

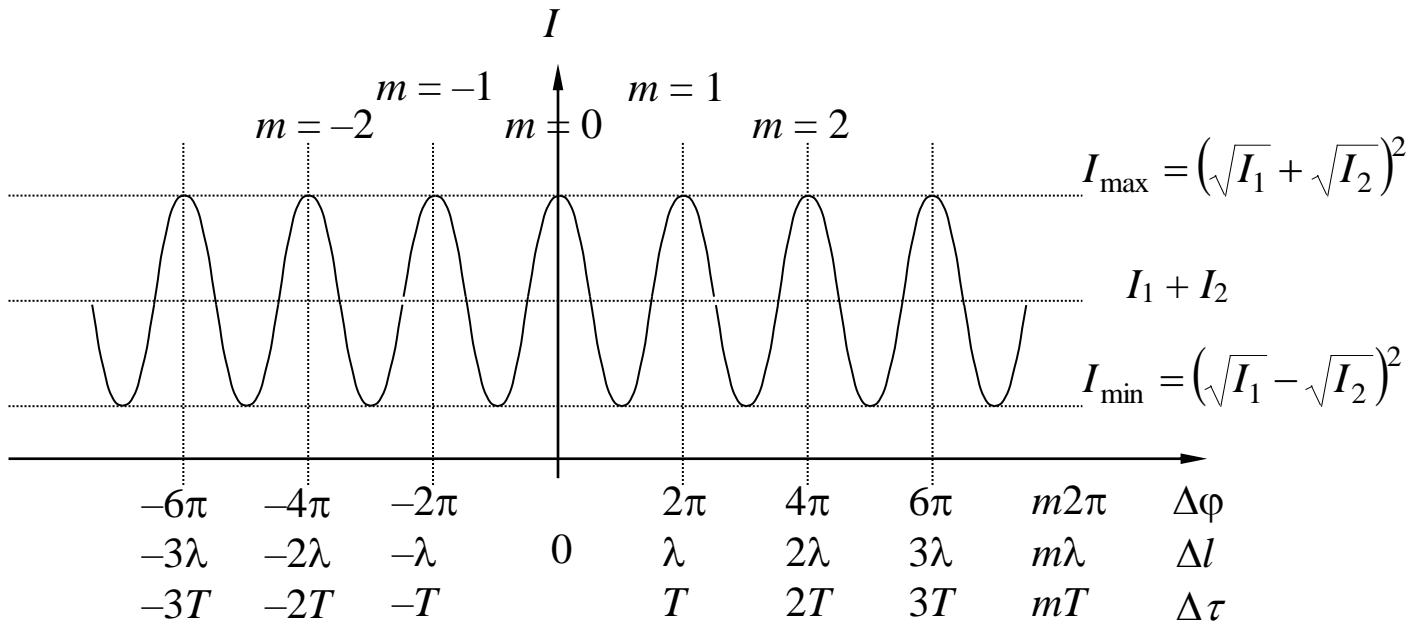
Материалы к Главе III

Уравнение двухволновой интерференции монохроматических волн (см. рис.):

$$I(\Delta\varphi) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi),$$

где $\Delta\varphi = k\Delta l + \Delta\varphi_0 = \omega\Delta\tau + \Delta\varphi_0$ – разность фаз в точке наблюдения.

При $\Delta\varphi_0 = 0$: $\Delta\varphi = k\Delta l = \omega\Delta\tau$.



Условие наблюдения (фиксации) максимальной интенсивности:

$$\Delta\varphi_{\max} = m2\pi,$$

$$\Delta l_{\max} = m\lambda,$$

$$\Delta\tau_{\max} = mT.$$

Условие наблюдения (фиксации) минимальной интенсивности:

$$\Delta\varphi_{\min} = (m + 1/2)2\pi,$$

$$\Delta l_{\min} = (m + 1/2)\lambda,$$

$$\Delta\tau_{\min} = (m + 1/2)T.$$

Здесь $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ – **порядок интерференции.**

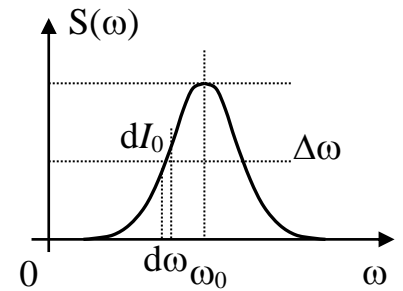
Спектральное описание и уравнение интерференции

Пусть интерферируют две волны с одинаковыми по форме частотными спектрами $|E_H(i\omega)|^2$ (спектральными плотностями электрической напряженности светового поля), а значит и спектральными плотностями интенсивности $S(\omega) = \lim_{\tau_H \rightarrow \infty} \frac{|E_H(i\omega)|^2}{\pi\tau_H}$, но разными интенсивностями:

$$I_{1,2} = \alpha_{1,2} I_0 = \alpha_{1,2} \int_0^{\infty} S(\omega) d\omega, \quad \alpha_{1,2} = \frac{I_{1,2}}{I_0}; \quad dI_{1,2} = \alpha_{1,2} dI_0, \quad dI_0 = S(\omega) d\omega.$$

Такие волны получают обычно от одного точечного источника света, соответствующего, как правило, одной светящейся точки фронта исходной волны – вторичного источника, и до интерференции проходят в пространстве разные пути (метод деления амплитуды; см. п. 5.2). При этом $\Delta\varphi_0 = 0$ и $\Delta\varphi = k\Delta l = \omega\Delta\tau$.

Пусть спектральная плотность интенсивности $S(\omega)$ одномодальна и характеризуется шириной $\Delta\omega$ и основной (несущей, средней) частотой ω_0 (см. рис.). Воспользуемся уравнением двухволновой интерференции для волн, излучающихся в одном очень узком диапазоне (полосе) частот – от ω до $\omega + d\omega$ (по существу, монохроматических):



$$\begin{aligned} dI &= dI_1 + dI_2 + 2\sqrt{dI_1 dI_2} \cos(\Delta\varphi) = dI_1 + dI_2 + 2\sqrt{\alpha_1 \alpha_2} dI_0 \cos(\Delta\varphi) = \\ &= dI_1 + dI_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{I_0} S(\omega) \cos(\omega\Delta\tau) d\omega. \end{aligned}$$

Для всего диапазона частот интенсивность интерференционной картины будет результатом некогерентного наложения картин, полученных от волн с различными узкими полосами частот.

В результате интегрирования левой и правой частей уравнения по частотам получим **уравнение двухволновой интерференции для квазимонохроматических волн при спектральном описании:**

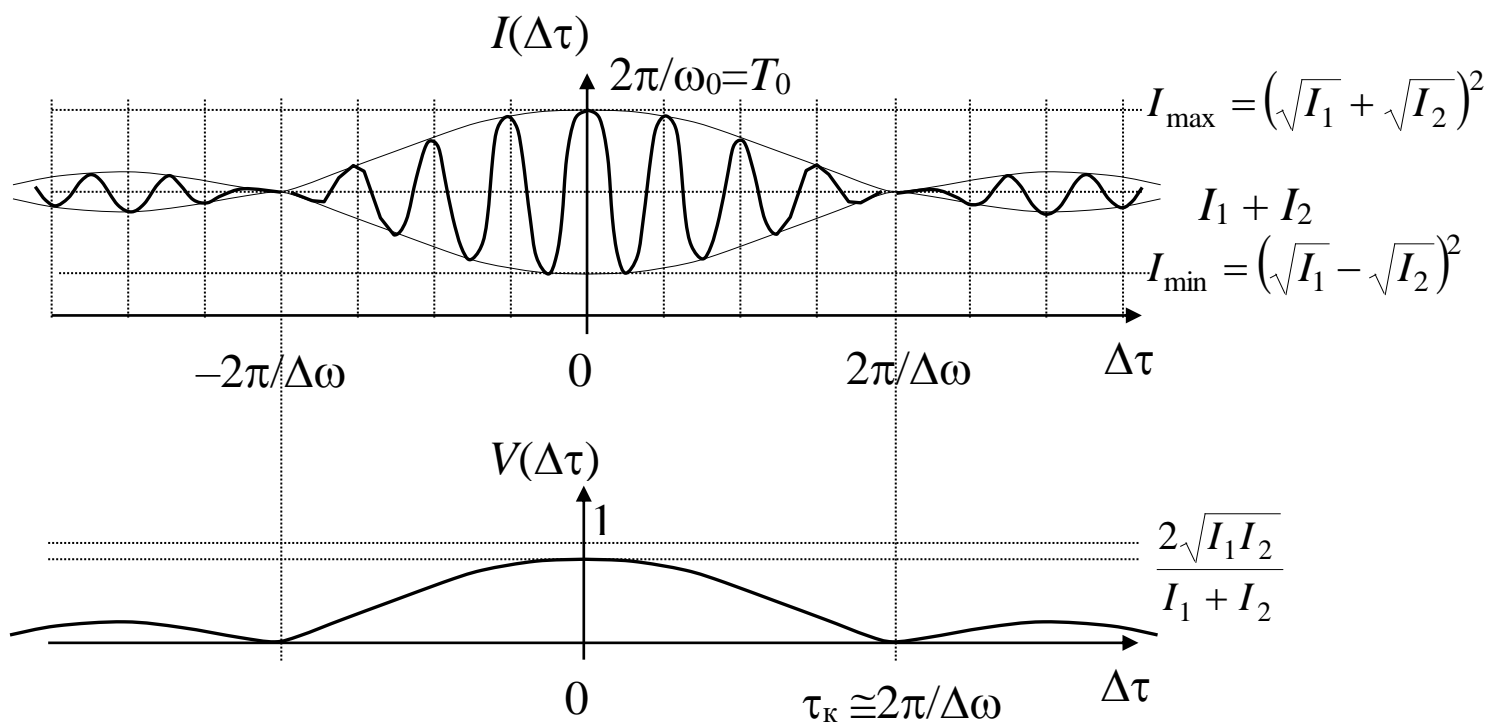
$$I(\Delta\tau) = \int_{\omega} dI = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{I_0} \int_0^{\infty} S(\omega) \cos(\omega\Delta\tau) d\omega.$$

Уравнение двухволновой интерференции световых волн с прямоугольным частотным спектром (см. рис.):

$$I(\Delta\tau) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\omega\Delta\tau}{2}\right) \cos(\omega_0\Delta\tau).$$

В соответствии с определением функция видности $V(\Delta\tau)$ равна (см. рис):

$$V(\Delta\tau) \equiv \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \left| \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\omega\Delta\tau}{2}\right) \right|.$$



В отличие от интерференции монохроматических волн, в случае квазимонохроматических волн функция видности зависит от времени задержки $\Delta\tau$ (разности фаз $\Delta\varphi$, разности хода Δl , порядка интерференции m , координаты точки наблюдения x).

Оценка

времени когерентности – τ_k ,

длины когерентности – l_k ,

максимального порядка интерференции – m_{\max} :

$$\tau_k \cong m_{\max} T_0 \cong \frac{\omega_0}{\Delta\omega} T_0 \cong \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} T_0,$$

$$l_k \cong m_{\max} \lambda_0 \cong \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \lambda_0 \cong \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \lambda_0,$$

$$m_{\max} \cong \frac{\tau_k}{T_0} = \frac{l_k}{\lambda_0} \cong \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \cong \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}.$$

Источник света	λ_0 , мкм	$\lambda_0/\Delta\lambda$	m_{\max}	τ_k , с	l_k
Солнечный свет	~0.5	~1.7	~2	$3 \cdot 10^{-15}$	~1 мкм
Фильтр	~0.5	10	10	$2 \cdot 10^{-14}$	5 мкм
Ртутная лампа	~0.3	10^5	10^5	10^{-10}	3 см
He-Ne лазер (одномодовый режим)	~0.6	до 10^{13}	до 10^{13}	до $2 \cdot 10^{-2}$	до $6 \cdot 10^6$ м

Функция временной корреляции совокупности случайно разбросанных во времени одинаковых световых импульсов

Если источник непрерывной стационарной ($\tau_p \gg \tau$) волны представляет собой множество одинаково и независимо, со случайными начальными фазами, излучающих атомов со временем жизни $\tau \gg T$ (длиной цуга волны $l_{\text{цуга}} \gg \lambda$), то напряженность электрического поля волны можно записать в виде:

$$E_0(t) = \sum_j e_0(t - t_j).$$

При усреднении по времени разрешения приемника $\tau_p \gg \tau$ функция временной (авто-) корреляции с учетом стационарности излучения будет равна:

$$\begin{aligned} B(\Delta\tau) &= \langle E_0(t)E_0(t + \Delta\tau) \rangle = \\ &= \left\langle \sum_{j,k} e_0(t - t_j)e_0(t - t_k + \Delta\tau) \right\rangle^{\text{стац.}} = \left\langle \sum_{j,k} e_0(t)e_0(t + \Delta\tau + t_j - t_k) \right\rangle = \\ &= \frac{1}{\tau_p} \int_0^{\tau_p} \sum_{j,k} e_0(t)e_0(t + \Delta\tau + t_j - t_k) dt = \\ &= \frac{1}{\tau_p} \sum_{j,k=1}^{N_p} \int_0^{\tau} e_0(t)e_0(t + \Delta\tau + t_j - t_k) dt = \\ &= \frac{1}{\tau_p} \sum_{j=k=1}^{N_p} \int_0^{\tau} e_0(t)e_0(t + \Delta\tau) dt + \frac{1}{\tau_p} \sum_{j \neq k=1}^{N_p} \int_0^{\tau} e_0(t)e_0(t + \Delta\tau + t_j - t_k) dt \stackrel{\tau_p \gg \tau}{\cong} \\ &\stackrel{\tau_p \gg \tau}{\cong} \frac{N_p}{\tau_p} \int_0^{\tau} e_0(t)e_0(t + \Delta\tau) dt = n\tau \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} e_0(t)e_0(t + \Delta\tau) dt = n\tau b(\Delta\tau). \end{aligned}$$

Функция временной корреляции для цуга волны $b(\Delta\tau)$, как характеристика цуга, введена путем усреднения по длительности цуга τ .

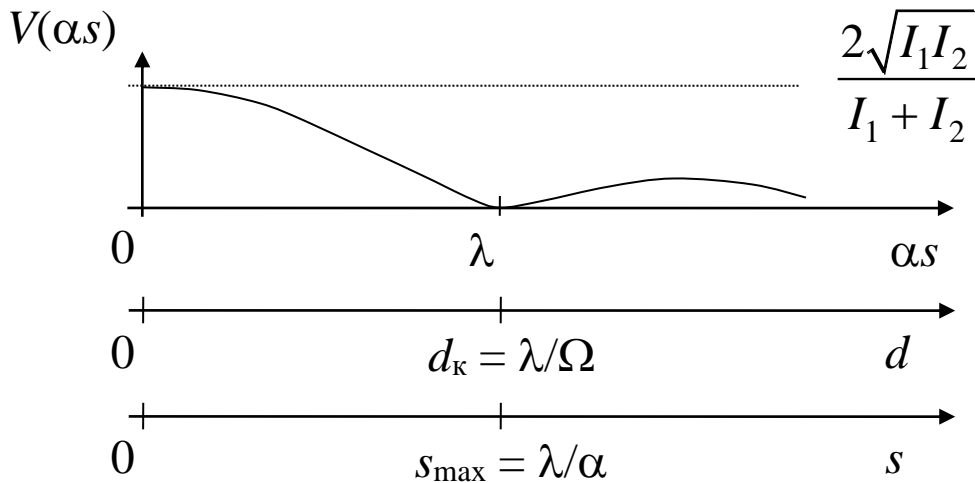
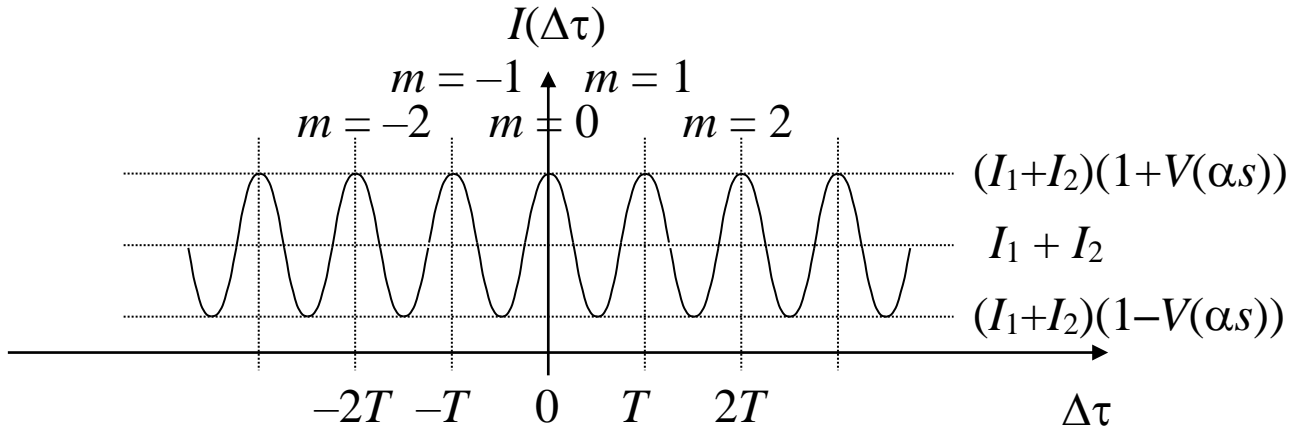
Как видим, функции временной корреляции для всей волны и для цуга волны, соответствующего одному акту излучения, пропорциональны (аналогично спектральным плотностям интенсивности).

Все определяется перекрытием цуга для акта излучения одного из громадного ($10^{18} \div 10^{23}$) числа атомов!!!

Двухволновая интерференция от однородно светящегося протяженного источника монохроматического света (ω)

$$I(\Delta\tau) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{sinc}\left(\frac{k\alpha s}{2}\right) \cos(\omega\Delta\tau),$$

$$V(\alpha s) = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \left| \operatorname{sinc}\left(\frac{k\alpha s}{2}\right) \right| - \operatorname{const}(\Delta\tau, \Delta l, m, x).$$



$$d < \frac{\lambda R}{s} = \frac{\lambda}{\Omega} \equiv d_k - \text{радиус (ширина) когерентности};$$

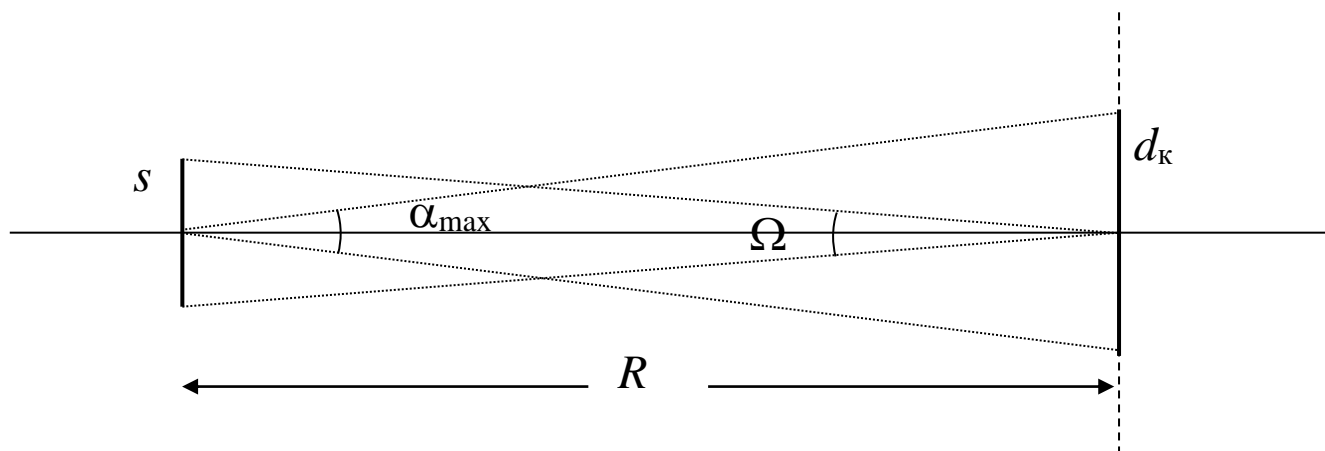
$$\Omega < \frac{\lambda}{d} \equiv \Omega_k - \text{угол когерентности};$$

$$s < \frac{\lambda R}{d} = \frac{\lambda}{\alpha} \equiv s_{\max} - \text{максимальный линейный размер источника};$$

$$\alpha < \frac{\lambda}{s} \equiv \alpha_{\max} - \text{максимальный угол интерференции}.$$

Оценка

радиуса (ширины) когерентности – $d_k = \frac{\lambda}{\Omega} = \frac{\lambda R}{s}$.



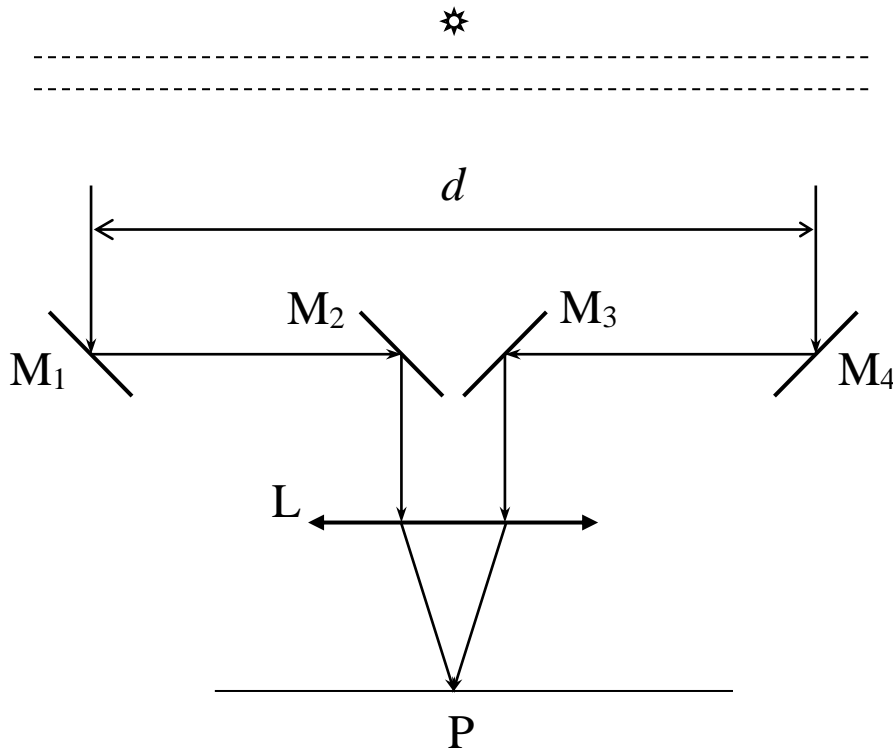
Для $\lambda \sim 0.5$ мкм.

Источник света	s	R	d_k
Тепловой источник	$\sim R$	$\sim s$	~ 0.5 мкм
Солнце	$1.39 \cdot 10^9$ м	$1.49 \cdot 10^{11}$ м	~ 0.05 мм
Луна	$3.5 \cdot 10^6$ м	$3.8 \cdot 10^8$ м	~ 0.05 мм
Фонарь	1 мм	0.2 м	0.1 мм
Ртутная лампа	1 см	2 м	0.1 мм
Лазер $b_d = \frac{s^2}{4\lambda}$, $d(b) \cong 2 \frac{\lambda}{s} R$	2 мм	$\ll b_d \cong 2$ м	2 мм
		100 м $\gg b_d$	5 см
Звезда Бетельгейзе	$\Omega = \frac{s}{R} \cong 0.0047''$		22 м

Схема звездного интерферометра Майкельсона

Идея – в 1868 г. Арман Ипполит Луи Физо (франц.).

Реализация – в 1920 г. Альберт Абрахам Майкельсон (амер.).



Для звезды с угловым размером Ω в центре интерференционной картины ($m = 0, \Delta\tau = 0, \Delta l = 0$) при максимальной временной когерентности функция видности определяется только пространственной когерентностью и равна:

$$V(\alpha s) = V(d\Omega) = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \left| \text{sinc} \left(\frac{k\alpha s}{2} \right) \right| = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \left| \text{sinc} \left(\frac{kd}{2} \Omega \right) \right|.$$

Пусть при базе прибора d_k функция видности $V(d_k) = 0$, тогда:

$$\frac{kd_k}{2} \Omega = \pi \Rightarrow \Omega = \frac{2\pi}{kd_k} = \frac{\lambda}{d_k}.$$

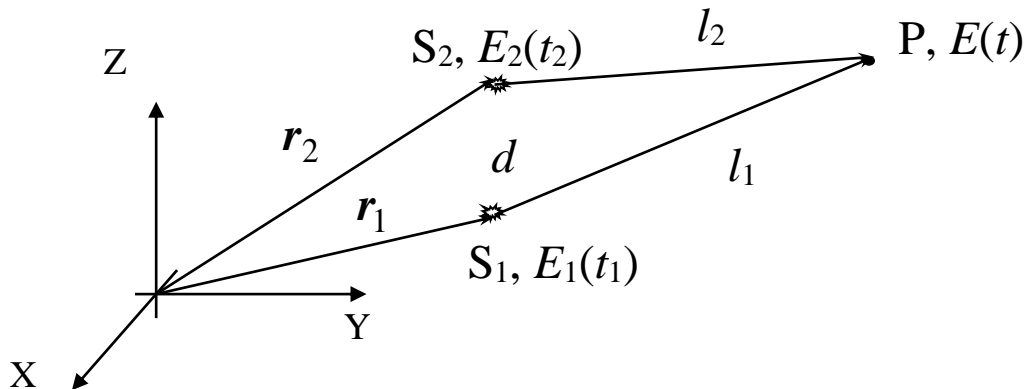
Достоинство – d_{\max} велико (до ~ 50 м), Ω_{\min} – мал (до $\sim 0.002''$).

Для нахождения углового расстояния $\Delta\Omega$ между звездами: в центре интерф. картины I_{\min} при $k\Delta r = k\alpha\Delta s = k \frac{d}{R} \Delta s = \frac{2\pi d}{\lambda} \Delta\Omega = \pi \Rightarrow \Delta\Omega = \frac{\lambda}{2d}$.

Комплексная функция корреляции и степень когерентности

Пространственно-временные корреляция и когерентность

Общая схема двухволновой интерференции волн от вторичных источников света.



Рассмотрим две пространственно-временные точки светового поля S_1 и S_2 , определяемые радиус-векторами r_1 , r_2 и моментами времени t_1, t_2 . Пусть световое поле в этих точках создается квазигармонической электромагнитной волной со случайной временной модуляцией ($\tau \gg T_0$), излучаемой протяженным источником:

$$\hat{E}_{1,2}(t_{1,2}) = a_{1,2}(t_{1,2})e^{i(\omega_0 t_{1,2} + \varphi_{0,1,2}(t_{1,2}))} = A_{1,2}(t_{1,2})e^{i\omega_0 t_{1,2}}.$$

Уравнение двухволновой интерференции стационарного излучения $\hat{E}(t) = \hat{E}_1(t_1) + \hat{E}_2(t_2)$ в комплексной форме:

$$\begin{aligned} I &= \langle E^2(t) \rangle = \left\langle \left(\frac{\hat{E}(t) + \hat{E}^*(t)}{2} \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \langle \hat{E}(t) \hat{E}^*(t) \rangle = \\ &= I_1 + I_2 + \frac{1}{2} \langle \hat{E}_1(t_1) \hat{E}_2^*(t_2) + \hat{E}_1^*(t_1) \hat{E}_2(t_2) \rangle = I_1 + I_2 + \text{Re} \langle \hat{E}_1(t_1) \hat{E}_2^*(t_2) \rangle = \\ &= I_1 + I_2 + \text{Re} \langle \hat{E}_1(t) \hat{E}_2^*(t + \Delta\tau) \rangle = I_1 + I_2 + \text{Re} \langle \hat{\Gamma}_{12}(\Delta\tau) \rangle. \end{aligned}$$

Комплексная функция пространственно-временной (взаимной) корреляции стационарных колебаний поля в разных точках пространства в моменты времени, отстоящие на время $\Delta\tau$:

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}_{12}(\Delta\tau) &= \langle \hat{E}_1(t) \hat{E}_2^*(t + \Delta\tau) \rangle = \langle A_1(t) A_2^*(t + \Delta\tau) \rangle e^{-i\omega_0 \Delta\tau} = \\ &= \langle a_1(t) a_2(t + \Delta\tau) e^{-i\Delta\varphi_{0,12}(t, \Delta\tau)} \rangle e^{-i\omega_0 \Delta\tau} = \Gamma_{12}(\Delta\tau) e^{-i(\omega_0 \Delta\tau + \Psi_{12}(\Delta\tau))}, \end{aligned}$$

где $\Delta\varphi_{0,12}(t, \Delta t) = \varphi_{0,2}(t + \Delta t) - \varphi_{0,1}(t)$ и $\Gamma_{12}(\Delta\tau) \equiv |\hat{\Gamma}_{12}(\Delta\tau)| > 0$.

Комплексная степень пространственно-временной (взаимной) когерентности стационарных колебаний $\hat{\gamma}_{12}(\Delta\tau)$ в точках S_1 и S_2 :

$$\hat{\gamma}_{12}(\Delta\tau) \equiv \frac{\hat{\Gamma}_{12}(\Delta\tau)}{2\sqrt{I_1 I_2}} = \frac{\Gamma_{12}(\Delta\tau)e^{-i(\omega_0\Delta\tau + \Psi_{12}(\Delta\tau))}}{2\sqrt{I_1 I_2}} = \gamma_{12}(\Delta\tau)e^{-i(\omega_0\Delta\tau + \Psi_{12}(\Delta\tau))}.$$

Степень пространственно-временной (взаимной) когерентности стационарных колебаний в точках S_1 и S_2 :

$$\gamma_{12}(\Delta\tau) \equiv |\hat{\gamma}_{12}(\Delta\tau)|$$

Примечание 1. Дополнительная фаза $\Psi_{12}(\Delta\tau)$ возникает из-за разницы в начальных фазах колебаний интерферирующих волн $\Delta\varphi_{0_{12}}(t, \Delta\tau)$ в точках S_1 и S_2 . Если пространственные точки S_1 и S_2 принадлежат одному фронту волны (а в случае случайно модулированных волн интерферируют волны, полученные из одного цуга волны — $\Delta\tau < \tau_k = \tau$), то их начальные фазы совпадают $\Delta\varphi_{0_{12}}(t, \Delta\tau) = \Delta\varphi_0(t, \Delta\tau) = \varphi_0(t + \Delta\tau) - \varphi_0(t)$ и $\Psi_{12}(\Delta\tau) = \Psi(\Delta\tau)$. Если начальные фазы не меняются во времени, то $\Psi_{12}(\Delta\tau) = \Psi(\Delta\tau) = 0!$

Уравнение двухволновой интерференции принимает вид:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma_{12}(\Delta\tau) \cos(\omega_0\Delta\tau + \Psi_{12}(\Delta\tau)).$$

В соответствии с определением функции видности:

$$V_{12}(\Delta\tau) \equiv \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \gamma_{12}(\Delta\tau) = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\hat{\gamma}_{12}(\Delta\tau)|.$$

Вещественная функция пространственно-временной корреляции $B_{12}(\Delta\tau)$ в соответствии с уравнением двухволновой интерференции для случайных квазигармонических волн — $I(\Delta\tau) = I_1 + I_2 + 2B_{12}(\Delta\tau)$, равна:

$$B_{12}(\Delta\tau) = \frac{1}{2} \text{Re}(\hat{\Gamma}_{12}(\Delta\tau)) = \sqrt{I_1 I_2} \gamma_{12}(\Delta\tau) \cos(\omega_0\Delta\tau + \Psi_{12}(\Delta\tau)).$$

Временные корреляция и когерентность

Рассмотрим суперпозицию стационарных волн, полученных от одной точки волнового поля:

$$I_{1,2}(t_{1,2}) = \alpha_{1,2} I_0(t_{1,2}), \quad \hat{E}_{1,2}(t_{1,2}) = \sqrt{\alpha_{1,2}} \hat{E}_0(t_{1,2}).$$

В этом случае:

$$\hat{\Gamma}_{12}(\Delta\tau) = \sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{I_0} \langle \hat{E}_0(t) \hat{E}_0^*(t + \Delta\tau) \rangle = \sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{I_0} \hat{\Gamma}(\Delta\tau),$$

где $\hat{\Gamma}(\Delta\tau) = \langle \hat{E}_0(t) \hat{E}_0^*(t + \Delta\tau) \rangle = \langle A_0(t) A_0^*(t + \Delta\tau) \rangle e^{-i\omega_0 \Delta\tau}$ – **комплексная функция временной (авто-) корреляции колебаний поля в данной точке в разные моменты времени**.

Комплексная степень временной (авто-) когерентности стационарных колебаний:

$$\begin{aligned} \hat{\gamma}_{12}(\Delta\tau) &\equiv \frac{\hat{\Gamma}_{12}(\Delta\tau)}{2\sqrt{I_1 I_2}} = \frac{\hat{\Gamma}(\Delta\tau)}{2I_0} \equiv \hat{\gamma}(\Delta\tau) = \\ &= \frac{\langle A_0(t) A_0^*(t + \Delta\tau) \rangle e^{-i\omega_0 \Delta\tau}}{2I_0} = \gamma(\Delta\tau) e^{-i(\omega_0 \Delta\tau + \Psi(\Delta\tau))}, \end{aligned}$$

где $\gamma(\Delta\tau) \equiv |\hat{\gamma}(\Delta\tau)| > 0$ – **степень временной (авто-) когерентности стационарных колебаний**.

Уравнение двухволновой интерференции в этом случае:

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{I_0} \text{Re}(\hat{\Gamma}(\Delta\tau)) = \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma(\Delta\tau) \cos(\omega_0 \Delta\tau + \Psi(\Delta\tau)). \end{aligned}$$

Функция видности:

$$V(\Delta\tau) \equiv \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \gamma(\Delta\tau) = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\hat{\gamma}(\Delta\tau)|.$$

Вещественная функция временной корреляции для случайных квазигармонических волн в соответствии с уравнениями двухволновой интерференции – $I(\Delta\tau) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{I_0} B(\Delta\tau)$, будет равна

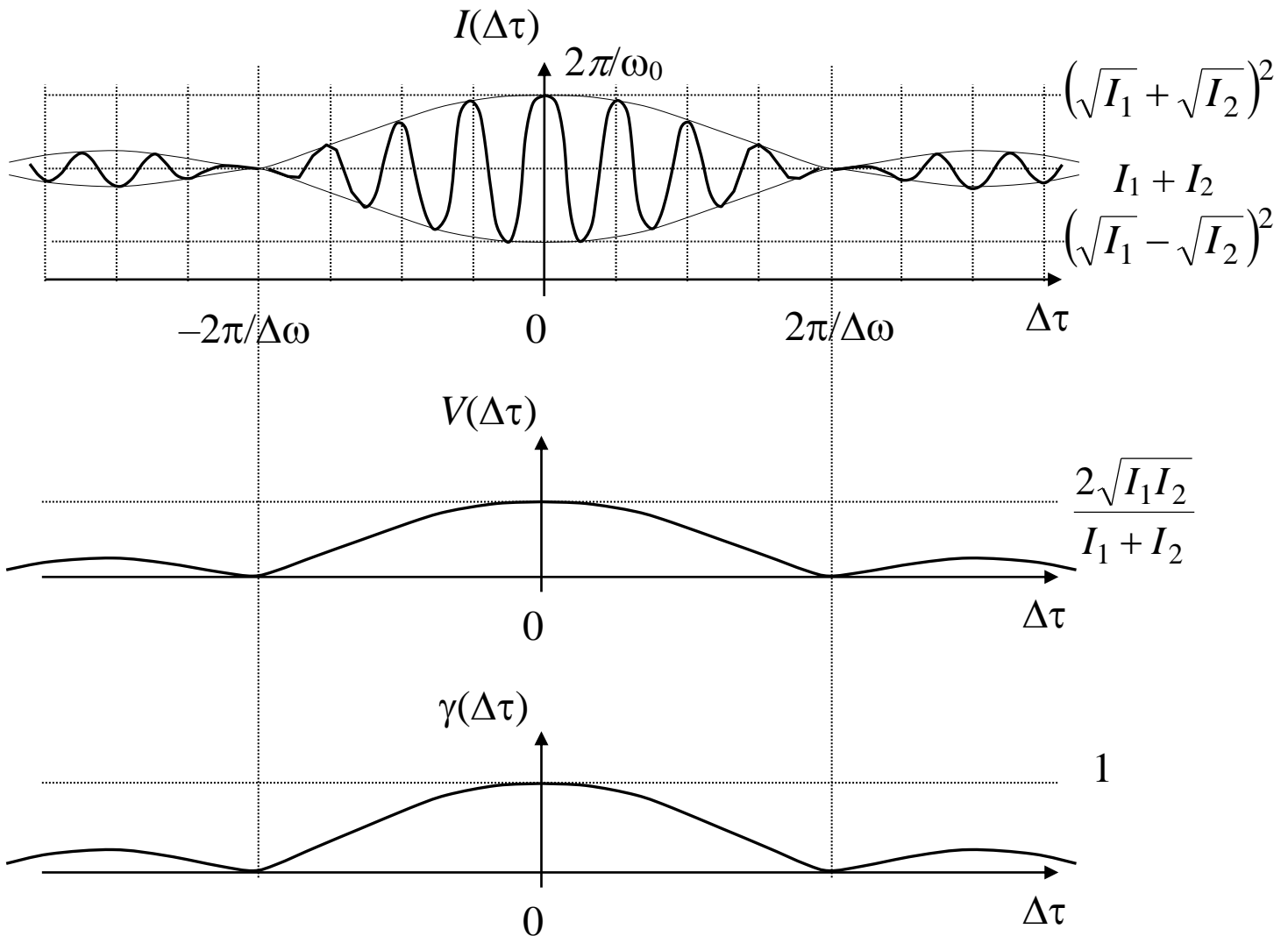
$$B(\Delta\tau) = \frac{1}{2} \text{Re}(\hat{\Gamma}(\Delta\tau)) = I_0 \gamma(\Delta\tau) \cos(\omega_0 \Delta\tau + \Psi(\Delta\tau)).$$

Двухволновая интерференция от одной точки волнового поля с прямоугольным спектром

$$I(\Delta\tau) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\omega\Delta\tau}{2}\right) \cos(\omega_0\Delta\tau),$$

$$I(\Delta\tau) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma(\Delta\tau) \cos(\omega_0\Delta\tau + \Psi(\Delta\tau)),$$

$$V(\Delta\tau) = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \left| \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\omega\Delta\tau}{2}\right) \right| = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \gamma(\Delta\tau), \quad \gamma(\Delta\tau) = \left| \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\omega\Delta\tau}{2}\right) \right|.$$



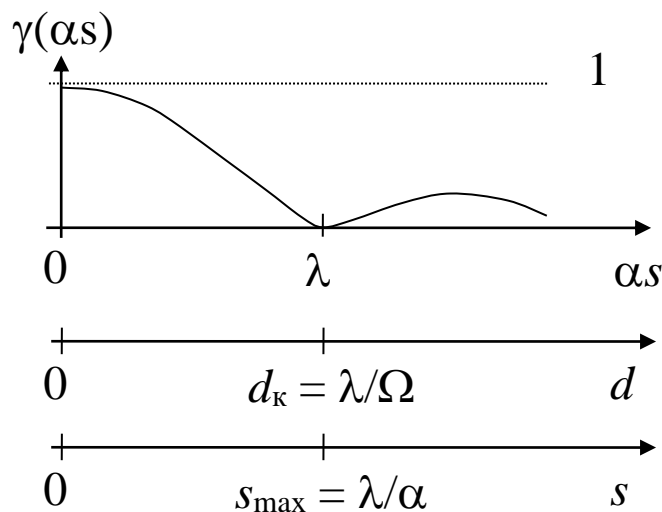
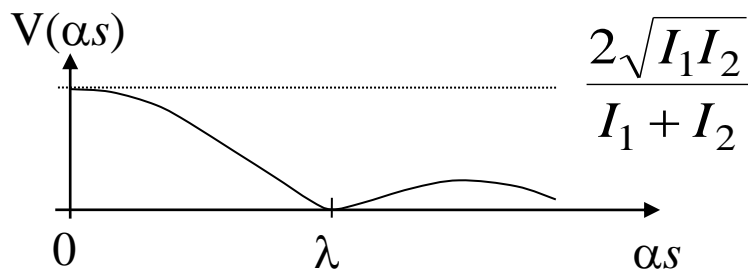
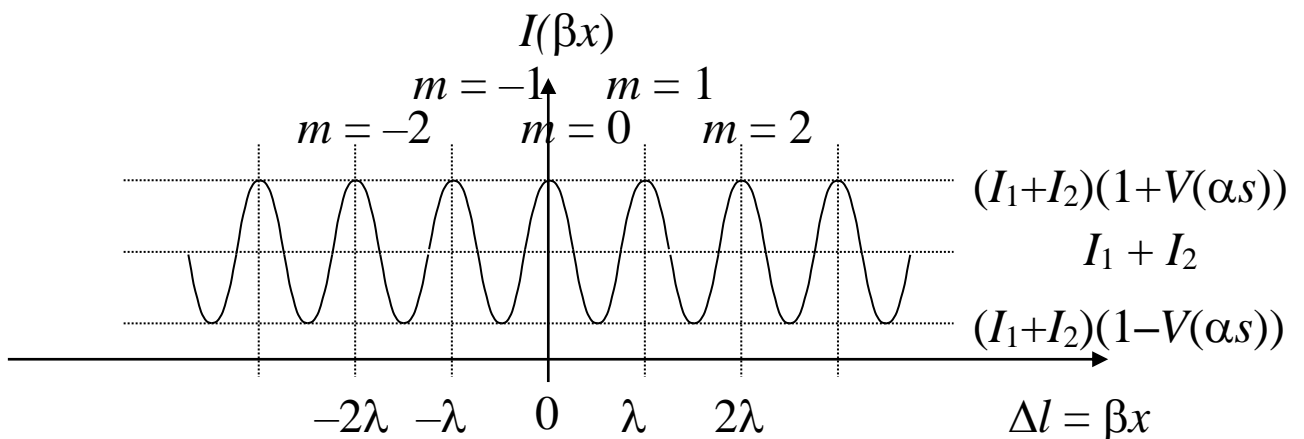
Видно, что степень когерентности $\gamma(\Delta\tau)$ интерференционной картины существенно зависит от времени задержки $\Delta\tau$ (разности хода Δl , порядка интерференции m , а, следовательно, и координаты точки наблюдения), меняясь от 0 (отсутствие когерентности накладывающихся волн) до 1 (полная когерентность волн).

Двухволновая интерференция от однородно светящегося протяженного источника монохроматического света (ω_0)

$$I(\Delta\tau) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{sinc}\left(\frac{k\alpha s}{2}\right) \cos(\omega_0 \Delta\tau),$$

$$I(\Delta\tau) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma(\alpha s) \cos(\omega_0 \Delta\tau + \Psi(\Delta\tau)),$$

$$V(\alpha s) = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \left| \operatorname{sinc}\left(\frac{k\alpha s}{2}\right) \right| = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \gamma(\alpha s), \quad \gamma(\alpha s) = \left| \operatorname{sinc}\left(\frac{k\alpha s}{2}\right) \right|.$$



Стационарное, однородное и изотропное световое поле

Рассмотрим стационарное (во времени), однородное и изотропное (в пространстве) световое поле, когда расположение вторичных источников достаточно будет охарактеризовать только расстоянием между вторичными источниками вдоль фронта волны $d = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$. В этом случае получим:

$$\hat{\Gamma}_{12}(\Delta\tau) = \hat{\Gamma}(\Delta\tau, d) = \langle A(t)A^*(t + \Delta\tau, d) \rangle e^{-i\omega_0\Delta\tau},$$

$$\hat{\gamma}_{12}(\Delta\tau) = \hat{\gamma}(\Delta\tau, d) = \gamma(\Delta\tau, d)e^{-i(\omega_0\Delta\tau + \Psi(\Delta\tau, d))},$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma(\Delta\tau, d) \cos(\omega_0\Delta\tau + \Psi(\Delta\tau, d)),$$

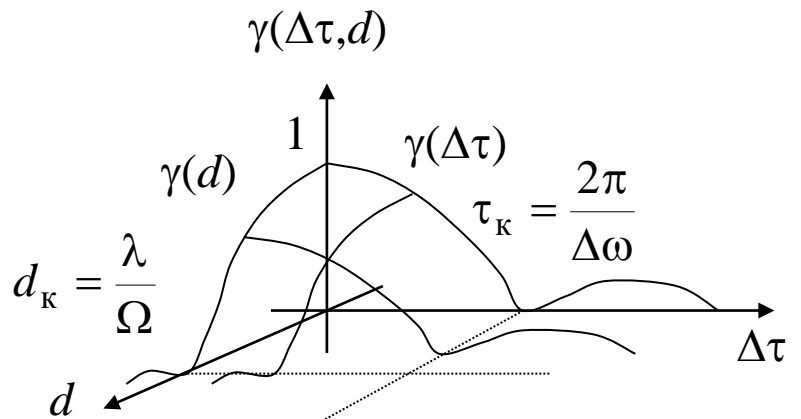
$$V(\Delta\tau, d) \equiv \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \gamma(\Delta\tau, d).$$

При $d = 0$ получим комплексную функцию временной корреляции – $\hat{\Gamma}(\Delta\tau)$ и степень временной когерентности – $\gamma(\Delta\tau)$.

При $\Delta\tau = 0$ получим комплексную функцию пространственной корреляции – $\hat{\Gamma}(d)$ и степень пространственной когерентности – $\gamma(d)$.

Для определения степени временной когерентности надо осуществить двухволновую интерференцию путем деления амплитуды волны, то есть взять волны от одной точки исходного волнового поля (при $d = 0$). Далее внести управляемое время задержки $\Delta\tau$, измерить интенсивность интерференционной картины $I(\Delta\tau)$, получить функцию видности $V(\Delta\tau)$ (в частности определить время когерентности τ_k) и степень временной когерентности $\gamma(\Delta\tau)$.

Для определения степени пространственной когерентности надо осуществить двухволновую интерференцию путем деления фронта волны, то есть взять волны от разных точек фронта исходного волнового поля. Далее, управляя расстоянием между этими источниками d , измерить интенсивность интерференционной картины $I(d)$ в ее центре (для $\Delta\tau = 0$), получить функцию видности $V(d)$ (в частности определить радиус когерентности d_k) и степень пространственной когерентности $\gamma(d)$.



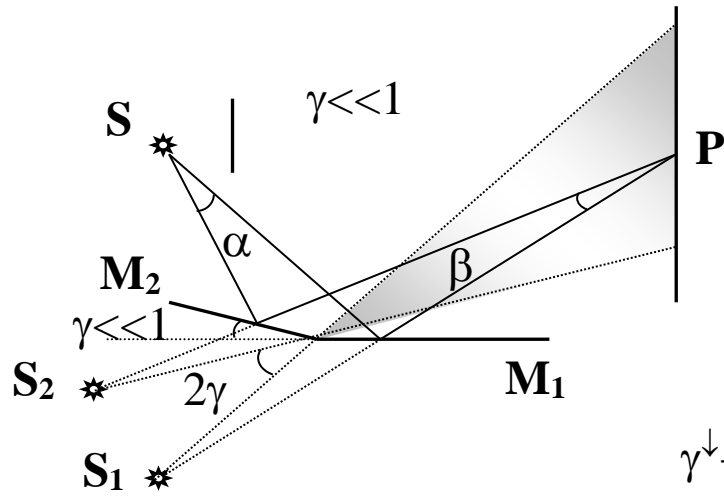
Основные характерные особенности методов реализации двухволновой интерференции

№	Характеристика	Метод деления	
		волнового фронта	амплитуды
1	Углы интерференции α и сходимости β	$\alpha \neq 0, \beta \neq 0 (d \neq 0)$	$\alpha \cong 0, \beta \cong 0 (d \cong 0)$
2	Локализация интерференционной картины	Не локализована	Локализована
3	Образование интерф. картины	Пучками от одной точки источника	Пучками от всех точек источника
4	Интенсивность интерференционной картины	Мала	Велика
5	Увеличение размера источника (s, Ω)	Ухудшает видимость, $\Omega < \Omega_k = \frac{\lambda}{d}, s < s_{\max} = \frac{\lambda}{\alpha}$	Не ухудшает видимость
6	Увеличение ширины спектра $\Delta\omega$ или $\Delta\tau$ ($\Delta l, m$)	Ухудшает видимость, $\Delta\tau < \tau_k \cong \frac{2\pi}{\Delta\omega}, \Delta l < l_k = \tau_k v$	Ухудшает видимость, $\Delta\tau < \tau_k \cong \frac{2\pi}{\Delta\omega}, \Delta l < l_k = \tau_k v$

Метод деления волнового фронта

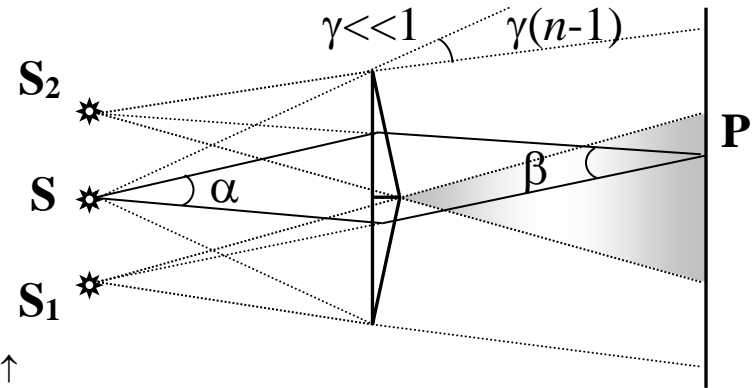
Бизеркало Френеля

Французский физик Огюстен Жан Френель, 1816 г.

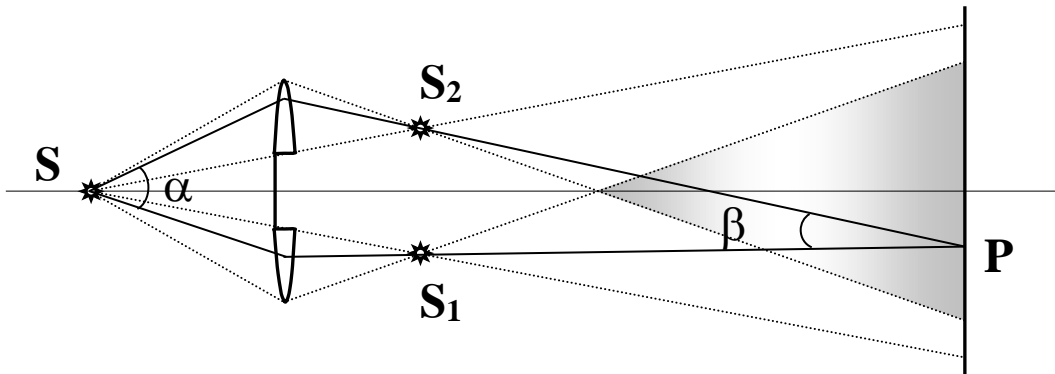


Бипризма Френеля

Французский физик Огюстен Жан Френель, 1819 г.

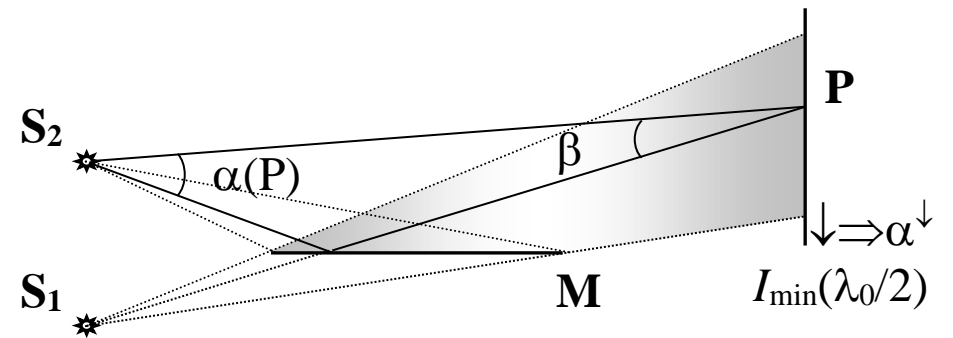


Билинза Бийе



Зеркало Ллойда

Ирландский физик Хэмфри Ллойд, 1837 г.



Противоречивые требования – $\alpha^\downarrow (s^\uparrow)$, $\beta^\uparrow (P \rightarrow S_1, S_2)$.

Особенности – поле интерференционной картины мало и малоинтенсивно.

Бизеркало Френеля

В бизеркале Френеля для получения пространственно разделенных световых пучков используется явление отражения света. Два мнимых изображения S_1 и S_2 щелевого источника S образуются при отражении исходной световой волны от двух плоских зеркал M_1 и M_2 , расположенных под малым углом γ друг к другу, и являются мнимыми когерентными источниками. Источник берется в виде узкой щели, параллельной ребру, образованному зеркалами.

Волновой фронт света, идущего от источника S , с помощью этих зеркал разбивается на два. Встречаясь друг с другом, они дают в области взаимного перекрытия интерференционную картину, которая представляет собой прямые полосы, параллельные ребру. Заслонка не позволяет свету от источника прямо попадать на экран. Малое значение угла $\gamma \cong 0^\circ$ обеспечивает небольшое расстояние d между мнимыми источниками, что приводит к увеличению ширины интерференционных полос – $\Delta\vartheta = \lambda/d$.

Если r – расстояние от источника S до точки соприкосновения зеркал, а L_0 – расстояние от экрана до той же точки и L – расстояние от вторичных источников до экрана, тогда ширина Δx интерференционных полос равна:

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d} \cong \frac{L_0 + r}{2\gamma r} \lambda.$$

Длину волны можно определить по ширине интерференционных полос:

$$\lambda = \frac{2\gamma r \Delta x}{L_0 + r}.$$

Для лучшей освещенности и четкости интерференционной картины необходима большая апертура сходимости β интерферирующих лучей (близость точки наблюдения к вторичным источникам) и малая апертура интерференции α (выше степень пространственной когерентности). Апертура сходимости не может превышать малый угол 2γ , поэтому для бизеркала Френеля характерна относительно малая освещенность интерференционной картины. Особенностью интерферометра является малое поле интерференции, определяемое углом 2γ .

Бипризма Френеля

В бипризме Френеля для получения пространственно разделенных световых пучков используется явление преломления света. Две призмы с малыми преломляющими углами склеены друг с другом основаниями. Угол при вершине составной призмы $\sim 180^\circ$, а углы γ при ее основании малы – $\gamma \cong 0^\circ$.

Волновой фронт света, исходящего от источника S в виде параллельной ребру составной призмы светящейся узкой щели S , с помощью призм разбивается на две части, и обе волны встречаются за призмами. Оба интерферирующих пучка света исходят из двух мнимых вторичных источников S_1 и S_2 . Здесь нет линз и других оптических устройств. Особенность интерферометра – малое поле интерференции, определяемое углом γ .

Билинза Бийе

Выпуклая линза разрезается по диаметру, и половинки слегка разводятся (или сводятся). Прорезь закрывается экраном.

Роль когерентных источников выполняют два действительных изображения реального точечного источника. Такое устройство эквивалентно одной линзе, но с двумя источниками или двум маленьким призмам. Билинза Бийе, так же, как и предыдущие приборы, не обеспечивает достаточной освещенности на экране.

Зеркало Ллойда

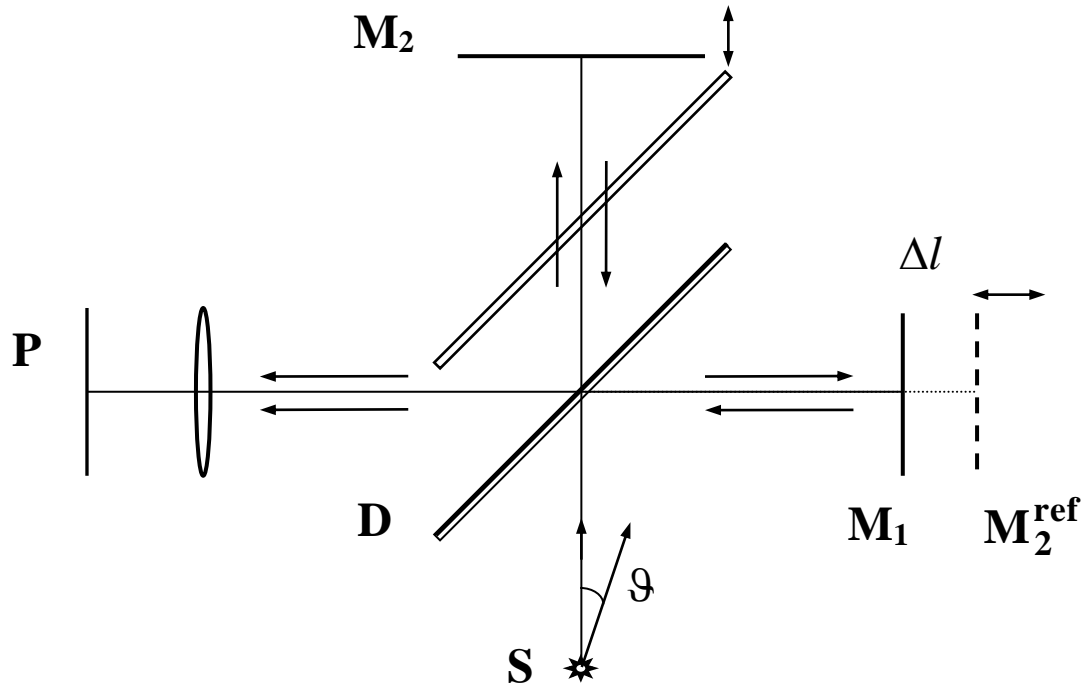
Пучок света от точечного источника S_2 падает на плоское зеркало M под углом, близким к 90° . Одно мнимое изображение S_1 образуется при отражении от плоскости зеркала M . Интерферируют пучки от источника S_2 и его изображения S_1 .

Вследствие потери (приобретении) фазы π при отражении от поверхности зеркала оптическая разность хода в центре экрана становится равной $\lambda_0/2$, что приводит к возникновению минимума интенсивности интерференционной картины в центре экрана. Угол интерференции α уменьшается при приближении к центру экрана. Это позволяет при получении интерференционной картины в точках, близких к центру экрана, использовать протяженный источник, что приводит к заметному увеличению освещенности картины.

Метод деления амплитуды

Интерферометр Майкельсона

Американский физик Альберт Абрахам Майкельсон, 1881 г.



Расходящийся пучок – $\Delta = 2n\Delta l \cos\vartheta$
(полосы равного наклона – концентрич. кольца).

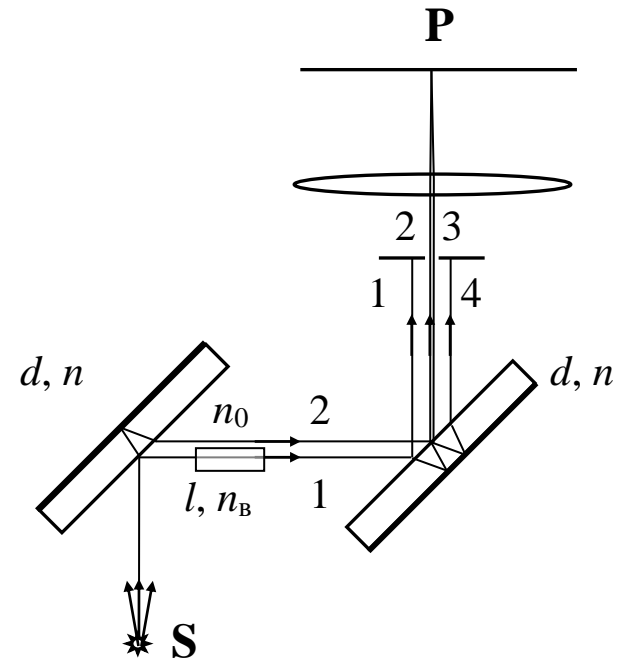
Параллельный пучок и наклоненные зеркала
(полосы равной толщины – параллельн. полосы).

Максим. порядок интерференции – $m_{\max} \sim 10^6$.

$$\Delta = 2n\Delta l \cos\vartheta = m\lambda_0.$$

Интерферометр Жамена

Французский физик Жюль Селестен Жамен, 1856 г.



Оптическая разность хода 2 и 3 лучей –

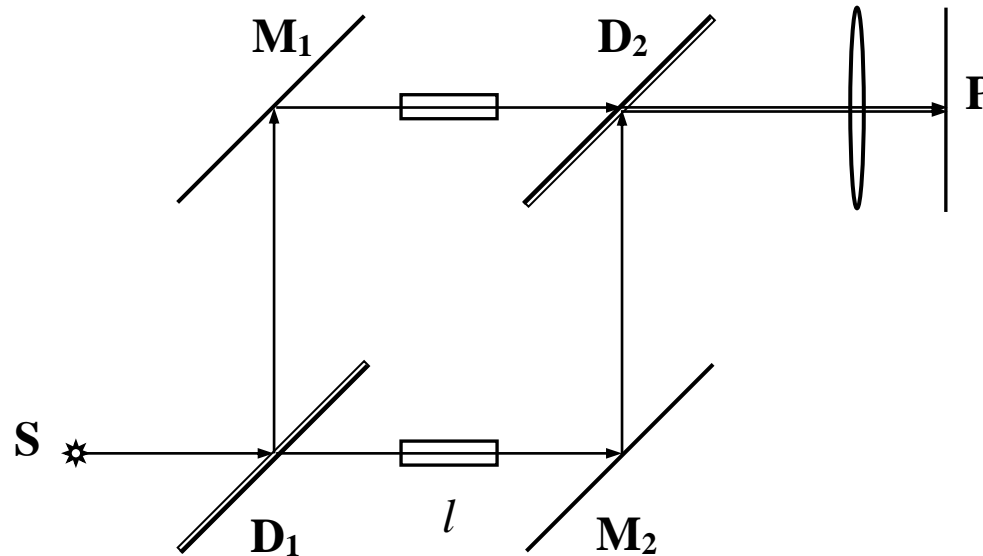
$$\Delta_{23} = 2nd(\cos\vartheta_1 - \cos\vartheta_2).$$

Интерференционный рефрактометр (для измерения показателя преломления в веществе n_B) –

$$(n_B - n_0)l = \delta m \lambda_0, \quad n_B = n_0 + \delta m \frac{\lambda_0}{l}, \quad \delta n \sim 10^{-6}.$$

Метод деления амплитуды

Интерферометр Маха-Цендера (1891-1892 гг.)



Особенность – независимые оптические элементы – пучки можно широко развести.

Интерференционный измеритель плотности газового потока ($\delta n = n - n_0 \sim \rho$):

$$\delta m(x, y)\lambda_0 = \int_0^l (n(x, y, z) - n_0) dz = l\delta n(x, y) \sim \rho(x, y).$$

Интерферометр Майкельсона

Пучок света от источника направляется на светоделительную пластину (полупрозрачное зеркало) D , где делится на два пучка света – прошедший и отраженный – примерно одинаковой интенсивности. Светоделительная пластина представляет собой плоскопараллельную стеклянную пластину, покрытую с тыльной стороны тонкой пленкой серебра. Пройдя некоторые расстояния, отраженный и прошедший пучки падают на зеркала M_1 и M_2 , отражаются ими в обратных направлениях и вновь падают на светоделительную пластину.

Пластина снова частично отражает и частично преломляет свет, в результате чего образуется пучок света, представляющий собой суперпозицию пучков, прошедших через разные плечи интерферометра и по одному разу отраженных и преломленных на полупрозрачной грани пластины. Результирующий пучок света наблюдается на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы. Двигая одно из зеркал интерферометра в направлении падающего на него светового пучка, можно изменять оптическую разность хода лучей и наблюдать изменение интерференционной картины.

Изобразим эквивалентную схему интерферометра Майкельсона, в которой вместо одного из зеркал M_2 вводится так называемая **референтная (опорная) плоскость** M_2^{ref} , являющаяся отражением этого зеркала M_2 в делительной пластине D . Возникает эквивалентная ситуация с интерференцией волн, отраженных поверхностями (гранями) плоскопараллельной пластинки толщиной, равной разности длин плеч интерферометра, – Δl . Только в данном случае $n_1 = n_2 = n$ и лучи приобретают одинаковые дополнительные фазы 2π при отражениях от поверхностей светоделительной пластинки и зеркал.

В случае узкого пучка, падающего перпендикулярно не наклонным зеркалам, интенсивность пучка на выходе интерферометра определяется оптической разностью хода:

$$\Delta = 2n(l_2 - l_1) = 2n\Delta l.$$

Если R и T – коэффициенты отражения и преломления света (по интенсивности, причем в отсутствие поглощения – $R + T = 1$) в пластинке, то каждый из интерферирующих пучков обладает интенсив-

ностью $I_1 = I_2 = RTI_0$. Таким образом, интенсивность результирующего пучка будет равна

$$I(\Delta) = RTI_0 + RTI_0 + 2RTI_0 \cos(\Delta\varphi) = 2RTI_0(1 + \cos(k_0\Delta)),$$

где $\Delta\varphi = k_0\Delta$ – разность фаз пучков. При $\Delta\varphi = m2\pi$ ($m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$) будет наблюдаться максимум интенсивности – $4RTI_0$ и волна практически полностью проходит (при $R \cong T \cong 1/2$), при $\Delta\varphi = (m+1/2)2\pi$ – минимум интенсивности – волна практически полностью отражается назад в источник. Отсюда следует, что интерферометр Майкельсона может служить частотным фильтром, пропускание которого зависит от длины волны, или селективным по длинам волн отражателем света.

В случае параллельно падающего пучка света, но слегка наклоненных зеркал интерферометра или делительной пластинки возникает интерференционная картина, так называемые полосы равной толщины, которые состоят из параллельных полос. Эти полосы сдвигаются в перпендикулярном направлении при изменении угла наклона зеркал.

В случае расходящегося падающего излучения разность хода двух волн зависит от угла падения. При не наклоненных зеркалах интерферометра или делительной пластинки возникает ситуация, рассмотренная нами для параллельной пластинки:

$$\Delta = 2n\Delta l \cos \vartheta,$$

В этом случае на экране возникает интерференционная картина, так называемые полосы равного наклона, состоящие из чередующихся темных и светлых колец, концентрических с осью симметрии системы. Смещение какого-либо из зеркал приводит к изменению диаметра колец.

В данном случае условием наблюдения максимума будет:

$$2n\Delta l \cos \vartheta = m\lambda_0 \text{ или } 2\Delta l \cos \vartheta = m\lambda.$$

Как видим, увеличению порядка интерференции m соответствует уменьшение угла ϑ . Кольца больших радиусов соответствуют меньшим порядкам интерференции. Первый порядок интерференции теоретически соответствует кольцу очень большого радиуса ($\vartheta \sim \pi/2$). С увеличением порядка m радиус кольца уменьшается. Максимальный порядок интерференции (при минимальном значении угла $\vartheta = 0$) равен:

$$m_{\max} = \frac{2\Delta l}{\lambda}.$$

Характерная особенность интерферометра Майкельсона – возможна большая разность хода лучей – свыше $10^6\lambda$, для чего требуются источники с очень высокой степенью монохроматичности (временной когерентности), например, лазеры.

Интерферометр Жамена

В интерферометре используются две идентичные плоскопараллельные стеклянные пластинки и источник в виде вертикальной щели. Ход отраженных и преломленных лучей изображен на рисунке. Выход лучей 1 и 4 экранируется. Наблюдается интерференция лучей 2 и 3, обладающих оптической разностью хода:

$$\Delta = 2nd(\cos\vartheta_1 - \cos\vartheta_2),$$

где ϑ_1 и ϑ_2 – углы преломления лучей в первой и во второй пластинках. При расходящемся исходном пучке и почти параллельных пластинках (при малом их относительном наклоне $\Delta\vartheta = \vartheta_2 - \vartheta_1$) будут наблюдаться полосы равного наклона.

Интерферометр используется для измерения показателей преломления веществ, которые помещаются на пути одного из лучей. В связи с этим интерферометр Жамена носит название "интерференционный рефрактометр". При измерении определяется число полос δm , на которое смещается интерференционная картина. Если l – длина образца в пучке, то:

$$(n_{\text{в}} - n_0)l = \delta m\lambda, \quad n_{\text{в}} = n_0 + \delta m \frac{\lambda}{l},$$

где $n_{\text{в}}$ и n_0 – показатели преломления вещества образца и среды в интерферометре. В интерферометре передние поверхности пластин, выполняющие роль делителей световых пучков, и задние поверхности, служащие плоскими зеркалами, определяют расстояние между пучками, которое однозначно определяется толщиной пластин и нельзя установить независимо.

Оценим чувствительность интерферометра Жамена при измерении показателя преломления. При $l \cong 10$ см, $\lambda \cong 0.5$ мкм и $\delta m \sim 1$:

$$\delta n = \delta m \frac{\lambda}{l} \sim \frac{0.5 \cdot 10^{-6}}{0.1} = 5 \cdot 10^{-6}.$$

Интерферометр Маха-Цендера, 1891-1892 гг.

Интерферометр состоит из независимых оптических элементов – двух делителей пучков (D_1 и D_2) и двух зеркал (M_1 и M_2), в котором пучки света можно широко развести. Свет от источника S делится на светоделительной плоскопараллельной стеклянной пластинке D_1 на два пучка. Отразившись от плоских зеркал M_1 и M_2 , они вновь соединяются на светоделительной стеклянной плоскопараллельной пластинке D_2 и выходят через линзу на экран в точку P . Все четыре отражающие поверхности обычно устанавливаются параллельно друг другу и так, чтобы их центры находились в вершинах параллелограмма.

В одном плече интерферометра обычно помещается камера для исследования плотности (давления) в газовом потоке. В другом плече располагается компенсационная камера, позволяющая получать полосы порядков, близких к нулю. Регистрация картины интерференционных полос производится как в присутствии газового потока, так и без него. В выбранной точке наблюдения P измеряется смещение порядка интерференции δm в двух картинах. Если пренебречь отклонением лучей, возникающим вследствие преломления из-за наличия потока, можно записать

$$\delta m(x, y)\lambda_0 = \int_0^l (n(x, y, z) - n_0) dz = l\delta n(x, y) \sim \rho(x, y),$$

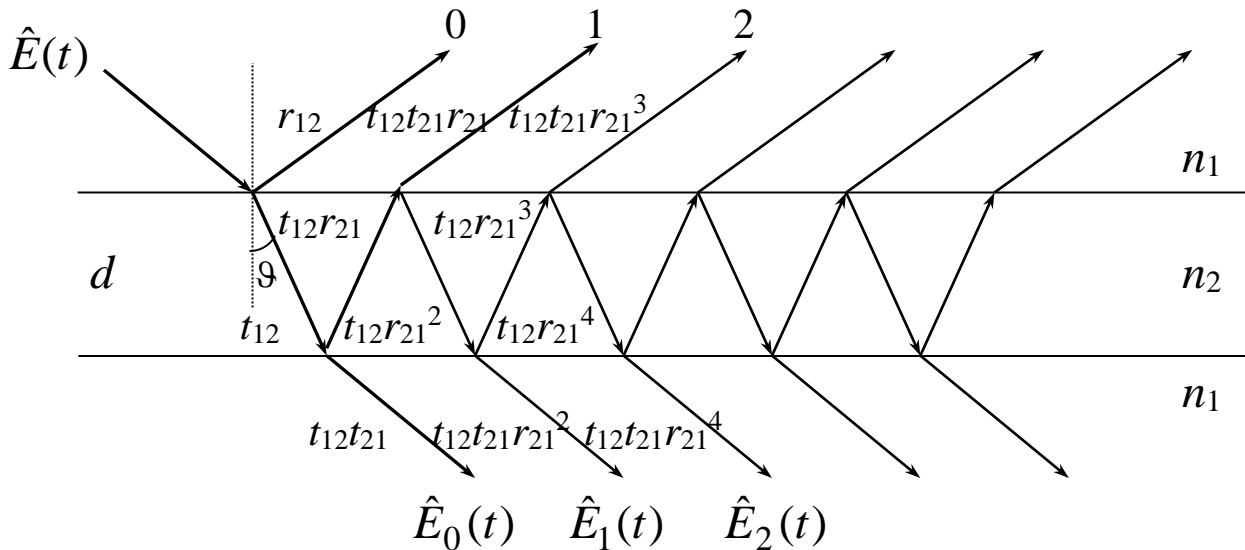
где l – длина камеры, n и n_0 – показатели преломления текущего и невозмущенного газа. При определенных условиях симметрии потока можно выразить разность показателей преломления через измеренные величины δm . Таким образом, можно определить картину изменения плотности газа, вызванную потоком, поскольку показатель преломления пропорционален плотности газа.

Многоволновая интерференция. Формулы Эйри

Комплексные коэффициенты отражения r и пропускания t по амплитуде: $r = A_r / A_i$ и $t = A_t / A_i$.

Коэффициенты отражения и пропускания по интенсивности:

$$R \equiv R_{12} = R_{21} = |r_{12}|^2 = |r_{21}|^2, \quad T \equiv T_{12} = T_{21} = t_{12}t_{21}^1.$$



Оптическая разность хода Δ и соответствующая ей разность фаз Φ между двумя соседними вышедшими (отраженными от пластинки или прошедшими сквозь пластинку) лучами (волнами):

$$\Delta = 2n_2d \cos \vartheta, \quad \Phi = k_0\Delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2n_2d \cos \vartheta = \frac{4\pi d}{\lambda} \cos \vartheta.$$

$$\hat{E}_0(t) = \hat{E}(t)e^{-i\varphi}t_{12}t_{21} = \hat{E}(t)e^{-i\varphi}T,$$

$$\hat{E}_1(t) = \hat{E}(t)e^{-i\varphi}Tr_{21}r_{21}e^{-i\Phi} = \hat{E}(t)e^{-i\varphi}TRe^{-i\Phi},$$

$$\hat{E}_2(t) = \hat{E}(t)e^{-i\varphi}TR^2e^{-i2\Phi},$$

.....,

$$\hat{E}_k(t) = \hat{E}(t)e^{-i\varphi}TR^k e^{-ik\Phi},$$

.....,

где $\varphi = k_0 \frac{n_2d}{\cos \vartheta} = \frac{2\pi d}{\lambda \cos \vartheta}$ – набег фазы при первом прохождении волны сквозь пластинку.

¹ В отсутствие полного внутреннего отражения все коэффициенты по амплитуде вещественны.

Для всей совокупности прошедших волн получим напряженность поля, воспользовавшись принципом суперпозиции и известной формулой для бесконечной суммы геометрической прогрессии со знаменателем $Re^{-i\Phi}$:

$$\hat{E}_{\text{пр}}(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \hat{E}_k(t) = \hat{E}(t)e^{-i\varphi} T \sum_{k=0}^{\infty} R^k e^{-ik\Phi} = \hat{E}(t)e^{-i\varphi} T \frac{1}{1 - Re^{-i\Phi}}.$$

Интенсивность прошедшей волны будет равна:

$$I_{\text{пр}}(\Phi) = \frac{1}{2} \langle \hat{E}_{\text{пр}}(t) \hat{E}_{\text{пр}}^*(t) \rangle = I \frac{T^2}{(1 - Re^{-i\Phi})(1 - Re^{i\Phi})} = I \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos \Phi},$$

$$I_{\text{пр}}(\Phi) = I \frac{T^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\Phi}{2}}.$$

Для отраженных волн, проделав аналогичные вычисления, будем иметь:

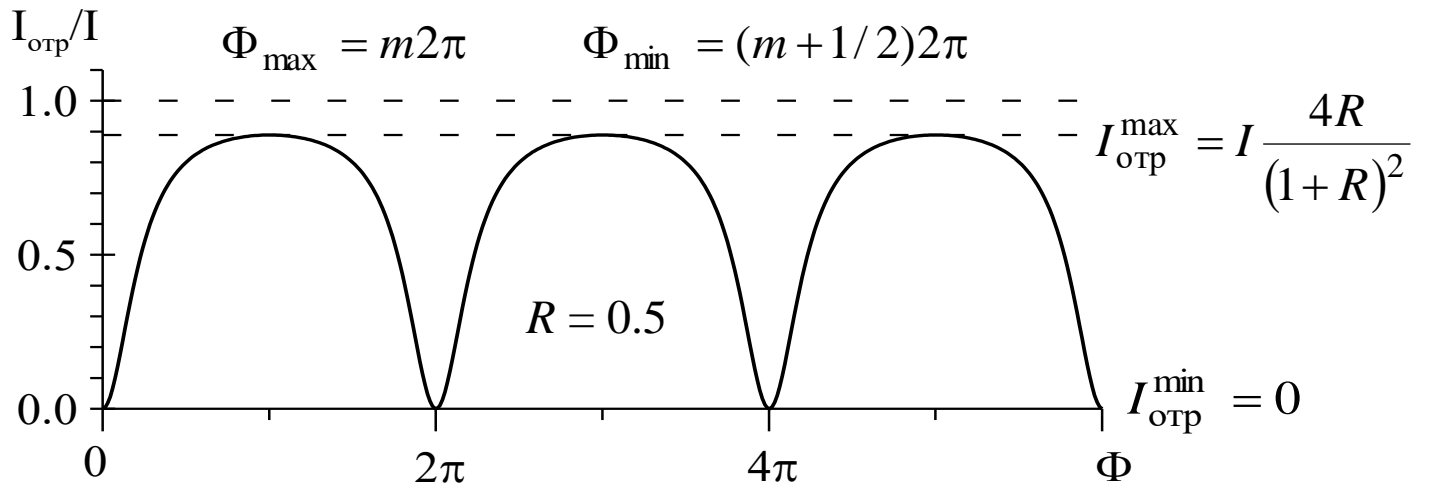
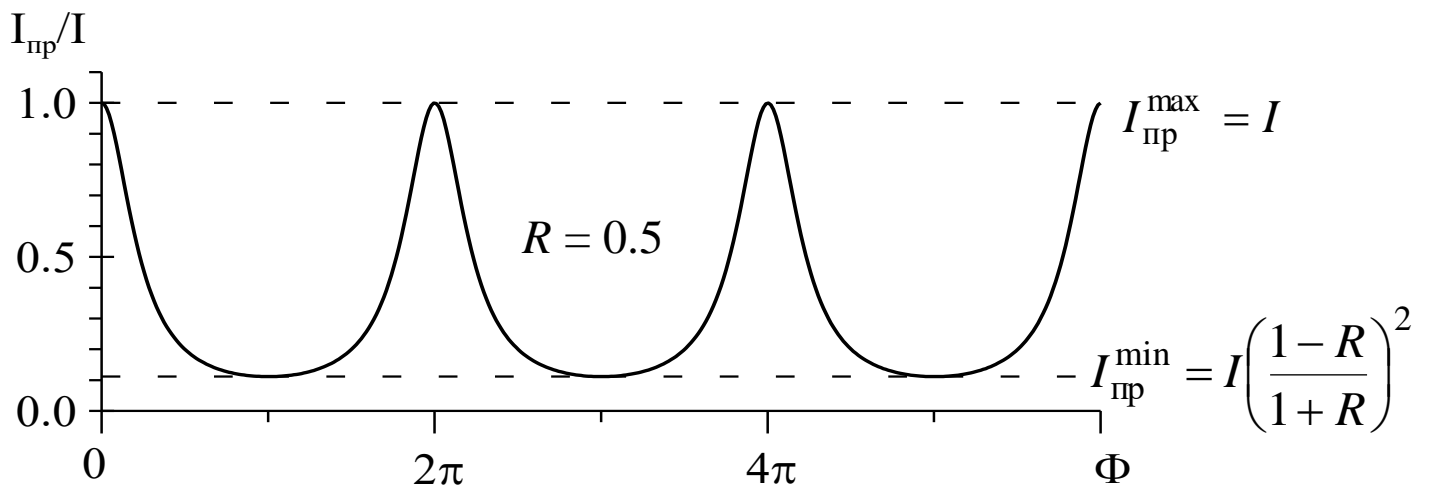
$$I_{\text{отр}}(\Phi) = IR \frac{(1 - (R + T))^2 + 4(R + T) \sin^2 \frac{\Phi}{2}}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\Phi}{2}}.$$

Полученные **уравнения многоволновой интерференции** – зависимости интенсивностей прошедшей $I_{\text{пр}}$ и отраженной $I_{\text{отр}}$ волн от разности фаз Φ между двумя соседними вышедшими лучами (волнами) – называются **формулами Эйри**.

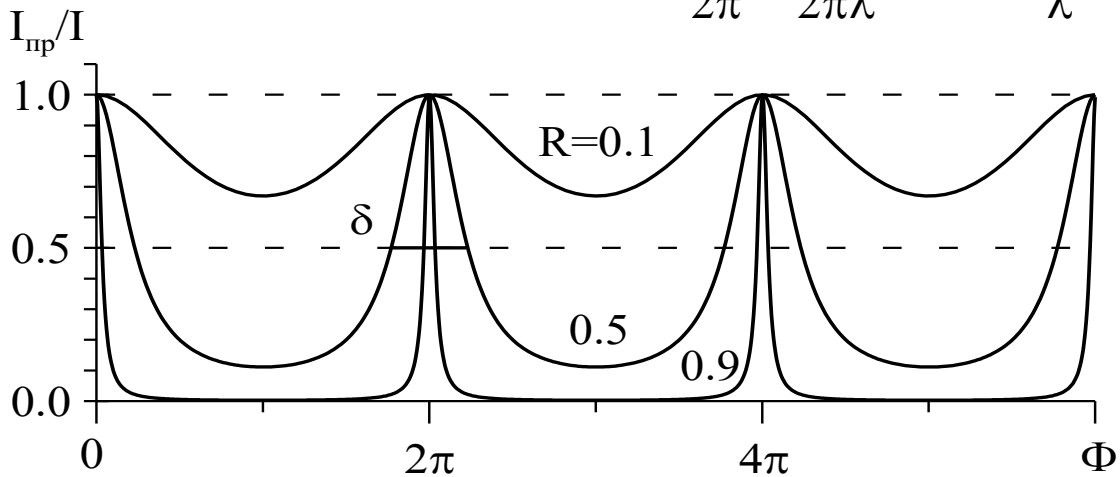
Если в пластинке нет поглощения света, то $R + T = 1$, $I_{\text{пр}}(\Phi) + I_{\text{отр}}(\Phi) = I$ и интенсивности прошедшей и отраженной волн равны:

$$I_{\text{пр}}(\Phi) = I \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\Phi}{2}},$$

$$I_{\text{отр}}(\Phi) = I \frac{4R \sin^2 \frac{\Phi}{2}}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\Phi}{2}}.$$



m – порядок интерференции: $m(\lambda, \vartheta) = \frac{\Phi}{2\pi} = \frac{4\pi d}{2\pi\lambda} \cos \vartheta = \frac{2d}{\lambda} \cos \vartheta$.



Функция видности: $V_{\text{пр}}(R) = \frac{2R}{1+R^2}$, $V_{\text{отр}} = 1$. ($F_{\text{пр}}(0.9) \cong 30$, $F_{\text{пр}}(0.98) \cong 156$.)

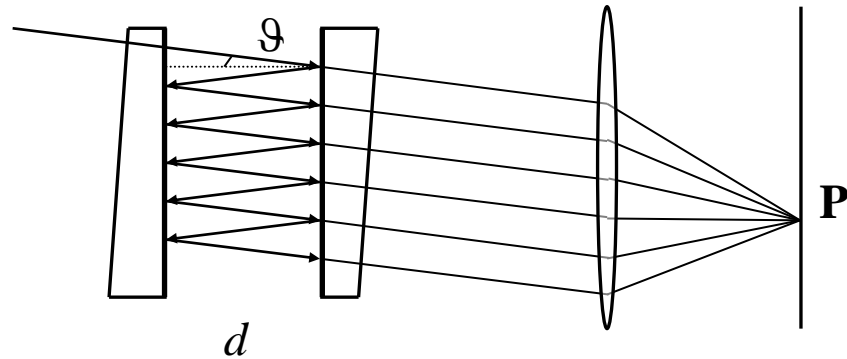
Ширина интерф. полос: $\delta_{\text{пр}}(R) = 2 \frac{1-R}{\sqrt{R}}$, $\delta_{\text{отр}}(R) = 2\pi - \delta_{\text{пр}}(R)$.

Резкость интерф. полос: $F_{\text{пр}}(R) = \frac{2\pi}{\delta_{\text{пр}}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$, $F_{\text{отр}} = \frac{2\pi}{2\pi - \delta_{\text{пр}}(R)} \sim 1$.

Многоволновые интерферометры

Интерферометр Фабри-Перо

Французские физики Шарль Фабри и Альфред Перо, 1899 г.

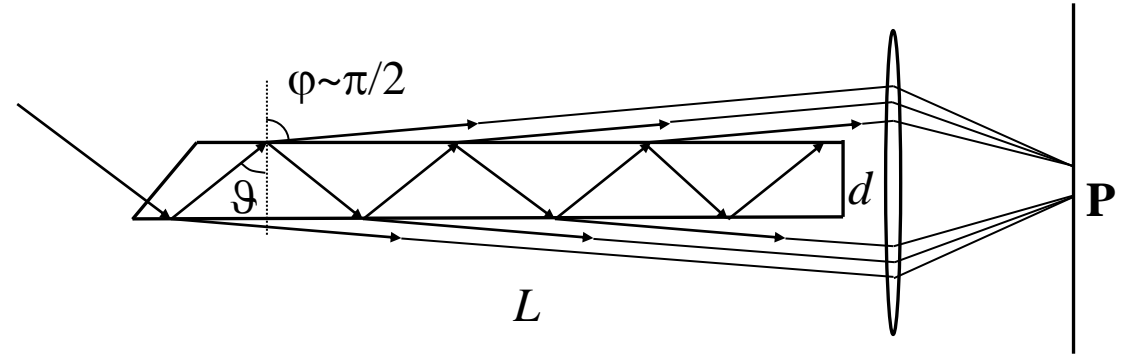


Стеклянные или кварцевые пластины, покрытые полупрозрачной пленкой с большим R ;
 $d = 0.1 \div 100$ см ($\delta d \leq 10^{-2} \lambda \sim 50 \text{ \AA}$),
 $N \sim 30$, $R \cong 0.90 \div 0.98$, $m = \frac{2d}{\lambda} \cos \vartheta \cong 10^4 \div 10^6$.

При $d - \text{const}$ – эталон **Фабри-Перо**
 (инварные кольца – $\text{Fe}_{64}\text{Ni}_{36}$ с $\eta \sim 10^{-6} \text{ K}^{-1}$).

Пластинка Люммера-Герке

Немецкие физики Отто Ричард Люммер и Эрнст Герке, 1901 г.



Стеклянная или кварцевая пластинка;
 $d = 0.3 \div 1$ см, $L = 10 \div 30$ см, $\varphi \sim \pi/2$, при
 $\vartheta \leq \vartheta_0 = \arcsin \frac{n_1}{n_2}$; $R \cong 0.90 \div 0.98$, $N = 10 \div 15$,
 $m = \frac{2d}{\lambda} \cos \vartheta \cong 10^4 \div 10^5$.

Интерферометр Фабри-Перо

Интерферометр состоит из двух стеклянных или кварцевых (кварц прозрачен в инфракрасном диапазоне – при $\lambda > 2000 \text{ \AA}$) пластин, расположенных на расстоянии $d = 0.1 \div 100 \text{ см}$ ($N \sim 30$). Внутренние поверхности пластин плоские (с точностью до $\delta d \sim \sim 10^{-2} \lambda \cong 50 \text{ \AA}$), строго параллельны друг другу и покрыты полупрозрачной пленкой с высокой отражающей способностью ($R \cong 0.90 \div 0.98$).

Для устранения вредного влияния света, многократно отраженного от поверхностей внутри пластин, внешние поверхности делают несколько наклонными по отношению к внутренним рабочим поверхностям. Пластинки могут передвигаться в перпендикулярном направлении друг относительно друга. Если расстояние строго фиксировано, например, с помощью инварных колец, то такой прибор называется **эталон Фабри-Перо**. Интерференционная картина полос равного наклона – концентрические кольца, наблюдаемые с помощью собирающей линзы.

Оценка порядка интерференции. Пусть $d = 2.5 \text{ см}$, тогда порядок интерференции m равен – $m = \frac{2d}{\lambda} \cos \vartheta \cong \frac{2 \cdot 2.5 \cdot 10^{-2}}{0.5 \cdot 10^{-6}} = 10^5$.

Пластинка (интерферометр) Люммера-Герке

Интерферометр состоит из плоскопараллельной стеклянной или кварцевой однородной пластинки (толщиной $d = 0.3 \div 1 \text{ см}$ и длиной $L = 10 \div 30 \text{ см}$). Чтобы добиться нормального падения света и уменьшить, таким образом, потери энергии на отражение, один конец пластинки либо срезается, либо снабжается добавочной треугольной призмочкой.

Лучи света от источника направляются на срезанный конец пластинки так, чтобы на границу раздела луч падал под углом чуть меньшим угла полного внутреннего отражения – $\vartheta \leq \vartheta_0 = \arcsin \frac{n_1}{n_2}$.

Такое падение луча обеспечивает высокий коэффициент отражения $R \sim 1$ и примерно одинаковую интенсивность $N = 10 \div 15$ лучей, вышедших из пластинки, число которых лимитируется длиной пла-

стинки. При каждом отражении от внутренней поверхности пластинки из системы, под малым углом к пластине, выходит очень малая часть падающей световой волны. В фокальной плоскости линзы собираются параллельные лучи, образованные методом деления амплитуды и испущенные разными светящимися точками источника под определенным углом (полосы равного наклона).

Оценка порядка интерференции. Пусть $d = 1$ см, тогда порядок интерференции m равен:

$$m = \frac{2d}{\lambda} \cos \vartheta = \frac{2n_2 d}{\lambda_0} \cos \vartheta \cong \frac{2 \cdot 1.5 \cdot 10^{-2}}{0.5 \cdot 10^{-6}} 0.75 = 4.5 \cdot 10^4.$$