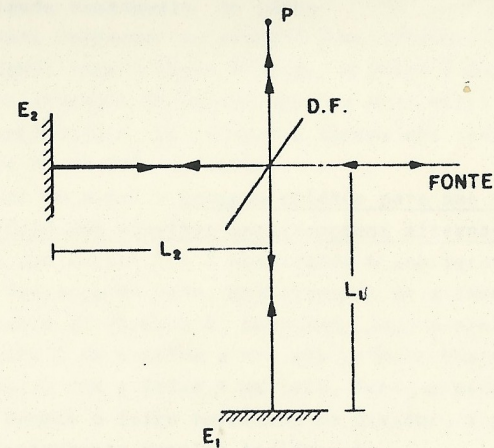


INTERFERÔMETRO DE MICHELSON



APOSTILA SOBRE INTERFERÊNCIA
Prof. José J. Lunazzi, UNICAMP-IFGW anos '80.

Neste interferômetro a luz que provem de uma fonte é dividida em duas partes por divisão de amplitude num filme semitransparente ($R \approx 50\% \approx T$) formando ângulo de uns 45° com o feixe incidente. O feixe transmitido e o refletido são devolvidos ao ponto de divisão por espelhos totais ($R = 86\%$) à distância L_1 e L_2 deste. A recombinação gera dois sistemas de interferência, um devolvido no sentido da fonte e um outro de mais fácil observação pois emerge do interferômetro separadamente dos outros elementos. O caso representa opticamente uma lâmina de ar de espaçamento variável $L_1 - L_2$. No modelo simplificado da figura acima a diferença de percursos no ar vale $2(L_1 - L_2)$ se considerando o raio de incidência normal aos espelhos. No caso de alinhamento perfeito a diferença de fase entre os feixes recombinados seria assim

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

obtido por deslocamento longitudinal ΔL de um dos espelhos a intensidade na saída (26)

$$I_s = IRT + ITR + 2IRT \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} (L_1 - L_2) + \frac{4\pi}{\lambda} \Delta L \right] \quad (1)$$

sendo R e T os fatores de transmissão e reflexão de intensidade do filme semitransparente

$$I_s = 2 IRT \left[1 + \cos \left(\phi_0 + \frac{4\pi}{\lambda} \Delta L \right) \right] \quad (2)$$

Assim, toda vez que o deslocamento do espelho móvel atinge um valor múltiplo de $\lambda/2$ o valor da intensidade se repete. Vemos também que a intensidade pode sempre atingir o valor zero independentemente dos fatores de reflexão e transmissão do filme divisor de feixe. Porém, são os valores $R=T=1/2$ os que permitem a máxima intensidade na saída.

A intensidade transmitida no caso especial de caminhos ópticos iguais seria máxima para todos os comprimentos de onda, não fosse que o filme semi-refletor requer de um suporte de vidro. Neste caso a reflexão acontece com uma defasagem devida à diferença de índices de refração dos meios vidro e ar, dando uma defasagem π somente para a reflexão na interface ar-vidro e, conseqüentemente, transmissão nula.

A presença da lâmina de vidro traz também um sistema paralelo de reflexões na segunda face e conseqüentemente de franjas. A intensidade deste sistema secundário é menor e a visibilidade de franjas também.

1. Alinhamento do interferômetro com laser

O feixe direto emitido pelo laser constitui um fino raio intenso, monocromático e coerente que facilita muito o alinhamento visual.

Na figura temos o caso de um espelho desalinhado: continuando o percurso dos raios e suas reflexões vemos:

- 1) do raio que volta do espelho alinhado teremos uma reflexão voltando exatamente no laser.
- 2) do raio refletido no espelho desalinhado teremos uma parte voltando lateralmente à fonte, o feixe formará com o do espelho alinhado um ângulo igual a duas vezes o ângulo de desalinhamento e, no retorno à lâmina não reencontra o mesmo ponto da divisão do feixe.

Usando um papel e tomando cuidado para não mexer com a superfície dos espelhos interrompemos alternadamente os caminhos dos feixes 1 e 2 observando o seu retorno no laser e sua presença na tela, posicionando se o laser perpendicularmente ao espelho 1, acertando logo a posição angular do espelho 2 de maneira a ter seu retorno exato no laser e o encontro com o feixe 1 na tela. Sendo o espelho 1 aquele que recebe o feixe refletido no divisor, a posição deste no instrumento resulta indiferente.

Considerando o feixe laser como sendo um feixe paralelo e de 2 mm de largura temos que o feixe desalinhado chega com uma diferença de caminho $X/\sin\theta$ dando franjas periódicas e retilíneas numa tela perpendicular ao feixe com espaçamento igual a

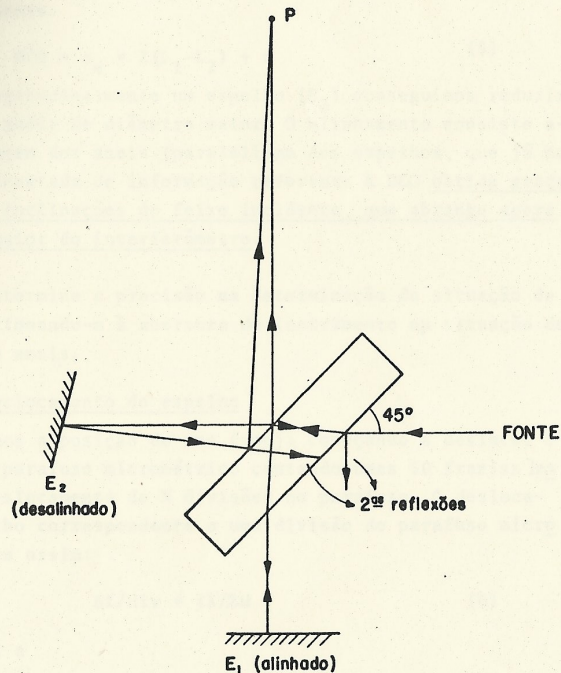
$$D \approx \lambda/\theta \quad (3)$$

Ou seja: quanto maior o ângulo θ entre os feixes, menor a separação das franjas, considerando θ o pequeno ângulo zenital entre os feixes. A orientação é sempre a da perpendicular ao plano dos feixes. O suporte de um espelho (E_1) possui ajustes angulares para rotações segundo dois eixos transversais de rotação. O efeito de uma destas rotações do espelho pode mudar tanto o ângulo zenital θ quanto o ângulo azimutal ϕ , mudando assim a orientação das franjas na tela junto com o espaçamento.

A observação é feita por uma lente convergente de curta distância focal que projeta os feixes ampliados na tela, sem mudar essencialmente as características dos resultados. Observe-se também que a distribuição luminosa do feixe laser não é uniforme senão gaussiana, mais intensa no centro do que nas bordas. Assim, o encontro da borda de um feixe com

1.27

E 3/4



1.28

E 4

o centro do outro produz franjas de menor visibilidade.

O alinhamento primário, obtido pelo retorno dos feixes no ponto de saída do feixe laser, pode ser agora aprimorado pelo ajuste angular que leva as franjas até seu máximo espaçamento, que da iluminação uniforme na tela.

Nessa posição os espelhos estão opticamente paralelos.

Problema 1: Determine a precisão angular na determinação do paralelismo entre os feixes relacionando-a à abertura do instrumento na situação de campo livre de franjas.

Agindo com o parafuso micrométrico podemos mudar o caminho percorrido por um feixe em apenas uma fração de micron, dando em variações na intensidade luminosa, inclusive o escurecimento total. Pequenas deformações mecânicas na base do interferômetro produzem o mesmo efeito, e também as variações de temperatura no ar (a simples aproximação de um dedo ao percurso de um dos feixes).

2) Observações com fonte pontual monocromática

Colocando agora a lente expansora de feixe entre laser e o interferômetro conseguimos levar o feixe a dimensões bem pequenas na região do foco da lente, divergindo após logo na forma de uma onda esférica que ilumina o interferômetro. Desta maneira a situação para o interferômetro alinhado é a de duas fontes pontuais iluminando a tela com simetria circular, respondendo as figuras 13 a 15, formulas 32 a 37 da apostila "Interferência". O caminho óptico para as fontes 1 e 2, imagem da fonte F em E_1 e E_2 vale, no esquema simplificado:

$$CO_1 = \overline{F,DF} + 2 \overline{DF,E_1} + \overline{DF,P} = z \quad (\text{Fig. 13})$$

$$CO_2 = \overline{F,DF} + 2 \overline{DF,E_2} + \overline{DF,P} = z - z_0 \quad (4)$$

$$DCO = z_0 = 2 (L_1 - L_2)$$

tendo z e z_0 como valores determinantes do espaçamento dos anéis de interferência resultantes.

No esquema completo teríamos de considerar o caminho adicional percorrido pelos feixes no vidro da lâmina DF e a defasagem π para CO_2 . As duas passagens do feixe 1 constituem a correção mais importante pois afetam a DCO. Para isto é preciso calcular o percurso no vidro multiplicando-o pelo fator n , adicionar a distância percorrida entre a face secundária de DF e E_1 dando o valor para substituir $\overline{DF-E_1}$ na (4). Na prática isto não será

preciso pois, como veremos, o interferômetro possui no percurso uma lâmina de vidro das mesmas dimensões, material e inclinação que DF, compensando todos os efeitos na DCO.

Justificamos assim:

$$DCO = z_0 = 2(L_1 - L_2) + \pi \quad (5)$$

Deslocando longitudinalmente um espelho (E_2) conseguimos reduzir a DCO obtendo anéis de diâmetro maior. O alinhamento consiste agora da centragem dos anéis (paralelismo dos espelhos, que já possuíamos) acrescentada de informação referente à DCO obtida graças às diferentes inclinações do feixe incidente, que abrange agora uma abertura maior do interferômetro.

Problema 2: Determine a precisão na determinação da situação de DCO nula relacionando-a à abertura do instrumento na situação de campo livre de anéis.

Aferição do deslocamento do espelho

Marcamos a posição de uma franja começando a deslocar o espelho com o parafuso micrométrico contando umas 50 franjas λ e depois o deslocamento de N divisões no parafuso. O deslocamento do espelho correspondente a uma divisão do parafuso micrométrico resulta assim:

$$\Delta l / \text{div} = j\lambda / 2N \quad (6)$$

com erro igual a

$$j \frac{\lambda}{2N} \left(\frac{\Delta j}{j} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta N}{N} \right) \quad \begin{array}{l} j = 50 \quad \Delta j = ? \\ \lambda = 0,633 \mu \quad \Delta \lambda = 10^{-6} \lambda \\ N = 12 \text{ div} \quad \Delta N = 1 \text{ div} \end{array} \quad (7)$$

ou seja aproximadamente:

$$\frac{50 \times 0,6}{2 \times 12} \left(\frac{\Delta j}{50} + 10^{-6} + \frac{4}{50} \right) \frac{\mu\text{m}}{\text{div}} = 0,025(4 + \Delta j) \frac{\mu\text{m}}{\text{div}}$$

ΔN limita a precisão, sendo igual a duas vezes o erro na leitura da posição da divisão (somamos erro inicial e final na medida). Δj é duas vezes o erro na identificação da posição de uma franja. Visualmente não podemos errar mais do que 1/4 de franja, dando $\Delta j = 1/2$. É possível caprichar na determinação por meio de marcas mais engenhosas, o que seria no caso presente desnecessário.

Vemos que se pudermos aumentar a precisão na leitura do avanço do parafuso vamos melhorar quase proporcionalmente a precisão na determinação do deslocamento do espelho, até o ponto de o erro de observação de franjas passar a ter igual influência.

No caso estamos assumindo que o avanço do espelho acompanha proporcionalmente a leitura do parafuso, o que significa acreditar na perfeição da mecânica do parafuso e da alavanca que empurra. Isto somente poderia ser aferido tomando leituras em diferentes porções do percurso, com a incerteza obtida segundo (7). Somente depois disto poderíamos dizer que a aferição é exata para uma temperatura fixa (esta última aferição não será realizada na prática).

Observemos finalmente que a medição do deslocamento do espelho feita por contagem direta de franjas teria uma precisão apenas limitada por Δj (num percurso menor que 5 cm).

Influência da posição da fonte

Para todos os casos de iluminação, deve se deslocar a fonte nos sentidos longitudinal e transversal, observando-se as sequências na figura de interferência. Analisar e comentar.

408
F-840

Cópia de Curso

DEVOLVER ao Prof. Lunazzi

ESTUDO SOBRE INTERFEROMETRIA

Sylvio Fish de Miranda — INPM

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO

2. TEORIA

- 2.1 — Interferência
- 2.2 — Lâmpada de Cádmiu
- 2.3 — Franja de Haidinger
- 2.4 — Franja de Fizeau

3. INTERFERÔMETRO DE MICHELSON

- 3.1 — Esquema
- 3.2 — Funcionamento
- 3.3 — Observação das franjas de Haidinger
- 3.4 — Observação das franjas de Fizeau
- 3.5 — Observação com luz branca (Fizeau)

4. INTERFERÔMETRO ZEISS

- 4.1 — Esquema
- 4.2 — Funcionamento
- 4.3 — Colagem do bloco na placa de quartzo
- 4.4 — Colocação da placa e bloco no aparelho
- 4.5 — Ajuste das mesas
- 4.6 — Concavidade e convexidade nas superfícies dos blocos-padrão
- 4.7 — Franjas móveis à direita do retículo
- 4.8 — Calibração do feixe luminoso (autocolimação)
- 4.9 — Correção de escala
- 4.10 — Correção quartzo-aço ($P + \varphi$) — rugosidade
- 4.11 — Colocação da placa e bloco na mesa para correção quartzo-aço
- 4.12 — Leitura de um bloco-padrão

(Este artigo foi dividido em duas partes — no próximo número será publicada a parte final).

RESUMO

Este artigo informa sobre o uso do interferômetro e a ocorrência do fenômeno de interferência dentro do aparelho (Interferômetro ZEISS). São também abordados pelo autor aspectos da utilização do Interferômetro de MICHELSON como meio didático e ainda considerações sobre a medição de um bloco-padrão e correções de erros relacionados à temperatura, pressão, umidade e refração do ar, etc.

ABSTRACT

This article informs about the use of interferometers and the occurrence of the phenomenon of interference inside the device (ZEISS Interferometer). The article also comprises aspects of the utilization of the MICHELSON'S Interferometer as a didactic means, and considerations about the measuring of a standard block and the correction of errors relating to temperature, pressure, humidity and air refraction, etc.

1. INTRODUÇÃO

Este trabalho não tem pretensões didáticas, nem caráter formativo; procura simplesmente transmitir um cunho informativo, com a finalidade de consulta, sempre que nossas pesquisas assim o determinarem. Com efeito, procura-se aqui congregiar um pouco da experiência obtida nas práticas com o Interferômetro no laboratório do INPM, e os ensinamentos do Prof. Engelhard e algo sobre teoria de interferência.

A intenção é a de informar um pouco sobre interferência, como usar o interferômetro, como ocorre o fenômeno de interferência dentro do aparelho (Interferômetro Zeiss), uso do interferômetro de Michelson como meio didático, como medir um bloco-padrão, correções de erros devido à temperatura, pressão, umidade do ar, refração do ar, etc.

Deve-se ressaltar que grande parte dos cálculos apresentados foram calcados em trabalhos do Prof. Engelhard e que a parte teórica em que se trata de interferência foi um apanhado do trabalho publicado por Emílio Jorge Lydia.

De acordo com o que se propôs no início deste trabalho, os resultados foram considerados válidos, principalmente pela experiência de pesquisa adquirida pelos que dele tomaram parte.

2. TEORIA

2.1 - Interferência

A interferência é um dos fenômenos mais interessantes de movimento ondulatório. Ocorre quando duas ou mais ondas coincidem em espaço e tempo. Uma das formas mais normais em que ocorre interferência é através de ondas incidentes e refletidas em certa região. Outro exemplo de interferência é o de movimento ondulatório confinado a uma região limitada do espaço, dando origem a ondas estacionárias.

O fenômeno pode ser representado pela superposição de dois MHS.

Por definição:

$$x = A \sin (wt + \alpha)$$

onde:

$wt + \alpha$ = fase do movimento, sendo α , a fase inicial

($t = 0$)

$w = 2\pi f$ = frequência angular

A = amplitude = valor máximo de x

A, w, α = constantes

Sejam dois MHS de mesma direção e frequência:

$$x_1 = A_1 \sin (wt + \alpha_1)$$

$$x_2 = A_2 \sin (wt + \alpha_2)$$

O movimento resultante será:

$$x = x_1 + x_2$$

$$x = A_1 \sin (wt + \alpha_1) + A_2 \sin (wt + \alpha_2)$$

$$= A_1 \sin wt \cos \alpha_1 + A_1 \sin \alpha_1 \cos wt +$$

$$+ A_2 \sin wt \cos \alpha_2 + A_2 \sin \alpha_2 \cos wt$$

$$x = (A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2) \sin wt +$$

$$+ (A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2) \cos wt,$$

mas, de acordo com a figura a seguir:

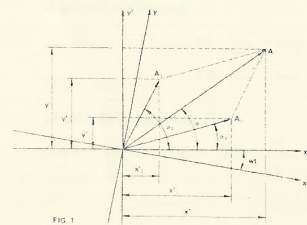


FIG. 1

Metrol, Duque de Caxias, v. 4(3) :5-20 set./dez. 1979

$$\vec{x} = \vec{x}'_1 + \vec{x}'_2$$

$$A \cos \alpha = A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2$$

$$\vec{y} = \vec{y}'_1 + \vec{y}'_2$$

$$A \sin \alpha = A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2$$

Logo (deslocando-se de wt):

$$x = A \cos \alpha \sin wt + A \sin \alpha \cos wt$$

$$x = A \sin (wt + \alpha),$$

o movimento resultante da superposição de dois MHS é, também, um MHS, de mesma frequência w , fase inicial, dado por:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \frac{A \sin \alpha}{A \cos \alpha}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2}{A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2}$$

e de amplitude:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \delta}$$

$$\text{onde } \delta = \alpha_2 - \alpha_1$$

CASOS ESPECIAIS

a) Interferência Construtiva

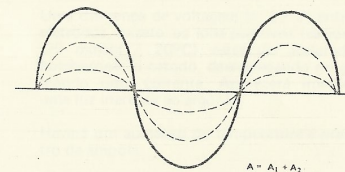
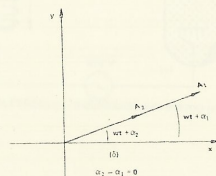
$$\alpha_1 = \alpha_2; \delta = 0;$$

os vetores são paralelos e o MHS está em fase:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos 0^\circ}$$

$$= \sqrt{(A_1 + A_2)^2}$$

$$A = A_1 + A_2$$



b) Interferência Destrutiva

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \pi; \delta = \pi, \text{ os vetores são antiparalelos}$$

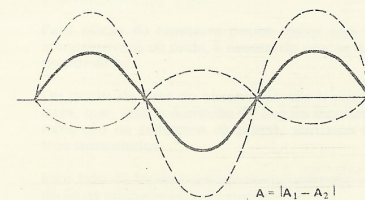
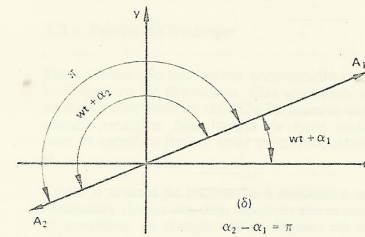
los e o MHS está em oposição de fase.

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \pi}$$

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2}$$

$$A = \sqrt{(A_1 - A_2)^2}$$

$$A = |A_1 - A_2|$$



Obs: Se o MHS tem:

- a mesma direção
- $w_1 \neq w_2$
- $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ (p/simplificar)

Então:

$$x_1 = A_1 \sin w_1 t$$

$$x_2 = A_2 \sin w_2 t$$

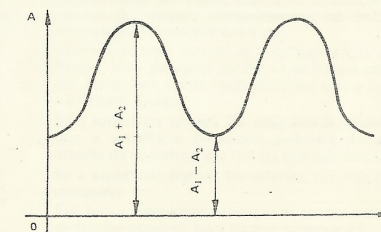
$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos (w_2 - w_1) t}$$

$$\delta = (w_2 - w_1) t; \text{ o ângulo varia com o tempo, logo, o movimento não é MHS.}$$

A amplitude resultante oscilará entre:

$$|A_1 - A_2| \text{ e } |A_1 + A_2|,$$

com frequência $f_2 - f_1$, ocorrendo modulação de amplitude.



- Interferência para duas Fontes Síncronas

Uma onda, movendo-se na direção + x, é representada por:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$e = e_0 \sin (wt - kx)$$

$$w = kv; w = 2\pi f,$$

onde v é a velocidade de propagação no eixo x.

Então:

$$v = \frac{w}{k} = \frac{2\pi f}{\frac{2\pi}{\lambda}} = \lambda f$$

$$v = \lambda f$$

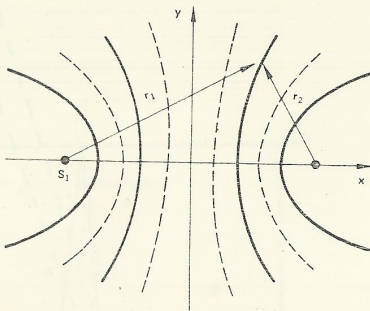
Metrol, Duque de Caxias, v. 4(3) :5-20 set./dez. 1979

Sejam duas fontes com a mesma frequência w e amplitudes ϵ_{01} e ϵ_{02} :

$$\epsilon_1 = \epsilon_{01} \sin(wt - kr_1)$$

$$\epsilon_2 = \epsilon_{02} \sin(wt - kr_2)$$

onde r_1 e r_2 são as distâncias das fontes a um ponto qualquer.
Se r_1 e r_2 forem diferentes, elas não terão a mesma amplitude.



Vemos que:

$$kr_1 - kr_2 = k(r_1 - r_2) \rightarrow \text{diferença de fases iniciais.}$$

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

Logo:

$$\epsilon_0 = \sqrt{\epsilon_{01}^2 + \epsilon_{02}^2 + 2\epsilon_{01}\epsilon_{02} \cos \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)}$$

sendo: $\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)$.

A amplitude variará:

de: $\epsilon_{01} - \epsilon_{02}$, se $\cos \delta = -1$

até: $\epsilon_{01} + \epsilon_{02}$, se $\cos \delta = 1$

Isto é, ocorrerá:

a) Interferência Destrutiva

$$\cos \delta = -1 \Rightarrow \delta = (2n + 1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)$$

$$2n + 1 = \frac{2}{\lambda}(r_1 - r_2) \Rightarrow r_1 - r_2 = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$$

onde n é um número inteiro.

Haverá interferência destrutiva se a diferença do caminho óptico for um número ímpar de meios-comprimentos de onda.

b) Interferência Construtiva

$$\cos \delta = 1 \Rightarrow \delta = 2n\pi = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)$$

$$r_1 - r_2 = 2n \left(\frac{\lambda}{2}\right)$$

onde n é um número inteiro.

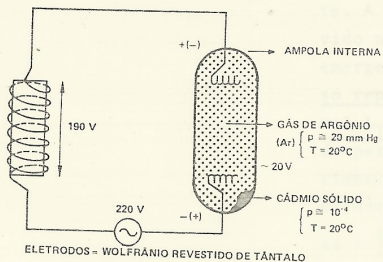
Haverá interferência construtiva se a diferença de caminho óptico for um número par de meios-comprimentos de onda.

Para concluir, notamos que o movimento oscilatório resultante será:

$$\epsilon = \epsilon_0 \sin(wt - \alpha)$$

configurando-se uma posição estacionária com pontos fixos no espaço. Isto se deve ao fato de que as fontes são coerentes, ou melhor, oscilam com a mesma frequência e mantêm a diferença de fase constante. Caso as fontes sejam incoerentes (frequências diferentes ou a diferença de fase variar com o tempo), não se observará interferência estacionária.

2.2 - Lâmpada de Cádmi



Uma diferença de voltagem (≈ 20 V) entre os dois eletrodos, exceto os ions positivos (cátions) do ar (20 mmHg - 20°C); estes são acelerados, indo bombardear o catodo, desaparecendo no gás e formando uma corrente. Aparecerá imediatamente uma luz inerente ao argônio.

Haverá um aumento de temperatura e pressão dentro da ampola.

Quando a temperatura alcançar a ordem de 300°C, a pressão do cádmio atinge 10^{11} mmHg, tornando-se mais fácil deslocar seus átomos com bombardeamento dos ions do ar. Estes átomos vão formando um gás de cádmio.

Com o aumento da quantidade de gás de cádmio, seus átomos vão-se chocando entre si com mais energia cinética. Seus elétrons são excitados dos níveis mais baixos de energia para os imediatamente mais altos. Liberam fótons e voltam aos níveis anteriores. Isto é mais difícil de acontecer com ar devido ser este um gás nobre, cujas camadas de elétrons são mais estáveis.

2.3 - Franjas de Haidinger

Estas franjas são facilmente encontradas com o interferômetro de Michelson. Elas aparecem quando as duas superfícies de reflexão formam imagens em planos paralelos. São franjas de igual inclinação, pois os espelhos devem estar perpendiculares entre si.

Como o ângulo de inclinação é mínimo e os raios luminosos vindos dos dois espelhos são praticamente paralelos, as franjas vão-se formar no infinito (físico).

Para placas de espessura pouco maior que alguns comprimentos de onda, é necessário usar-se luz monocromática.

Do ponto de vista do observador, são franjas circulares, que, com o aumento do ângulo incidente (diminuição da espessura da placa), têm seus diâmetros aumentados.

Este tipo de franja é grandemente utilizado em medição de comprimento de ondas.

2.4 - Franjas de Fizeau

Estas franjas de igual espessura são de muita utilidade na ótica experimental, quando se tem necessidade de achar a diferença de caminho óptico para indicar o tipo de superfície testada, ou a variação de índices de refração, ou fenômenos similares.

O clássico exemplo de franjas de Fizeau são os anéis de Newton, vistos quando se ilumina uma superfície curva colocada sobre uma superfície plana. A placa que produz as franjas é, neste caso, uma película de ar entre as duas peças. A franja central é escura, desde que uma das reflexões sofra uma troca de fase de π e a outra não. Sucessivas franjas circulares escuras ocorrem quando a diferença de caminho é um número inteiro de comprimentos de onda, ou o espaço de ar é um número inteiro de meios-comprimentos de onda.

Com a luz monocromática ou semimonocromática muitos anéis são vistos; com a luz branca, interferências de poucos comprimentos de onda são observadas fortemente coloridas.

Quando se testa planos, as duas superfícies devem formar uma pequena cunha; se as franjas observadas formarem linhas retas, dizemos que a superfície testada é plana.

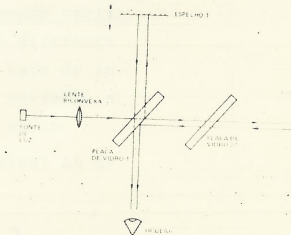
Se a superfície testada for mais alta ou mais baixa que a superfície testadora, podemos distingui-la através da curvatura das franjas que aparecerão.

Se a superfície testada for esférica, surgirão franjas circulares.

Em todos estes casos procuramos ajustar o mínimo de franjas possível, para melhor observação.

3 - INTERFERÔMETRO DE MICHELSON

3.1 - Esquema



D₀
4.13

Figura 2

