

Autor: Sergio Carlos Zilio

1: Polarização Linear

Nos Capítulos 2 e 3 analisamos a onda eletromagnética no que se refere à sua direção de propagação, dada pelo vetor de onda \vec{k} , e como esta varia quando o raio atinge um meio com índice de refração diferente daquele no qual ele se propaga. Estes tópicos estão ligados à óptica geométrica, que é o limite clássico da óptica ondulatória. No capítulo seguinte analisamos a equação de ondas e suas possíveis soluções, que como vimos, são dependentes das condições de contorno do problema sendo tratado. Já no Cap. 5, estivemos estudando a fase da onda eletromagnética, que é talvez sua característica mais importante. Vimos como calcular a velocidade de propagação e as mudanças em frequência que ocorrem devido ou ao movimento relativo entre o observador e fonte, ou à variação temporal do índice de refração. Agora vamos analisar os fatores pré-exponenciais \vec{E}_0 e \vec{H}_0 cuja mudança de direção no espaço e tempo determinam os estados de polarização da luz.

Considere uma onda eletromagnética plana, como discutido na seção 4.4, dada por:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\{\pm i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)\} \quad (6.1a)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \exp\{\pm i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)\} \quad (6.1b)$$

Se as amplitudes \vec{E}_0 e \vec{H}_0 são vetores reais e constantes, a polarização da onda é chamada linear. É tradicional em óptica especificar-se a polarização da onda como sendo a direção do campo elétrico e plano de polarização aquele que o contém. Se a onda vier se propagando na direção do observador, este verá o campo elétrico variando sobre um plano fixo conforme mostra a Fig. 6.1.

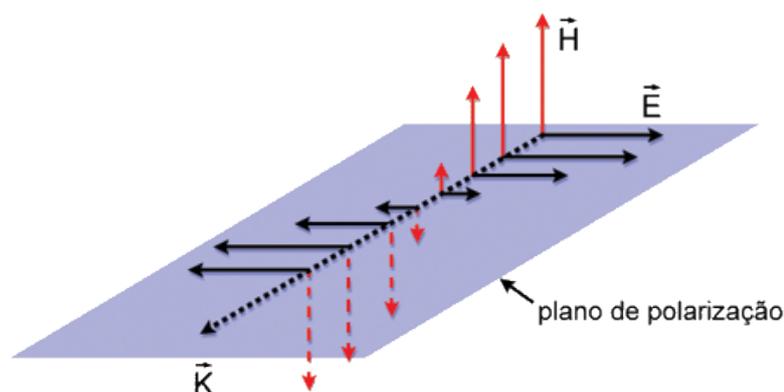


Fig. 6.1 - Propagação de uma onda linearmente polarizada

Autor: Sergio Carlos Zilio

2: Polarização elíptica

No caso da polarização linear, a projeção do vetor \vec{E} sobre o plano xy descreve um segmento de reta. No entanto, quando \vec{E}_0 (e consequentemente \vec{H}_0) não for um número real, a projeção será uma elipse (ou circunferência, como veremos na próxima seção). Considere a soma de dois campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 , respectivamente nas direções x e y , conforme a Fig. 6.2. Ambos possuem a mesma frequência e vetor de onda, e são soluções possíveis da equação de ondas, que diferem por estarem rodados entre si de $\frac{\pi}{2}$. Além disto, eles podem também possuir uma diferença de fase relativa que chamaremos de δ . As duas soluções são linearmente independentes e, como tal, combinações lineares delas fornecem outras soluções possíveis da equação de onda. Vejamos quais novos tipos de soluções podem advir destas combinações lineares.

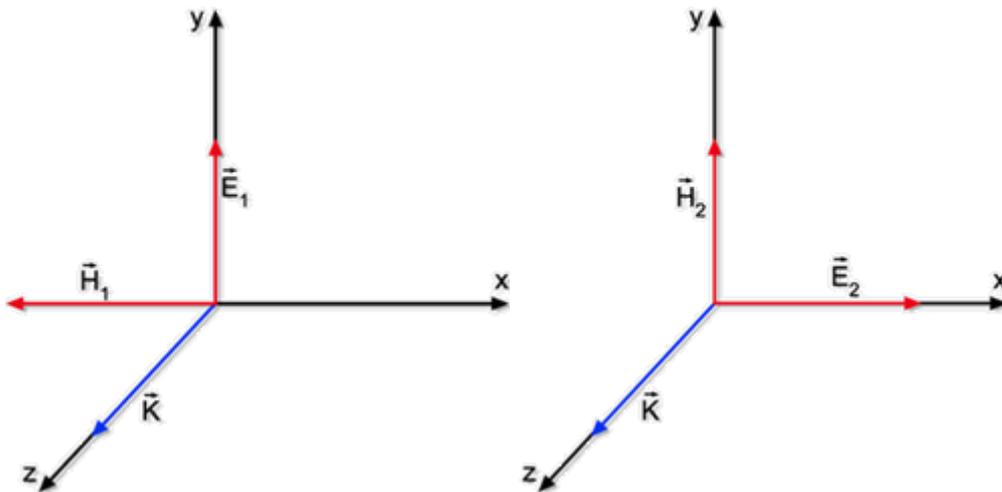


Fig. 6.2 - Representação gráfica da orientação de duas soluções possíveis para a equação de onda.

O campo resultante é dado por:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \left(E_{10} e^{i\delta} \hat{i} + E_{20} \hat{j} \right) \exp \left\{ i \left(\vec{k} \vec{r} - \omega t \right) \right\} \quad (6.2)$$

ou alternativamente, tomando a parte real:

$$\vec{E}(r, t) = E_{10} \cos(kr - \omega t + \delta) \hat{i} + E_{20} \cos(kr - \omega t) \hat{j} \quad (6.3)$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

A variação de $E(r,t)$ no espaço e tempo está mostrada na Fig. 6.3 e sua projeção no plano xy , mostrada na Fig. 6.4, descreve uma elipse.

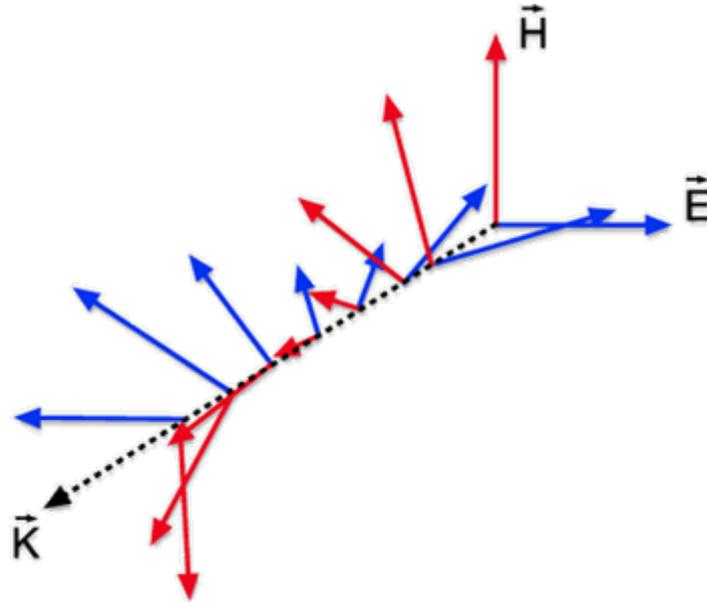


Fig. 6.3 - Onda plana com polarização elíptica.

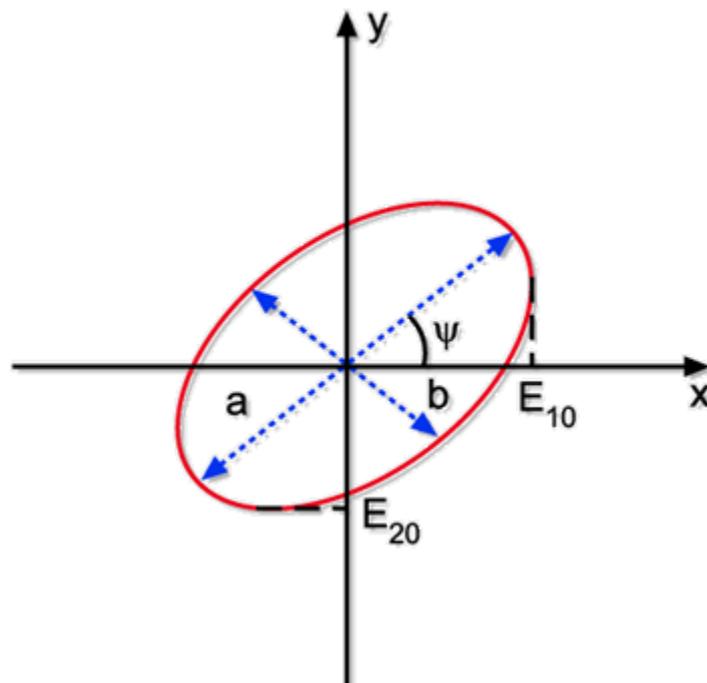


Fig. 6.4 - Projeção do campo elétrico no plano xy .

Esta elipse é descrita pelas equações:

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$\left(\frac{E_1}{E_{10}}\right)^2 + \left(\frac{E_2}{E_{20}}\right)^2 - 2\frac{E_1E_2}{E_{10}E_{20}}\cos\delta = \sin^2\delta \quad (6.4a)$$

$$\operatorname{tg} 2\psi = 2\frac{E_{10}E_{20}}{E_1E_2}\cos\delta \quad (6.4b)$$

$$a^2 + b^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 \quad (6.4c)$$

$$ab = E_{10}E_{20}\sin\delta \quad (6.4d)$$

cuja demonstração deixaremos como exercício. A elipse é caracterizada por a , b , e ψ , que são conhecidos como parâmetros de Stokes. Alguns casos particulares desta situação que estamos estudando ocorrem quando:

$$\delta = 0 \Rightarrow E_1 = \frac{E_{10}}{E_{20}} E_2 \quad (6.5a)$$

$$\delta = \pi \Rightarrow E_1 = -\frac{E_{10}}{E_{20}} E_2 \quad (6.5b)$$

$$\delta = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \left(\frac{E_1}{E_{10}}\right)^2 + \left(\frac{E_2}{E_{20}}\right)^2 = 1 \quad (6.5c)$$

Neste caso a projeção de \vec{E} no plano xy nos dá uma elipse que roda no sentido horário, tal que: $E_1 = E_{10}\sin\omega t$ e $E_2 = E_{20}\cos\omega t$.

Quando $\delta = -\frac{\pi}{2}$ teremos ainda uma elipse com os eixos principais,

coincidindo com x e y mas com polarização no sentido anti-horário, como mostrado na Fig. 6.5d. De um modo geral, pode-se mostrar que para $0 < \delta < \pi$ temos polarização no sentido horário e para $\pi < \delta < 2\pi$ no sentido anti-horário.

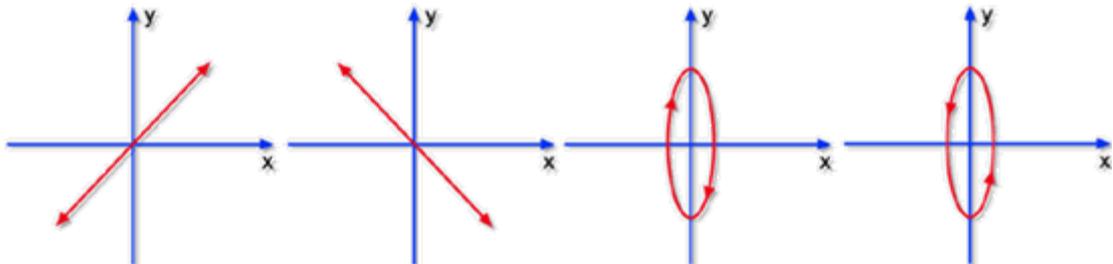


Fig. 6.5 - Alguns casos particulares de polarizações elípticas.

Autor: Sergio Carlos Zilio

3: [Polarização circular](#)

Trata-se novamente de um caso particular de luz elipticamente polarizada.

Quando $\delta = \pm \frac{\pi}{2}$ e $E_{10} = E_{20} = E_0$, teremos:

$$E_1^2 + E_2^2 = E_0^2 \quad (6.6a)$$

$$E_1 = E_0 \cos \omega t \quad (6.6b)$$

$$E_2 = \pm E_0 \sin \omega t \quad (6.6c)$$

(+ para $\delta = \frac{\pi}{2}$ e - para $\delta = -\frac{\pi}{2}$) e assim a elipse se transforma numa circunferência.

4: [Lâminas de Quarto de Onda e Meia onda](#)

Queremos agora partir de luz linearmente polarizada e rodar seu plano de polarização ou gerar luz circularmente polarizada. Isto pode ser conseguido com um cristal anisotrópico cujo índice de refração depende da direção (birrefringência), como por exemplo, mica, quartzo, etc. Voltaremos a este tópico no capítulo que aborda a óptica de cristais. Considere a Fig. 6.6, onde luz linearmente polarizada incide sobre uma lâmina de espessura d com eixos rápido e lento respectivamente nas direções x e y .

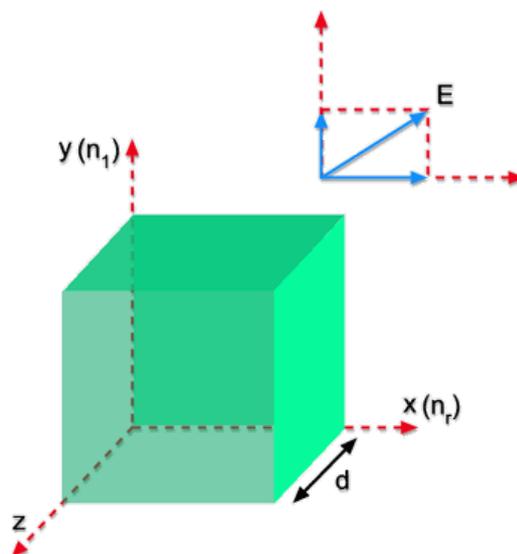


Fig. 6.6 - Incidência de luz sobre uma lâmina birrefringente.

Autor: Sergio Carlos Zilio

O campo elétrico incidente forma um ângulo de 45° com o eixo x de maneira que suas componentes são:

$E_x = E_0 \exp\{i(k_r z - \omega t)\}$ e $E_y = E_0 \exp\{i(k_l z - \omega t)\}$. A onda atinge a placa em $z = 0$, onde $E_x = E_0 \exp\{-i\omega t\}$ e $E_y = E_0 \exp\{-i\omega t\}$, e sai em $z = d$ com: $E_x(d) = E_0 \exp\{i(k_r d - \omega t)\}$ e $E_y(d) = E_0 \exp\{i(k_l d - \omega t)\}$. A diferença de fase entre as componentes emergentes é:

$$\delta = (k_l - k_r)d = \left(\frac{2\pi}{\lambda_l} - \frac{2\pi}{\lambda_r}\right)d = 2\pi \left(\frac{n_l}{\lambda_0} - \frac{n_r}{\lambda_0}\right)d = \frac{2\pi d}{\lambda_0} (n_l - n_r) \quad (6.7)$$

Para termos luz circularmente polarizada, $\delta = \frac{\pi}{2}$ logo:

$$\frac{\pi}{2} = \frac{2\pi d}{\lambda_0} (n_l - n_r) d \frac{\lambda_0}{4} \quad (6.8)$$

ou seja, a diferença de caminhos ópticos deve ser igual a um quarto de onda. Por outro lado, quando $\delta = \pi$, o plano de polarização da onda será rodado de 90° . Neste caso, a diferença de caminhos ópticos deve ser meia onda:

$$\pi = \frac{2\pi d}{\lambda_0} (n_l - n_r) \Rightarrow (n_l - n_r)d = \frac{\lambda_0}{2} \quad (6.9)$$

Se a luz incidente sobre a lâmina de meia onda não estiver com polarização a 45° , o campo será rodado por um ângulo $2q$, como veremos na seção 6.7.

5: Obtenção de luz linearmente polarizada

Existe uma variedade de maneiras de se obter luz linearmente polarizada. Vamos sumarizar algumas delas.

a. Por reflexão

Autor: Sergio Carlos Zilio

Quando estudarmos as equações de Fresnel mais adiante, veremos que ao se incidir luz não polarizada sobre uma superfície separando dois meios de índices de refração n_1 e n_2 , a luz refletida sai polarizada, com \vec{E} paralelo à superfície, quando o ângulo de incidência for igual ao ângulo de Brewster, como indicado na Fig. 6.7.

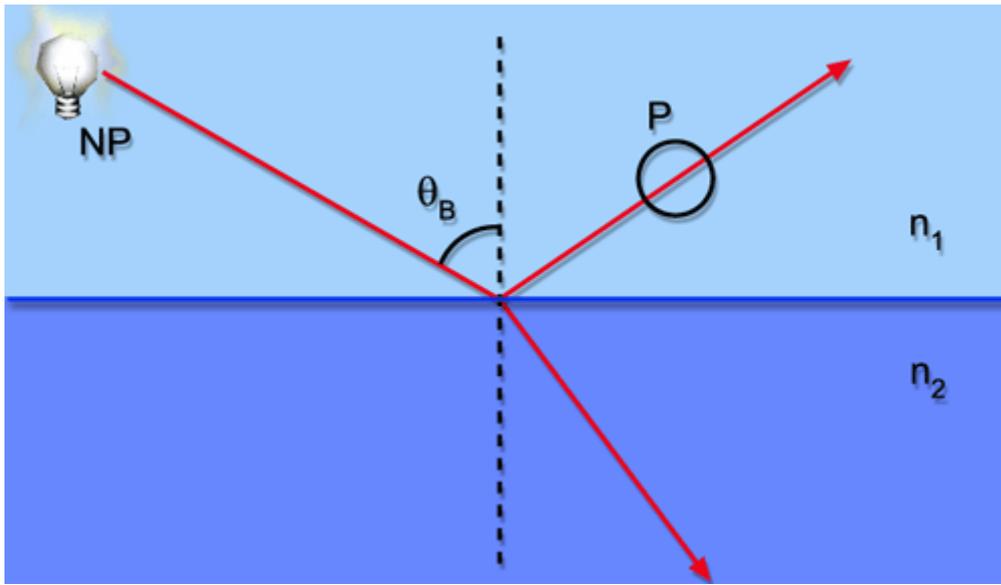


Fig. 6.7 - Polarização por reflexão.

b. Dicroísmo

Certos materiais possuem moléculas orientadas numa direção preferencial e absorvem radiação com polarização paralela ao seu eixo. Consequentemente tal material deixará passar apenas a luz que tiver polarização perpendicular ao eixo da molécula como mostra a Fig. 6.8. Um exemplo disto é o polaroide.

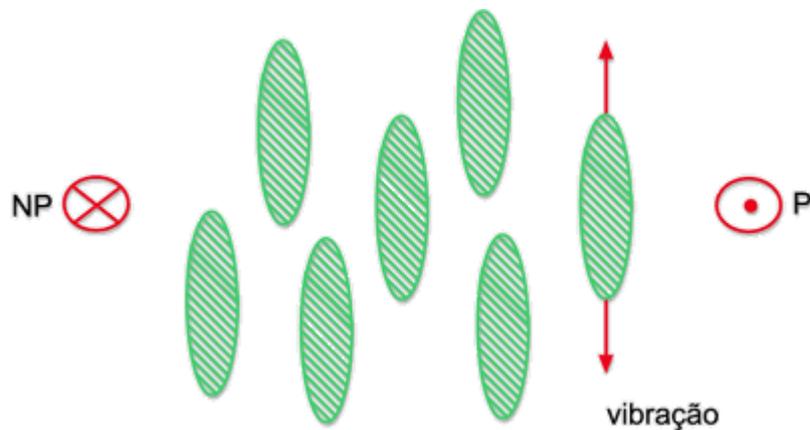


Fig. 6.8 - Polarização por dicroísmo.

Autor: Sergio Carlos Zilio

c. Processo de difusão de luz

A luz espalhada por moléculas de um meio, geralmente está parcialmente polarizada, como vimos na Dem. 4.2. O maior grau de polarização ocorre quando as direções luz-molécula e molécula-observador formarem um ângulo de 90° , conforme representado na Fig. 6.9.

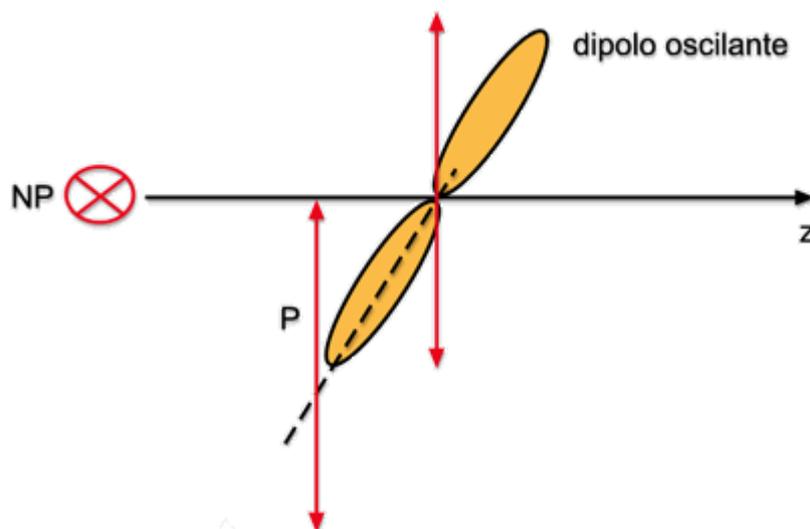


Fig. 6.9 - Polarização por espalhamento.

d. Grade metálica

Geralmente usada para infravermelho e micro-ondas. A componente de luz que tiver polarização paralela aos fios da grade produzirá uma corrente elétrica, sendo assim parte dissipada pelo efeito Joule e parte refletida. Por outro lado, a componente perpendicular passa e teremos assim luz linearmente polarizada na direção perpendicular à grade (ver Fig. 6.10).

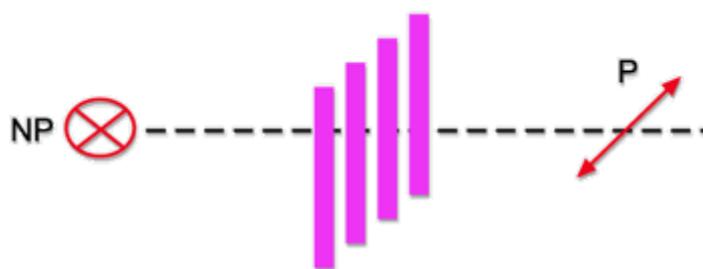


Fig. 6.10 - Polarização por grade metálica.

e. Dupla refração

Aparece em materiais birrefringentes tais como mica, quartzo, calcita, KDP, etc. O conhecido prisma de Nicol usa este princípio para polarizar a luz.

Autor: Sergio Carlos Zilio

Considere radiação não polarizada incidente sobre o prisma birrefringente mostrado na Fig. 6.11. A componente de campo elétrico que incidir no meio, com polarização paralela ao eixo rápido, não será praticamente defletida pois n_r é pequeno (raio ordinário) ao passo que a outra componente será pois n_1 é bem maior (raio extraordinário)

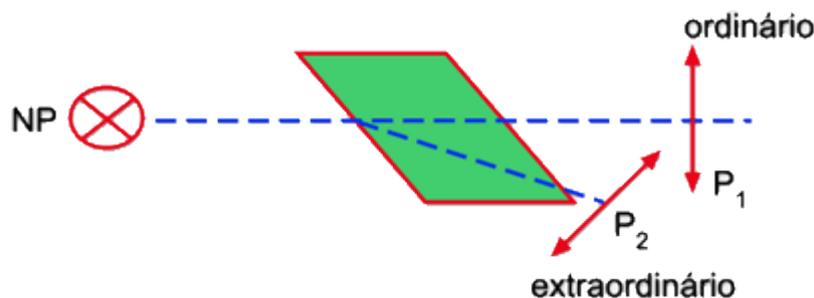


Fig. 6.11 - Polarização por dupla fenda.

6: [Equação de Fresnel](#)

Estamos interessados em detalhar um pouco mais o que acontece com a radiação eletromagnética quando incide num meio com índice de refração diferente daquela na qual ela se propaga. Em particular queremos analisar os ângulos de reflexão e refração e as amplitudes dos campos elétricos transmitido e refletido.

Leis da reflexão e refração

Considere dois meios homogêneos isotrópicos, lineares e não condutores ($\sigma = J = 0$) com índices de refração n_1 e n_2 , separados por uma interface localizada sobre o plano xz . Um raio de amplitude E , propagando-se no meio 1 incide sobre a interface, formando um ângulo θ com o eixo y . O raio refletido tem amplitude E' e sua direção de propagação é especificada pelos ângulos q' e ϕ' . Analogamente, o raio refratado é especificado por E'' , q'' e ϕ'' , como mostra a Fig. 6.12. Note o fato de estarmos supondo que os três raios não estão num mesmo plano.

Das equações de Maxwell podemos deduzir condições de contorno que estabelecem a continuidade das componentes de \vec{E} e \vec{H} ao se passar de um meio para outro. Os campos \vec{E} , \vec{E}' e \vec{E}'' são dados por:

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\{\pm i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)\} \quad (6.10a)$$

$$\vec{E}' = \vec{E}'_0 \exp\{\pm i(\vec{k}'\vec{r} - \omega't)\} \quad (6.10b)$$

$$\vec{E}'' = \vec{E}''_0 \exp\{\pm i(\vec{k}''\vec{r} - \omega''t)\} \quad (6.10c)$$

enquanto que os campos magnéticos se relacionam com os campos elétricos através de:

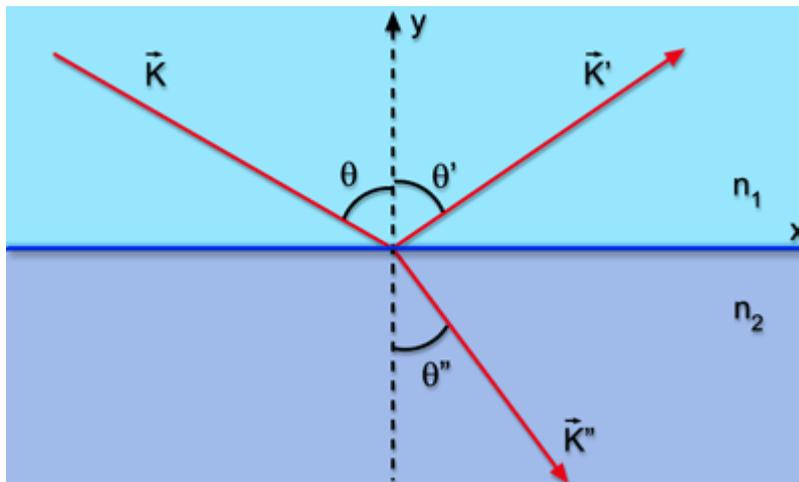


Fig. 6.12 - Geometria da reflexão e refração de um raio de luz.

$$\vec{H} = \frac{\vec{k} \times \vec{E}}{\mu\omega} \quad (6.11a)$$

$$\vec{H}' = \frac{\vec{k}' \times \vec{E}'}{\mu\omega} \quad (6.11b)$$

$$\vec{H}'' = \frac{\vec{k}'' \times \vec{E}''}{\mu\omega} \quad (6.11c)$$

Tomando um pequeno elemento de volume S dh contendo parte da interface (Fig. 6.13), podemos aplicar a forma integral da lei de Gauss:

$$\int_v \vec{\nabla} \cdot \vec{D} d\partial = \int_s \vec{D} d\vec{a} = \int_v \rho d\partial = \int_v \rho dh da \quad (6.12)$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

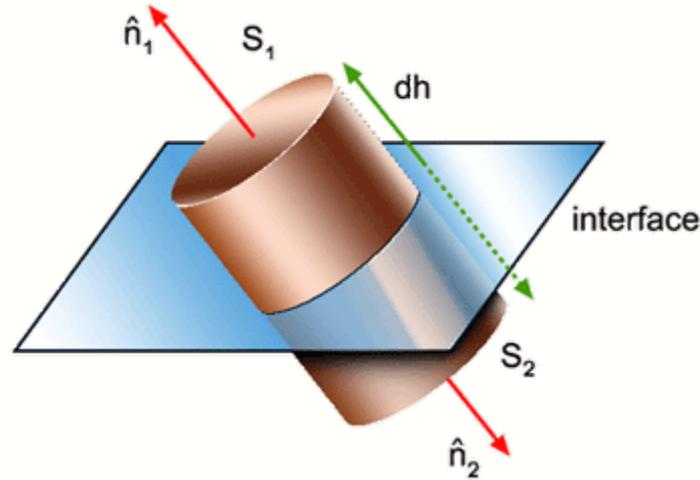


Fig. 6.13 - Elemento de volume usado na obtenção das condições de contorno.

Como a carga superficial é dada por $\lim_{dh \rightarrow 0} \int_h \rho dh$, ficamos com:

$$\int_s \vec{D} d\vec{a} = \int_s \sigma da \quad (6.13)$$

Assim, de acordo com a Fig. 6.13, temos:

$$\int_{s1} \vec{D}_1 \hat{n}_1 da + \int_{s2} \vec{D}_2 \hat{n}_2 da = \int_s \sigma da \quad (6.14)$$

Note que $S_1 = S_2 = S$ pois $dh \approx 0$ e $\hat{n}_1 = -\hat{n}_2 = \hat{n}$. Logo, a equação acima nos leva a:

$$\hat{n}(\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \sigma \quad (6.15)$$

que estabelece que a variação da componente normal do deslocamento elétrico é igual à carga superficial. No nosso caso específico $\sigma = 0$, logo, a componente normal de \vec{D} é contínua:

$$\hat{n}(\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = 0 \quad (6.16)$$

Procedendo de maneira análoga com as outras equações de Maxwell, obtemos:

$$\hat{n}x(\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0 \quad (6.17)$$

$$\hat{n}(\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0 \quad (6.18)$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$\hat{n}_x(\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{J} = 0 \quad (6.19)$$

A eq. (6.17) nos diz que para $y = 0$ a componente tangencial do campo elétrico é contínua, logo:

$$\begin{aligned} E_{0,x} \exp\{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)\} + E'_{0,x} \exp\{i(\vec{k}'\vec{r} - \omega't)\} &= \\ = E''_{0,x} \exp\{i(\vec{k}''\vec{r} - \omega''t)\} & \end{aligned} \quad (6.20a)$$

para a componente x e

$$\begin{aligned} E_{02} \exp\{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)\} + E'_{02} \exp\{i(\vec{k}'\vec{r} - \omega't)\} &= \\ = E''_{02} \exp\{i(\vec{k}''\vec{r} - \omega''t)\} & \end{aligned} \quad (6.20b)$$

para a componente z. Como estas igualdades são válidas para qualquer t e qualquer ponto r da interface, devemos ter:

$$\omega = \omega' = \omega'' \quad (6.21a)$$

$$\vec{k}\vec{r} = \vec{k}'\vec{r} = \vec{k}''\vec{r} \quad (6.21b)$$

onde $\vec{r} = x\hat{i} + z\hat{k}$. Esta última igualdade nos diz que os vetores $\vec{k} = \vec{k}' = \vec{k}''$ são coplanares, isto é, $\phi' = \phi'' = 0$ e portanto:

$$k \sin\theta = k' \sin\theta' = k'' \sin\theta'' \quad (6.22)$$

Por outro lado, $k = k'$ pois $k = \frac{\omega}{v_1}$ e $k' = \frac{\omega'}{v_1} = \frac{\omega}{v_1}$. Logo, $\theta = \theta'$, ou seja, o ângulo de incidência é igual ao ângulo de reflexão θ' .

O ângulo de refração θ'' pode ser encontrado usando-se $k = n_1 k_0$ e $k'' = n_1 k_0$ na eq. (6.22). Assim, $n_1 \sin\theta = n_2 \sin\theta''$, que é chamada de lei de Snell.

Em resumo temos as seguintes regras: (i) os raios incidente, refletido e refratado são coplanares, (ii) o ângulo de incidência é igual ao ângulo de reflexão, e (iii) os ângulos de incidência e refração se relacionam através da lei de Snell $n_1 \sin\theta = n_2 \sin\theta''$.

Autor: Sergio Carlos Zilio

Amplitude das ondas refletida e refratada

Vamos analisar dois casos: a) aquele em que é paralelo à interface (e, portanto, perpendicular ao plano xy) como mostrado na Fig. 6.14(a), e leva o nome TE (transversa elétrica) ou polarização σ (ou s) e (b) quando for paralelo à interface, que corresponde à onda TM (transversa magnética) também chamada polarização π (ou p), mostrada na Fig. 6. 6.14(b). No caso (a) $\vec{E} = E\hat{z}$ e para (b) $\vec{H} = H\hat{z}$, o mesmo se dando com as ondas refletida e refratada.

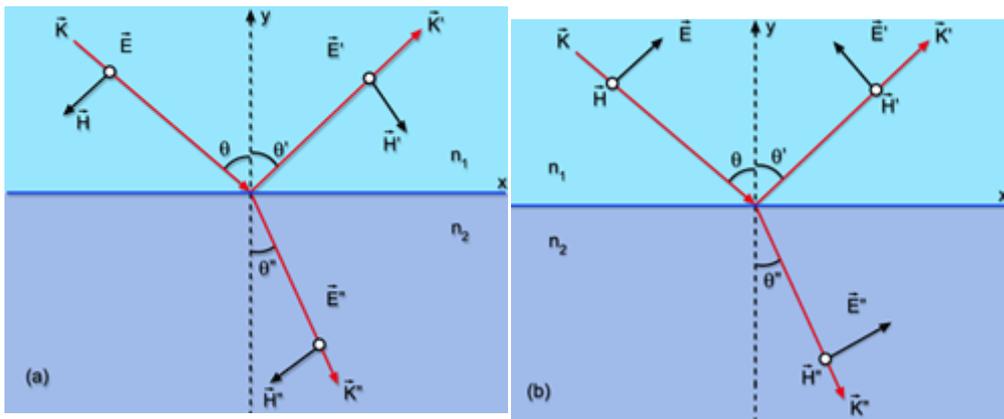


Fig. 6.14 - Reflexão e refração de uma onda
(a) TE (polarização s) e (b) TM (polarização p).

Logo, usando as eq. (6.17) e (6.19) podemos fazer a seguinte análise:

caso a) TE

$$E + E' = E'' \quad (6.23a)$$

$$H \cos \theta - H' \cos \theta = H'' \cos \theta'' \quad (6.23b)$$

Usando a eq. (6.11) para eliminar H em função de E, obtemos:

$$kE \cos \theta - kE' \cos \theta = k'' E'' \cos \theta'' \quad (6.24)$$

definidos por:

$$\tau_{\sigma} = \frac{E''}{E} = \frac{2n_1 \cos \theta}{n_1 \cos \theta + n_2 \cos \theta''} \quad (6.25a)$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$\rho_{\sigma} = \frac{E''}{E} = \frac{n_1 \cos \theta - n_2 \cos \theta''}{n_1 \cos \theta + n_2 \cos \theta''} \quad (6.25b)$$

Caso b) TM

$$H - H' = H'' \quad (6.26a)$$

$$E \cos \theta + E' \cos \theta = E'' \cos \theta'' \quad (6.26b)$$

Novamente, usando a eq. (6.11) para eliminar H em função de E, obtemos: $k(E - E') = k''E''$, de onde sai:

$$\tau_x = \frac{E''}{E} = \frac{2n_1 \cos \theta}{n_2 \cos \theta + n_1 \cos \theta''} \quad (6.27a)$$

$$\rho_x = \frac{E'}{E} = \frac{-n_2 \cos \theta + n_1 \cos \theta''}{n_2 \cos \theta + n_1 \cos \theta''} \quad (6.27b)$$

As equações acima podem ser modificadas usando-se a lei de

Snell $\cos \theta'' = \sqrt{1 - \sin^2 \theta} \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta}$, e o índice de refração relativo

$\left(n = \frac{n_2}{n_1}\right)$:

$$\rho_{\sigma} = \frac{\cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \quad (6.28a)$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$\rho_x = \frac{-n_2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \text{sen}^2 \theta}}{n_2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \text{sen}^2 \theta}} \quad (6.28b)$$

A Fig. 6.15 mostra a variação do coeficiente de reflexão em função do ângulo de incidência quando $n_2 > n_1$ (reflexão externa). O sinal negativo significa que o campo elétrico muda a fase em 180° após a reflexão. Note que $\rho_\pi = 0$ quando:

$$n^2 \cos \theta_B - \sqrt{n^2 - \text{sen}^2 \theta_B} = 0 \Rightarrow \text{tg} \theta_B = n = \frac{n_2}{n_1} \quad (6.29)$$

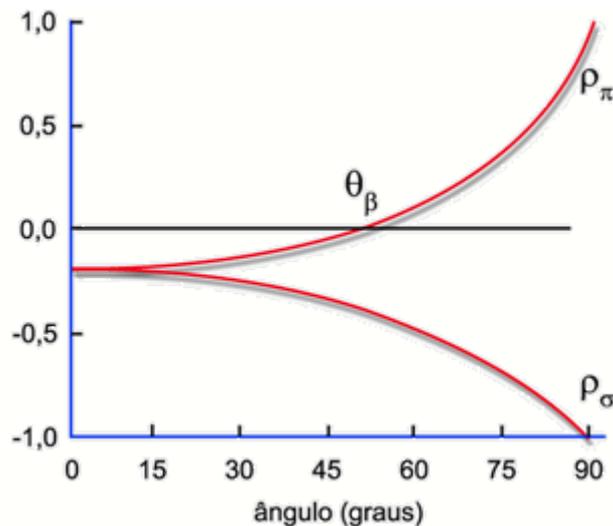


Fig. 6.15 - Coeficiente de reflexão externa.

Como $n_2 > n_1$ temos $\text{tg} \theta_B > 1$ e, conseqüentemente, $\theta_B > 45^\circ$. θ_B é conhecido com ângulo de Brewster.

A Fig. 6.16 mostra o caso da reflexão interna ($n_1 > n_2$) com o ângulo de Brewster, sendo agora menor que 45° . Por outro lado, quando $n = \text{sen} \theta$ temos um ângulo crítico θ_c acima do qual $\rho_\sigma = \rho_\pi = 1$. Para n menor que $\text{sen} \theta$ temos:

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$\rho_{\sigma} = \frac{\cos \theta - i\sqrt{\text{sen}^2 \theta - n^2}}{\cos \theta + i\sqrt{\text{sen}^2 \theta - n^2}} \Rightarrow |\rho_{\sigma}| = 1 \quad (6.30)$$

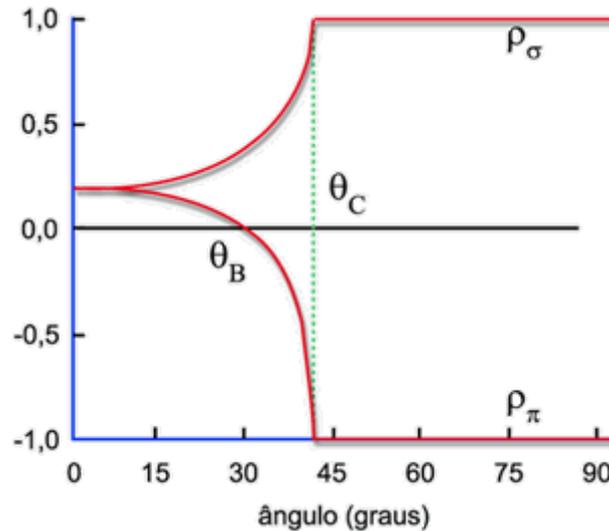


Fig. 6.16 - Coeficiente de reflexão interna.

Um conceito erroneamente empregado é que se a refletividade é unitária, nenhuma luz penetra no meio menos denso. Isto não é verdade, como veremos a seguir. Supondo que a onda incidente na interface é plana e tomando o campo elétrico na forma exponencial, podemos escrever:

$$E = E_0 \exp\{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)\} = E_0 \exp\{i(k_x x + k_y y - \omega t)\} \quad (6.31)$$

onde na última passagem usamos o fato que a onda se propaga no plano xy

($\vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j}$). Note que $k_x = k \text{sen} \theta$ e $k_y = k \cos \theta$ são as projeções de \vec{k} no

plano xy. O módulo de k'' é $\left(\frac{\omega}{c}\right)n_1$. No meio com índice n_2 , o campo elétrico

pode ser escrito de maneira similar:

$$E'' = E_0'' \exp\{i(\vec{k}''\vec{r} - \omega t)\} = E_0'' \exp\{i(k''_x x + k''_y y - \omega t)\} \quad (6.32)$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

sendo as projeções de \vec{k}'' dadas por $k_x'' = k'' \text{sen}\theta''$ e $k_y'' = k'' \text{cos}\theta''$, e seu

módulo por $k'' = \left(\frac{\omega}{c}\right)n_2$. Lembrando que $n = \frac{n_2}{n_1}$, pela lei de Snell temos

$\text{sen}\theta'' = n \text{sen}\theta'$ e conseqüentemente:

$$n \text{cos}\theta'' = n\sqrt{1 - \text{sen}^2\theta''} = \sqrt{n^2 - \text{sen}^2\theta''} = i\sqrt{\text{sen}^2\theta'' - n^2} \quad (6.33)$$

Desta forma, a parte espacial da fase da onda dada pela eq. (3.16) fica:

$$k_x''x + k_y''y = k \left(\text{sen}\theta''x + i\sqrt{\text{sen}^2\theta'' - n^2}y \right) \quad (6.34)$$

Como $i^2 = -1$, o campo é dado por:

$$E'' = E_0'' \exp(-\alpha y) \exp\{i(k \text{sen}\theta''x - \omega t)\} \quad (6.35)$$

onde $\alpha = k\sqrt{\text{sen}^2\theta'' - n^2}$. Note que a luz se propaga paralelamente à interface, na direção do eixo x. Por outro lado, penetra no meio menos denso, porém decaindo de forma exponencial. Em geral, a profundidade de penetração é da ordem do comprimento de onda da luz. Pictoricamente, é como se houvesse uma rampa na qual uma partícula (fóton) sobe um pouco mas depois volta. Este processo na óptica leva o nome de penetração em barreira ou tunelamento fotônico. Isto fica mais claro se colocarmos dois prismas próximos, separados por uma distância da ordem do comprimento de onda da luz, como representado na Fig. 6.17. Desprezando as reflexões de Fresnel nas faces de entrada e saída dos prismas, vemos que a intensidade da luz transmitida decai exponencialmente com a separação entre os prismas, de acordo $I_T = I_0 \exp(-\alpha d)$. No interior de cada prisma o campo elétrico oscila harmonicamente na direção y, mas entre eles decai exponencialmente como mostrado na Fig. 6.17.

Autor: Sergio Carlos Zilio

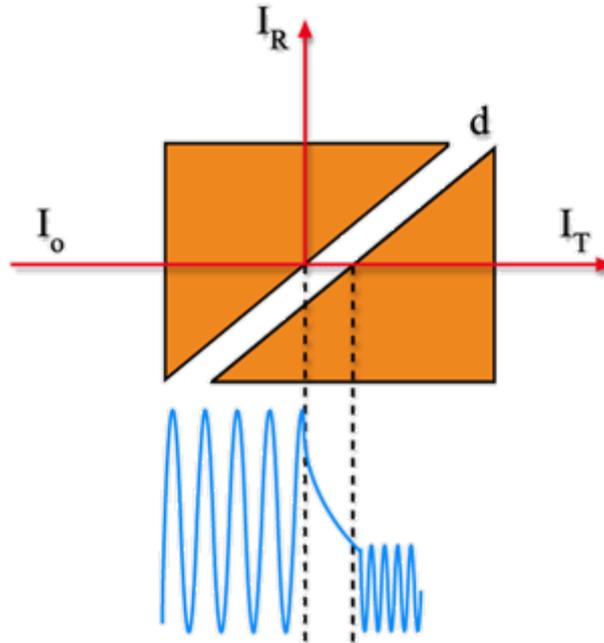


Fig. 6.17 - Tunelamento fotônico.

Este é um fato muito importante, principalmente no que se refere à propagação de luz em fibras óptica. Nelas, o núcleo (com cerca de $5\mu\text{m}$ de diâmetro) possui o índice de refração levemente superior à da casca (diâmetro da ordem de $120\mu\text{m}$) e a tendência da luz é a de propagar confinada no meio com maior índice de refração. Porém, como acabamos de ver, uma parte não desprezível da radiação propaga pela casca, devido ao tunelamento fotônico e qualquer imperfeição (trincas, bolhas, etc.) acarreta em perdas de intensidade.

Com relação à energia transmitida ou refletida, podemos escrever:

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \{ \vec{E}^x \cdot \vec{H} \} = \frac{1}{2\mu_0\omega} |\vec{E}_0|^2 k = \frac{n}{2\mu_0c} |\vec{E}_0|^2 \hat{k} \quad (6.36)$$

Chamando de \hat{n} a normal à interface, a energia se propagando nesta direção

é $J = \langle \vec{S} \rangle \cdot \hat{n} = \frac{n}{2\mu_0c} |\vec{E}_0|^2 \cos\theta$, a energia refletida

é: $J' = \langle \vec{S}' \rangle \cdot \hat{n} = \frac{n}{2\mu_0c} |\vec{E}'_0|^2 \cos\theta$ e a transmitida é dada por:

$J'' = \langle \vec{S}'' \rangle \cdot \hat{n} = \frac{n}{2\mu_0c} |\vec{E}''_0|^2 \cos\theta''$. Define-se refletividade R e transmitividade

T como:

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$R = \frac{|J'|}{|J|} = \frac{|\vec{E}'_0|^2}{|\vec{E}_0|^2} = |\rho|^2 \quad (6.37a)$$

$$T = \frac{|J''|}{|J|} = \frac{n_2}{n_1} \frac{|\vec{E}''_0|^2}{|\vec{E}_0|^2} \frac{\cos \theta''}{\cos \theta} = \frac{n_2}{n_1} |\tau|^2 \frac{\cos \theta''}{\cos \theta} \quad (6.37b)$$

onde necessariamente $T + R = 1$.

7: Polarização por reflexão total interna

No caso da reflexão total interna, os coeficientes de reflexão para as polarizações s e p, podem ser escritos como e e θ , onde as mudanças de fase e e θ , que ocorrem durante a reflexão, são dadas por:

$$\theta_\sigma = -2 \operatorname{tg}^{-1} \left(\sqrt{\operatorname{sen}^2 \theta - \frac{n^2}{\cos \theta}} \right) \quad (6.38a)$$

$$\theta_x = -2 \operatorname{tg}^{-1} \left(\sqrt{\operatorname{sen}^2 \theta - \frac{n^2}{n^2 \cos \theta}} \right) \quad (6.38b)$$

Se a onda incidente possuir as duas polarizações (s e p) haverá uma diferença de fase induzida pela reflexão total interna:

$$\delta = \theta_\sigma - \theta_x = -2 \left\{ \operatorname{tg}^{-1} \left(\operatorname{sen}^2 \theta - \frac{n^2}{\cos \theta} \right) - \operatorname{tg}^{-1} \left(\operatorname{sen}^2 \theta - \frac{n^2}{n^2 \cos \theta} \right) \right\} \quad (6.39)$$

A Fig. 6.18 mostra a diferença de fase δ como função do ângulo de incidência θ para a reflexão total interna no vidro ($n_1 \approx 1,5, n_2 = 1$) cujo ângulo crítico é $\theta_c = 41,9^\circ$. Vemos que próximo ao ângulo de 50° , a

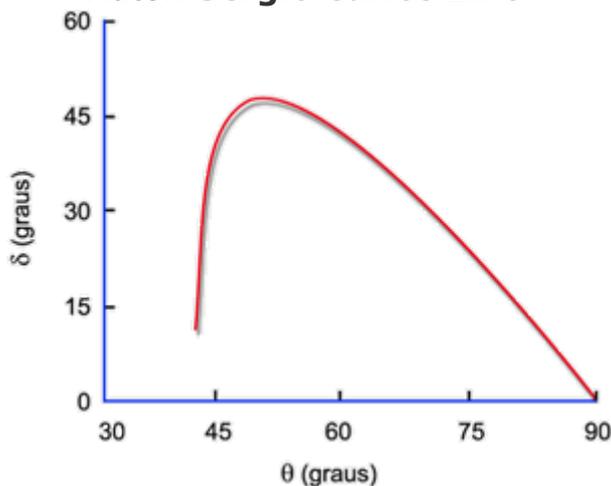
Autor: Sergio Carlos Zilio

Fig. 6.18 - Diferença de fase como função do ângulo de incidência para a reflexão total interna no vidro.

diferença de fase é 45° e assim podemos pensar em obter luz circularmente polarizada, fazendo duas reflexões internas no vidro. Isto pode ser conseguido com o rombo de Fresnel, mostrado na Fig. 6.19 (a), tomando-se o cuidado de fazer as amplitudes dos campos com polarizações s e p iguais. Por outro lado, se provocarmos quatro reflexões internas, a diferença de fase induzida será de 180° e como resultado teremos uma rotação no plano de polarização da luz linearmente polarizada incidente (Fig. 6.19 (b)). Neste caso, não é necessário fazer as polarizações s e p de mesma amplitude. A vantagem deste método de obtenção de luz circularmente polarizada e rotação do campo elétrico é a acromaticidade, isto é, a independência do comprimento de onda, ao contrário

das lâminas $\frac{\lambda}{4}$ e $\frac{\lambda}{2}$

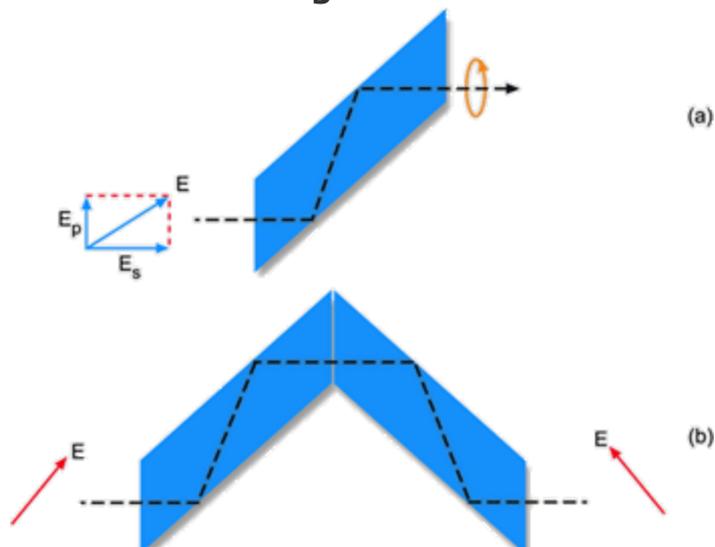
Autor: Sergio Carlos Zilio

Fig. 6.19 - (a) obtenção de luz circularmente polarizada (rombo de Fresnel) e (b) rotação do plano de polarização da luz.

Para finalizarmos esta seção, convém chamar a atenção para o fato de que o dispositivo da Fig. 6.19 (b) roda continuamente o plano de polarização da luz incidente, como é mostrado na Fig. 6.20. Este mesmo efeito ocorre para a lâmina de meia onda que estudamos na seção 6.4. Ao rodarmos o dispositivo (ou lâmina $\frac{\lambda}{2}$), ou então mudando o plano de polarização da luz incidente de um ângulo θ , a luz emergente sai com o plano de polarização rodado de 2θ .

8: [Matrizes de Jones](#)

Considere um campo elétrico onde as componentes x e y estão defasadas de um ângulo δ :

$$\vec{E} = (E_{01}\hat{i} + E_{02}e^{-i\delta}\hat{j})\exp\{i(kz - \omega t)\} \quad (6.40)$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

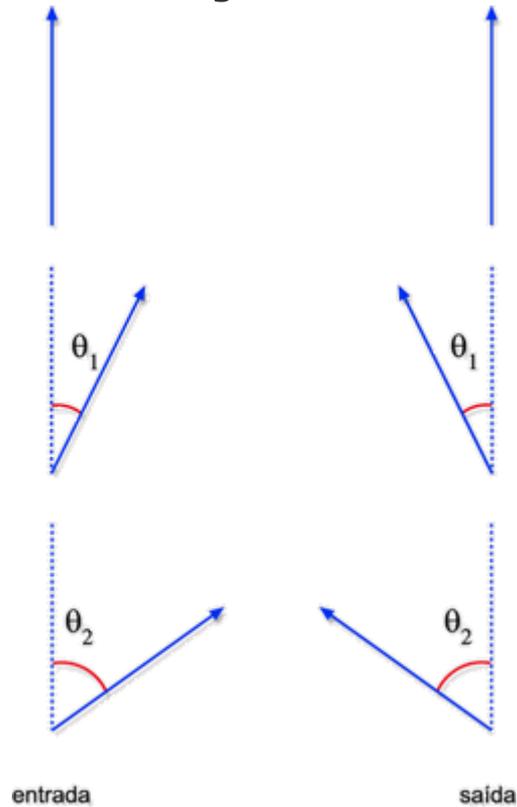


Fig. 6.20 - Rotação do plano de polarização da luz pela ação do dispositivo da Fig. 6.19(b)

Jones escreveu este campo da forma matricial:

$$|\vec{E}\rangle = \begin{pmatrix} E_{01} \\ E_{02}e^{-i\delta} \end{pmatrix} \quad (6.41)$$

Usando este formalismo podemos escrever o campo elétrico para as várias polarizações já vistas:

$$(a) LP(\delta = 0) \quad |E\rangle = \begin{pmatrix} E_{01} \\ E_{02} \end{pmatrix} \quad (6.42a)$$

$$(b) CPG\left(\delta = \frac{\pi}{2}\right) \quad |\vec{E}\rangle = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 e^{-ix} \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (6.42b)$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$(c) CPAH \left(\delta = -\frac{\pi}{2} \right) \quad |\vec{E}\rangle = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 e^{-\frac{ix}{2}} \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad (6.42c)$$

e ainda definir operações tais como:

(i) Soma:  $|\vec{E}\rangle + |\vec{E}'\rangle = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} = 2E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

(ii) Produto escalar: tomando $|\vec{E}\rangle = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ e $|\vec{E}'\rangle = \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}$ temos:

$$\langle \vec{E} | \vec{E}' \rangle = (a' b') \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} = a' c + b' d. \quad \text{Dois vetores são ortogonais}$$

quando $\langle \vec{E} | \vec{E}' \rangle = 0$. Exemplo: 

Dentro deste esquema podemos associar a cada sistema óptico uma matriz que modifica o campo incidente, dando origem ao campo emergente desejado, de maneira análoga ao que foi feito na óptica geométrica. Vamos escrever as matrizes para os elementos já vistos:

a. Lâmina de quarto de onda ($\lambda/4$)

devemos ter

$$|\vec{E}'\rangle = M_{\frac{\lambda}{4}} |\vec{E}\rangle, \text{ onde } |\vec{E}\rangle = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, |\vec{E}'\rangle = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \text{ e } M_{\frac{\lambda}{4}} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}.$$

Realizando o produto matricial temos:

$$E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Autor: Sergio Carlos Zilio

Logo, $M_{11} + M_{12}$ e $M_{21} + M_{22} = i$. Existem várias matrizes que satisfazem estas condições. Devemos lembrar que se o campo tem polarização ao longo de um dos eixos principais, esta polarização não é alterada. Assim, temos:

$$E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{matrix} M_{11} = 1 \\ M_{21} = 0 \end{matrix} \quad (6.43)$$

e desta forma a matriz que descreve a lâmina de quarto de onda é:

$$M_{\frac{\lambda}{4}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \quad (6.44)$$

b. Lâmina de meia onda ($\lambda/2$)

Procedendo de maneira análoga podemos encontrar a matriz para a lâmina $\frac{\lambda}{2}$:

$$|\vec{E}\rangle = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, |\vec{E}'\rangle = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \Rightarrow M_{\frac{\lambda}{2}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (6.45)$$

c. Polarizador com eixo de transmissão horizontal

Considere um campo elétrico linearmente polarizado, formando um ângulo θ com o eixo x e propagando-se na direção z. A Fig. 6.21 mostra este campo incidindo num polarizador com eixo de transmissão na direção x. Neste caso temos:

$$|\vec{E}\rangle = E_0 \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \end{pmatrix}, |\vec{E}'\rangle = E_0 \begin{pmatrix} \cos\theta \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (6.46)$$

A intensidade de luz emergente é proporcional a:

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$\langle \vec{E}' | \vec{E}' \rangle = E_0^2 (\cos \theta, 0) \begin{pmatrix} \cos \theta \\ 0 \end{pmatrix} = E_0^2 \cos^2 \theta \Rightarrow I = I_0 \cos^2 \theta \quad (6.47)$$

Esta é a lei de Malus, que não vale para um polaroide porque ele não extingue completamente a componente y, mas vale para o prisma de Nicol.

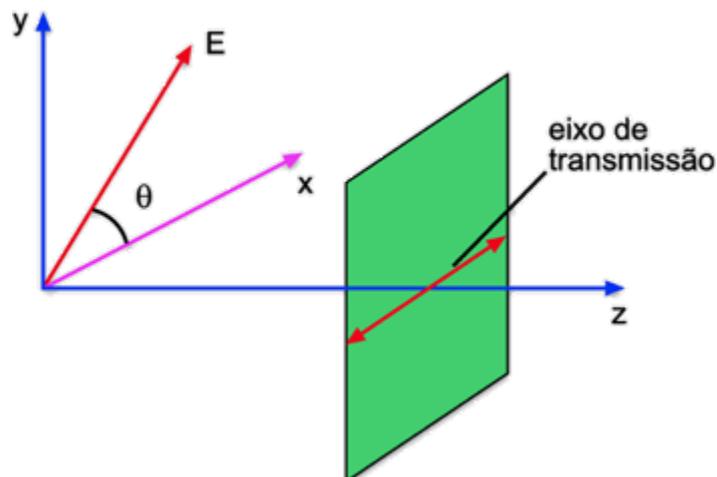


Fig. 6.21 - Polarizador com eixo de transmissão horizontal.

d. Polarizador com eixo de transmissão a 45°

O campo incidente é o mesmo que o do caso anterior, mas o eixo de transmissão do polarizador faz 45° com o eixo x, conforme mostra a Fig. 6.22.

Autor: Sergio Carlos Zilio

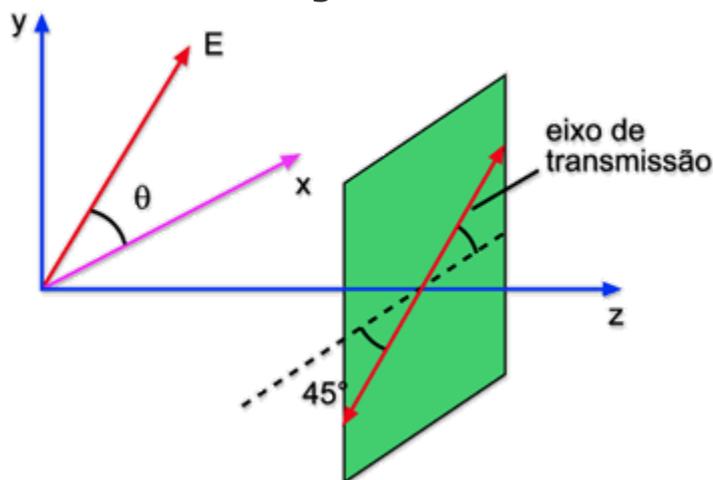


Fig. 6.22 - Polarizador com eixo de transmissão a 45° .

Na direção do eixo de transmissão, o campo incidente é $\frac{\sqrt{2}}{2} E_0 (\cos\theta + \text{sen}\theta)$

que é também o campo emergente. Decompondo-o em duas componentes,

$$E'_x \text{ e } E'_y, \text{ obtém-se: } |\vec{E}'\rangle = \frac{E_0}{2} \begin{pmatrix} \cos\theta + \text{sen}\theta \\ \cos\theta + \text{sen}\theta \end{pmatrix}$$

para $|\vec{E}'\rangle = E_0 \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \text{sen}\theta \end{pmatrix}$, de onde se tira a matriz para este sistema:

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.48)$$

9: Atividade óptica

Atividade óptica é a propriedade que certos materiais possuem de rodar o plano de polarização de um feixe de luz linearmente polarizada, da maneira indicada na Fig. 6.23. O ângulo de rotação θ do plano de polarização depende da distância l percorrida pela luz dentro do meio e de uma característica intrínseca do material, chamada de poder rotatório. Costuma-se definir o poder rotatório específico como sendo o ângulo rodado por unidade de comprimento.

Autor: Sergio Carlos Zilio

Olhando para a direção $z > 0$, se a luz rodar para a direita o material é chamado de destro-rotatório e se rodar para a esquerda, levo-rotatório. Alguns exemplos de meios opticamente ativos são: quartzo cristalino (com a luz se propagando na direção do eixo óptico), clorato de sódio e alguns tipos de açúcares. Na Fig. 6.24 vê-se o poder rotatório do quartzo como função do comprimento de onda. Notamos que esta grandeza varia com λ e esta variação, chamada de dispersão rotatória, pode ser usada na determinação do comprimento de onda de luz monocromática, ou como monocromador por atividade óptica, colocando-se um polarizador na entrada do meio e um analisador na saída deste. Variando-se o ângulo do analisador podemos alterar o comprimento de onda que sai do monocromador.

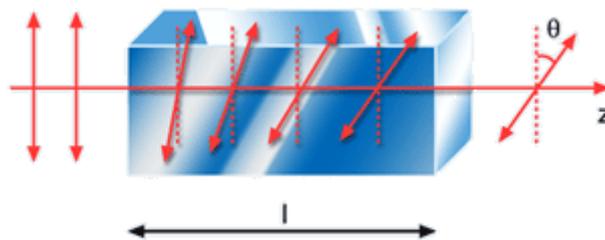


Fig. 6.23 - Rotação do plano de polarização da luz devido à atividade óptica do meio.

A atividade óptica pode ser explicada levando-se em conta a simetria do meio. De acordo com a Fig. 6.25, quando a luz linearmente polarizada incide sobre o material, as componentes x e y estarão sujeitas a mesma simetria e, portanto possuem a mesma velocidade de propagação (mesmo índice de refração). Já no caso de luz circularmente polarizada, as componentes polarizadas à direita $(+\sigma)$ e à esquerda $(-\sigma)$ "encontram" os triângulos de formas diferentes e, portanto "vêm" simetrias diferentes. Isto faz com que os índices de refração n_+ e n_- para estas duas polarizações sejam diferentes e como consequência, estas polarizações adquirem fases diferentes durante sua propagação pela amostra. Este fato pode ser melhor apreciado se usarmos o formalismo matricial de Jones.

Autor: Sergio Carlos Zilio

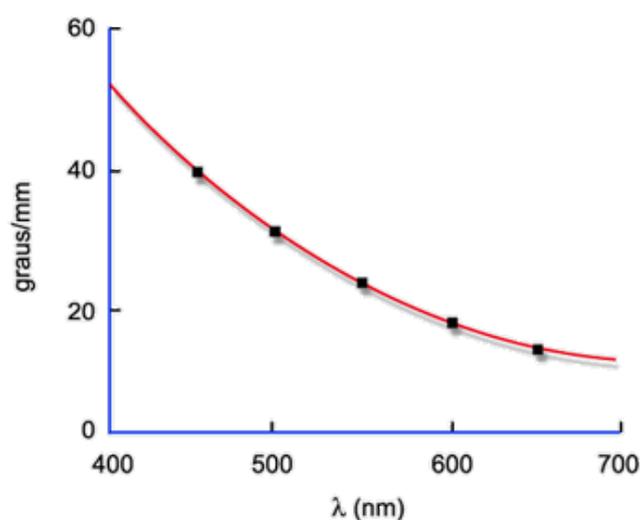


Fig. 6.24 - Poder rotatório específico do quartzo cristalino como função do comprimento de onda.

Consideremos um feixe de luz linearmente polarizada na direção x , propagando-se ao longo do eixo z . Podemos decompor esta luz em duas componentes circularmente polarizadas, ortogonais. No formalismo de Jones, este fato se expressa como:

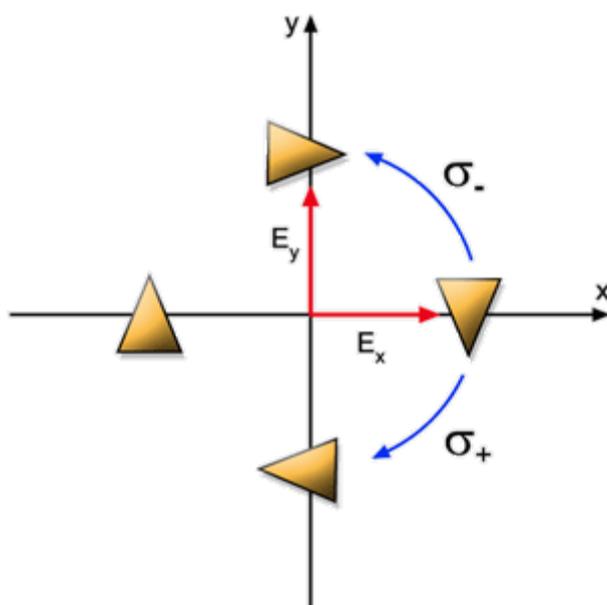


Fig. 6.25 - Explicação da atividade óptica baseada na simetria do meio.

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$|\vec{E}\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad (6.49)$$

Após percorrer uma distância l dentro do meio, as componentes $+\sigma$ e $-\sigma$ adquirem fases diferentes e o campo elétrico na saída da amostra pode ser escrito da forma:

$$\begin{aligned} |\vec{E}'\rangle &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{ik_+\sigma} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} e^{ik_-\sigma} = \\ &= e^{i\psi} \left[\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{i\theta} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} e^{-i\theta} \right] \end{aligned} \quad (6.50)$$

onde foram introduzidas as quantidades $\psi = \frac{(k_+ + k_-)l}{2}$ e $\theta = \frac{(k_+ - k_-)l}{2}$.

Somando as matrizes obtemos:

$$|\vec{E}'\rangle = e^{i\psi} \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(e^{i\theta} + e^{-i\theta}) \\ \frac{1}{2}i(e^{i\theta} - e^{-i\theta}) \end{bmatrix} = e^{i\psi} \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \text{sen}\theta \end{pmatrix} \quad (6.51)$$

que representa uma onda linearmente polarizada, cuja direção do plano de polarização encontra-se rodado de um ângulo com relação a direção inicial (antes da luz penetrar no meio). De acordo com a definição de temos:

$$\theta = \frac{\pi}{\lambda}(n_+ - n_-)l \quad (6.52)$$

de forma que o poder rotatório específico é dado por:

$$\delta = \frac{\theta}{l} = \frac{\pi}{\lambda}(n_+ - n_-) \quad (6.53)$$

10: Efeito Faraday

Certos meios isotrópicos podem ter uma atividade óptica induzida pela aplicação de um campo magnético uniforme na direção de propagação da luz.

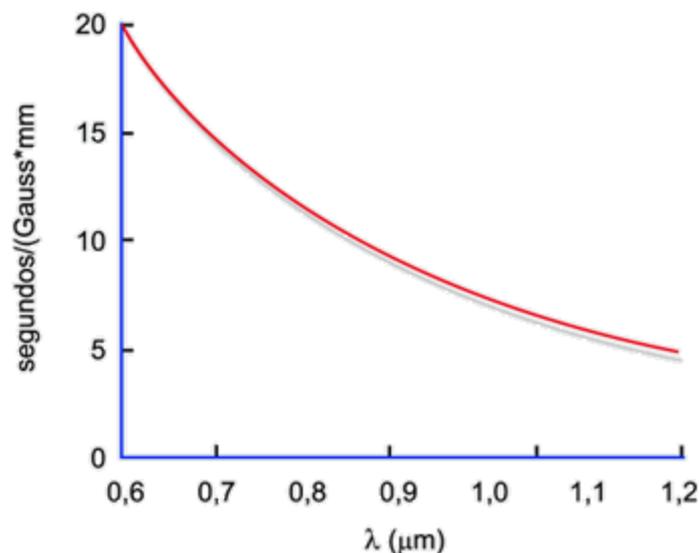
Autor: Sergio Carlos Zilio

Esta propriedade, conhecida como efeito Faraday, é comumente aplicada na construção de isoladores ópticos ou diodos ópticos. Na ausência de campo magnético, o material comporta-se da mesma forma para as polarizações circulares $+\sigma$ e $-\sigma$. Entretanto, a presença do campo \vec{B} quebra a simetria para rotações à direita e à esquerda, da maneira apresentada na Fig. 6.25 e o material passa a ter atividade óptica.

No efeito Faraday, o ângulo que o plano de polarização roda está ligado à resposta do material ao campo magnético, através da constante de Verdet, de acordo com:

$$\theta = BVI \quad (6.54)$$

onde B é módulo do campo magnético, V é a constante de Verdet e I é o comprimento do meio. Os materiais mais comumente utilizados para este tipo de aplicação e que obviamente possuem um valor elevado da constante de Verdet são alguns tipos de vidros densos, alguns semicondutores e o TGG (Terbium Gallium Garnet). Na Fig. 6.26 podemos observar o comportamento de V contra λ para o TGG.



Autor: Sergio Carlos Zilio

11: Isoladores ópticos

Os lasers, principalmente os dos tipos diodo e corante, têm sua estabilização em frequência bastante perturbada pela realimentação de luz devido à reflexões parasitas nas superfícies dos elementos ópticos que compõem uma determinada montagem experimental. Para evitar-se este tipo de problema é necessário um diodo óptico, ou isolador óptico, que permite a passagem de luz do laser para o experimento, mas impede a passagem no sentido inverso. Este isolador é baseado no efeito Faraday, que descrevemos na seção anterior.

Considere, como mostra a Fig. 6.27, um meio que quando sujeito a um campo \vec{B} roda o plano de polarização da luz de 45° . Na entrada do sistema existe um polarizador P_1 , com eixo de transmissão paralelo ao eixo y e na saída um polarizador P_2 , com eixo de transmissão na direção $\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{i} + \hat{j})$. A luz proveniente do laser passa pelo polarizador P_1 , roda 45° no sentido horário e passa por P_2 . A luz refletida pelos componentes ópticos (retornando ao laser) passa por P_2 , roda 45° no sentido anti-horário (pois vê o sentido de \vec{B} invertido) e é bloqueada pelo polarizador P_1 , sendo assim impedida de retornar ao laser.

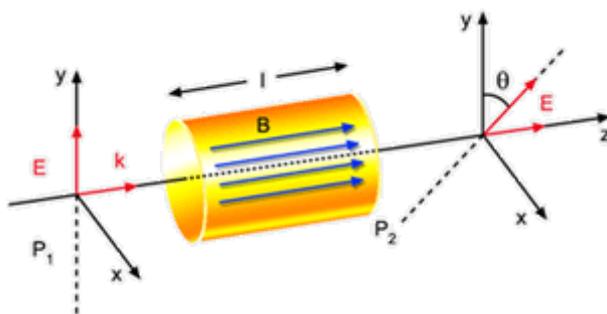


Fig. 6.27 - Esquema de um isolador óptico baseado no efeito Faraday.

Devido ao fato da constante de Verdet variar com o comprimento de onda, a isolamento óptica apresentada acima funciona apenas para luz monocromática. Para um dado λ seleciona-se o valor de B que produz a rotação de 45° ; para outro λ devemos tomar um valor diferente de B para compensar a dependência

Autor: Sergio Carlos Zilio

da constante de Verdet com o comprimento de onda ou trabalhar com o polarizador P_2 numa outra orientação. Neste último caso teremos perda de intensidade da luz na direção reversa.

Para finalizar esta seção devemos mencionar que é possível se construir um isolador óptico com uma lâmina de quarto de onda ou rombo de Fresnel.

Imagine que a luz passe por um polarizador P e por uma lâmina $\frac{\lambda}{4}$ de maneira

a se tornar circularmente polarizada. Quando ela retorna, após reflexão nos componentes ópticos do sistema experimental, passa novamente pela

lâmina $\frac{\lambda}{4}$. Esta dupla passagem pela placa retardadora faz com que seu efeito

seja o de uma lâmina de meia onda, rodando o plano de polarização da luz de 90° , que é finalmente barrada pelo polarizador P. A desvantagem deste método é que durante as reflexões nos componentes ópticos, a polarização circular pode ser afetada, tornando-se elíptica e o efeito total da dupla passagem pela

placa retardadora não é exatamente o de uma lâmina $\frac{\lambda}{2}$. Já no caso do diodo

óptico com efeito Faraday, o efeito das reflexões sobre a polarização não é relevante pois o polarizador P_2 re-polariza a luz que volta ao diodo.

A isolamento é usualmente medida em dB, de acordo com a expressão:

$$l = 10 \log_{10} \left(\frac{I_v}{I_i} \right) \quad (6.55)$$

onde I_v e I_i são respectivamente as intensidades de luz que passa e que incide sobre o diodo no sentido em que ele bloqueia. Assim, uma isolamento de -40 dB significa que se incidirmos luz na direção reversa do diodo, apenas 0,01% desta luz passará por ele.

Autor: Sergio Carlos Zilio

12: [Efeito Pockels](#)

Como mencionamos na seção 5.5, existem cristais cujos índices de refração se modificam face à aplicação de um campo elétrico. Quando esta variação for diretamente proporcional ao campo elétrico, teremos o conhecido efeito Pockels, que é utilizado na modulação eletro-óptica da luz, tanto em frequência (seção 5.5), como em intensidade. Este efeito aparece em cristais anisotrópicos, que são caracterizados por um elipsoide de índices de refração escrito como:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (6.56)$$

No caso em que $n_x = n_y$, $n_x = n_y + n_z$ temos um cristal uniaxial, cujo eixo de simetria (z) é chamado de eixo óptico (e.g. KDP, quartzo, etc.). O índice de refração para a luz polarizada nesta direção é denominado de extraordinário (n_e), enquanto que para a luz com polarização nas direções x e y tem-se o índice de refração ordinário (n_o). Esta anisotropia dá origem aos fenômenos de birrefringência discutidos na seção 6.4. Além desta anisotropia natural, certos cristais uniaxiais podem ter uma anisotropia extra induzida pela aplicação do campo elétrico externo, sendo que este pode ser aplicado na direção de propagação da luz (efeito Pockels longitudinal) ou perpendicular a ela (efeito Pockels transversal).

Consideremos o caso em que a luz se propaga ao longo do eixo óptico (z), de forma que as componentes x e y da onda eletromagnética estão ambas sujeitas ao mesmo índice de refração (n_o). Vamos supor que um campo elétrico estático, V/l , é aplicado longitudinalmente ao cristal, onde V é a voltagem e l é o comprimento da amostra. Nestes casos, as componentes x e y da onda estarão sujeitas a índices de refrações rápido (n_r) e lento (n_l) dados por:

Autor: Sergio Carlos Zilio

$$n_r = n_0 - \frac{n_0^3 r V}{2} \quad (6.57a)$$

$$n_l = n_0 - \frac{n_0^3 r V}{2} \quad (6.57b)$$

onde r é uma componente de um tensor eletro-óptico, que dá a resposta do meio em resposta à aplicação do campo elétrico. Vemos então a aparição de uma birrefringência induzida pelo campo elétrico, efeito este que pode ser usado para chaveamento eletro-óptico da luz, como veremos na seção 6.14.

13: [Efeito Kerr e Cotton-Mouton](#)

Em meios ópticos isotrópicos tais como líquidos e cristais de simetria cúbica, o efeito Pockels não existe. Entretanto, para campos elétricos intensos pode existir uma birrefringência induzida pelo alinhamento das moléculas do meio. A substância neste caso comporta-se opticamente como se fosse um cristal uniaxial no qual o campo elétrico define o eixo óptico. Este efeito foi descoberto em 1875 por J. Kerr e é chamado de efeito Kerr. A magnitude da birrefringência induzida é proporcional ao quadrado do campo elétrico, de acordo com:

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = KE^2 \lambda \quad (6.58)$$

onde K é a constante de Kerr, λ é o comprimento de onda da luz no vácuo, n_{\parallel} é o índice de refração na direção do campo elétrico estático \vec{E} aplicado sobre a amostra n_{\perp} é o índice perpendicular a ele.

O efeito Kerr é utilizado em moduladores de luz ultra-rápidos, conhecidos como células Kerr. Este dispositivo, mostrado na Fig. 6.28, consiste de dois condutores paralelos imersos num líquido com constante de Kerr elevada (nitrobenzeno, por exemplo). A cela contendo o líquido é colocada entre dois polarizadores cruzados, que fazem ângulos de aproximadamente 45° com a direção do campo elétrico aplicado. Na presença do campo, a birrefringência induzida no líquido permite a passagem de luz pelo polarizador de saída. Para

Autor: Sergio Carlos Zilio

uma certa voltagem, $V_{\frac{\lambda}{2}}$, a cela se comporta como uma lâmina de meia onda e

conjunto se torna transparente à luz incidente sobre ele (exceto pelas reflexões nos polarizadores e nas janelas da cela).

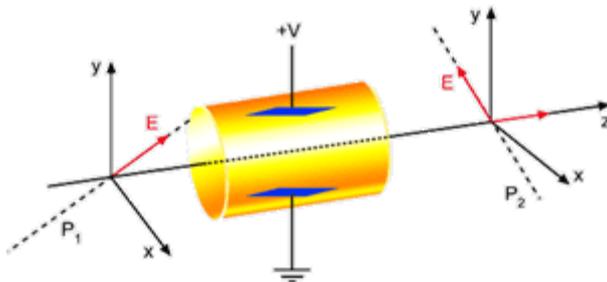


Fig. 6.28 - Esboço de uma cela de Kerr usada como modulador eletro-óptico de luz.

O efeito Cotton-Mouton é o análogo magnético do efeito Kerr e é atribuído ao alinhamento das moléculas de um líquido devido à presença de um campo magnético. A grandeza deste efeito é proporcional ao quadrado do campo magnético aplicado, similarmente ao que ocorre no efeito Kerr.

14: Chaveamento eletro-óptico

Como visto na seção anterior, a cela de Kerr pode ser usada como modulador ou chave eletro-óptica rápida, ou seja, aplicando-se pulsos elétricos nos eletrodos, a transmissão óptica do sistema também será pulsada. Assim, este dispositivo pode ser usado, por exemplo, como um chopper rápido ($f \sim \text{MHz}$) para vários tipos de experimentos. A chave eletro-óptica mais comumente utilizada, no entanto, é aquela baseada no efeito Pockels. A cela de Pockels é bastante similar àquela mostrada na Fig. 6.28, porém, com o meio eletro-óptico sendo um cristal anisotrópico e o campo elétrico sendo, em geral, aplicado na direção longitudinal. Esta cela permite uma aplicação muito importante na construção de alguns tipos de laser de alta potência, através do uso da técnica

Autor: Sergio Carlos Zilio

de "Q-switching" (chaveamento do fator de qualidade da cavidade do laser). Voltaremos a abordar este assunto quando discutirmos o princípio de operação dos lasers.

Finalmente, outra aplicação que se pode dar à cela de Pockels é na eliminação das flutuações de potência da luz que sai de um laser. Este dispositivo, chamado de eliminador de ruídos (noise eater), está mostrado esquematicamente na Fig. 6.29. Um divisor de feixes DF coleta uma pequena fração da luz e a envia para um detector. O sinal deste é comparado com uma referência fixa e a diferença Δv realimenta a cela de Pockels, junto com um nível D.C. de voltagem (V), de tal forma que a intensidade de luz indo para o experimento é sempre constante.

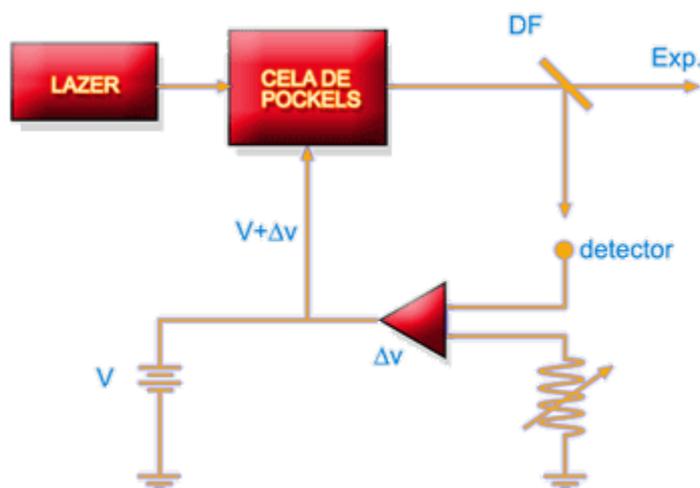


Fig. 6.29 - Diagrama esquemático de um eliminador de ruídos