

1: Introdução

No capítulo anterior deduzimos fórmulas para a interferência de ondas eletromagnéticas supondo serem elas monocromáticas, coerentes e de amplitudes constantes. Em casos reais, a amplitude e a fase variam com o tempo de maneira aleatória, produzindo assim, intensidades de luz que flutuam rapidamente. No caso da superposição dos campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 , a intensidade será, a menos de constante multiplicativa, dada por:

$$I \propto \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^x (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^x \rangle = \langle |\vec{E}_1|^2 \rangle + \langle |\vec{E}_2|^2 \rangle + 2\text{Re} \langle \vec{E}_1 + \vec{E}_2^x \rangle$$

onde $\langle \rangle$ significa média temporal, $I_1 = \langle |\vec{E}_1|^2 \rangle$ e $\langle |\vec{E}_2|^2 \rangle$. No que segue, vamos supor que \vec{E}_1 e \vec{E}_2 são paralelos. A Fig. 8.1 mostra um caso típico de interferência. Supondo que os feixes 1 e 2 deixam fonte S em $t = 0$, eles chegarão ao ponto de observação P após decorridos os tempos t e $t + \tau$, respectivamente, posto que caminham distâncias diferentes. Logo, $E_1 = E_1(t)$ e $E_2 = E_2(t + \tau)$.

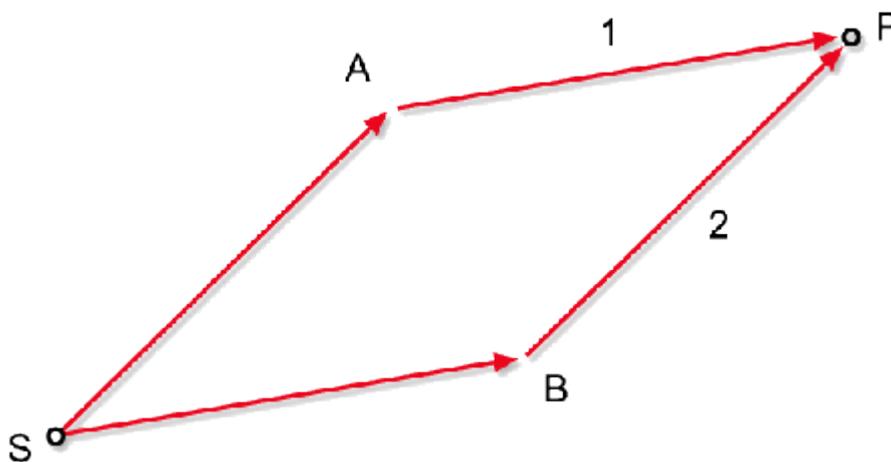


Fig. 8.1 - Interferência de dois campos E_1 e E_2 .

Autor: Sergio Carlos Zilio

Na expressão para a intensidade temos um termo “cruzado” em E_1^x e E_2 .

Vamos definir uma função de correlação ou coerência mútua como:

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle E_1(t) E_2^x(t + \tau) \rangle$$

e a função de correlação normalizada:

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\langle E_1(t) E_2^x(t + \tau) \rangle}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}}$$

onde

$$\Gamma_{11}(0) = \langle E_1(t) E_1^x(t) \rangle = I_1 \text{ e } \Gamma_{22}(0) = \langle E_2(t) E_2^x(t) \rangle = I_2 \langle E_2(t) E_2^x(t) \rangle = I_2.$$

Assim, com base nas equações:

$$I \alpha \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^x (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \rangle = \langle |\vec{E}_1|^2 \rangle + \langle |\vec{E}_2|^2 \rangle + 2 \text{Re} \langle \vec{E}_1 + \vec{E}_2^x \rangle \text{ e}$$

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\langle E_1(t) E_2^x(t + \tau) \rangle}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}}$$

podemos escrever:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \text{Re} \gamma_{12}(\tau)$$

A função $\gamma_{12}(\tau)$ é geralmente uma função periódica de t. Portanto, teremos um padrão de interferência se $|\gamma_{12}(\tau)|$, chamado de grau de coerência, tiver um valor diferente de 0. Em termos de $|\gamma_{12}(\tau)|$ temos os seguintes tipos de coerência:

$$|\gamma_{12}| = 1 \text{ Coerência completa}$$

$$0 < |\gamma_{12}| < 1 \text{ Coerência parcial}$$

$$|\gamma_{12}| = 0 \text{ Incoerência completa}$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

No capítulo anterior definimos visibilidade das franjas como:

$$\eta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Como a função $\gamma_{12}(\tau)$ pode ser positiva ou negativa, temos:

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)|$$

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)|$$

Logo, em termos de $|\gamma_{12}(\tau)|$ a visibilidade é dada por:

$$\eta = \frac{2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)|}{I_1 + I_2}$$

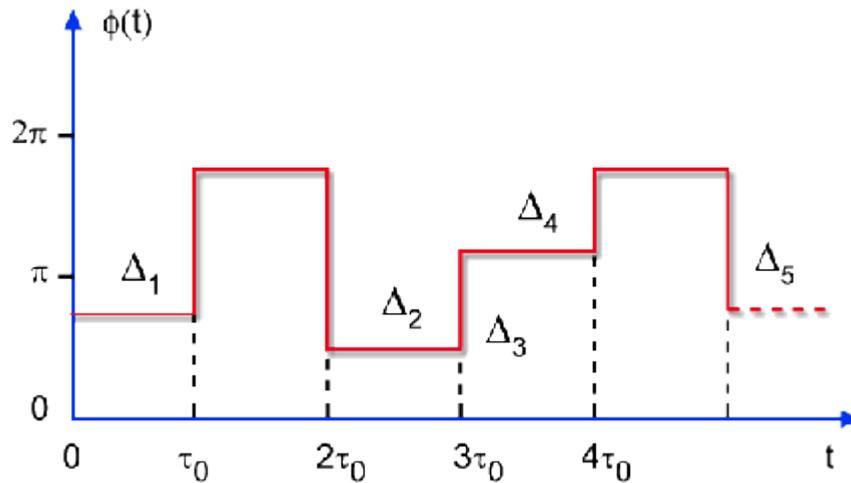
e no caso particular em que $I_1 = I_2$, η assume uma expressão simples:

$$\eta = |\gamma_{12}(\tau)|$$

Desta forma, para intensidades de mesmo valor, a visibilidade das franjas nos indica o grau de coerência da luz.

2: Coerência temporal

Para mostrar como o grau de coerência está relacionado com as características da fonte, vamos considerar uma fonte quase monocromática com a seguinte propriedade: o campo varia senoidalmente por um tempo τ_0 , chamado de tempo de coerência, e então muda de fase abruptamente. Esta sequência se repete indefinidamente e a mudança de fase que ocorre a cada τ_0 está aleatoriamente distribuída entre 0 e 2π , como mostra a Fig. 8.2.

Autor: Sergio Carlos Zilio**Fig. 8.2 - Variação aleatória da fase a cada intervalo de tempo τ_0**

O campo elétrico pode ser expresso como:

$$E(t) = E_0 \exp\{i[-\omega t + \phi(t)]\}$$

Supondo novamente que \vec{E}_1 e \vec{E}_2 são paralelos e que possuem a mesma amplitude, temos:

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\langle E_0 \exp\{i[-\omega t + \phi(t)]\} E_0 \exp\{-i[-\omega(t+\tau) + \phi(t+\tau)]\} \rangle}{\sqrt{\langle E_1 E_1^x \rangle \langle E_2 E_2^x \rangle}}$$

e portanto,

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\exp\{i\omega\tau\} E_0^2 \langle \exp\{i[\phi(t) - \phi(t+\tau)]\} \rangle}{E_0^2}$$

Escrevendo a média temporal de forma explícita obtemos:

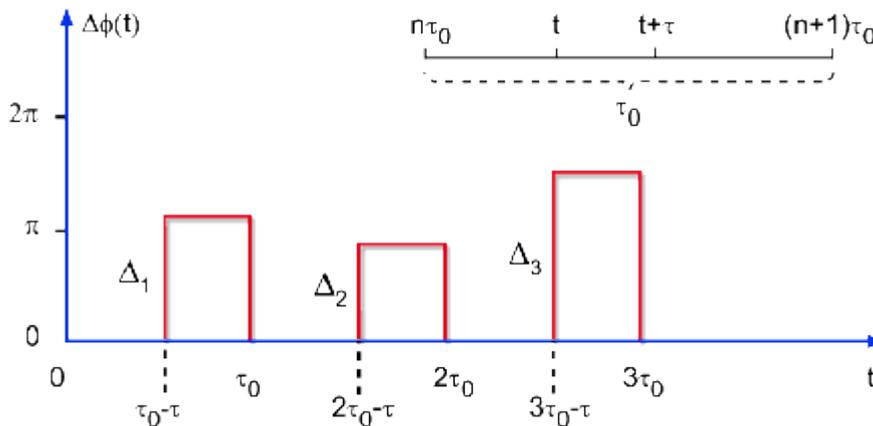
$$\gamma_{12}(\tau) = \exp\{i\omega\tau\} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \exp\{i[\phi(t) - \phi(t+\tau)]\} dt$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

Para resolver esta integral devemos considerar dois casos: $\tau_0 > \tau$ e $\tau_0 < \tau$, que serão analisados a seguir.

Caso**a) $\tau_0 > \tau$**

A Fig. 8.3 mostra como $\Delta\phi(t) = \phi(t) - \phi(t + \tau)$ varia com o tempo. Para $n\tau_0 < t < (n+1)\tau_0 - \tau$ temos $\Delta\phi = 0$ e para $(n+1)\tau_0 - \tau < t < (n+1)\tau_0$, temos $\Delta\phi = \Delta_{n+1}$. Logo, realizando explicitamente a integral temos:

**Fig. 8.3 - Variação de $\Delta\phi$ com o tempo.**

$$\int_0^T \exp[i\Delta\phi(t)] dt = \sum_{n=0}^{\omega} \left\{ \int_{n\tau_0}^{(n+1)\tau_0 - \tau} \exp(i0) dt + \int_{(n+1)\tau_0 - \tau}^{(n+1)\tau_0} \exp(i\Delta_{n+1}) dt \right\} =$$

$$= \sum_{n=0}^{\omega} [(n+1)\tau_0 - \tau - n\tau_0] + \sum_{n=0}^{\omega} \exp[i\Delta_{n+1}] [(n+1)\tau_0 - (n+1)\tau_0 + \tau]$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

A segunda somatória é nula pois as variações de fase são aleatórias e quando somamos $\exp\{i\Delta_{n+1}\}$, os vários termos se cancelam. Assim sendo, substituímos a eq.

$$eq. = \sum_{n=0}^{\omega} [(n+1)\tau_0 - \tau - n\tau_0] + \sum_{n=0}^{\omega} \exp[i\Delta_{n+1}] [(n+1)\tau_0 - (n+1)\tau_0 + \tau]$$

$$\gamma_{12}(\tau) = \exp\{i\omega\tau\} \lim_{T \rightarrow \omega} \frac{1}{T} \int_0^T \exp\{i[\phi(t) - \phi(t+\tau)]\} dt$$

em e obtemos:

$$\gamma_{12}(\tau) = \exp\{i\omega\tau\} \lim_{n \rightarrow \omega} \left[\frac{1}{n\tau_0} n(\tau_0 - \tau) \right] = \exp\{i\omega\tau\} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right)$$

Caso

b) $\tau > \tau_0$

Agora, $\Delta\phi$ será sempre diferente de zero pois em t e $t + t + \tau_0$ as fases são diferentes. Assim, temos um termo $\sum_{n=0}^{\omega} \exp[i\Delta_{n+1}]$ e não teremos o termo nulo em que $\Delta\phi = 0$. Assim, para $\tau > \tau_0$ teremos sempre $\gamma_{12}(\tau) = 0$.

Para utilizarmos a eq. $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re} \gamma_{12}(\tau)$, devemos tomar a parte real de $\gamma_{12}(\tau)$, dada por:

$$\operatorname{Re} \gamma_{12}(\tau) = \begin{cases} \cos \omega\tau \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right) & \text{para } \tau < \tau_0 \\ 0 & \text{para } \tau > \tau_0 \end{cases}$$

Com este resultado, podemos fazer o gráfico de $I(\tau)$, mostrado na Fig. 8.4.

Autor: Sergio Carlos Zilio

Se $I_1 = I_2 = I_0$, temos $I(\tau) = 2I_0 \left[1 + \cos(\omega\tau) \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right) \right]$ para $\tau < \tau_0$ e $2I_0$ para $\tau > \tau_0$

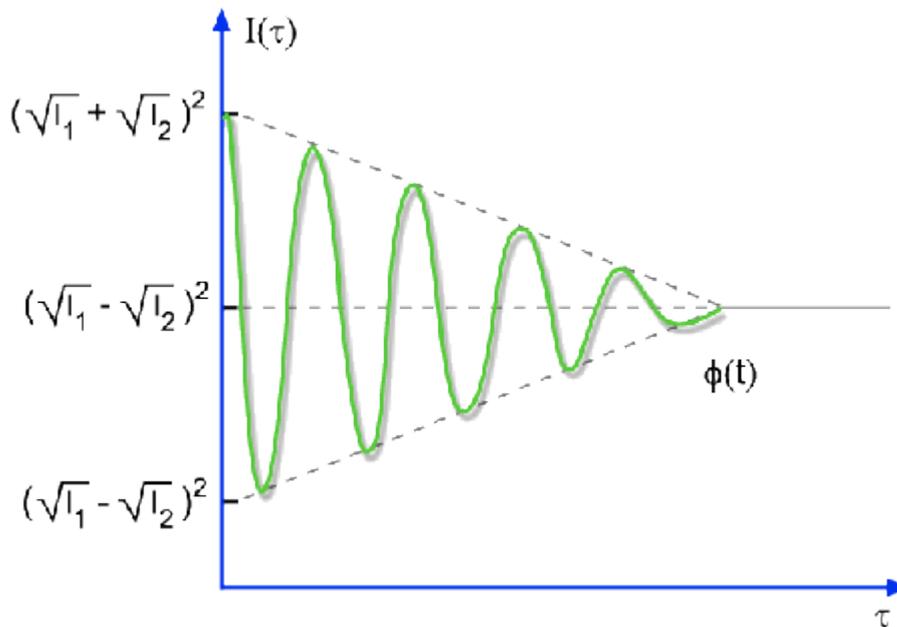


Fig. 8.4 - Interferência entre dois feixes parcialmente coerentes.

Podemos ainda chamar $\lambda = c\tau$ como diferença de caminhos ópticos (supondo que $n = 1$) e $\lambda_c = c\tau_0$ como comprimento de coerência. Se quisermos ter interferência estacionária a desigualdade $\lambda < \lambda_c$ deve ser satisfeita. A seguir, vamos ver alguns exemplos numéricos para diferentes tipos de luz e para isto vamos usar a expressão $\tau_0 = \frac{1}{\Delta\nu}$, onde $\Delta\nu$ é a largura de linha, que será demonstrada na seção seguinte. Consideremos então as seguintes fontes emissoras de luz:

Autor: Sergio Carlos Zilio

i) *Lâmpada espectral*: temos tipicamente $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ e $\Delta\lambda \sim 1 \text{ \AA}$. O comprimento de coerência é $\lambda_c = c\tau_0 = \frac{c}{\Delta\nu}$. Mas $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ ou $\Delta\nu = \frac{\nu\Delta\lambda}{\lambda}$ que

$$\text{nos leva a } \lambda_c = \frac{c\lambda}{\nu\Delta\lambda} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{(5 \times 10^{-5})^2}{10^{-8}} = 2.5 \text{ mm}.$$

ii) *Luz branca*: agora temos $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ e $\Delta\lambda \sim 1500 \text{ \AA}$, que resulta em $\lambda_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = 0,002 \text{ mm} = 2 \mu\text{m}$

iii) *Radiação coerente (laser)*: um valor típico para $\Delta\nu$ é de 10^4 Hz .

$$\text{Logo, } \lambda_c = \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{3 \times 10^{10}}{10^4} = 3 \times 10^6 \text{ cm} = 30 \text{ km}$$

3: Resolução espectral de um trem de ondas finito

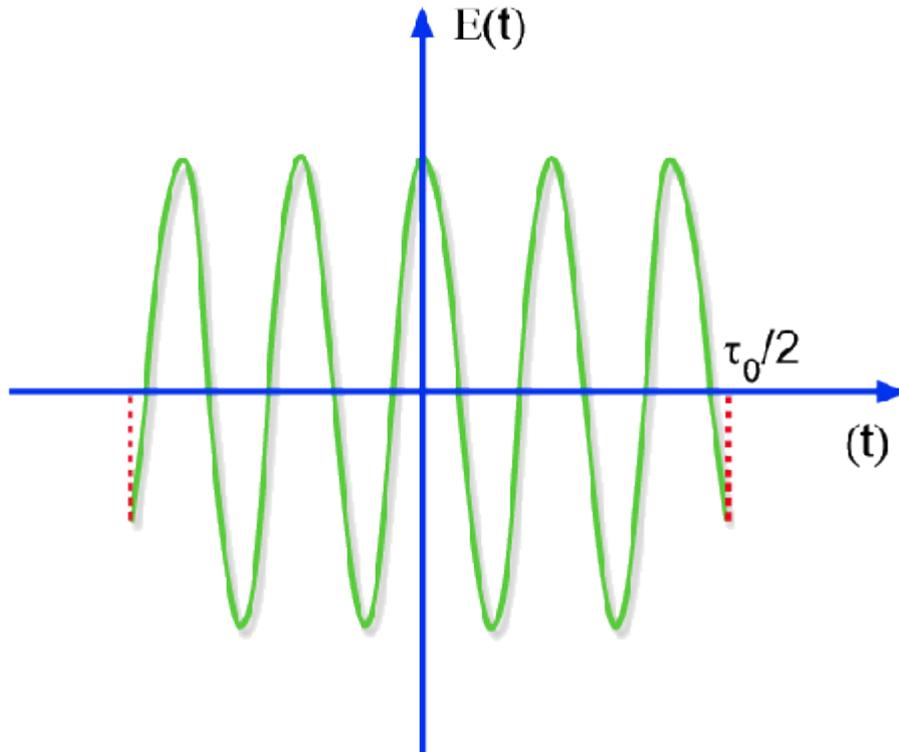
Um outro ponto interessante a ser tratado neste capítulo é como o fato de um trem de ondas não ser temporalmente infinito altera sua composição espectral. Considere o campo elétrico $E(t)$ num certo ponto do espaço. Esta função está relacionada com a transformada de Fourier da função $g(\omega)$, que dá a composição espectral do campo através da transformação:

$$E(t) = \int_{-\omega}^{+\omega} g(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \Leftrightarrow g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega}^{+\omega} E(t) \exp(i\omega t) dt$$

Tomemos um trem de ondas temporalmente finito, como o mostrado na Fig. 8.5. Ele pode ser expresso como:

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$E(t) = \begin{cases} \exp(-i\omega_0 t) & \text{para } -\frac{\tau_0}{2} \leq t \leq \frac{\tau_0}{2} \\ 0 & \text{para } t < -\frac{\tau_0}{2} \text{ e } t > \frac{\tau_0}{2} \end{cases}$$

**Fig.8.5 - trem de ondas finito**

Desta forma, podemos encontrar $g(\omega)$ dado pela

eq. $E(t) = \int_{-\omega}^{+\omega} g(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \Leftrightarrow g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega}^{+\omega} E(t) \exp(i\omega t) dt$ como:

$$g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\tau_0}{2}}^{\frac{\tau_0}{2}} \exp\{i(\omega - \omega_0)t\} dt = \frac{\text{sen} \left[\frac{\tau_0}{2} (\omega - \omega_0) \right]}{\pi (\omega - \omega_0)}$$

que podemos re-escrever como:

$$g(\omega) = \frac{\tau_0}{2\pi} \text{sinc} \left[\frac{\tau_0}{2} (\omega - \omega_0) \right]$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

A intensidade do feixe é $I \propto \langle E^2 \rangle = \frac{1}{2x} \int_{-\omega}^{+\omega} |E(t)|^2 dt$. Entretanto, através do teorema de Parseval podemos relacionar $|E(t)|^2$ e $|g(\omega)|^2$ como:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\omega}^{\omega} |E(t)|^2 dt = \int_{-\omega}^{\omega} |g(\omega)|^2 d\omega$$

Vamos chamar $|g(\omega)|^2$ de $G(\omega)$, que é a função de distribuição espectral, ou seja, a energia do trem compreendida entre ω e $\omega + d$. As duas funções $g(\omega)$ e $G(\omega)$ estão esboçadas na Fig. 8.6. $G(\omega)$ é dado

por: $G(\omega) = \frac{\tau_0^2}{4\pi^2} \sin^2 \phi$, onde $\phi = \frac{\tau_0}{2\pi} (\omega - \omega_0)$. Notando que $G(\omega_0) = \frac{\tau_0^2}{4\pi^2}$,

podemos encontrar as frequências que dão a meia largura do pico central através de:

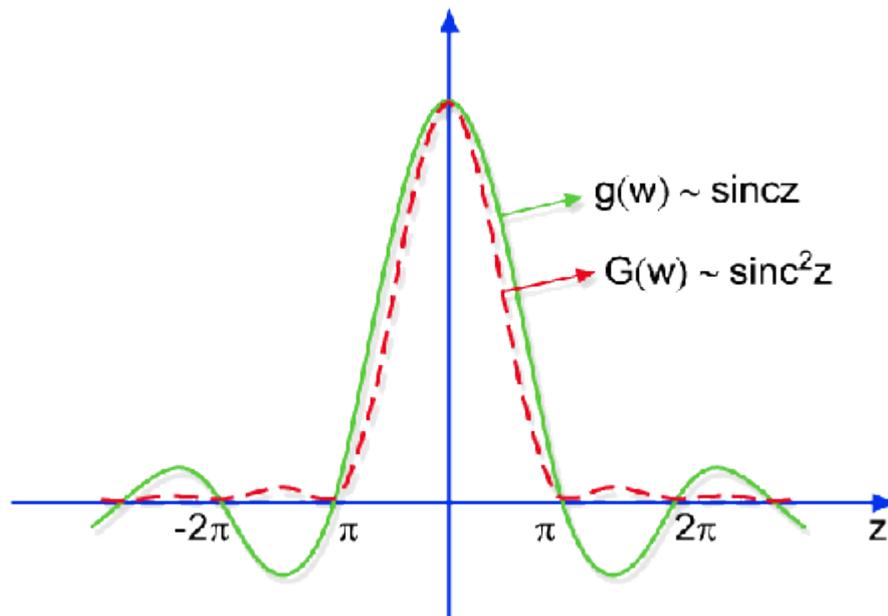


Fig. 8.6 - Composição espectral do campo elétrico, $g(\omega)$ e função de distribuição espectral, $G(\omega)$.

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$G(\omega_{\pm}) = \frac{1}{2} G(\omega_0) = G(\omega_0) \frac{\text{sen}^2 \left[\frac{\tau_0}{2} (\omega_{\pm} - \omega_0) \right]}{\left[\frac{\tau_0}{2} (\omega_{\pm} - \omega_0) \right]}$$

Esta igualdade pode ser resolvida para nos dar os valores de ω_+ e ω_- com os quais se calcula a meia largura da distribuição espectral:

$$\omega_{\pm} \cong \omega_0 \pm \frac{\pi}{\tau_0} \Rightarrow \Delta\omega = \omega_+ - \omega_- = 2\pi\Delta\nu = \frac{2\pi}{\tau_0}$$

Logo, a largura da linha espectral está relacionada com o tempo de coerência através de:

$$\Delta\nu = \frac{1}{\tau_0}$$

expressão esta que já foi utilizada para o cálculo dos comprimentos de coerência de diferentes fontes de luz.

4: Coerência espacial

Na seção anterior tratamos o problema da coerência de dois campos chegando ao mesmo ponto do espaço através de caminhos diferentes. Queremos agora, discutir o problema mais geral de coerência entre dois campos em diferentes pontos do espaço. Isto é importante ao se estudar coerência de campos de radiação produzidos por fontes extensas. Considere a fonte pontual quase-monocromática da Fig. 8.7 e os pontos de observação P_1, P_2 e P_3 com campos E_1, E_2 e E_3 respectivamente. Os pontos P_1 e P_3 e P_1 e P_3 estão localizados na mesma direção da fonte, por isso entre eles dizemos que existe uma coerência espacial longitudinal, ao passo que entre

Autor: Sergio Carlos Zilio

P_1 e P_2 , localizados à mesma distância da fonte, a coerência espacial é transversal.

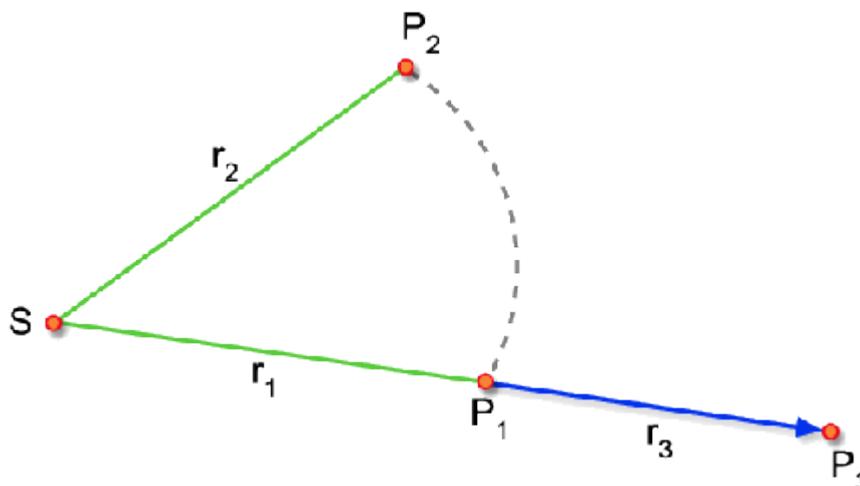


Fig. 8.7 - Fonte pontual quase-monocromática.

É evidente que a coerência longitudinal dependerá apenas de $r_{13} = r_3 - r_1$, ou equivalentemente, de $t_{13} = \frac{r_{13}}{c}$. Para qualquer valor de $E_1(t), E_3(t)$ variará da mesma maneira, mas a um tempo t_{13} mais tarde. Se $t_{13} \ll \tau_0$ haverá uma alta coerência entre P_1 e P_3 enquanto que se $t_{13} \gg \tau_0$ a coerência será pequena ou mesmo nula.

Já que uma fonte extensa pode ser considerada como composta por uma infinidade de fontes pontuais independentes, é conveniente estudar o caso de duas fontes pontuais isoladas. S_A e S_B são fontes completamente incoerentes mostradas na Fig. 8.8. Os campos elétrico nos pontos P_1 e P_2 são dados por:

$$E_1(t) = E_{1a}(t - t_{1a}) + E_{1b}(t - t_{1b})$$

$$E_2(t) = E_{2a}(t - t_{2a}) + E_{2b}(t - t_{2b})$$

e a função de correlação normalizada entre os campos E_1 e E_2 é:

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$\gamma_{12} = \frac{\langle E_1 E_2^x \rangle}{\sqrt{\langle E_1 E_1^x \rangle \langle E_2 E_2^x \rangle}}$$

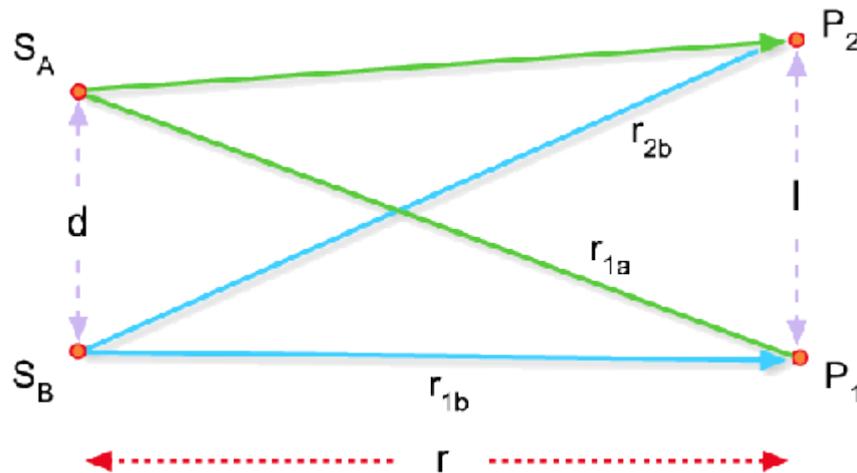


Fig. 8.8 - Fontes pontuais completamente incoerentes.

Vamos chamar $t' = t - t_{1a}$, $t'' = t - t_{1b}$, $t_{1a} - t_{2a} = \tau_a$ e $t_{1b} - t_{2b} = \tau_b$ onde τ_a e τ_b são os tempos de coerência transversal de S_A e S_B . Logo,

$$\langle E_1 E_2^x \rangle = \langle E_{1a}(t') E_{2a}^x(t' + \tau_a) + E_{1b}(t'') E_{2b}^x(t'' + \tau_b) \rangle$$

Note que na expressão acima não aparecem os termos $E_{1a} E_{2b}$ e $E_{2a} E_{1b}$, pois as fontes são completamente incoerentes. Apenas os termos diretos não são nulos, isto é,

$$\langle E_1 E_1^x \rangle = \langle |E_{1a}(t - t_{1a})|^2 \rangle + \langle |E_{1b}(t - t_{1b})|^2 \rangle$$

$$\langle E_2 E_2^x \rangle = \langle |E_{2a}(t - t_{1a})|^2 \rangle + \langle |E_{2b}(t - t_{1b})|^2 \rangle$$

Como as fontes são equivalentes podemos escrever:

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{\langle E_{1a}(t') E_{2a}^x(t'+\tau a) \rangle}{\langle |E_{1a}|^2 \rangle} + \frac{1}{2} \frac{\langle E_{1a}(t') E_{2a}^x(t'+\tau a) \rangle}{\langle |E_{1a}|^2 \rangle}$$

Logo,

$$= \frac{1}{2} \gamma(\tau_a) + \frac{1}{2} \gamma(\tau_b) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tau_a}{\tau_0}\right) \exp(i\omega\tau_a) + \frac{1}{2} \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tau_b}{\tau_0}\right) \exp(i\omega\tau_b)$$

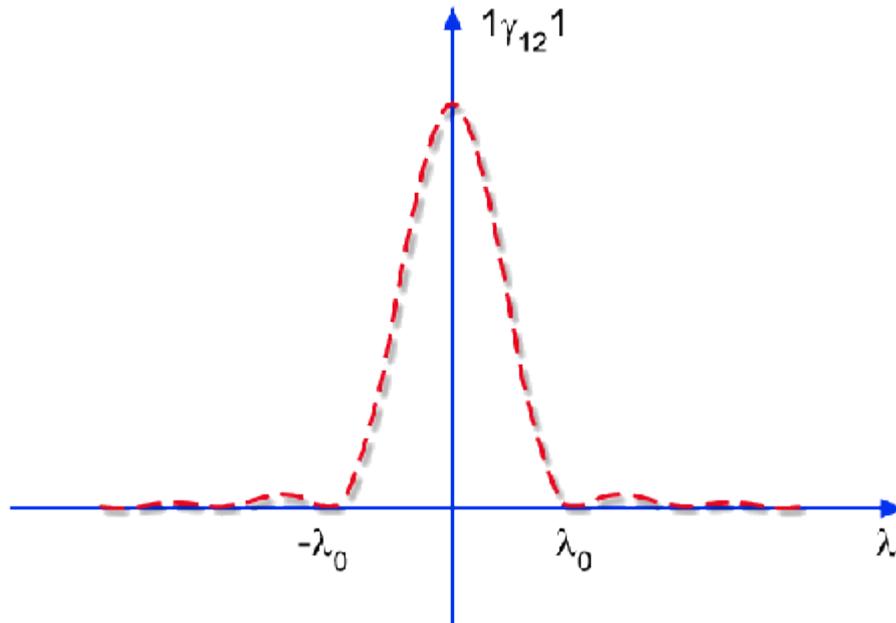
onde:

$$\tau_a - \tau_b = \frac{r_{1a} - r_{2a}}{c} = \frac{r_{1b} - r_{2b}}{c} = \frac{r_{1a} - r_{1b}}{c} = \frac{r_{2a} - r_{2b}}{c} \cong \frac{d\lambda}{rc}$$

Se fizermos um esboço de γ_{12} como função da distância entre os pontos P_1 e P_2 teremos o gráfico da Fig. 8.9, onde os primeiros mínimos saem da expressão:

$$1 + \cos\left(\frac{\omega d \lambda_0}{rc}\right) = 0 \Rightarrow \frac{\omega d \lambda_0}{rc} = \pm \pi$$

$$\Rightarrow \lambda_0 = \pm \frac{\pi rc}{\omega d} \Rightarrow \lambda_0 = \frac{rc}{2vd} = \frac{r\lambda}{2d}$$

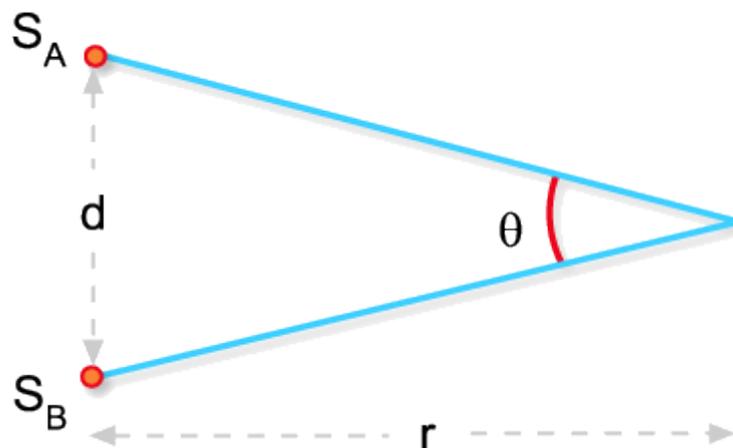
Autor: Sergio Carlos Zilio**Fig. 8.9 - Correlação entre os campos 1 e 2.**

Podemos chamar $\lambda_\omega = 2\lambda_0 = \frac{r\lambda}{d}$ de comprimento de coerência transversal.

Uma outra expressão interessante pode ser derivada definindo $\theta_d = \frac{d}{r}$ como

na Fig. 8.10. Assim, $\lambda_\omega = \frac{\lambda}{\theta_d}$. Esta expressão é muito importante para a

medida de diâmetros estelares através do experimento de dupla fenda.

**Fig. 8.10 - Definição do ângulo de coerência.**

5: Medidas de diâmetros de estrelas

Na seção precedente introduzimos o conceito de comprimento de coerência transversal entre duas fontes pontuais completamente incoerentes. Este conceito pode ser utilizado na medida de diâmetros angulares de estrelas distantes. Se ao invés de duas fontes pontuais tivermos uma fonte circular, é possível mostrar que o comprimento de coerência transversal é dado por:

$$\lambda_{\omega} = 1.22 \frac{\lambda}{\theta_d}$$

onde o fator 1.22 corresponde ao primeiro zero da função de Bessel de primeira ordem dividido por π . Esta expressão também aparece na difração por uma fenda circular que veremos no próximo capítulo. Inicialmente selecionamos o comprimento de onda de alguma raia espectral emitida pela estrela por meio de um filtro óptico de banda estreita. A seguir, realizamos o experimento de interferência de Young, numa configuração em que é possível variar a distância (e portanto o grau de coerência) entre as duas fendas. Na situação em que a distância h entre as fendas é $\lambda_0 |\gamma_{12}|$ se torna nulo e as franjas de interferência desaparecem. Desta forma podemos encontrar $\lambda_{\omega} = 2\lambda_0$ e determinar o diâmetro angular θ_d da estrela. Como as estrelas se encontram muito distantes da Terra, θ_d é muito pequeno (da ordem de centésimos de segundo de arco) e assim λ_{ω} é da ordem de metros. Uma maneira alternativa de se medir diâmetros estelares com uma precisão melhor foi proposta por Hanbury-Brown e Twiss. Este método, conhecido como interferometria de intensidades, mede a função de coerência de segunda ordem dos campos, isto é, $\langle I_1(t)I_2(t') \rangle$, onde I_1 e I_2 são as intensidades nos detectores 1 e 2, mostrados na Fig. 8.11. É possível mostrar que a coerência de segunda ordem exhibe um efeito de interferência similar ao mostrado na Fig.

Autor: Sergio Carlos Zilio

8.9. Ao invés de se variar a distância entre os detetores, como se faz com as duas fendas da experiência de Young, é introduzida uma linha de atraso eletrônica depois de um dos detetores (para variar o tempo t') e desta forma os detetores podem ficar estacionários, separados por uma distância de vários quilômetros, o que permite a medida de diâmetros angulares muito pequenos, da ordem de milionésimos de segundo de arco.

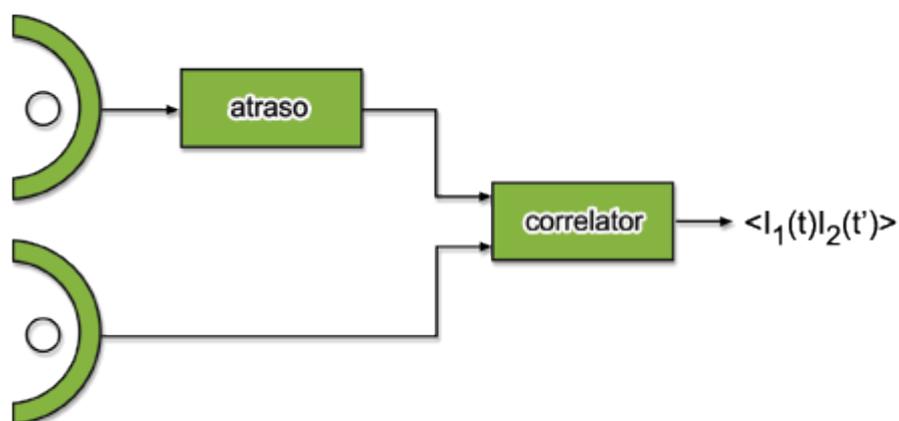


Fig. 8.11 - Interferometria de intensidade para medir diâmetros de estrelas.