

Experimento 4

INTERFERÊNCIA DE MICRO-ONDAS

4.1 OBJETIVOS

Estudar a interferência e medir o comprimento de onda de micro-ondas.

4.2 PARTE TEÓRICA

4.2.1 Ondas eletromagnéticas

A interação eletromagnética pode ser descrita a partir de dois campos vetoriais, o campo elétrico \mathbf{E} e o campo indução magnética \mathbf{B} , de modo que uma carga elétrica na presença destes campos sofre a ação de uma força $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. As fontes primárias dos campos \mathbf{E} e \mathbf{B} são as cargas e as correntes elétricas, respectivamente; conhecendo-se as cargas, suas posições e velocidades, os campos \mathbf{E} e \mathbf{B} podem ser determinados. Inversamente, conhecendo-se esses vetores dos campos em todo o espaço, as fontes e suas localizações podem ser determinadas.

A teoria do eletromagnetismo foi condensada em quatro equações, chamadas de *equações de Maxwell*, em homenagem a J. C. Maxwell (1831 - 1879), físico inglês que as formulou. Essas equações constituem a estrutura básica da teoria das interações eletromagnéticas. A síntese expressa nas equações de Maxwell é uma das maiores realizações da Física. As interações eletromagnéticas são as mais compreendidas de todas as interações e as únicas expressas de uma forma matemática fechada e consistente. Uma das consequências das *equações de Maxwell* é a previsão teórica da existência de ondas eletromagnéticas. Maxwell mostrou, analisando essas equações, que os campos \mathbf{E} e \mathbf{B} propagam-se no vácuo, com a velocidade da luz e, baseando-se nesse fato e nos experimentos que indicavam ser a luz um fenômeno ondulatório, propôs que a luz era uma onda eletromagnética.

O conceito da luz como fenômeno ondulatório foi proposto, inicialmente, por C. Huygens (1629 - 1695), físico holandês, em 1678. Huygens foi contemporâneo de I. Newton, defensor do modelo de partículas para a luz. Essa controvérsia permaneceu por mais de um século. No início do século XIX, T. Young (1773 - 1829) na Inglaterra e A. J. Fresnel (1788 -

1827) na França estabeleceram claramente a teoria ondulatória da luz, mostrando que a luz exibe, sob certas condições, efeitos de interferência e polarização. A interferência é um fenômeno característico da propagação ondulatória e a polarização é unicamente associada às ondas transversais, ou seja, ondas para as quais a perturbação é perpendicular à direção de propagação. A partir dos trabalhos teóricos de Maxwell e das observações experimentais de H. Hertz (1857 - 1894), o caráter transversal da propagação dos campos elétrico e indução magnética e sua velocidade de propagação igual a $c \approx 3 \times 10^8$ m/s permitiram reconhecer a luz como uma onda eletromagnética e considerar a ótica como parte do eletromagnetismo.

A experiência de Hertz, realizada em 1888, é uma experiência de interferência. Ele produziu perturbações elétricas periódicas com um oscilador eletromagnético (circuito RLC forçado), chamado oscilador de Hertz e, pela reflexão do sinal em uma superfície metálica, obteve um padrão de ondas estacionárias. Analisando as posições dos nós e ventres desse padrão estacionário, Hertz pode determinar o comprimento de onda da perturbação e, como a frequência do oscilador elétrico era conhecida, pode realizar a primeira determinação experimental da velocidade de propagação da onda eletromagnética.

Uma pergunta agora pode ser formulada: se os campos \mathbf{E} e \mathbf{B} são tais que satisfazem a uma equação de onda, como são estes campos? Ou ainda, como podemos determinar os campos que são soluções da equação de onda? Sabemos que a equação de onda é satisfeita por funções do tipo $f(x - vt)$ que representa uma onda que caminha na direção positiva do eixo dos x com velocidade v ($v > 0$) e $f(x + vt)$ que representa uma onda que propaga na direção negativa do eixo dos x . Uma função desse tipo é, por exemplo, $\cos[K(x - vt)]$ onde a constante K é colocada para tornar o argumento do cosseno adimensional. Uma onda que varia como um cosseno ou como um seno é dita harmônica. A solução pode ser uma função de um dos tipos citados, devendo-se ainda levar em conta que os campos elétricos e indução magnética são vetores e devem satisfazer as equações de Maxwell. Para satisfazer todos esses requisitos a perturbação deve ser transversal, ou seja, os campos devem oscilar perpendicularmente à direção de propagação e devem ser mutuamente perpendiculares, de modo que o produto vetorial $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ indique a direção e o sentido de propagação. Uma solução possível é

$$\mathbf{E}(x, t) = E_0 \cos(Kx - \omega t + \phi) \hat{\mathbf{j}} \quad (4.1)$$

e

$$\mathbf{B}(x, t) = B_0 \cos(Kx - \omega t + \phi) \hat{\mathbf{k}} \quad (4.2)$$

onde E_0 e $B_0 = E_0/c$ são as amplitudes dos campos, $K = 2\pi/\lambda$ (λ é o comprimento de onda ou período espacial), $\omega = 2\pi/T$ (T é o período temporal), ϕ é uma constante de fase (também chamada de fase inicial), $\hat{\mathbf{j}}$ e $\hat{\mathbf{k}}$ são os versores (vetores unitários) nas direções y e z respectivamente. A constante K é também o módulo do vetor de onda \mathbf{K} , um vetor que indica a direção e sentido de propagação da onda (eixo x nesse exemplo) e não deve ser confundido com o versor $\hat{\mathbf{k}}$! A figura (Fig. 4.1) mostra a orientação dos três vetores para esse exemplo.

A solução proposta representa uma onda plana harmônica (os campos não dependem de y e de z , ou seja, em todos os pontos de um plano $x = \text{constante}$ o argumento da função cosseno é o mesmo) propagando na direção positiva do eixo x com o campo elétrico oscilando na direção $\hat{\mathbf{j}}$ e o campo indução magnética oscilando na direção $\hat{\mathbf{k}}$. A perturbação é transversal, os campos oscilando perpendicularmente à direção de propagação $\hat{\mathbf{i}}$. A direção de oscilação do campo elétrico é dita a *direção de polarização* da onda. Nesse caso, diz-se que a onda é linearmente polarizada na direção $\hat{\mathbf{j}}$.

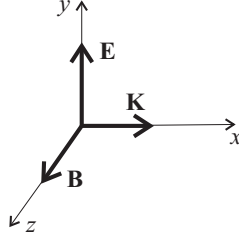


Figura 4.1: Orientação dos vetores \mathbf{E} e \mathbf{B} de uma onda eletromagnética em um ponto do espaço e em um instante de tempo.

Uma onda eletromagnética é, como vimos, a propagação de dois campos vetoriais, o elétrico e a indução magnética. No que se segue expressaremos a onda eletromagnética plana somente pelo seu campo elétrico, desde que, sabendo-se este, o campo indução magnética é também conhecido. A equação (4.2) retrata que o campo indução magnética da onda é perpendicular ao campo elétrico, oscilando com a mesma frequência e mesma constante de fase.

De modo geral, uma onda eletromagnética plana e harmônica que propaga ao longo da direção do vetor de onda \mathbf{K} pode ser representada por

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi) \quad (4.3)$$

onde \mathbf{r} é o vetor posição que localiza um ponto do espaço e \mathbf{E}_0 é o vetor amplitude do campo elétrico.

Uma outra forma possível para a onda eletromagnética é a onda esférica harmônica. Enquanto que na onda plana a amplitude do campo é constante, na onda esférica a amplitude do campo diminui à medida que a onda se afasta da fonte pontual que a criou. Mais precisamente, a amplitude da onda diminui com o inverso da distância R do ponto à fonte pontual. Em outras palavras, a amplitude da onda é uma função da posição do ponto onde medimos o campo elétrico. Para pontos distantes da fonte essa onda é quase uma onda plana e pode ser representada aproximadamente por

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi), \quad (4.4)$$

supondo que a fonte esteja na origem do sistema de referência.

4.2.2 Interferência de ondas eletromagnéticas

Um fenômeno característico dos processos ondulatórios é a interferência ou superposição, sendo observada para qualquer tipo de onda. Por outro lado, tratando-se da propagação de partículas clássicas (por exemplo, bolas de tênis) ela não ocorre. A interferência caracteriza uma onda, sua presença é considerada uma prova conclusiva da propagação ondulatória.

A superposição de duas ondas é uma onda. Vejamos o que ocorre quando duas ondas de mesma frequência (e comprimento de onda) são superpostas. Vamos considerar ondas harmônicas esféricas que partiram de pontos distintos, para as quais os campos elétricos são dados por

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{10}(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_1) \quad (4.5)$$

e

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{20}(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_2). \quad (4.6)$$

com os módulos dos vetores de onda $K_1 = K_2 = K = 2\pi/\lambda$ e $\omega = Kc$.

O campo resultante é a soma dos dois campos

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t). \quad (4.7)$$

Contudo, normalmente não detectamos (ou enxergamos no caso da luz) ou não temos interesse em detectar o campo elétrico. O que medimos é a intensidade da onda (potência média que atravessa uma unidade de área). Por exemplo, os efeitos de aquecimento ou de sensação luminosa são proporcionais à intensidade da onda e não ao valor instantâneo do campo. A intensidade da onda é proporcional à média do quadrado do campo da onda. Sendo C uma constante apropriada e $\langle \dots \rangle$ indicando a média em um período temporal da oscilação temos

$$I(\mathbf{r}) = C \langle \mathbf{E}^2(\mathbf{r}, t) \rangle = C \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \rangle$$

$$I(\mathbf{r}) = C \langle [\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t)] \cdot [\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t)] \rangle$$

$$I(\mathbf{r}) = C \langle \mathbf{E}_1^2(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2^2(\mathbf{r}, t) + 2\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) \rangle.$$

Como a média da soma é igual à soma das médias fica

$$I(\mathbf{r}) = C \langle \mathbf{E}_1^2(\mathbf{r}, t) \rangle + C \langle \mathbf{E}_2^2(\mathbf{r}, t) \rangle + C2 \langle \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) \rangle$$

ou

$$I(\mathbf{r}) = I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r}) + I_{12}(\mathbf{r}). \quad (4.8)$$

O termo $I_{12}(\mathbf{r})$ é chamado de termo de interferência. Façamos seu desenvolvimento

$$I_{12}(\mathbf{r}) = C2\mathbf{E}_{10}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_{20}(\mathbf{r}) \langle \cos(\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_1) \cos(\mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_2) \rangle.$$

Utilizemos a identidade

$$\cos(a + b) + \cos(a - b) = 2 \cos(a) \cos(b)$$

fazendo $a = \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_1$ e $b = \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_2$. Fica

$$a + b = \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r} + \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} - 2\omega t + \phi_1 + \phi_2 = (\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r} - 2\omega t + \phi_1 + \phi_2$$

e

$$a - b = \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} + \phi_1 - \phi_2 = (\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r} + \phi_1 - \phi_2.$$

Então

$$I_{12}(\mathbf{r}) = C\mathbf{E}_{10}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_{20}(\mathbf{r}) \langle \cos((\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r} - 2\omega t + \phi_1 + \phi_2)$$

$$+ \cos((\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r} + \phi_1 - \phi_2) \rangle$$

$$I_{12}(\mathbf{r}) = C\mathbf{E}_{10}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_{20}(\mathbf{r}) [\langle \cos((\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r} - 2\omega t + \phi_1 + \phi_2) \rangle$$

$$+ \langle \cos((\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r} + \phi_1 - \phi_2) \rangle].$$

A primeira média é nula se a soma $\phi_1 + \phi_2$ não variar no tempo. Portanto, para que o termo de interferência seja diferente de zero é necessário que as seguintes condições sejam satisfeitas

- Os campos $\mathbf{E}_{10}(\mathbf{r})$ e $\mathbf{E}_{20}(\mathbf{r})$ não podem ser perpendiculares entre si.
- A segunda média temporal deve ser diferente de zero. Isso significa que as constantes de fase ϕ_1 ϕ_2 devem guardar entre si certa regularidade. A condição mais simples é aquela para qual a diferença $\phi_1 - \phi_2$ não depende do tempo. Nesse caso, a média temporal não depende do tempo e as duas ondas são ditas coerentes. A situação inversa é considerar que as duas constantes de fase não guardam nenhuma regularidade entre si e as duas ondas são ditas completamente incoerentes, o termo de interferência varia aleatoriamente no tempo.

Resta discutir como produzir, em situações práticas, ondas coerentes de modo que a interferência entre elas possa ser observada. Discutiremos adiante algumas situações.

A dupla fenda de Young

Um diagrama do dispositivo de dupla fenda é mostrado na figura (Fig. 4.2).

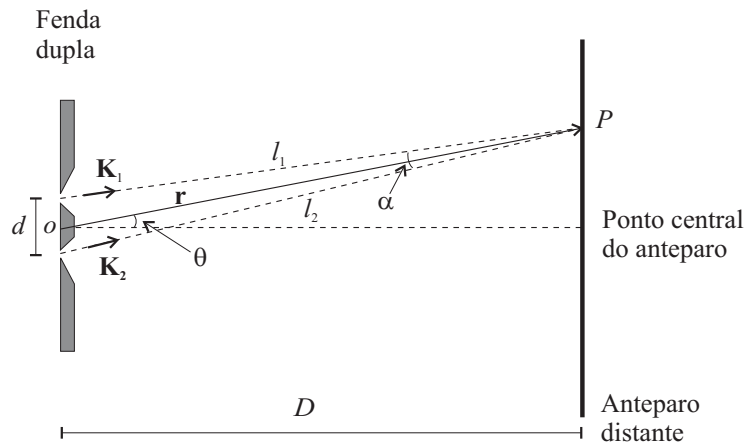


Figura 4.2: Dispositivo de dupla fenda de Young.

Uma onda plana incide perpendicularmente ao plano das fendas finas. Cada fenda, considerando o princípio de Huygens, atua como fonte emissora de ondas secundárias. Em um ponto P de um anteparo distante e paralelo ao plano das fendas, queremos determinar como é a superposição das ondas emitidas por essas duas fendas. Sendo a distância do anteparo às fendas muito maior do que a separação entre as fendas, $D \gg d$, as trajetórias percorridas pelas ondas das fendas ao ponto P são essencialmente paralelas porém, com comprimentos ligeiramente diferentes. Estritamente falando, as trajetórias só seriam paralelas se o anteparo se localizasse no infinito. Contudo, a condição $D \gg d$ é equivalente a fazer o ângulo $\alpha \approx 0$.

As duas ondas que escrevemos inicialmente, equações (4.5) e (4.6) podem ser consideradas as ondas provenientes das duas fendas e escritas como

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t)$$

e

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t)$$

onde fizemos as amplitudes iguais a $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ e tomamos as fases iniciais nulas, $\phi_1 = \phi_2 = 0$.

Os produtos escalares nas duas equações são proporcionais às distâncias das fendas ao ponto P (caminhos ópticos l_1 e l_2) e podem ser escritos como

$$\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r} = Kl_1 \quad \text{e} \quad \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} = Kl_2, \quad K = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Na condição em que as duas trajetórias são paralelas a diferença entre os caminhos ópticos $l_2 - l_1$ pode ser calculada com facilidade, veja a figura (Fig. 4.3).

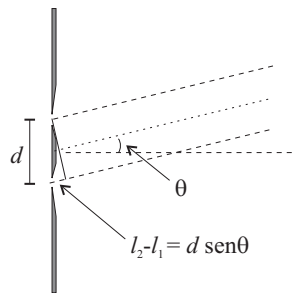


Figura 4.3: Diferença entre os caminhos ópticos no dispositivo de dupla fenda de Young.

A condição para ocorrer interferência construtiva (máximo de intensidade luminosa) é

$$l_2 - l_1 = d \operatorname{sen}(\theta) = k\lambda, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (4.9)$$

e para ocorrer interferência destrutiva (mínimo de intensidade luminosa) é

$$l_2 - l_1 = d \operatorname{sen}(\theta) = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (4.10)$$

Ondas estacionárias

Uma outra situação na qual há interferência de duas ondas é quando uma onda (por exemplo, a onda dada pela equação (4.1) atinge perpendicularmente um anteparo e é refletida. Na região compreendida entre a fonte e o refletor haverá duas ondas, uma caminhando da fonte para o refletor e outra movendo-se do refletor para a fonte. A superposição das duas ondas produzirá uma onda estacionária que é caracterizada por ter nós e ventres localizados em pontos fixos do espaço. O campo elétrico de uma onda estacionária pode ser escrito como

$$\mathbf{E} = 2\mathbf{E}_0 \operatorname{sen}(Kx) \operatorname{sen}(\omega t). \quad (4.11)$$

A distância entre nós (ou ventres) consecutivos é dada pela distância entre os zeros (ou máximos) da função $\operatorname{sen}(Kx)$ e vale meio comprimento de onda. Esses nós podem ser detectados movimentando-se um detector ao longo da linha que une a fonte ao anteparo refletor fixo. Por outro lado, movimentando-se o anteparo ao longo da mesma linha, *um ciclo é completado a cada meio comprimento de onda percorrido pelo anteparo.*

Interferência por filmes finos

Em muitas situações do dia a dia pode-se verificar a interferência por filmes finos. As cores na bolha de sabão e nas películas de óleo sobre a água são causadas por interferência da luz refletida nas interfaces do filme ou película. A onda incidente na película semitransparente, veja a figura (Fig. 4.4) é refletida nas duas interfaces e duas ondas retornarão. A diferença de caminhos ópticos percorridos e as características das reflexões nas duas interfaces modificarão a fase relativa entre as duas ondas. Por exemplo, se uma onda percorre um trajeto de exatamente um comprimento de onda dentro do filme, sua fase é modificada de 2π radianos. Novamente ocorrerão casos de interferência construtiva e destrutiva conforme seja a espessura da película. A situação é periódica de modo que, para cada comprimento de onda percorrido dentro do material, uma mesma situação se repete (por exemplo, os máximos se repetem a cada 2π radianos).

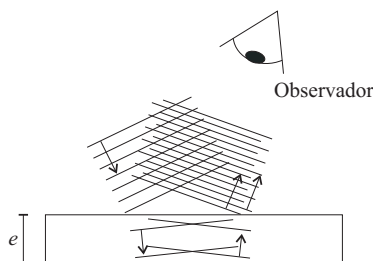


Figura 4.4: Ondas refletidas nas duas interfaces de um filme fino.

Considerando incidência normal e um filme com espessura e , uma determinada condição de interferência (máximos ou mínimos) ocorre quando a espessura do filme varia de meio comprimento de onda λ_f dentro do filme. Em outras palavras, quando a espessura do filme for um múltiplo de meio comprimento de onda dentro do filme a condição de interferência se repete. Se você estiver observando um máximo de interferência, o próximo máximo ocorrerá quando a espessura do filme variar de meio comprimento de onda dentro do filme.

Interferômetro de Michelson

Os experimentos de Michelson ficaram famosos como uma tentativa para determinar a velocidade da Terra com relação ao éter. O equipamento utilizado, chamado de interferômetro de Michelson, está descrito na figura (Fig. 4.5).

Uma onda plana incide em um espelho semi-refletor de modo que uma parte da onda é refletida e outra é transmitida. Cada uma dessas ondas caminha até um dos espelhos onde é refletida voltando novamente ao espelho semi-refletor onde novamente uma parte é refletida e outra é transmitida. Como resultado, duas ondas dirigem-se ao detector e essas duas ondas irão se interferir. A diferença de caminhos percorridos por essas duas ondas poderá fazer com que a interferência seja construtiva ou destrutiva. Se a diferença for um número inteiro de comprimentos de onda, as duas ondas chegarão ao detector em fase e a interferência será construtiva. Por outro lado, se a diferença de caminhos for um número semi-inteiro ($1/2$, $3/2$, $5/2$, etc.) do comprimento de onda, as duas ondas chegarão ao detector defasadas de π radianos e a interferência será destrutiva. Situações intermediárias também são possíveis, mas não são interessantes. Movendo-se um dos espelhos, afastando-o ou

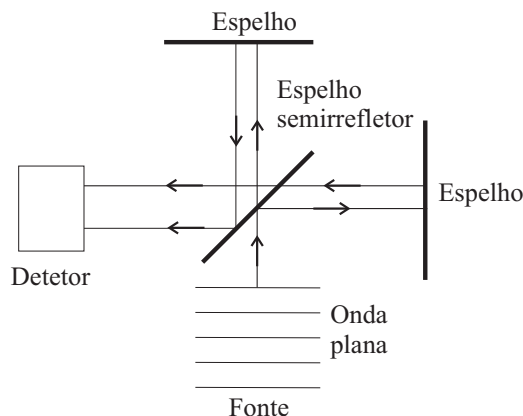


Figura 4.5: Diagrama do interferômetro de Michelson.

aproximando-o do espelho semi-refletor, a fase relativa entre as duas ondas é modificada e a condição de interferência construtiva (ou destrutiva) ocorrerá quando o espelho é deslocado a cada meio comprimento de onda.

O espelho de Lloyd

Considere o dispositivo representado na figura (Fig. 4.6). Uma onda esférica (por exemplo, a onda representada pela equação (4.4)) incide obliquamente sobre o espelho horizontal e frontalmente a um anteparo perpendicular ao espelho.

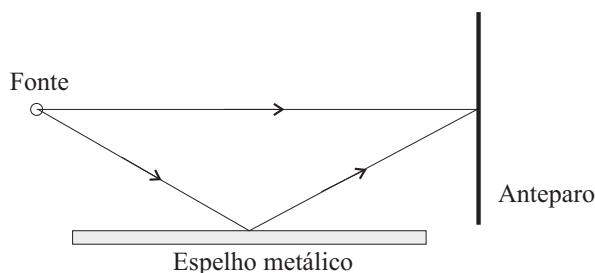


Figura 4.6: Diagrama do Espelho de Lloyd.

A onda refletida pelo espelho horizontal também alcança o anteparo interferindo com a onda direta. A onda refletida percorre um caminho maior que a onda direta chegando ao anteparo defasada (atrasada) com relação à onda direta. A diferença de caminhos ópticos e a inversão de fase que ocorre na reflexão levarão à variação na fase relativa entre as duas ondas e, novamente, poderá ocasionar uma condição de interferência construtiva ou destrutiva. A condição de interferência destrutiva ocorrerá quando a diferença de caminhos for igual a um número inteiro de comprimentos de onda.

4.3 PARTE EXPERIMENTAL

4.3.1 Lista de material

Identifique os seguintes equipamentos e materiais:

- Corneta emissora de micro-ondas,
- corneta receptora de micro-ondas,
- ponta de prova (antena) receptora,
- fontes de alimentação para as cornetas,
- microamperímetro,
- placas metálicas grandes(2),
- placa metálica pequena,
- placa semi-refletora (preta),
- régua,
- medidor de ângulo.

4.3.2 Emissão e recepção de micro-ondas

O mecanismo de produção de ondas eletromagnéticas de mais simples visualização é o dipolo elétrico oscilante, duas cargas elétricas, uma positiva e outra negativa, vibrando ao longo de uma linha reta, criando campos elétrico $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ e indução magnética $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$ que se propagam no espaço. Além de ser o processo de mais fácil visualização, a radiação de dipolo elétrico oscilante é o mais importante mecanismo de produção de luz e radiação ultravioleta, através das transições dipolares dos elétrons de valência em átomos e moléculas. A radiação de dipolo é também importante na produção de ondas de rádio e de micro-ondas.

O equipamento que utilizaremos para a emissão e recepção de micro-ondas consiste de duas cornetas, uma emissora e uma receptora. A corneta emissora contém um diodo que emite uma única frequência na faixa de micro-ondas. A onda emitida é linearmente polarizada. Em uma posição que chamaremos *normal*, veja a figura (Fig. 4.7), o campo elétrico da onda oscila na direção vertical. Para mudar a direção de polarização basta girar a corneta em torno do seu eixo.

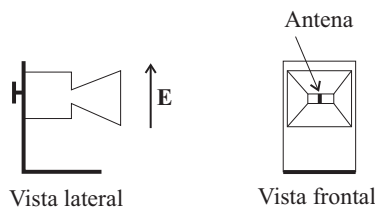


Figura 4.7: Descrição das cornetas emissora e receptora.

A corneta receptora contém uma antena (um fio condutor metálico de comprimento igual à metade do comprimento de onda da micro-onda) na qual o campo elétrico da onda gera uma corrente senoidal que é retificada e medida por um microamperímetro de escala apropriada. A densidade de corrente no fio da antena é proporcional ao campo elétrico da onda, $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$. A corrente é proporcional à densidade de corrente \mathbf{J} na direção da antena, ou seja, à componente do do campo elétrico da onda nessa direção. Assim, ao medirmos a corrente estamos também medindo a componente do campo elétrico da onda na direção da antena.

4.4 PARTE EXPERIMENTAL

4.4.1 Cuidados com os equipamentos

A ponta de prova receptora não deve, em hipótese alguma, *ser ligada a uma fonte de tensão*, só pode ser ligada a um microamperímetro. Cuidado para não exceder a escala desse medidor. Se necessário, troque a resistor de proteção por outro de maior valor. Ao modificar a posição relativa entre a corneta receptora e a corneta emissora fique atento à indicação do medidor na corneta receptora. Não deixe o ponteiro ultrapassar o fundo de escala; reduza a sensibilidade ou ganho nos dois botões de controle sobre a corneta receptora.

4.4.2 Ondas estacionárias

Coloque a corneta emissora e o anteparo metálico frente a frente com uma distância entre eles de aproximadamente 65 cm medidos a partir da boca da corneta como mostra a figura (Fig. 4.8).

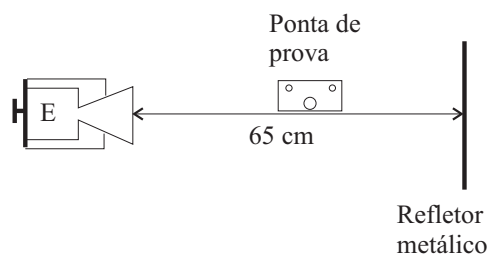


Figura 4.8: Arranjo para a medição da onda estacionária.

A corneta emissora deve estar ligada na fonte de tensão. Ligue a ponta de prova ao microamperímetro observando a polaridade e coloque-a entre o anteparo e a corneta emissora (aproximadamente à meia distância entre eles) de modo que o elemento receptor esteja próximo ao eixo da corneta. Use a régua como guia e deslize lentamente a ponta de prova ao longo da régua. Você verá o ponteiro do medidor oscilar entre um valor máximo e um valor mínimo. Tome uma referência qualquer na base da ponta de prova, e meça as posições referentes aos mínimos de corrente no microamperímetro. Faça, pelo menos, 10 medidas. Tome o cuidado para não deslocar a régua durante o movimento e não deixe sua mão fazer sombra e influenciar a medida.

Estime uma margem de erro para a sua medida que não precisa ser necessariamente a menor divisão da régua, leve em conta a dificuldade para a localização do ponto de mínimo.

4.4.3 Espelho de Lloyd para micro-ondas

Arme o dispositivo descrito na figura (Fig. 4.9).

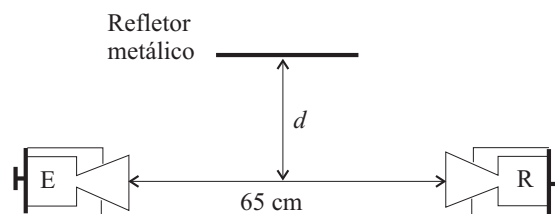


Figura 4.9: Espelho de Lloyd para micro-ondas.

Posicione o refletor metálico a aproximadamente 7,5 cm do eixo das cornetas e ajuste a sensibilidade do medidor para obter a indicação de corrente máxima. Movimente lentamente o refletor afastando-se do eixo das cornetas assegurando-se que o mesmo permaneça paralelo ao eixo. Meça as distâncias d para as quais a corrente indicada no microamperímetro é um mínimo. Faça pelo menos quatro medidas. Estime uma margem de erro para a sua medida que não precisa ser necessariamente a menor divisão da régua, leve em conta a dificuldade para a localização do ponto de mínimo.

4.4.4 Interferência de filme fino

Monte os equipamentos conforme a figura (Fig. 4.10).

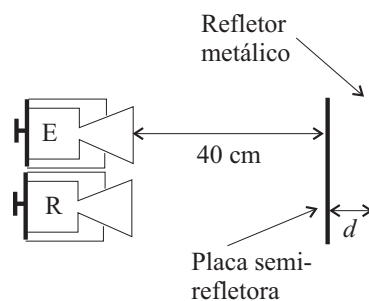


Figura 4.10: Interferência por filme fino.

Coloque a placa metálica refletora atrás da placa semi-refleitora (preta), inicialmente a uma distância de 5 cm da mesma. Afastando a placa metálica (mantendo-a perpendicular ao feixe incidente) anote as posições para as quais verifica-se um mínimo de intensidade de corrente no microamperímetro. Faça pelo menos cinco medidas. Estime o erro das medidas.

4.4.5 Interferômetro de Michelson

Monte os equipamentos conforme o diagrama da figura (Fig. 4.11).

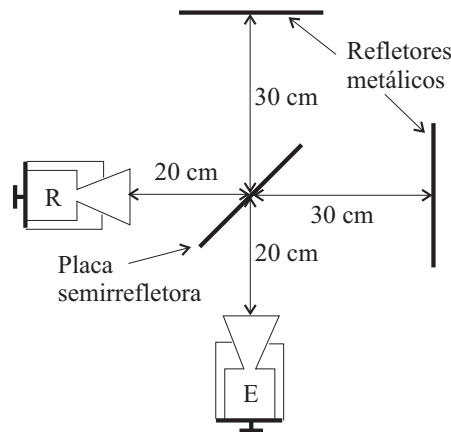


Figura 4.11: Interferômetro de Michelson.

Verifique o alinhamento dos elementos com pequenos movimentos de giro na placa semirrefletora e nas cornetas de modo obter o máximo de corrente no microamperímetro. Ajuste a sensibilidade do receptor se necessário. Movimente um dos refletores afastando-o da placa semirrefletora (mantendo o seu perpendicularismo em relação ao eixo da corneta) procurando as posições para as quais a intensidade captada pelo receptor é máxima. Faça pelo menos cinco medidas de posição e estime o erro das medidas.

4.4.6 A dupla fenda de Young

Utilize duas placas metálicas grandes e uma pequena para fazer o dispositivo de dupla fenda como mostra a figura (Fig. 4.12). A placa pequena deve ser colocada em cima do centro do medidor de ângulos (transferidor). Conecte a corneta receptora ao centro do medidor de ângulos utilizando a haste metálica de modo que a corneta receptora possa realizar um arco de círculo. A haste manterá o raio constante e servirá também como uma referência para a leitura dos ângulos. Ajuste a largura das fendas em aproximadamente 2,0 cm para que possa detectar um sinal de intensidade razoável quando as cornetas estiverem alinhadas.

Gire lentamente a corneta receptora assegurando-se que a mesma está sempre voltada para o meio da placa metálica pequena. Anote os ângulos para os quais a corrente indicada no microamperímetro é um máximo. Estime um erro para a medida dos ângulos.

4.5 TRABALHO COMPLEMENTAR

- Determine, a partir das medidas dos itens 4.4.2 até 4.4.5, o comprimento de onda médio da micro-onda para cada método de medida observando que no espelho de Lloyd os centros eficazes de transmissão e recepção da micro onda se encontram deslocados de 5 cm no interior da corneta medidos a partir da boca, ou seja, a distância de centro

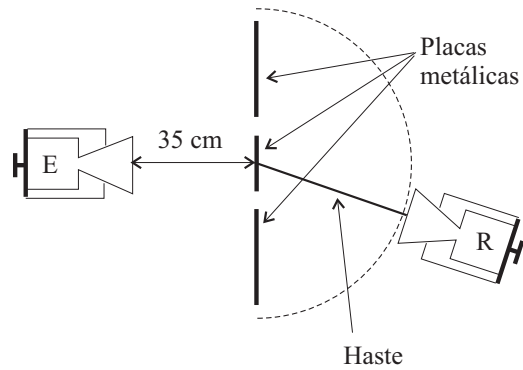


Figura 4.12: Dispositivo de fenda dupla de Young.

a centro vale 75 cm. Calcule o desvio absoluto dos comprimentos de onda para cada método e expresse o comprimento de onda e seu desvio corretamente (apenas um algarismo significativo no desvio).

- A partir das medidas realizadas no item 4.4.6 e da determinação do comprimento de onda do item 4.4.5, determine a separação entre as duas fendas. Calcule o desvio e expresse a separação corretamente.

4.6 BIBLIOGRAFIA

[16], [17], [3], [14]