

Capítulo – Luz polarizada

Introdução

O estado de polarização da luz é definido simplesmente pela direção de oscilação do campo elétrico da radiação. Trabalhar com estados de polarização bem determinados e tirar proveito das inúmeras propriedades da luz polarizada constitui-se num recurso fundamental para inúmeros ramos da óptica, principalmente - mas não exclusivamente - quando se trata de óptica coerente. Os dispositivos ópticos e fotônicos em sua imensa maioria baseiam-se no conhecimento e no controle do estado de polarização da luz, e dele dependem para o seu correto funcionamento. As propriedades da luz polarizada são exploradas em inúmeros tipos de laser, em interferômetros e em metrologia óptica em geral, em moduladores ópticos, e em toda sorte de dispositivos baseados em displays de cristal líquido, como telefones multimídia, calculadoras, monitores de TV e computadores, para mencionar apenas alguns poucos exemplos.

Como contrapartida à luz polarizada há a chamada luz natural, que não possui estado de polarização definido, ou, visto de outra forma, possui todos os estados de polarização possíveis. A luz natural é, de longe, a mais abundantemente encontrada na natureza e nas fontes de luz mais cotidianas; o Sol e os astros de modo geral, e lâmpadas de iluminação doméstica, frias ou incandescentes, são fontes de luz natural.

Tipos de polarização

Luz linearmente polarizada – neste tipo de polarização, a direção do vetor campo elétrico permanece constante no tempo, de modo a definir uma linha ao longo da qual ele oscila. Por este motivo, luz linearmente polarizada é também chamada de luz plano-polarizada. Um exemplo de luz de polarização linear propagando-se ao longo da direção x está mostrado na equação (P1):

$$\vec{E}_L(x, t) = \cos(kx - \omega t) (E_{oy} \vec{j} + E_{oz} \vec{k}) \quad (1)$$

A constatação de que o campo dado pela expressão (1) descreve luz linearmente polarizada é extremamente simples: o ângulo θ entre a direção do campo elétrico e um eixo arbitrário, por exemplo, o eixo y , é calculado como

$$\operatorname{tg} \theta_L = \frac{E_z}{E_y} \Rightarrow \theta_L = \operatorname{arctg} \left(\frac{E_{oz}}{E_{oy}} \right) \quad (2)$$

Sendo as amplitudes E_{oy} e E_{oz} constantes no tempo, conclui-se que a direção de oscilação do campo elétrico também o é, o que configura um estado de polarização linear. O vetor \vec{E}_L está representado na figura 2.

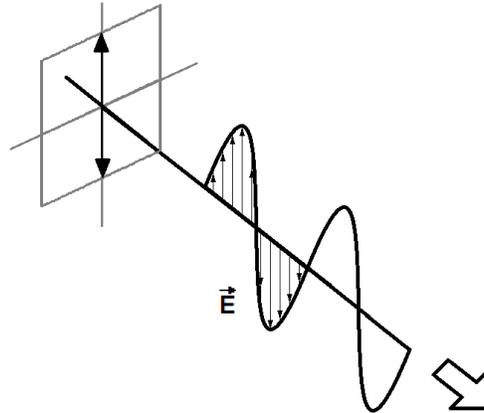


Fig. 2: polarização linear

Luz circularmente polarizada – consideremos agora o campo elétrico da radiação dado por

$$\vec{E}(x, t) = E_o \cos(kx - \omega t) \vec{j} + E_o \cos(kx - \omega t + \phi) \vec{k} \quad (3)$$

No caso acima, admite-se que entre as componentes y e z do campo elétrico possa haver uma diferença de fase ϕ , cuja razão e sentido serão discutidos mais adiante. O azimute do vetor \vec{E} , de acordo com a eq. (2), é dado por

$$\theta = \operatorname{arctg} \left[\frac{\cos(kx - \omega t + \phi)}{\cos(kx - \omega t)} \right] \quad (4)$$

Para $\phi = 0$, configura-se claramente um estado de polarização linear, com $\theta = 45^\circ$ e o campo oscilando ao longo da bissetriz entre os eixos y e z . Entretanto, se $\phi = -\pi/2$ rad, pela identidade $\cos(\delta - \pi/2) = \operatorname{sen} \delta$ e a partir da expressão (3) chega-se a um vetor campo elétrico \vec{E}_C dado por

$$\vec{E}_C(x, t) = E_o \cos(kx - \omega t) \vec{j} + E_o \text{sen}(kx - \omega t) \vec{k} \quad (5)$$

A partir de (4), obtém-se o azimute variável no tempo como

$$\theta_C(t) = kx - \omega t \quad (6)$$

O fato de o ângulo dado acima depender linearmente do tempo indica que, nesta configuração, enquanto a onda se propaga ao longo do eixo x positivo, a direção de oscilação do campo elétrico gira com velocidade angular uniforme ω no plano yz , em sentido anti-horário. Desta forma, neste caso a onda com polarização circular apresenta um comportamento similar a um movimento helicoidal, como mostrado na figura 3.

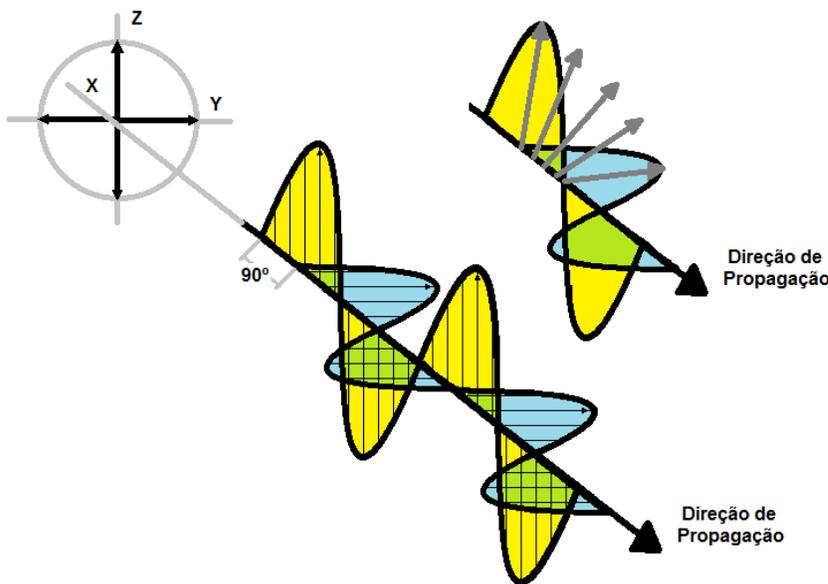


Figura 3: polarização circular

Luz elipticamente polarizada – se as componentes do campo elétrico da radiação defasadas de $-\pi/2$ rad tiverem amplitudes diferentes, como na expressão abaixo,

$$\vec{E}_E(x, t) = E_{oy} \cos(kx - \omega t) \vec{j} + E_{oz} \text{sen}(kx - \omega t) \vec{k} \quad , \quad (P7)$$

tem-se caracterizado um estado de polarização elíptica, com o azimute dado pela equação

$$\theta_E(t) = \text{arctg} \left[\frac{E_{oz}}{E_{oy}} \text{tg}(kx - \omega t) \right] \quad (\text{P8})$$

Note que, como $E_{oy} \neq E_{oz}$ o azimute θ_E não pode ser reduzido à forma simples de θ_C ; desta forma, o campo dado pela equação (P7), ao girar, descreve não mais uma circunferência no plano yz , mas uma elipse de eixos E_{oy} e E_{oz} , como mostra a figura 4.

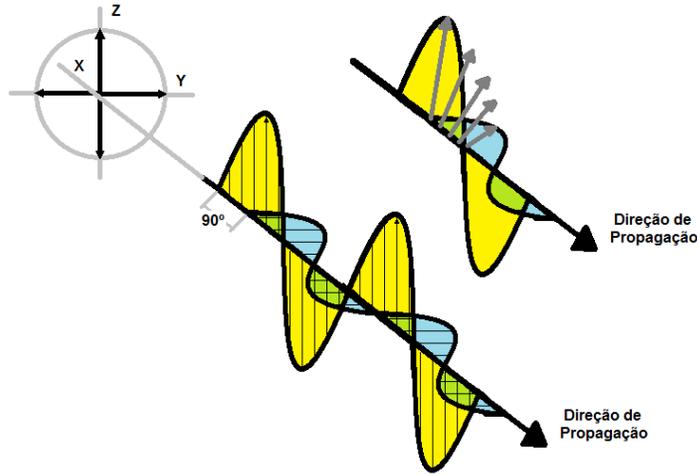


Figura 4: polarização elíptica

A formulação da onda eletromagnética elipticamente polarizada pode ser generalizada, escrevendo-se o campo elétrico oscilante em função de uma diferença de fase φ entre as suas componentes:

$$\vec{E}_E(x, t) = E_y \vec{j} + E_z \vec{k} = E_{oy} \cos(kx - \omega t) \vec{j} + E_{oz} \cos(kx - \omega t + \varphi) \vec{k} \quad (9)$$

As componentes E_y e E_z podem ser escritas na forma

$$\frac{E_y}{E_{oy}} = \cos(kx - \omega t) \quad \text{e} \quad (10.a)$$

$$\frac{E_z}{E_{oz}} = \cos(kx - \omega t + \varphi) = \cos(kx - \omega t) \cos \varphi - \text{sen}(kx - \omega t) \text{sen} \varphi \quad (10.b)$$

Através da identidade $\text{sen}(kx - \omega t) = 1 - \cos^2(kx - \omega t) = \left[1 - \left(E_y/E_{oy}\right)^2\right]^{1/2}$, e agrupando-se os termos da equação (10), chega-se a

$$\left(\frac{E_y}{E_{oy}}\right)^2 + \left(\frac{E_z}{E_{oz}}\right)^2 - \frac{2E_y E_z}{E_{oy} E_{oz}} \cos \varphi = \text{sen}^2 \varphi \quad (11)$$

A equação (11) refere-se a uma elipse cujo eixo faz um ângulo θ em relação ao eixo y , tal que

$$\text{tg}2\theta = \frac{2E_{oy}E_{oz}}{E_y^2 - E_z^2} \cos \varphi \quad (12)$$

O ângulo θ está mostrado na figura 5. As equações (11) e (12) mostram que o estado de polarização elíptica pode ser gerado com qualquer diferença de fase entre as duas componentes do campo elétrico, desde que suas componentes tenham magnitudes diferentes. Note que, se $\varphi = -\pi/2$ rad, as equações acima descrevem a elipse da figura P3. Além disso, se $E_{oy} = E_{oz}$, (11) resume-se à equação da circunferência.

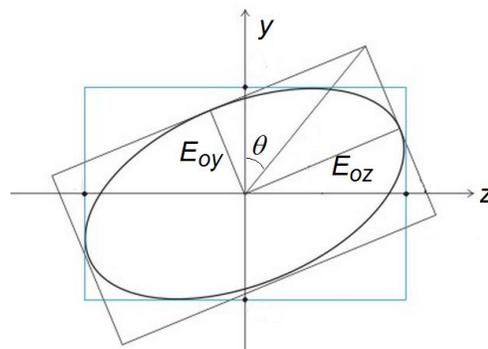


Figura 5:
polarização
elíptica

Filtros polarizadores e Lei de Malus – filtros polarizadores são dispositivos capazes de converter luz natural em luz linearmente polarizada. São chamados de filtros porque, na verdade, permitem apenas a transmissão das componentes do campo elétrico da luz paralelas a um determinado eixo, o chamado eixo de transmissão do polarizador. A figura 6a mostra o que ocorre quando luz com vários estados de polarização passam por um polarizador com eixo de transmissão paralelo ao eixo z : apenas as componentes dos campos elétricos paralelas ao eixo são transmitidas através do filtro, enquanto que as componentes

perpendiculares a este são bloqueadas. A figura 6b mostra que cerca de 50% da luz natural incidente é transmitida pelo filtro polarizador.



Figura 6: luz natural passando por um único filtro polarizador.

É possível observar efeitos interessantes sobrepondo-se dois polarizadores e observando a luz ou qualquer cena iluminada através deles. Se seus eixos são dispostos paralelamente, a luz linearmente polarizada que emerge do primeiro filtro é integralmente transmitida pelo segundo, como mostra a figura 7a; se os eixos de transmissão são ortogonalmente orientados, a luz que passa pelo primeiro filtro polarizador será completamente bloqueada pelo segundo, de acordo com a figura 7b.

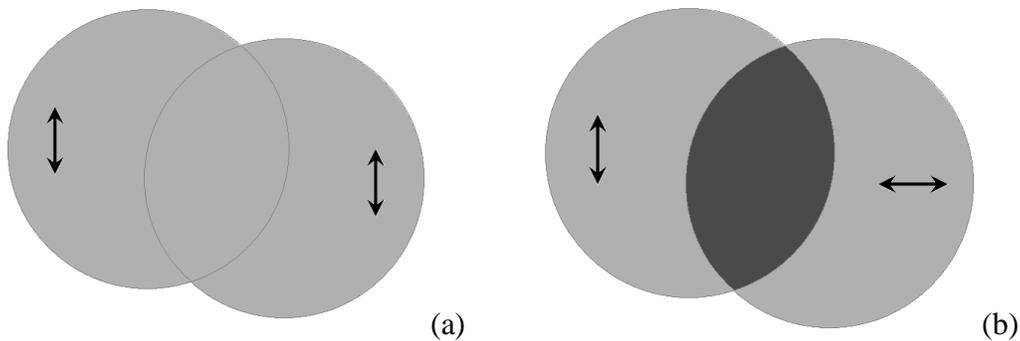


Figura 7. Luz natural passando por um filtros polarizadores a- paralelos e b – cruzados. As setas indicam as orientações dos eixos de transmissão dos polarizadores

Seria razoável supor que, se os eixos de transmissão dos polarizadores não estão nem paralelamente, nem ortogonalmente alinhados, a luz transmitida não deve ser nem totalmente transmitida, nem totalmente barrada. Neste caso, qual seria a parcela de luz transmitida através de polarizadores alinhados segundo um ângulo qualquer?

Para determinar esta parcela, consideremos então um arranjo de dois polarizadores, chamado também de *polariscópio*, como mostrado na figura 8a. Um feixe de luz natural passa inicialmente por um polarizador P1 com eixo de transmissão, digamos, na horizontal. Após P1, o feixe é linearmente polarizado e possui amplitude E_0 e intensidade I_0 . O eixo de transmissão do segundo polarizador P2, também chamado de *analisador*, é orientado sob um ângulo θ em relação ao eixo de transmissão do polarizador. De acordo com a figura 6b, a componente do campo elétrico transmitida pelo analisador é $E_S = E_0 \cos \theta$, de forma que a intensidade da luz ao emergir do analisador pode ser escrita como

$$I_S = \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2 \cos^2 \theta = I_0 \cos^2 \theta \quad (13)$$

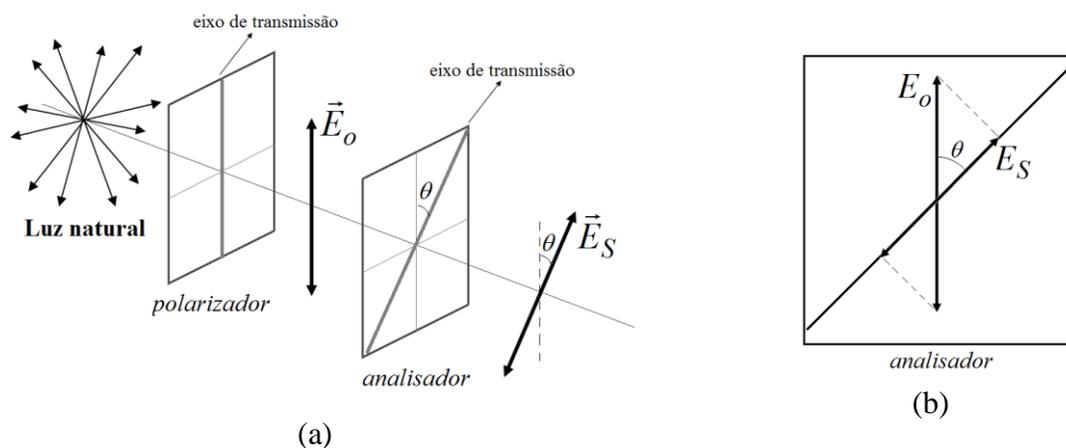


Figura 8

Esta relação simples foi obtida pelo físico francês Etienne Malus na primeira metade do século XIX, e descreve o comportamento da luz que se propaga através de dois polarizadores para qualquer orientação de eixos de transmissão. Note que a equação (13) descreve as situações mostradas na figura 9: se os eixos dos polarizadores são paralelos, $\theta = 0$, e $I_S = I_0$; se os polarizadores são cruzados, $\theta = 90^\circ$, e $I_S = 0$. Se o eixo do analisador é disposto a meio caminho entre as configurações cruzada e paralela, a intuição nos diria que a intensidade I_S da luz transmitida seria o meio termo entre as intensidades máxima e mínima. De fato, pela equação (13), para $\theta = 45^\circ$, a intensidade da luz após o analisador é $I_S = I_0/2$.

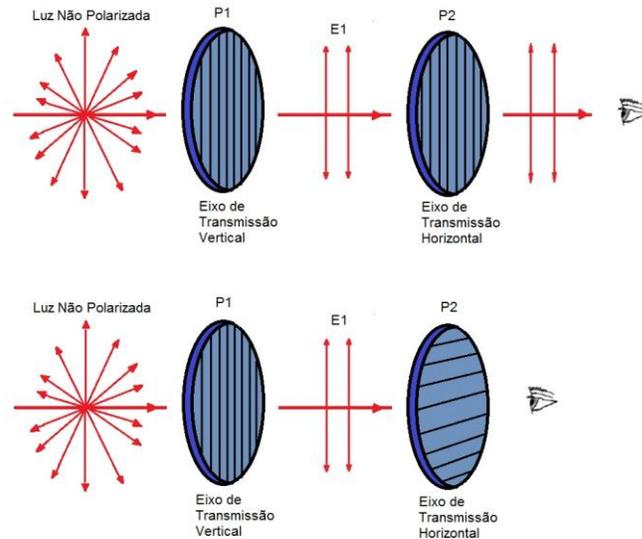


Figura 9: luz natural passando por filtros polarizadores com eixos de transmissão a –paralelos e b – ortogonais entre si.

Vale lembrar que os resultados obtidos acima não correspondem à transmissão do polariscópio como um todo, mas à transmissão do analisador quando por ele passa luz linearmente polarizada de intensidade I_S . A transmissão do polariscópio é determinada levando-se em conta que luz natural de intensidade I_0 sofre uma atenuação de 50 % após a passagem por um polarizador. Isto deve-se ao fato de que todos os vetores campo elétrico da luz podem ser decompostos em componentes paralelas e perpendiculares ao eixo de transmissão do polarizador. Como a luz natural tem por característica possuir todas as orientações de campo elétrico possíveis, a soma das componentes paralelas e a soma das componentes perpendiculares ao eixo de transmissão serão iguais em módulo. Enquanto a primeira é transmitida pelo polarizador, a segunda é bloqueada. Assim, $I_S = I_0/2$, e a Lei de Malus pode ser escrita como $I_S = (I_0/2)\cos^2 \alpha$.

Existem diferentes mecanismos através dos quais esta seleção de estados de polarização pode se realizar, sendo os mais importantes os processos por absorção, por reflexão e por birrefringência. Por ora, serão analisados apenas os dois primeiros; os polarizadores por birrefringência serão estudados mais adiante.

Polarização por absorção –os polarizadores por absorção em sua versão atual, também chamados de *polaróides*, são compostos por uma resina de álcool polivinílico devidamente aquecido e continuamente esticado de modo a estruturar suas moléculas de hidrocarbonetos na forma de longos fios paralelos à direção de estiramento. A resina é mergulhada então

numa solução contendo iodo. Os átomos de iodo se unem à cadeia linear das moléculas de hidrocarbonetos, passando a formar uma grade de microfios condutores.

A componente do campo elétrico da radiação paralela aos fios condutores movimentam seus elétrons livres, gerando uma corrente alternada ao longo de cada fio. Desta forma, esta componente da polarização é absorvida pelo fio condutor, já que a energia contida no campo converte-se totalmente na energia cinética dos elétrons livres. Por outro lado, a componente do campo que é perpendicular ao fio praticamente não sofre perdas, sendo assim transmitida pelo filtro polarizador. Este processo é mostrado esquematicamente na figura 8.

Cristais dicróicos possuem diferentes coeficientes de absorção para diferentes eixos, decorrente de assimetrias na sua rede cristalina. Como consequência, possuem a propriedade de absorver determinadas componentes do campo elétrico da radiação, e permitir a propagação de outras. Cristais como a turmalina apresentam este comportamento de forma marcante.

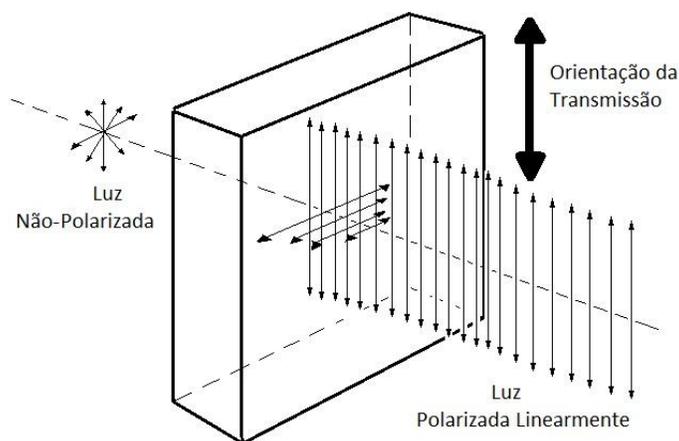


Figura 8

Polarização por reflexão – para a completa compreensão do processo de polarização por reflexão, é necessário remeter ao fenômeno de emissão de radiação eletromagnética por um dipolo oscilante, visto no primeiro capítulo deste livro. Seja um dipolo elétrico oscilando ao longo da direção z , de momento $p = qz_0 \cos \omega t$, onde q é o módulo de cada uma das cargas, z_0 é a maior distância possível entre ambas, e ω a frequência angular de oscilação. A equação (ondaX), do capítulo 1, fornece o campo elétrico da radiação gerada pelo dipolo a uma distância r muito maior que o comprimento de onda (*far field*):

$$E_{\theta} = \frac{qz_0\omega^2}{4\pi\epsilon_0c^2} \frac{\sin\theta}{r} \exp[i(kr - \omega t)] \quad (\text{onda X1})$$

O campo elétrico acima tem a mesma direção de polarização. A irradiância correspondente, obtida a partir da média temporal do módulo do vetor de Poynting é dada por

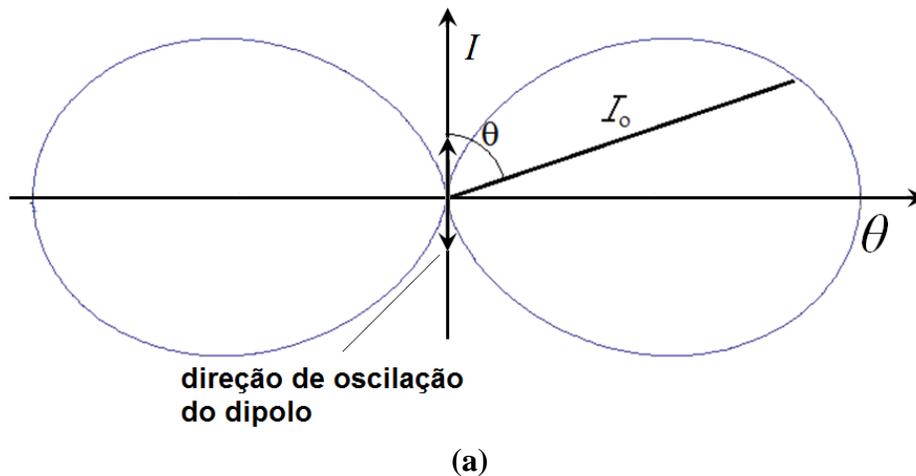
$$I(\theta) = \frac{\omega^4}{32\pi^2c^3\epsilon_0} \frac{(qz_0)^2}{r^2} \sin^2\theta \quad (\text{onda X 2})$$

Das equações acima, tiram-se duas características fundamentais da emissão por dipolo oscilante que serão úteis para a análise do processo de polarização por reflexão:

a – o vetor campo elétrico E_{θ} a grandes distâncias do dipolo oscilante (*far field*) oscila ao longo da mesma direção de oscilação do dipolo; ou seja, se o dipolo oscila, por exemplo, ao longo da direção z , a polarização da radiação emitida é linear, e na mesma direção.

b – se o dipolo, além de oscilar ao longo do eixo z , é simétrico em torno da sua origem, a intensidade da radiação será máxima no plano $z = 0$, e nula, se medida ao longo do eixo z .

A figura 9a mostra a dependência azimutal da irradiância no plano xz , para uma dada distância $x = r$, enquanto a figura 9b ilustra a parte do campo elétrico da onda emitida pelo dipolo para quatro valores do azimute, $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ e 90° . As amplitudes relativas das ondas são proporcionais a $\sin\theta$, de acordo com a equação (ondaX1).



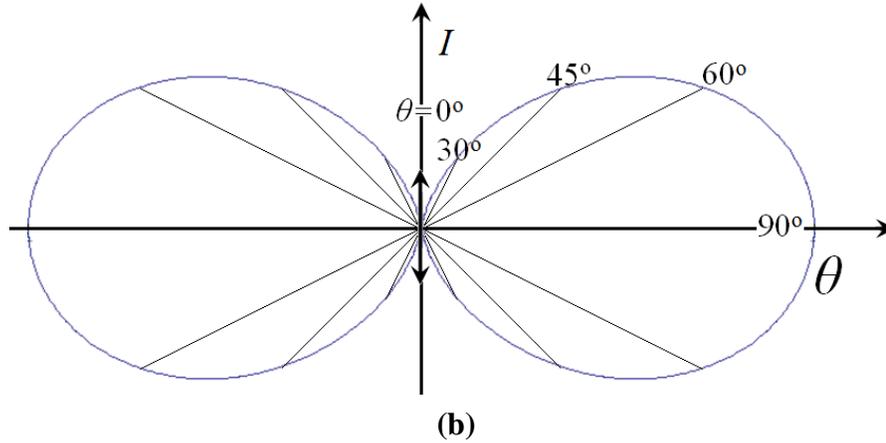


Fig. 9: a- dependência azimutal da irradiância no plano xz ; b - campo elétrico da onda emitida pelo dipolo para quatro valores do azimute, $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ e 90°

Consideremos uma onda eletromagnética de frente de onda plana incidindo obliquamente sobre uma interface perfeitamente plana. O meio de origem (meio 1) tem índice de refração n_1 , e o de destino (meio 2), n_2 . Como já foi visto no capítulo (ÓPTICA GEOMÉTRICA), devido à refração, a onda tem sua direção de propagação desviada ao atingir a superfície do meio 2, de acordo com a Lei de Snell. Ao incidir nesta superfície, o campo elétrico da radiação induz uma oscilação de dipolo sobre os átomos e/ou moléculas do material da interface. Este grupo de dipolos oscilantes emitirá radiação eletromagnética com a mesma polarização da radiação incidente conforme as equações (ondaX1) e (ondaX2), sendo portanto responsável não só pela propagação da onda refratada ao longo do meio 2, quanto pela onda refletida de volta ao meio 1.

Convém considerarmos duas possibilidades de polarização da luz incidente, a polarização TE (transversal elétrica) e a polarização TM (transversal magnética):

Polarização TE - Se a luz incidente tem polarização TE, como na figura 10, os dipolos induzidos na interface oscilam ao longo da direção perpendicular ao plano de incidência xz . Neste caso, o ângulo θ entre a direção de oscilação do dipolo e a direção de propagação das ondas refratada e refletida é 90° , e conseqüentemente, suas amplitudes serão máximas, de acordo com as equações (ondaX1) e (ondaX2).

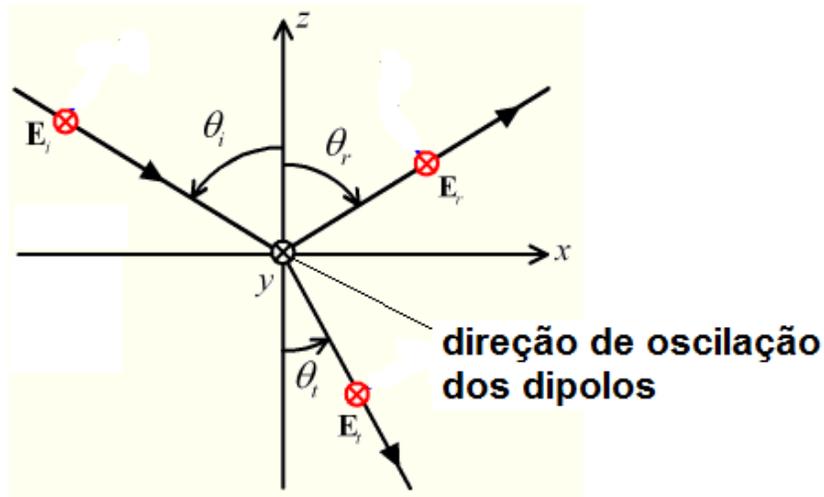


Fig. 10: Incidência de luz com polarização TE

Por outro lado, se luz de polarização TM incide sobre a interface, o vetor campo elétrico da radiação será paralelo ao plano de incidência, como mostrado na figura 9b. Observando a luz refratada, vê-se que os dipolos induzidos na superfície do meio 2 oscilarão paralelamente ao plano de incidência, e perpendicularmente à direção de propagação da onda refratada. Desta forma, novamente segundo a equação (ondaX1), a onda refratada terá máxima amplitude. Já o ângulo entre a direção dos dipolos oscilantes e a direção de propagação da luz refletida é menor que 90° , e pode inclusive ser nulo, dependendo do ângulo de incidência. Neste caso particular, sendo $\theta = 0$, a amplitude e a intensidade da luz refletida para a polarização TM serão nulas, e por conservação de energia, toda a luz incidente sobre a interface será refratada.

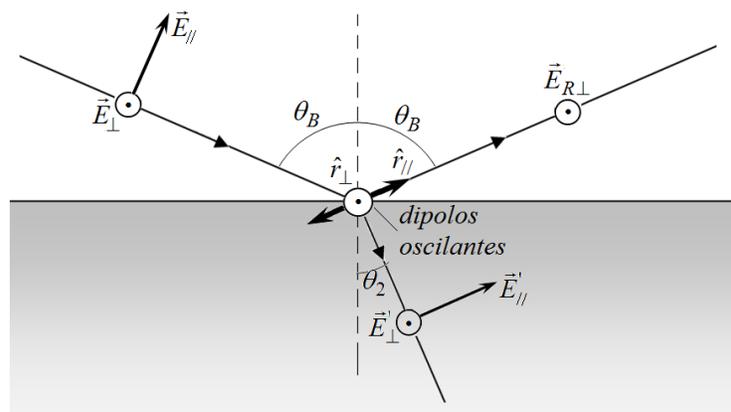


Fig 11 - Incidência de luz com polarização TM

A figura 12 mostra a incidência, refração e reflexão da luz natural, numa situação na qual as direções de propagação das ondas refratada e refletida são ortogonais entre si. Enquanto a componente TE da luz incidente sofre tanto refração quanto reflexão, a componente TM sofre apenas refração, sendo nula a intensidade da luz refletida. A luz refletida possui então apenas sua componente TE, de onde conclui-se que o processo de reflexão transformou a luz natural incidente em luz refletida linearmente polarizada.

O ângulo de incidência para o qual este fenômeno ocorre é o chamado ângulo de Brewster θ_B . Pela figura 12, vê-se que este ângulo e o ângulo de refração θ' são complementares, ou seja $\theta_B + \theta' = 90^\circ$. A lei de Snell $n_1 \text{sen} \theta_B = n_2 \text{sen} \theta'$ toma então a forma

$$n_1 \text{sen} \theta_B = n_2 \text{sen}(90 - \theta_B) = n_2 \cos \theta_B,$$

De onde se obtém

$$\frac{n_2}{n_1} = \text{tg} \theta_B \quad (14)$$

No caso particular em que o meio de origem (meio 1) é o ar, tem-se então

$$n_2 \cong \text{tg} \theta_B \quad (15)$$

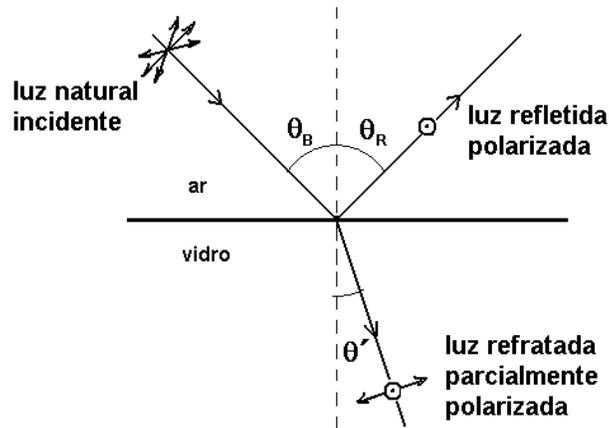


Fig. 12: Incidência de luz natural sob o ângulo de Brewster

A Lei de Brewster, expressa matematicamente pelas equações (14) e (15), sugere algumas aplicações importantes, que podem ser implementadas com dispositivos extremamente simples. Uma delas é a determinação do índice de refração de um material medindo-se o ângulo de Brewster: incide-se luz natural sobre a superfície da amostra com acabamento óptico, e coleta-se a luz refletida por ela através de um polarizador (que, neste caso, age como um analisador), como mostrado na figura 13. A superfície da amostra é girada, de modo a se alterar o ângulo de incidência θ . A polarização da luz refletida pode ser determinada girando-se o analisador até que a extinção da luz refletida pelo analisador seja máxima. Assim, conclui-se que ela é linearmente polarizada, e portanto, o ângulo de incidência será $\theta = \theta_B$. Por exemplo, se para um dado material, a luz refletida torna-se linearmente polarizada para $\theta = \theta_B = 56,5^\circ$, tem-se, pela equação (15), que o índice de refração deste material será $n \cong \text{tg } 56,5^\circ = 1,51$.

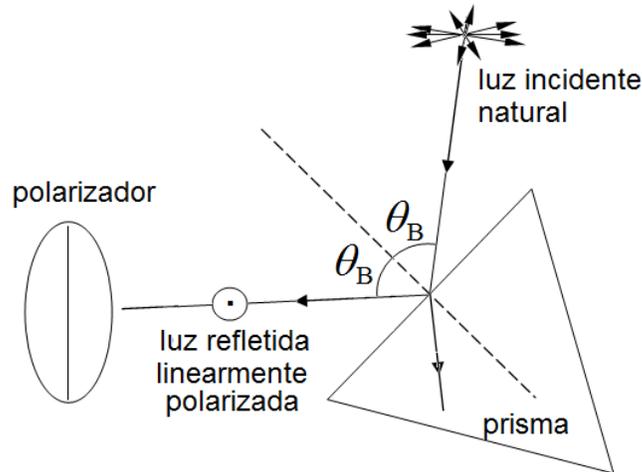


Fig. 13: Medição do ângulo de Brewster para a determinação do índice de refração

No arranjo da figura 13, a amostra cujo índice de refração se deseja medir é comumente posicionada sobre um goniômetro, o que torna a mudança do ângulo de incidência uma operação bastante simples. Esta técnica, apesar de menos precisa do que os métodos de refratometria baseados no fenômeno de reflexão interna total, é extremamente simples, exigindo condições experimentais relativamente relaxadas, além de ser bastante flexível, por permitir também a medida de índices de refração de materiais opacos, já que a medida não depende da transmissão da luz através do meio.

Outra aplicação bastante útil da Lei de Brewster é a eliminação de luz refletida indesejada, muito comum em dispositivos opto-eletrônicos para obtenção de imagens como máquinas fotográficas e filmadoras, ou ainda em elementos mais prosaicos, como óculos de sol. O princípio desta aplicação está mostrado na figura 14. Na foto da figura 14a, pode-se observar que a luz refletida pela superfície prejudica a visualização dos detalhes da foto. Como a incidência da luz ocorre sob um ângulo próximo do ângulo de Brewster, o uso de um polarizador posicionado na frente da lente que coleta a imagem, atuando como analisador, permite o bloqueio da luz linearmente polarizada refletida pela superfície, de modo a permitir uma melhor visualização dos objetos da foto, como se pode ver pela figura 14b. Exemplo semelhante pode-se ver também na figura 15.



(a)



(b)

Fig. 14: Foto de uma cena a – sem e b – com elemento polarizador na frente da lente.



(a)



(b)

Fig. 15: Foto de uma cena a – sem e b – com elemento polarizador na frente da lente. Note que a imagem da árvore e do céu no para-brisa do carro na figura a desaparece na figura b.

A Lei de Brewster possibilita uma aplicação bastante importante na área de lasers, para a diminuição das perdas de Fresnel que se observam toda vez que o feixe que oscila na cavidade incide sobre o meio laser. Este caso será abordado com maiores detalhes no capítulo LASER