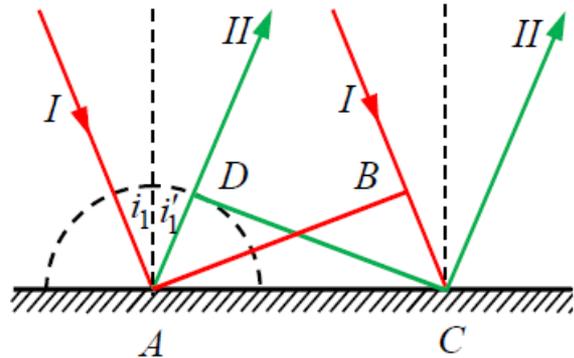


ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА. ПРИНЦИП ГЮЙГЕНСА

Волновая теория света основывается на **принципе Гюйгенса**: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн даёт положение волнового фронта в следующий момент времени.

Законы отражения и преломления света легко выводятся, используя принцип Гюйгенса.

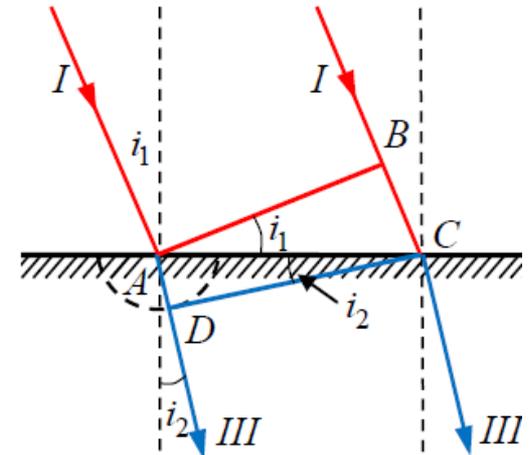


Пусть на границу раздела двух сред падает плоская волна (плоскость волны – AB), распространяющаяся вдоль направления I . Пока фронт проходит расстояние BC (за время t), фронт вторичных волн из точки A проходит расстояние AD .

При **отражении**: $\triangle ABC = \triangle ADC$, следовательно, $i_1' = i_1$.

При **преломлении**: за время t фронт падающей волны проходит расстояние $BC = v_1 t$, а фронт преломлённой – $AD = v_2 t$. Из соотношения $AC = BC / \sin i_1 = AD / \sin i_2$ следует

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c/n_1}{c/n_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}.$$



КОГЕРЕНТНОСТЬ (1)

Когерентностью называется согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов (стр. 5-24).

Монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны одной определённой и постоянной частоты – являются когерентными.

Так как *реальные источники* не дают строго монохроматического света, то волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, всегда *некогерентны*. В источнике свет излучается атомами, каждый из которых испускает свет лишь в течение времени $\approx 10^{-8}$ с. Только в течение этого времени волны, испускаемые атомом имеют постоянные амплитуду и фазу колебаний.

Немонохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга коротких гармонических импульсов излучаемых атомами – **волновых цугов**.

Средняя продолжительность одного цуга $\tau_{\text{КОГ}}$ называется **временем когерентности**.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определённой точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности. За это время волна распространяется в вакууме на расстояние $l_{\text{КОГ}} = c\tau_{\text{КОГ}}$, называемое **длиной когерентности** (или **длиной цуга**). Поэтому наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

КОГЕРЕНТНОСТЬ (2)

Временная когерентность – это, определяемая степенью монохроматичности волн, когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства. Временная когерентность существует до тех пор, пока разброс фаз в волне в данной точке не достигнет π .

Длина когерентности – расстояние, на которое перемещается волна за время когерентности.

В плоскости, перпендикулярной направлению распространения цуга волн, случайные изменения разности фаз между двумя точками увеличивается с увеличением расстояния между ними. **Пространственная когерентность** – когерентность колебаний в один и тот же момент времени, но в разных точках такой плоскости – теряется, если разброс фаз в этих точках достигает π .

Длина пространственной когерентности (радиус когерентности):

$$r_{\text{ког}} \sim \frac{\lambda}{\Delta\varphi}, \quad \text{где } \lambda \text{ – длина волны, } \Delta\varphi \text{ – разность фаз.}$$

Источники **должны** быть пространственно когерентными, чтобы возможно было наблюдать интерференцию излучаемых ими световых волн.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА (1)

Интерференция света – сложение в пространстве двух или нескольких когерентных световых волн, при котором в разных его точках получается *усиление* или *ослабление* амплитуды результирующей волны (стр. 5-24).

Пусть в данной точке M **две монохроматические волны** с циклической частотой ω возбуждают два колебания, причём до точки M одна волна прошла в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 с фазовой скоростью v_1 , а вторая – в среде n_2 путь s_2 с фазовой скоростью v_2

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

Амплитуда результирующего колебания: $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta$.

Интенсивность результирующей волны ($I \sim A^2$):

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

Разность фаз δ колебаний, возбуждаемых в точке M , равна:

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

(Использовали: $v = c/n$; $\omega = 2\pi\nu$; $c/\nu = \lambda_0$ – длина волны в вакууме).

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА (2)

Произведение **геометрической длины пути** s световой волны в данной среде на **показатель преломления** этой среды n называется **оптической длиной пути**:

$$L = s \cdot n.$$

Разность $\Delta = L_2 - L_1 = s_2 n_2 - s_1 n_1$ оптических длин проходимых волнами путей называется **оптической разностью хода**.

Условие интерференционного максимума.

Если оптическая разность хода Δ равна целому числу длин волн в вакууме (чётному числу полуволен)

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

то $\delta = \pm 2m\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M , будут происходить **в одинаковой фазе**.

Условие интерференционного минимума.

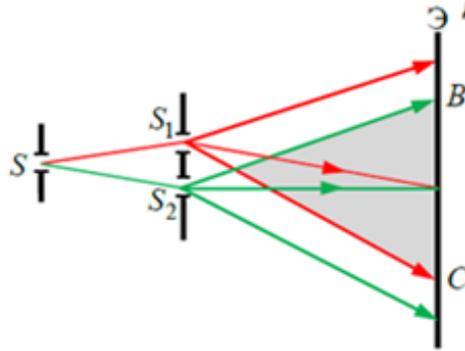
Если оптическая разность хода Δ равна нечётному числу полуволен

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

то $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M , будут происходить **в противофазе**.

МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА

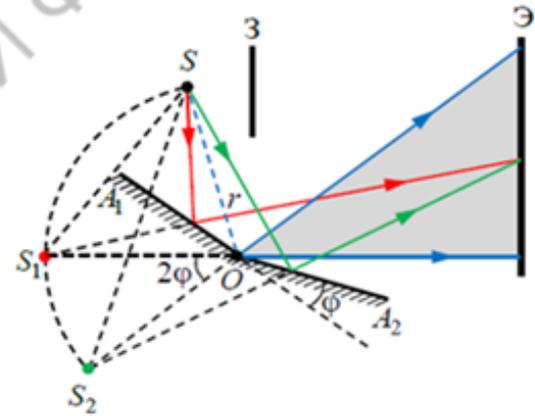
До изобретения лазеров, во всех приборах когерентные световые пучки получали разделением волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных оптических путей накладывали друг на друга и наблюдали интерференционную картину.



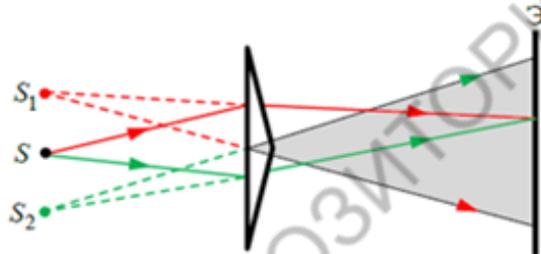
1. Метод Юнга. Свет от ярко освещённой щели S падает на две щели S_1 и S_2 , играющие роль когерентных источников. Интерференционная картина BC наблюдается на экране \mathcal{E} .

зеркала A_1O и A_2O , расположенных под малым углом φ . Роль когерентных источников играют мнимые S_1 и S_2 изображения источника S . Интерференционная картина наблюдается на экране \mathcal{E} , защищённом от прямого попадания света заслонкой $З$.

2. Зеркала Френеля. Свет от источника S падает расходящимся пучком на два плоских

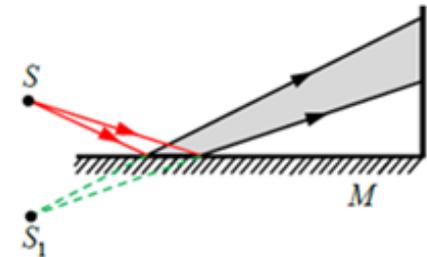


3. Бипризма Френеля. Свет от источника S преломляется в призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых когерентных источников S_1 и S_2 .



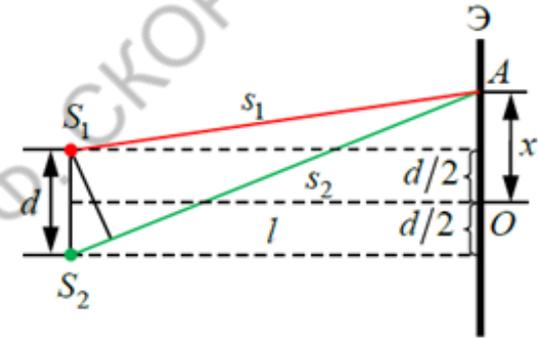
находится близко к поверхности плоского зеркала M . Когерентными источниками служат сам источник S и его мнимое изображение S_1 .

4. Зеркало Ллойда. Точечный источник S



РАССЧЕТ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ ОТ ДВУХ ЩЕЛЕЙ

Две щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными источниками. Экран \mathcal{E} параллелен щелям и находится от них на расстоянии $l \gg d$. Интенсивность в произвольной точке A определяется разностью хода $\Delta = s_2 - s_1$, где $s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2$, $s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2$, откуда $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$ или $\Delta = s_2 - s_1 = 2xd / (s_1 + s_2)$. Из $l \gg d$ следует $s_1 + s_2 \approx 2l$, поэтому $\Delta \approx xd/l$.



Положение максимумов: $\frac{xd}{l} = \pm m\lambda_0 \Rightarrow x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$.

Положение минимумов: $\frac{xd}{l} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0 \Rightarrow x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, \dots)$.

Расстояние Δx между двумя соседними максимумами (минимумами) называется **шириной интерференционной полосы**:

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

Интерференционная картина представляет собой чередование на экране светлых и тёмных полос, параллельных друг другу.

ПОЛОСЫ РАВНОГО НАКЛОНА (1)

Пусть из воздуха ($n_0 = 1$) на плоскопараллельную прозрачную пластинку с показателем преломления n и толщиной d под углом i падает плоская монохроматическая волна (рис. (a)). В точке O луч частично отразится (1), а частично преломится, и после отражения на нижней поверхности пластины в точке C выйдет из пластины в точке B (2). Лучи 1 и 2 когерентны и параллельны. С помощью собирающей линзы их можно свести в точке P .

Необходимо отметить важную особенность отражения электромагнитных волн (и, в частности, оптических лучей) при падении их на границу раздела двух сред из среды с меньшей диэлектрической проницаемостью (а, значит и меньшим показателем преломления): **при отражении света от более**

плотной среды ($n_0 < n$) фаза изменяется на π . Изменение фазы на π равносильно потере полуволны при отражении

Такое поведение электромагнитной волны на границе двух сред следует из граничных условий, которым должны удовлетворять тангенциальные компоненты векторов напряжённости электрического и магнитного поля на границе раздела: $E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$, $H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$. С учётом этого, оптическая разность хода:

$$\Delta = n(OC + CB) - (OA - \lambda_0/2).$$

Используя $\sin i = n \sin r$ (закон преломления), $OC = CB = d/\cos r$ и $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i$, запишем

$$\Delta - \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2dn}{\cos r} - 2dn \operatorname{tg} r \sin i = 2dn \left(\frac{1}{\cos r} - \frac{\sin^2 r}{\cos r} \right) = 2dn \cos r = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

ПОЛОСЫ РАВНОГО НАКЛОНА (2)

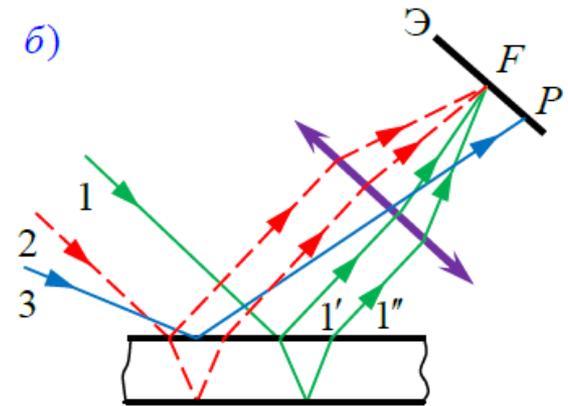
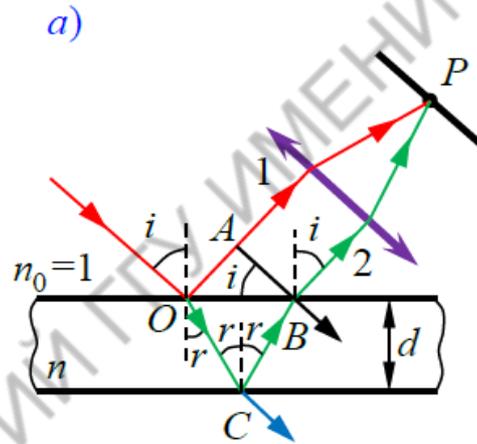
В точке P будет **интерференционный максимум**, если:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = 2m\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

В точке P будет **интерференционный минимум**, если:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

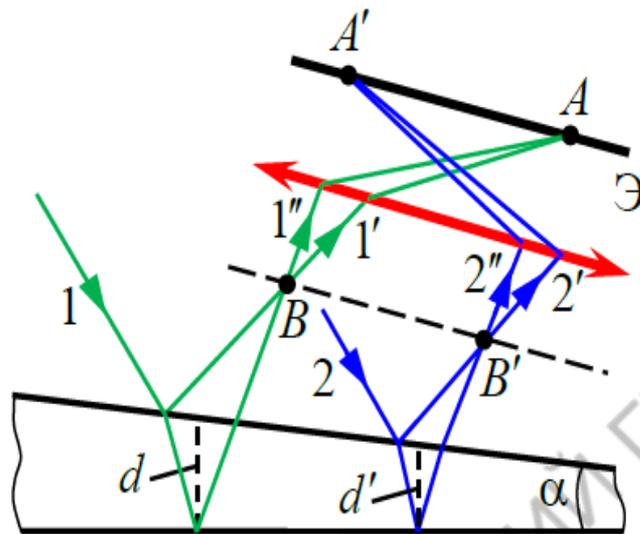
Таким образом, для данных λ_0 , d и n каждому наклону i лучей соответствует своя интерференционная полоса. Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются **полосами равного наклона**.



Интерферирующие лучи (например, $1'$ и $1''$ на рис. (б)) параллельны друг другу, поэтому говорят, что **полосы равного наклона локализованы в бесконечности**. Для их наблюдения используют собирающую линзу и экран. Радиальная симметрия линзы приводит к тому, что интерференционная картина на экране будет иметь вид концентрических колец с центром в фокусе линзы.

ПОЛОСЫ РАВНОЙ ТОЛЩИНЫ

Пусть на прозрачную пластинку *переменной толщины* – **клин** с малым углом α между боковыми гранями – падает плоская волна в направлении

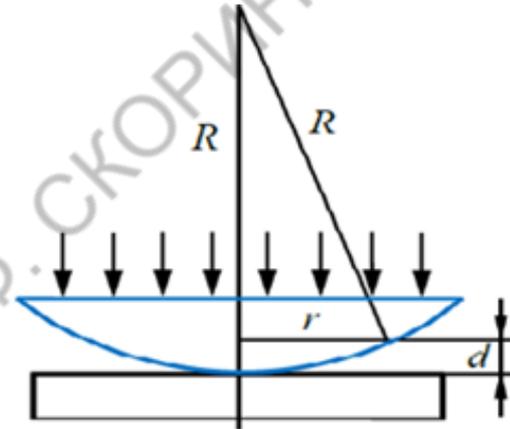


параллельных лучей 1 и 2. Интенсивность интерференционной картины, формируемой лучами, отражёнными от верхней и нижней поверхностей клина, зависит от толщины клина в данной точке (d и d' для лучей 1 и 2 соответственно). Когерентные пары лучей ($1'$ и $1''$, $2'$ и $2''$) пересекаются вблизи поверхности клина (точки B и B') и собираются линзой на экране (в точках A и A'). Таким образом, на экране возникает

система интерференционных полос – **полос равной толщины** – каждая из которых возникает при отражении от мест пластинки, имеющих одинаковую толщину. **Полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности клина** (в плоскости, отмеченной пунктиром $B'-B$).

КОЛЬЦА НЬЮТОНА

Кольца Ньютона, являющиеся классическим примером полос равной толщины, наблюдаются при *отражении света от воздушного зазора*, образованного плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны. Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы. Полосы равной толщины имеют вид концентрических окружностей. С учётом $d^2 \rightarrow 0$:



$$R^2 = (R - d)^2 + r^2 = R^2 - 2Rd + d^2 - r^2 \Rightarrow d = r^2 / 2R.$$

В отражённом свете оптическая разность хода:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = 2 \frac{r^2}{2R} + \frac{\lambda_0}{2}.$$

Если $\Delta = m\lambda$, то наблюдается светлое кольцо максимальной интенсивности

Радиусы светлых колец:

$$r_m = \sqrt{(m - 1/2)\lambda_0 R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots).$$

Если $\Delta = (2m + 1)\lambda/2$, то наблюдается темное кольцо.

Радиусы тёмных колец:

$$r_m = \sqrt{m\lambda_0 R} \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

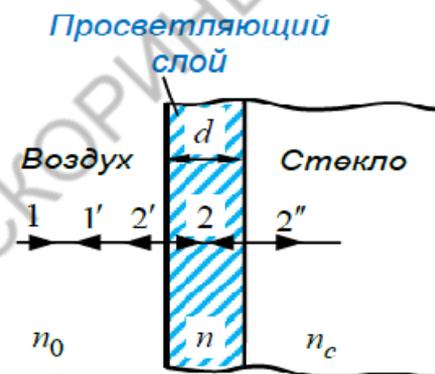
Интерференцию можно наблюдать и **в проходящем свете**, причём в **проходящем** свете максимумы интерференции соответствуют минимумам интерференции в **отражённом** свете и наоборот.

ПРОСВЕТЛЕНИЕ ОПТИКИ

Объективы оптических приборов содержат большое количество линз. Даже незначительное отражение света каждой из поверхностей линз приводит к тому, что *интенсивность прошедшего пучка света значительно уменьшается*. Кроме того, в объективах возникают *блики и фон рассеянного света*, что снижает эффективность оптических систем. Но, если на границах сред создать условия, при которых *интерференция отражённых лучей 1' и 2'' даёт минимум интенсивности отражённого света*, то при этом *интенсивность света, прошедшего через оптическую систему будет максимальна*. Этого можно добиться, например, нанесением на поверхность линз *тонких плёнок с показателем преломления $n_0 < n < n_c$* , причём $n = \sqrt{n_0 n_c}$. В этом случае амплитуды когерентных лучей 1' и 2'' будут одинаковы, а условие минимума для отражённых лучей ($i = 0$) будет $2nd = (2m + 1)\lambda_0/2$. При $m = 0$ **оптическая толщина плёнки nd** удовлетворяет условию:

$$nd = \frac{\lambda_0}{4},$$

и происходит гашение отражённых лучей. Для каждой длины волны λ_0 должна быть своя толщина плёнки d . Поскольку этого добиться невозможно, обычно оптику просветляют для длины волны $\lambda_0 = 550$ нм, к которой наиболее чувствителен глаз человека.



ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

При плавном изменении разности хода интерферирующих пучков на $\lambda_0/2$ интерференционная картина сместится настолько, что на месте максимумов окажутся минимумы. Поэтому явление интерференции используют в **интерферометрах** для измерения длины тел, длины световой волны, изменения длины тела при изменении температуры, сравнимых с λ_0 .

В **интерферометре Майкельсона** монохроматический луч от источника S разделяется на полупрозрачной пластинке P_1 на два луча 1' и 2", которые, отразившись от зеркал M_1 и M_2 , снова с помощью P_1 сводятся в один пучок, в котором лучи 1' и 2" формируют интерференционную картину. Компенсационная пластинка P_2 размещается на пути луча 2, чтобы он так же, как и луч 1, дважды прошёл через пластинку. Возникающая интерференционная картина чрезвычайно чувствительна к любому изменению разности хода лучей, (например, к смещению одного из зеркал).

