \to \frac{N\delta}{2} \qquad \sin\left(\delta/2\right) \to \frac{\delta}{2}$$

$$I \to I_0 \frac{\left(N\delta/2\right)^2}{\left(\delta/2\right)^2} = N^2 I_0$$

- Таким образом, интенсивность волн, создаваемых N источниками, оказывается в N^2 раз больше интенсивности, создаваемой отдельным источником. Точки, для которых

$$\Delta = \lambda m$$

, а

$$\delta = 2\pi m$$

называются главными максимумами.

Анализ функции

$$\frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)}$$

показывает, что между двумя соседними главными максимумами располагаются $N-2$ вторичных максимума, интенсивность которых значительно слабее, разделенных N-1 минимумом.

- Вторичные минимумы интерференции наблюдаются, когда числитель выражения (1) обращается в ноль. Это происходит, когда

$$\frac{N\delta}{2} = k' \cdot \pi \Rightarrow \delta = \frac{k'}{N} 2\pi \qquad k' = 1, 2, \ldots, N-1, N+1, \ldots$$