

# Polarização

## 1 Introdução

Os fenômenos de difração e interferência deram apoio às ideias da teoria ondulatória no início do século XIX. Essa teoria estabelece que a luz é uma onda eletromagnética. Porém, os fenômenos de difração e interferência ocorrem tanto para ondas transversais, quanto longitudinais, como ondas sonoras. Foi a descoberta da polarização que decidiu em favor da ideia de que a luz pode, de fato, ser representada por ondas eletromagnéticas transversais.

Os conceitos básicos sobre polarização são apresentados em vários livros, entre os quais indicamos *Optics* de E. Hecht [1], capítulo 8, *Waves* de Frank S. Crawford, Jr. [2], capítulo 8 e *Physics of Light and Optics* de J. Peatross and M. Ware [3], capítulo 6. Neste texto vamos tentar resumir os principais conceitos e resultados para facilitar o entendimento da experiência proposta.

Não vamos nos preocupar com a descrição quântica da radiação eletromagnética porque para as experiências que pretendemos realizar a descrição clássica baseada na teoria de Maxwell funciona muito bem.

## 2 Radiação Eletromagnética

De acordo com a teoria de Maxwell a radiação eletromagnética é considerada como uma onda transversal composta de um campo elétrico e um campo magnético, oscilantes no tempo, perpendiculares entre si e à direção de propagação. De fato, o campo elétrico oscilante no tempo gera o campo magnético. Na verdade os campos elétrico  $\vec{E}$  e magnético  $\vec{B}$ , são dois aspectos de um único fenômeno que é o campo eletromagnético. Daqui por diante, podemos, por simplicidade nos referir somente ao campo elétrico, porque sabendo as leis que governam esse campo, sabemos também as leis que governam o campo magnético associado.

Como o campo elétrico da radiação eletromagnética é um campo transversal, para especificar a onda ponto a ponto, é necessário especificar a direção de  $\vec{E}$  em cada instante. Essa descrição corresponde à polarização da luz. No caso da luz linearmente polarizada, ou polarizada no plano, isso significa que a orientação do campo elétrico é sempre constante, embora sua magnitude e seu sinal variem no tempo, como pode ser visto na figura 1.

A polarização linear é o estado mais simples de polarização da luz e ocorre quando o campo elétrico é sempre paralelo a um plano definido, chamado plano de polarização da onda. A onda representada na figura 1 é uma onda plano-polarizada ou onda linearmente polarizada no plano  $y$ - $z$ . O campo elétrico pode ser escrito como:

$$\vec{E}(z, t) = E_0 \cos(kz - \omega t) \hat{j} \quad (1)$$

## Electromagnetic Wave

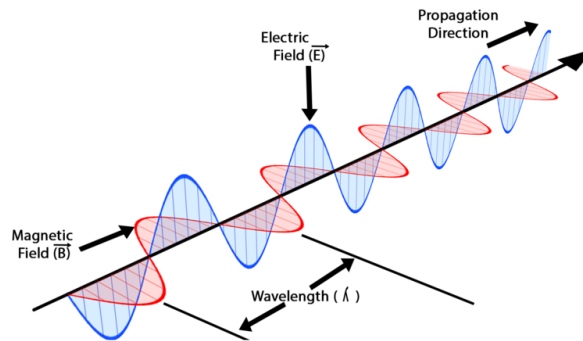


Figura 1. Campos eletromagnéticos  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  para radiação luminosa linearmente polarizada. Extraída de [4].

onde  $\hat{j}$  é o versor da direção  $y$ ,  $\omega$  é a frequência angular e  $k$  é o número de onda, uma constante dada em função do comprimento de onda  $\lambda$ :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2)$$

Como pode ser visto, em uma dada posição ( $z = \text{constante}$ ), o campo elétrico realiza uma oscilação harmônica com frequência angular  $\omega$ . Em um dado instante ( $t = \text{constante}$ ), o campo elétrico varia harmonicamente com a posição  $z$ . Há três características de uma onda transversal ideal embutidas na equação (1):

1. O parâmetro  $E_0$  indica que a amplitude do campo elétrico é constante, independente de  $y$  ou  $z$ , ou seja, a onda é plana;
2. O versor  $\hat{j}$  garante que o campo  $\vec{E}$  esteja só no plano  $y$ - $z$ , ou seja, polarizada neste sentido;
3.  $k$  é uma constante, ou seja, a onda é monocromática.

A onda é chamada circularmente polarizada quando o campo elétrico da onda gira em torno da direção de propagação, tendo módulo constante. Nesse caso, pode-se dizer que, em uma dada posição o vetor campo elétrico realiza um movimento circular uniforme.

Quando o vetor campo elétrico descreve uma elipse, a onda é chamada elipticamente polarizada. Matematicamente, a onda elipticamente polarizada pode ser descrita como a superposição de duas ondas, de amplitudes diferentes, linearmente polarizadas em direções perpendiculares e defasadas de  $90^\circ$ . Em particular, a superposição de duas ondas, de mesma amplitude, defasadas de  $90^\circ$ , resulta em uma onda circularmente polarizada. Deve ser observado que a superposição de duas ondas ortogonais linearmente polarizadas e em fase resulta em uma onda linearmente polarizada. Nas figuras 2 e 3 vemos uma onda circularmente polarizada e uma onda elipticamente polarizada, respectivamente.

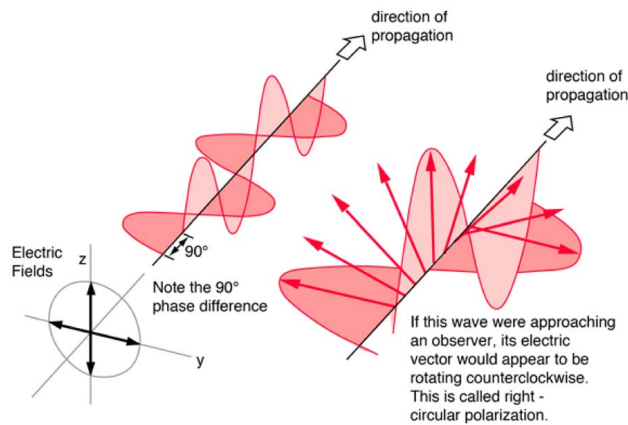


Figura 2. Luz circularmente polarizada. Extraída de [5].

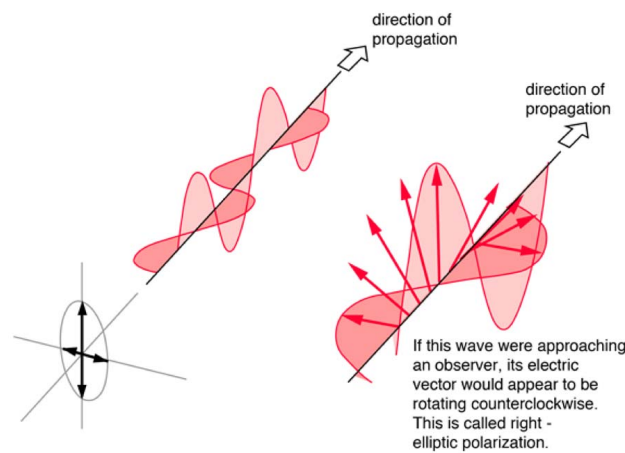


Figura 3. Luz elípticamente polarizada. Extraída de [5].

A onda elípticamente polarizada é o estado mais geral de polarização definido para uma onda eletromagnética no espaço livre. Além disso, existem os estados de polarização não muito bem definidos. Quando a polarização varia rapidamente e de maneira completamente aleatória no tempo, a onda é considerada não polarizada. Em certos casos, a luz é polarizada, mas a polarização varia lentamente com o tempo. Além disso, a radiação pode ser parcialmente polarizada, que é a superposição de radiação não polarizada com radiação de polarização definida. Fontes luminosas comuns emitem luz chamada de natural ou não polarizada. Em geral, a luz, seja de origem artificial ou natural, não é nem completamente não polarizada, nem completamente polarizada. Os dois casos são extremos, normalmente toda luz é parcialmente polarizada.

A luz não polarizada é usualmente representada como uma superposição de duas ondas polarizadas ortogonais, incoerentes e arbitrárias e de mesma amplitude. Este feixe é representado pela polarização paralela ao plano de incidência ( $\parallel$ ) e pela polarização perpendicular ao plano de incidência ( $\perp$ ).

Em outras palavras, qualquer feixe de luz não polarizada pode ser decomposto em

dois feixes, perpendiculares entre si, sendo um polarizado na direção paralela ao plano de incidência e outro na direção perpendicular ao plano de incidência. Portanto, deve ser observado que o resultado desta “superposição” não é um estado de polarização definido, devido ao caráter aleatório das fases envolvidas, quer dizer, a diferença de fase entre as ondas, ou fase relativa, varia de maneira rápida e aleatória.

Existem vários métodos para se obter uma onda eletromagnética linearmente polarizada a partir de uma onda não polarizada. Esses métodos se baseiam em diferentes propriedades dos estados ortogonais de polarização, tais como diferentes índices de refração, diferentes atenuações (dicroísmo) ou diferentes propriedades de reflexão. Esses métodos são discutidos em detalhe no capítulo 8 do livro *Optics* de E. Hecht [1]. Os métodos de polarização por reflexão e dicroísmo são resumidos a seguir. Entretanto, deve ser observado que existem outros polarizadores, tais como tela de fios paralelos para radiação infravermelha distante, cristais birrefringentes que permitem separar duas polarizações (efeito de dupla refração) e prismas especiais.

### 3 Polarização por Dicroísmo

Certos cristais e materiais sintéticos podem apresentar diferentes graus de absorção, conforme a polarização da radiação. Esta propriedade é chamada dicroísmo. Se a absorção é bastante acentuada para um estado de polarização, o material dicroico funciona como polarizador. Esse tipo de comportamento pode ser visto na figura 4.

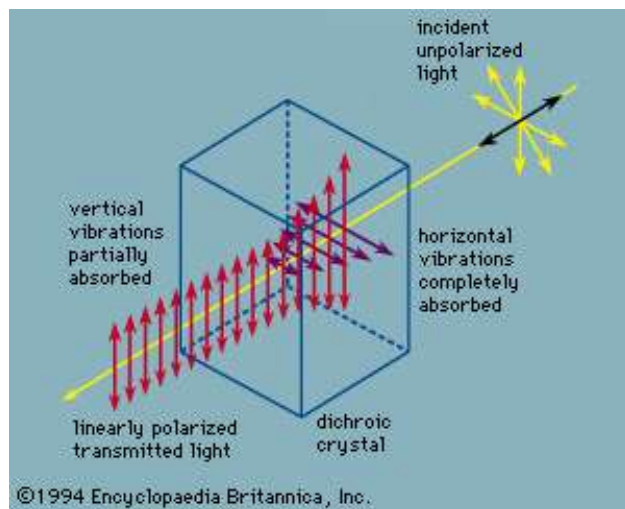


Figura 4. Polarização por dicroísmo. Cristal dicroico. Extraída de [6].

Os materiais sintéticos chamados polaroides, só transmitem campo elétrico em uma dada direção, como mostra a figura 5. A onda polarizada na direção perpendicular à direção de transmissão é absorvida. Uma boa descrição do funcionamento desses materiais é dada na seção 8.3.3, capítulo 8 do livro *Optics* de E. Hecht [1].

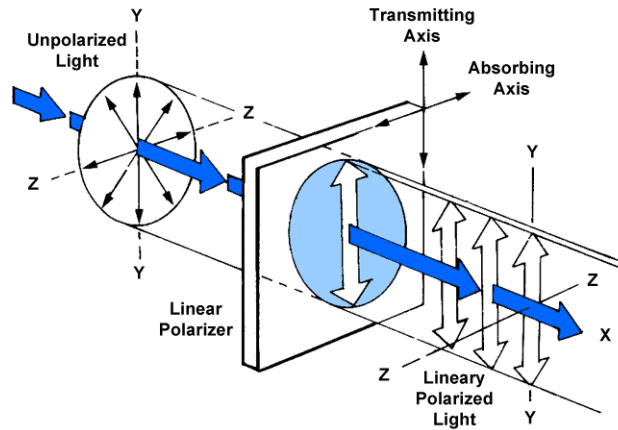


Figura 5. Polarizador linear. Extraída de [7].

Um dos inconvenientes do polaroide comum é a absorção relativamente alta, da ordem de 50%, também para a polarização que deve ser transmitida. Além deste problema, polaroides comuns não funcionam muito bem para luz ultravioleta e para infravermelho. Mesmo nos extremos do espectro visível (vermelho e violeta), já é possível observar a deficiência.

## 4 Lei de Malus

Um polarizador ideal transmite perfeitamente uma determinada polarização e elimina perfeitamente a outra. A figura 6 mostra uma onda não polarizada, incidente na direção- $z$ , com o campo elétrico oscilando em todas as direções do plano  $x$ - $y$ . Se um polarizador ideal  $P_1$  (Polarizer) é colocado com o eixo de transmissão alinhado em uma direção qualquer, somente as componentes do campo elétrico  $\vec{E}$  de todas as ondas incidentes, paralelas a essa direção, serão transmitidas.

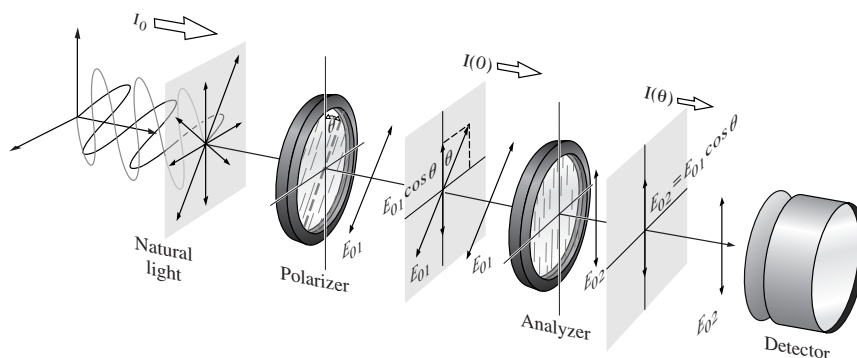


Figura 6. Polarizador linear e analisador para verificação da lei de Malus. Extraída da figura 8.14 de [1].

No caso considerado de luz incidente não polarizada, qualquer leitura feita pelo detector quando colocado imediatamente após o polarizador  $P_1$ , é independente do ângulo em

que o eixo de transmissão desse polarizador é colocado, porque a luz não polarizada é totalmente simétrica, ou seja, a amplitude do campo elétrico resultante em qualquer direção é a mesma. Assim, se colocarmos  $P_1$  com o eixo alinhado com a direção  $y$ , somente serão transmitidas as componentes na direção  $y$  do campo elétrico incidente, a somatória ou resultante dessas componentes podemos chamar de  $\vec{E}_0$ .

Se um segundo polarizador  $P_2$  (Analyser), for colocado na frente do feixe de forma que seu eixo de transmissão faça um ângulo  $\theta$  com a direção  $y$ , (ou que forme um ângulo  $\theta$  com o eixo de transmissão do polarizador  $P_1$ ), somente a componente de campo elétrico paralela ao eixo de transmissão desse segundo polarizador,  $\vec{E}_t$ , ( $t \equiv$  transmitida) é transmitida:

$$\vec{E}_t = \vec{E}_0 \cos \theta \quad (3)$$

Devemos ter em mente que apesar de estarmos lidando com ondas, em razão da alta frequência da luz, nosso detector (fotodiodo) vai medir a irradiância que é a energia média por unidade de área por unidade de tempo, incidente no detector.

Uma vez que a irradiância da onda é proporcional ao quadrado do campo elétrico (veja seção 3.3.2 do capítulo 3 do livro *Optics* de E. Hecht [1]), resulta que a irradiância transmitida pelo polarizador analisador ideal  $P_2$  é:

$$I_t = I_0 \cos^2 \theta \quad (4)$$

onde  $I_0$  é a irradiância máxima, que ocorre quando  $\theta = 0$ , quando os dois polarizadores  $P_1$  e  $P_2$  estão com os eixos de transmissão paralelos ( $I_0$  também é a irradiância transmitida pelo primeiro polarizador  $P_1$  e será a irradiância que ocorre para  $\theta = 0$ , somente quando os polarizadores são ideais, ou seja, não há absorção por qualquer outra razão). Quando  $\theta = 90^\circ$  a intensidade transmitida é nula, porque o campo elétrico transmitido pelo primeiro polarizador é perpendicular ao eixo de transmissão do segundo, que é o analisador (esse arranjo de polarizadores é dito cruzado). Este resultado, equação (4), é conhecido como Lei de Malus.

Experimentalmente, pode existir uma luminosidade ambiente que não vem do polaroide. Além disso, uma fração da polarização indesejável pode ser transmitida pelo polaroide, que não é ideal. E mais, polaroides não funcionam igualmente bem para a faixa de comprimentos de onda do infravermelho e do ultravioleta e que geralmente estão presentes em uma experiência desse tipo. Assim, do ponto de vista experimental, pode-se admitir a Lei de Malus na forma:

$$I_t = I_0 \cos^2 \theta + I_f \quad (5)$$

onde  $I_f$  é uma irradiância residual, que pode existir para  $\theta = 90^\circ$ , que dá conta de todos os efeitos indesejáveis descritos acima.

## 5 Polarizadores de Grade

O mais simples dos polarizadores dicroicos, ou seja, dos dispositivos capazes de absorver somente uma componente do campo elétrico, sendo essencialmente transparente à outra, é uma grade de condutores paralelos.

Vamos imaginar que um feixe de luz não polarizada incida em uma grade de fios condutores paralelos, vindo da esquerda. O campo elétrico pode ser decomposto em duas componentes ortogonais, uma paralela aos fios da grade e outra perpendicular a eles, como podemos observar na figura 7.

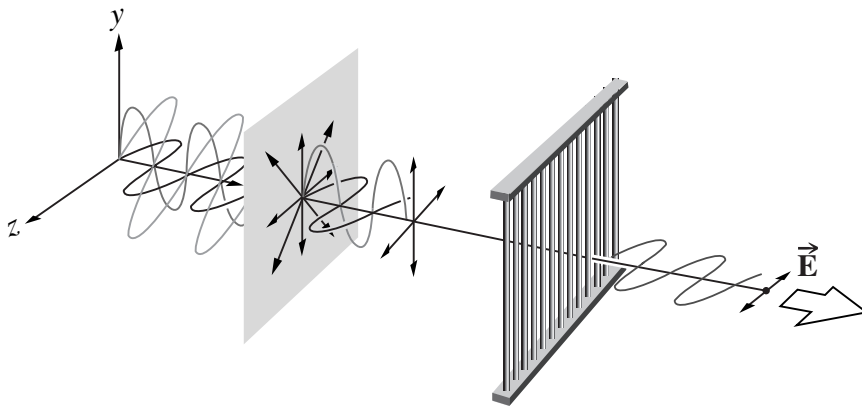


Figura 7. Polarizador de grade de fios condutores paralelos. Extraída da figura 8.15 de [1].

Como os fios da grade estão orientados na direção  $y$ , a componente  $y$  do campo elétrico incidente,  $E_y$ , induz a oscilação dos elétrons de condução ao longo do comprimento de cada fio, gerando uma corrente. Esses elétrons, por sua vez, colidem com os átomos da rede, fornecendo-lhes energia que aquece os fios (efeito Joule). Dessa maneira energia é transferida do campo para a grade. Paralelamente a esse efeito, os elétrons de condução acelerados ao longo dos fios irradiam nas duas direções: para frente e para trás. Nessas condições, a onda incidente tende a ser cancelada pela onda re-irradiada para frente, resultando em pouca ou nenhuma transmissão da componente  $y$  do campo elétrico. A radiação emitida para trás vai aparecer como uma onda refletida.

Em contraste, a componente do campo elétrico perpendicular à direção dos fios da rede,  $E_z$ , encontra elétrons de condução que, praticamente, não podem se mover na direção  $z$ . Portanto, não vai haver onda re-irradiada nessa direção e a componente  $E_z$  da onda incidente propaga-se através da grade praticamente sem alterações. Isso quer dizer que o eixo de transmissão de um polarizador de grade é perpendicular aos fios da grade.

Os filmes polaroides que vão ser utilizados nesta experiência são análogos aos polarizadores de grade só que na escala molecular.

## 6 Polarização por Reflexão

O método mais direto de obter luz polarizada a partir de fontes luminosas comuns é por meio de reflexão em meios dielétricos. A luz refletida em janelas de vidro, na superfície polida de objetos plásticos, em bolas de bilhar, folhas de papel com um pouco de brilho e até em uma careca lustrosa, é sempre parcialmente polarizada.

Para explicar a polarização por reflexão, vamos utilizar o modelo de elétrons osciladores, que fornece uma explicação bastante simples do fenômeno. Infelizmente esse modelo não proporciona uma descrição completa, porque ele não explica o comportamento observado com materiais magnéticos não condutores. Mas para o nosso estudo esse modelo é mais vantajoso, por sua simplicidade e por fornecer explicações satisfatórias para as observações que vamos fazer.

Vamos supor uma onda plana linearmente polarizada, de maneira que seu campo elétrico  $\vec{E}$  seja perpendicular ao plano de incidência. Essa onda penetra em um meio dielétrico, proveniente do ar. Veja a ilustração disso na figura 8.

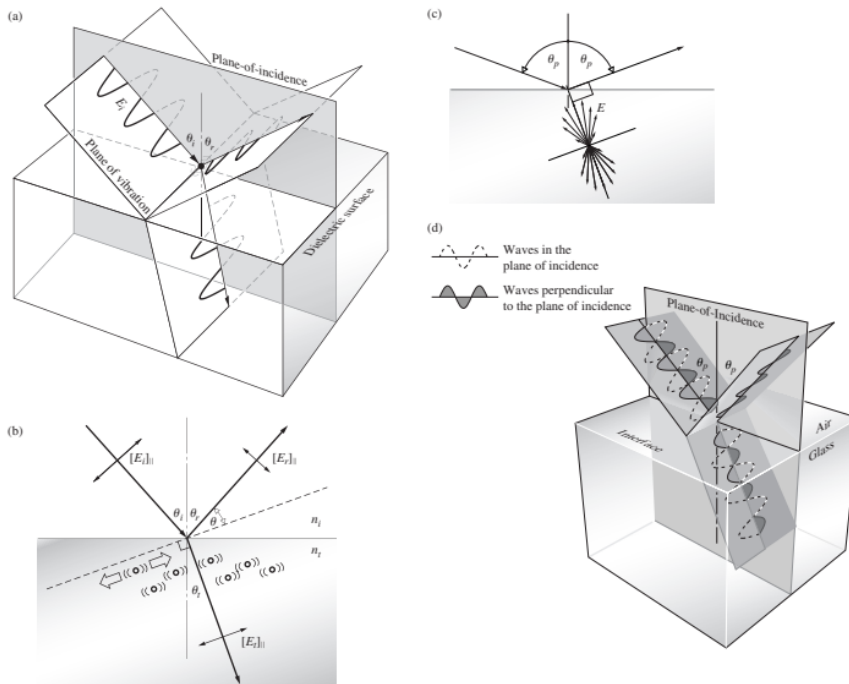


Figura 8. (a) Onda refletindo e refratando em uma interface. (b) Elétrons osciladores e a Lei de Brewster. (c) O padrão de radiação de dipolo. (d) A polarização da luz que ocorre na reflexão de um dielétrico, como vidro, água ou plástico. Extraída da figura 8.38 de [1].

A onda sofre refração na interface de separação entre os dois meios e entra no meio dielétrico fazendo um ângulo  $\theta_t$  (ângulo de transmissão ou de refração) com a normal à superfície dielétrica. O campo elétrico dessa onda vai obrigar os elétrons ligados do material do meio a vibrar na direção normal ao plano de incidência (a mesma direção do campo). Essa



configuração é, na verdade, um dipolo, de um lado uma carga negativa (elétron) que vibra em relação a uma carga positiva (o átomo onde o elétron está ligado). Essa configuração de cargas, por sua vez, re-irradia e essa radiação é, obviamente, do tipo dipolar.

Uma parte dessa energia re-emitada vai aparecer na forma de uma onda refletida. Da geometria desse arranjo e das características da radiação dipolar (veja a figura 8(c)), tanto a onda refletida, como a refratada, vão também estar polarizadas na direção perpendicular ao plano de incidência.

Por outro lado, se o campo elétrico  $\vec{E}$  vibra no plano de incidência, ou seja, a onda incidente tem o plano de polarização paralelo ao plano de incidência, esse campo ao penetrar o material dielétrico, vai fazer com que os dipolos osciladores próximos à superfície, vibrem sob influência da onda refratada, como mostrado na figura 8(b).

Só que neste caso, uma coisa muito peculiar está acontecendo com a onda refletida. A intensidade da onda refletida é, agora, relativamente baixa, porque a direção do feixe refletido faz um ângulo pequeno com o eixo dos dipolos que irradiam. Observando a distribuição de intensidade da radiação dipolar na figura 8(c), vemos que a intensidade da radiação emitida cai muito à medida que a direção de vibração do campo elétrico da onda incidente se aproxima da direção do eixo dos dipolos. E na direção do eixo dos dipolos a intensidade de radiação emitida é nula.

Se pudermos montar um aparato experimental de maneira que o ângulo  $\theta$  na figura 8(b) seja igual a zero (e, portanto,  $\theta_r + \theta_t = 90^\circ$ ), a onda refletida desaparece completamente, porque o ângulo de reflexão coincide com o eixo dos dipolos e estes não emitem nessa direção.

Nessas condições,  $(\theta_r + \theta_t) = 90^\circ$ , se a onda incidente for não polarizada, (lembrando que ela pode ser decomposta em duas componentes polarizadas, ortogonais e incoerentes), apenas a componente polarizada na direção normal ao plano de incidência (e, portanto com a direção de vibração paralela à superfície do dielétrico) será refletida. A outra componente, polarizada paralelamente ao plano de incidência, desaparece.

O particular ângulo de incidência para o qual essa situação ocorre será chamado de  $\theta_B$ , ângulo de Brewster ou de polarização. Aplicando a Lei de Snell à interface de separação entre os meios ar e dielétrico temos:

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t \quad (6)$$

em que  $n_i$  é o índice de refração do ar e considerado igual a 1,  $n_t$  é o índice de refração do meio, no caso, o lucite,  $\theta_i$  é o ângulo de incidência e  $\theta_t$  é o ângulo de refração. Tendo em vista a condição  $\theta_r + \theta_t = 90^\circ$ , que  $\theta_r = \theta_i$  e que o particular ângulo de incidência para o qual a onda polarizada paralelamente ao plano de incidência desaparece chama-se  $\theta_B$ , vamos ter:

$$n_i \sin \theta_B = n_t \sin \theta_t \quad (7)$$

mas  $\theta_t = 90^\circ - \theta_B$ , portanto  $\sin \theta_t = \cos \theta_B$ :

$$n_i \sin \theta_B = n_t \cos \theta_B \quad (8)$$

$$\tan \theta_B = \frac{n_t}{n_i} \quad (9)$$

$$\tan \theta_B = n_{\text{lucite}} \quad \text{para} \quad n_i = n_{\text{ar}} = 1 \quad (10)$$

A equação (9) é conhecida como Lei de Brewster em homenagem a Sir David Brewster, professor da St. Andrews University e inventor do caleidoscópio, que a descobriu empiricamente na segunda metade do século XIX.

Em resumo, para incidência no ângulo de Brewster, a luz refletida é completamente polarizada na direção perpendicular ao plano de incidência, como mostrado a figura 8(d).

## 6.1 Coeficientes de Reflexão

Vamos considerar a luz, ou radiação eletromagnética, incidindo na interface de separação entre dois meios dielétricos com índices de refração diferentes. O coeficiente de reflexão  $R$ , ou refletância, é definido como sendo a razão entre a densidade de fluxo de energia radiante refletida na interface de separação entre dois meios, pela densidade de fluxo de energia radiante incidente.

A densidade de fluxo de energia radiante é a irradiância cuja unidade é Watt/m<sup>2</sup>. Essa é a energia média, por unidade de tempo, cruzando uma unidade de área, perpendicularmente à direção de propagação.

Analogamente define-se o coeficiente de transmissão  $T$ , ou transmitância, como sendo a razão entre a densidade de fluxo de energia radiante transmitida através da interface, pela densidade de fluxo incidente.

Esses coeficientes podem ser decompostos em duas componentes, uma delas com estado de polarização paralelo ao plano de incidência e outra com estado de polarização perpendicular ao plano de incidência. Assim teremos  $R_{\parallel}$  e  $R_{\perp}$  e  $T_{\parallel}$  e  $T_{\perp}$ . As propriedades da reflexão dependem da polarização, pois as condições de contorno para os campos na separação entre os meios dependem diretamente da polarização. A dedução das expressões para esses coeficientes não vai ser feita aqui, mas pode ser encontrada na seção 4.6.2 do capítulo 4 e na seção 8.6.1 do capítulo 8 do livro *Optics* de E. Hecht [1].

Os coeficientes de reflexão para polarização perpendicular ao plano de incidência ( $R_{\perp}$ ) e para polarização paralela ( $R_{\parallel}$ ) são dados por:

$$R_{\parallel} = \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)} \quad (11)$$

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)}$$

onde  $\theta_i$  e  $\theta_t$  são os ângulos de incidência e de refração indicados na figura 8. O comportamento dos coeficientes de reflexão em uma superfície dielétrica pode ser visto na figura 9 em função do ângulo de incidência.

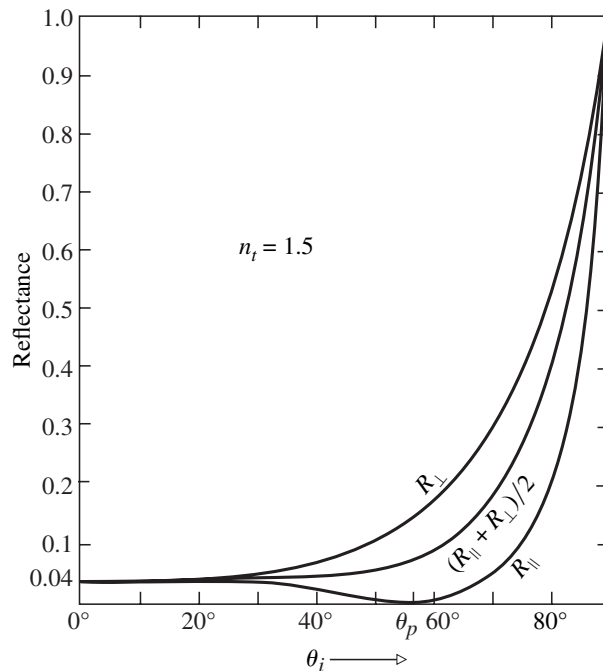


Figura 9. Coeficientes de reflexão versus ângulo de incidência. Extraída da figura 8.41 de [1].

O coeficiente  $R_\parallel$  se anula quando  $(\theta_i + \theta_t) = 90^\circ$ , porque o denominador da equação (11) para  $R_\parallel$  se torna infinito ( $\tan 90^\circ = \infty$ ). Ou seja, a refletância com polarização paralela ao plano de incidência desaparece nessas condições, que, como foi visto, corresponde ao ângulo de Brewster,  $\theta_B$ . Já  $R_\perp$  não pode nunca ser zero. Essa é a essência da lei de Brewster.

## 7 Birrefringência

Há uma classe de materiais chamados de birrefringentes porque são materiais que apresentam dois índices de refração diferentes. Essa característica resulta de uma anisotropia nas forças de ligação dos elétrons aos átomos desses materiais.

Na birrefringência, um meio material anisotrópico separa a luz em dois feixes polarizados. O chamado feixe ordinário tem polarização perpendicular ao plano que contém o eixo óptico. O outro feixe é chamado extraordinário e é polarizado perpendicularmente ao feixe ordinário. Na medida que a onda se propaga pelo meio haverá uma diferença de fase entre os dois feixes que aumenta progressivamente, pois os índices de refração,  $n_o$  e  $n_e$  são diferentes. Se escolher uma espessura,  $d$ , do meio material, haverá uma diferença de fase entre os feixes ordinário e extraordinário de  $\Delta\phi$ .

Uma das aplicações do fenômeno da birrefringência é a construção de elementos ópticos chamados retardadores, capazes de mudar o estado de polarização de uma onda. Com base nesse conceito pretendemos construir dois retardadores: a placa de  $\frac{1}{2}$  onda e a placa de  $\frac{1}{4}$  de onda e estudar seu efeito sobre feixes de luz polarizada.

Outra característica de certos materiais, que pode ser fenomenologicamente descrita como birrefringência, é sua capacidade de fazer girar o plano de polarização da onda incidente. Quando isso acontece, se diz que esses materiais são opticamente ativos, e, o fenômeno é chamado de atividade óptica.

## 7.1 Placas de onda

O princípio de funcionamento de uma placa de onda é simples. O que esse tipo de elemento óptico faz é atrasar um dos dois estados coerentes de polarização de uma onda em relação ao outro. Ao emergir do elemento a onda que incidiu linearmente polarizada pode emergir circularmente polarizada (ou vice-versa), ou o plano de vibração da onda linearmente polarizada pode sofrer uma rotação, dependendo do valor do atraso. Vamos estudar dois tipos de placas de onda, a placa de  $\frac{1}{2}$  onda e a placa de  $\frac{1}{4}$  de onda.

Esse tipo de comportamento ocorre com cristais de calcita, entre outros materiais. Se uma onda plana incide sobre o cristal na orientação apropriada, observam-se dois feixes na saída, um é chamado de feixe ordinário, ou feixe-*o*, e o outro será o feixe extraordinário, ou feixe-*e*. Esses feixes têm estados de polarização diferentes como mostra a figura 10 a direita, o que sugere imediatamente que feixes com estados de polarização diferentes viajam dentro do cristal com velocidades diferentes. E isso afeta sua trajetória dentro do cristal, de tal maneira que, na saída, aparecem dois feixes.

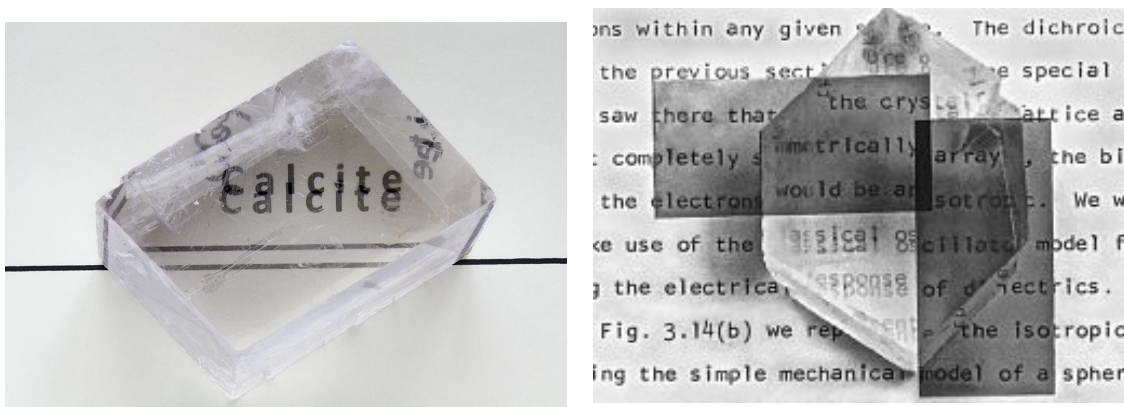


Figura 10. Esquerda: Cristal de calcita sobre uma imagem. Veja que o cristal proporciona uma imagem duplicada do objeto. Extraída de [8]. Direita: Cristal de calcita sobre um texto. Os dois polarizadores colocados sobre a imagem têm eixos de transmissão paralelos ao seu lado menor. Portanto, os eixos dos dois polarizadores são perpendiculares entre si. Extraída de [1]

A explicação é que dependendo da orientação do feixe de luz em relação ao eixo

óptico do cristal, o feixe polarizado perpendicularmente ao eixo óptico “enxerga” um índice de refração diferente do feixe polarizado paralelamente ao eixo óptico do cristal. Uma discussão mais completa desse comportamento está na seção 8.4.1 do capítulo 8 do livro *Optics* de E. Hecht [1].

As definições de feixe ordinário e feixe extraordinário podem ser mais facilmente compreendidas observando-se a figura 10 a esquerda: o feixe chamado ordinário é aquele que forma a imagem inferior, e, que, portanto, não foi defletido. Por isso o nome ordinário. O feixe que forma a imagem logo acima, sofreu uma deflexão e por isso foi chamado de feixe extraordinário. Um esquema da trajetória dos feixes pode ser visto na figura 11.

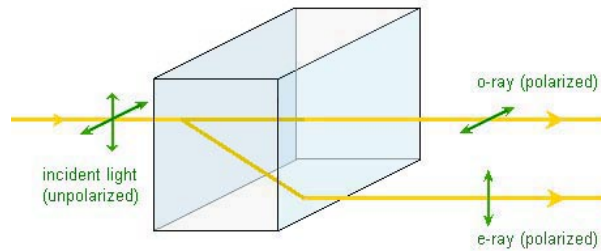


Figura 11. Desenho esquemático de um feixe com duas componentes ortogonais de campo elétrico incidente em um cristal de calcita apropriadamente orientado. Extraída de [9].

### 7.1.1 Placa de $\frac{1}{2}$ onda

A placa de  $\frac{1}{2}$  onda é uma placa de material dielétrico do tipo retardador que introduz uma diferença de fase relativa de  $180^\circ$  entre os feixes ordinário e extraordinário. Essa diferença de fase aparece porque o índice de refração do material da placa varia dependendo da orientação dos estados de polarização do feixe incidente, em relação ao eixo óptico do material, à medida que o feixe de luz o atravessa. Então, a espessura da placa é escolhida de maneira que a diferença de fase seja exatamente de  $180^\circ$ .

Vamos supor que o plano de vibração do campo elétrico de um feixe incidente com polarização linear, em uma placa de meia onda faça um ângulo arbitrário,  $\theta$ , com o eixo óptico da placa, como mostrado na figura 12. Se a velocidade de propagação do feixe polarizado paralelamente ao eixo óptico for maior que a velocidade de propagação do feixe polarizado perpendicularmente ao eixo óptico, o feixe- $e$  vai se mover através do material mais rapidamente que o feixe- $o$ , portanto o índice de refração para o feixe- $e$ ,  $n_e$ , é menor que o índice de refração para o feixe- $o$ ,  $n_o$ . Se a placa de material tiver uma espessura  $d$ , a onda eletromagnética resultante na saída é uma superposição de ondas- $e$  e ondas- $o$  que, agora, têm uma diferença de fase relativa  $\Delta\phi$ . Sendo essas ondas harmônicas, de mesma frequência e com campos elétricos ortogonais, a diferença de caminho óptico entre elas,  $\Lambda$ , é:

$$\Lambda = d(n_o - n_e) \quad (12)$$

essa expressão pode ser deduzida tendo em mente que a diferença de caminho  $\Lambda$  é igual à velocidade da luz vezes a diferença de tempo entre os feixes  $o$  e  $e$ , ou seja:

$$\Lambda = c(t_o - t_e) \quad (13)$$

como  $n_o = \frac{c}{v_o}$  e  $n_e = \frac{c}{v_e}$ , obtém-se a expressão (12). E, como a diferença de fase é  $\Delta\phi = k_0\Lambda$ , teremos:

$$\Delta\phi = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right) d(|n_o - n_e|) \quad (14)$$

onde  $\lambda_0$  é o comprimento de onda da luz no vácuo.

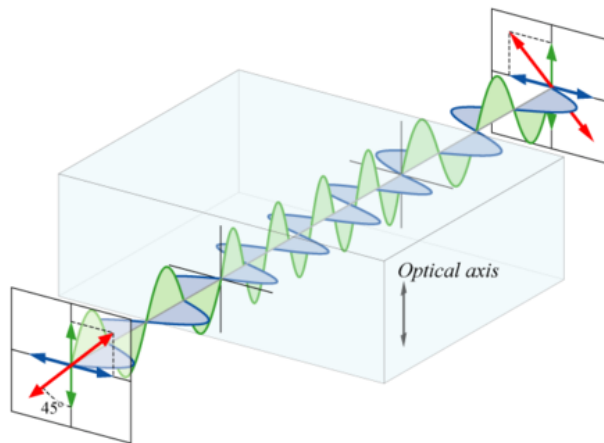


Figura 12. Funcionamento de uma placa de meia onda. Extraída de [10].

Para a placa de  $\frac{1}{2}$  onda  $\Delta\phi$  pode ser qualquer múltiplo ímpar de  $\pi$ :  $\pi, 3\pi, 5\pi$ , etc, o importante é que uma das componentes do campo elétrico da onda incidente sofra um atraso que gere uma diferença de fase de  $\pi$  nessa componente. Isso fará com que, na saída, apareça uma onda, linearmente polarizada, cujo plano de vibração sofreu uma rotação de  $2\theta$  em relação ao plano de vibração da onda incidente, como se pode ver na figura 12. Portanto, para observar esse comportamento, a espessura da placa deve ser tal que:

$$d(|n_o - n_e|) = \frac{(2m + 1)\lambda_0}{2} \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (15)$$

### 7.1.2 Placa de $\frac{1}{4}$ de onda

Por sua vez a placa de  $\frac{1}{4}$  de onda é um elemento óptico que introduz uma diferença de fase relativa  $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$  entre os feixes  $o$  e  $e$ . Uma diferença de fase de  $90^\circ$  converte a luz linearmente polarizada em luz elipticamente polarizada e vice-versa, como se pode ver nas figuras 13 e 14.

Para obtermos luz circularmente polarizada as amplitudes  $E_{0x}$  e  $E_{0y}$  devem ser iguais. Fica aparente também, que luz linearmente polarizada na direção de um ou outro dos eixos principais não é afetada por qualquer tipo de retardador ou placa de onda. Não

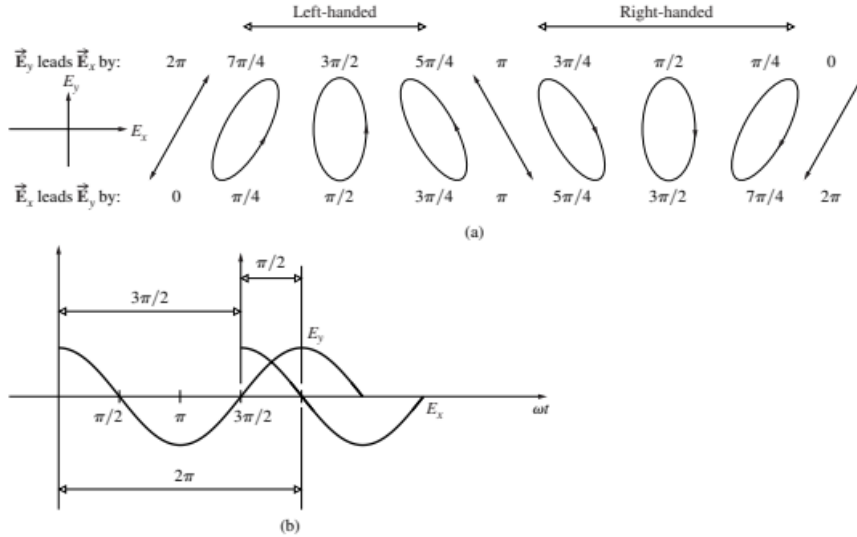


Figura 13. (a): Várias configurações de polarização dependendo da diferença de fase entre as componentes do campo elétrico,  $E_x$  e  $E_y$ . (b)  $E_x$  adiantado de  $E_y$  (ou  $E_y$  atrasado de  $E_x$ ) de  $\frac{\pi}{2}$ , ou alternativamente,  $E_y$  adiantado de  $E_x$  (ou  $E_x$  atrasado de  $E_y$ ) de  $\frac{3\pi}{2}$ . Extraída da figura 8.9 de [1].

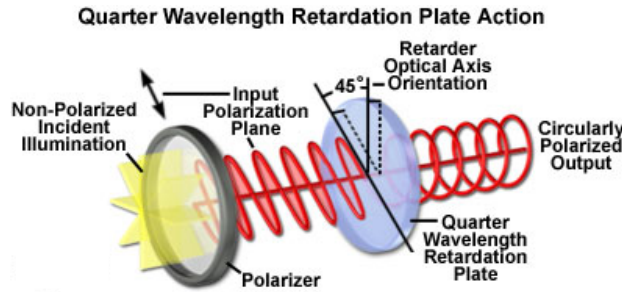


Figura 14. Ação da placa de  $\frac{1}{4}$  de onda. Extraída de [11].

é possível ter uma diferença de fase relativa sem ter duas componentes de campo elétrico, cada uma vibrando na direção de um eixo principal.

Se fizermos incidir luz natural em uma placa de onda, seja de  $\frac{1}{2}$  ou  $\frac{1}{4}$  de onda ou qualquer outra, os dois estados de polarização perpendiculares são incoerentes, quer dizer, suas fases relativas mudam de maneira rápida e aleatória, então a introdução de uma alteração de fase adicional não vai provocar nenhum efeito que se possa notar. Mas quando fizermos incidir luz polarizada linearmente e fazendo um ângulo de  $45^\circ$  com qualquer um dos dois eixos principais da placa de  $\frac{1}{4}$  de onda, as componentes  $o$  e  $e$  terão a mesma amplitude. Nessas condições a placa de  $\frac{1}{4}$  de onda introduz uma diferença de fase entre essas duas componentes que converte a luz linearmente polarizada incidente em luz circularmente polarizada (veja a figura 2).

Analogamente ao caso da placa de  $\frac{1}{2}$  onda, a espessura da placa é de fundamental importância para o funcionamento de uma placa de  $\frac{1}{4}$  de onda e deve obedecer à expressão:

$$d(|n_o - n_e|) = \frac{(4m + 1)\lambda_0}{4} \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (16)$$

Placas de  $\frac{1}{4}$  de onda podem ser construídas “em casa” usando fita adesiva transparente ou plástico de embrulhar alimentos ou papel celofane. Esses materiais têm moléculas alongadas alinhadas em uma direção, o que os torna birrefringentes. Adicionando camada a camada desses materiais sobre uma placa de vidro, se consegue placas de  $\frac{1}{2}$  onda ou de  $\frac{1}{4}$  de onda bastante razoáveis (razoável quer dizer que introduzem uma diferença de fase dentro de 10% dos valores previstos).

## 8 Atividade Óptica

No início do século XIX foi observado que alguns materiais tinham a propriedade de induzir uma rotação contínua no plano de vibração da luz linearmente polarizada que incidia sobre eles. Essa propriedade foi chamada de atividade óptica. E qualquer material que faça com que o campo elétrico  $\vec{E}$  de um feixe de luz linearmente polarizado pareça ter sofrido uma rotação é dito opticamente ativo, como pode ser visto para o quartzo na figura 15.

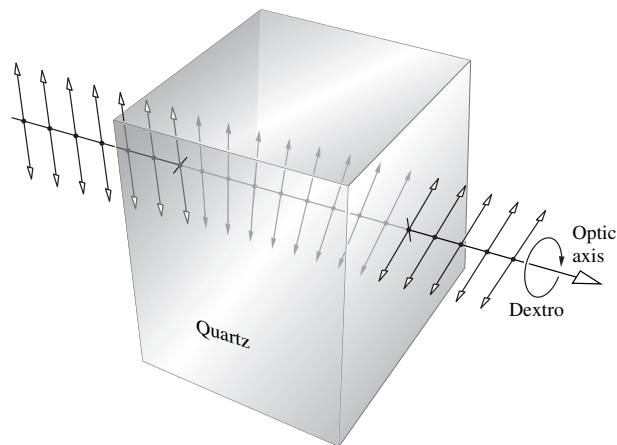


Figura 15. Atividade óptica de um cristal de quartzo. Extraída da figura 8.55 de [1].

Além disso, algumas substâncias fazem o campo girar para a direita e outras o fazem girar para a esquerda, isto é, quando se olha na direção da fonte, se o plano de vibração parece ter girado no sentido horário a substância é dita dextrorrotatória, e quando parece ter girado no sentido anti-horário a substância é dita levorrotatória. Se a substância é um cristal esse comportamento pode ser decorrente tanto dos átomos em si como de seu arranjo dentro do cristal. Em substâncias líquidas esse comportamento é um atributo das próprias moléculas.

Em 1825 Fresnel propôs uma explicação fenomenológica simples para a atividade óptica, que apesar de não descrever o mecanismo que realmente ocorre, explica bastante bem o observado. Ele propôs o seguinte: a onda de luz linearmente polarizada incidente pode sempre ser representada como uma superposição de duas ondas circularmente polarizadas, nos sentidos horário e anti-horário.



Existem substâncias líquidas ou cristais orgânicos em solução que, por causa de sua estrutura molecular assimétrica, apresentam índices de refração diferentes para luz polarizada para a esquerda e para a direita. Ao passar por uma coluna de uma substância como essa, uma das componentes circulares da onda polarizada atrasa em relação à outra. A onda resultante, ao sair da coluna de matéria é uma onda polarizada linearmente, recomposta dos componentes circulares, que apresenta uma rotação de seu plano de polarização relativo à onda inicial.

Pode ser verificado analiticamente que esse modelo funciona, para isso veja a seção 8.10 do capítulo 8 do livro *Optics* de E. Hecht [1]

## 9 Referências

- [1] *Optics* - Eugene Hecht 5<sup>th</sup> Edition - Global Edition, Pearson Educational Edition (2017).
- [2] *Waves*, Berkeley Physics Course, vol. 3 - Frank S. Crawford, Jr., McGraw-Hill Book Company (1968).
- [3] *Physics of Light and Optics* - J. Peatross and M. Ware, Brigham Young University (2015).
- [4] [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/2/25/Electromagnetic\\_waves.png/800px-Electromagnetic\\_waves.png](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/2/25/Electromagnetic_waves.png/800px-Electromagnetic_waves.png) acessado em 05/10/2020.
- [5] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/phyopt/polclas.html> acessado em 05/10/2020.
- [6] <https://www.britannica.com/science/dichroism> acessado em 14/10/2020.
- [7] [http://www.pevin.com.pl/filtryPR\\_en.html](http://www.pevin.com.pl/filtryPR_en.html) acessado em 14/10/2020.
- [8] <https://images.fineartamerica.com/images-medium-large/birefringence-in-a-calcite-crystal-dirk-wiersma.jpg> acessado em 14/10/2020.
- [9] <https://www.science20.com/files/images/birefringence.jpg> acessado em 14/10/2020.
- [10] <https://en.wikipedia.org/wiki/Waveplate> acessado em 14/10/2020.
- [11] <https://www.olympus-lifescience.com/en/microscope-resource/primer/techniques/polarized/quarterwavelengthplate/> acessado em 15/10/2020.