

# POLARIZACIÓN

## 1.- INTRODUCCION

La radiación electromagnética se propaga en la forma de dos ondas vectoriales acopladas mutuamente, una onda del campo eléctrico y una onda del campo magnético. Tanto el campo eléctrico  $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$  como el magnético  $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$  son funciones de la posición  $\mathbf{r}$  y del tiempo  $t$ , y estos campos están relacionados entre sí por medio de las *ecuaciones de Maxwell* que, en el vacío y en ausencia de cargas eléctricas y corrientes, toman la forma:

$$\begin{aligned}\operatorname{div} \mathbf{E} &= 0 \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= - \frac{\mathbf{B}}{t} \\ \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \epsilon_0 \mu_0 \frac{\mathbf{E}}{t}\end{aligned}\tag{1}$$

donde  $\epsilon_0 = 8.8544 \times 10^{-12} \text{ N}^{-1}\text{m}^{-2}\text{C}^2$  y  $\mu_0 = 1.2566 \times 10^{-6} \text{ m kg C}^{-2}$  son la *permitividad* y la *permeabilidad del vacío*, respectivamente, de modo que las ondas electromagnéticas se propagan en el vacío con una velocidad:

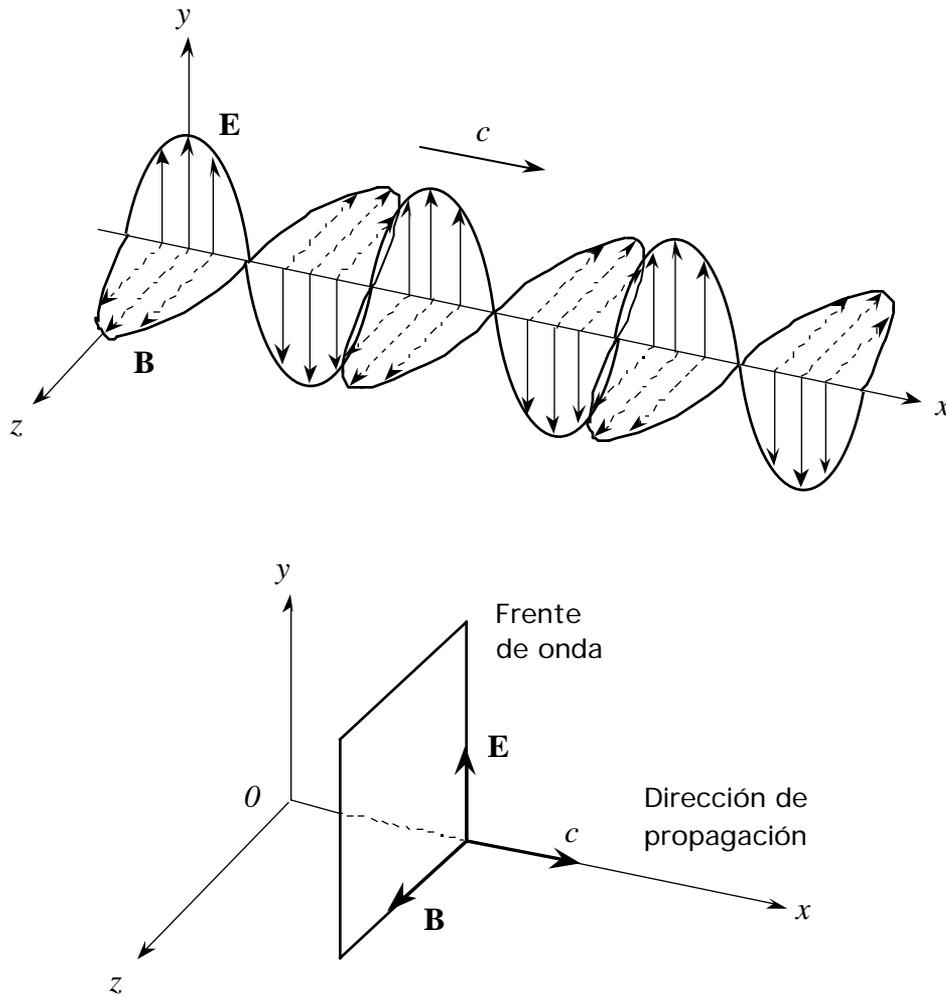
$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s}\tag{2}$$

En el caso de la luz, aunque la energía luminosa es transportada por los dos campos, el eléctrico  $\mathbf{E}$  y el magnético  $\mathbf{B}$ , cuando se estudian los fenómenos luminosos es costumbre asignar un papel preferente al campo eléctrico  $\mathbf{E}$ , pues es el responsable de la mayoría de los fenómenos que permiten detectar la luz, como son la acción fotoquímica en la retina del ojo o el desplazamiento de cargas en los cristales de las emulsiones fotográficas.

## 2.- POLARIZACION

Las ondas electromagnéticas son ondas transversales. En toda onda transversal, la vibración es perpendicular a la dirección de propagación de la onda. Por tanto en una onda electromagnética plana que se propague en la dirección del eje  $x$ , el campo eléctrico  $\mathbf{E}$  es perpendicular a esta dirección al igual que el campo magnético  $\mathbf{B}$  que, además, también es perpendicular a  $\mathbf{E}$  (Figura 1).

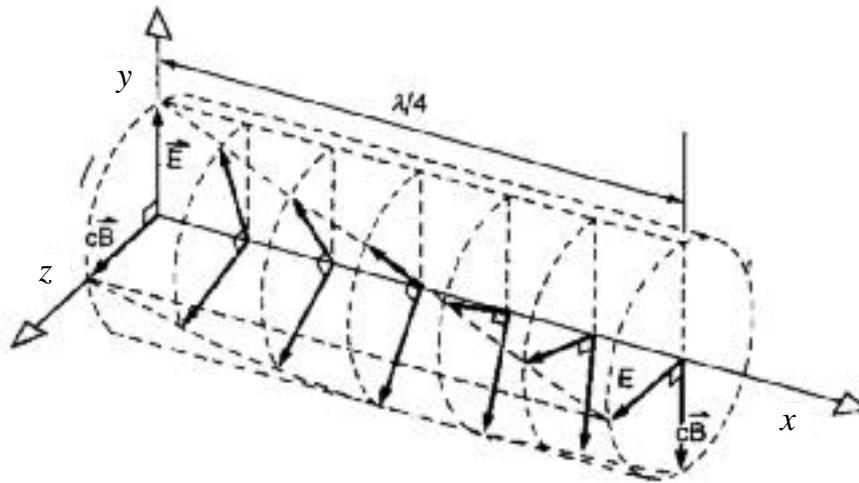
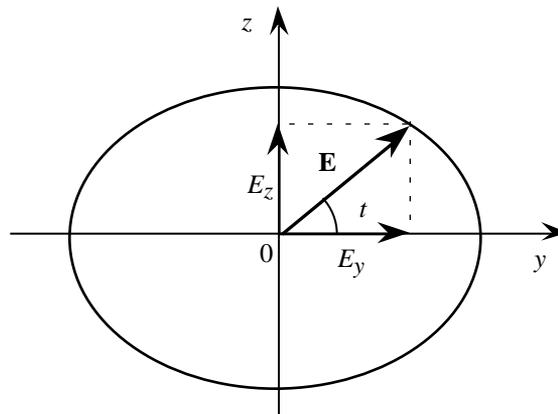
Si la vibración de una onda transversal se mantiene paralela a una línea fija en el espacio, se dice que la onda está *polarizada linealmente*. En la Figura 1 la dirección de propagación, que viene determinada por la dirección del producto vectorial  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ , corresponde al eje  $x$ , y si la onda está polarizada linealmente  $\mathbf{E}$  vibra según la dirección del eje  $y$ , mientras que  $\mathbf{B}$  lo hace según el eje  $z$ . Normalmente la dirección de polarización se define según el vector  $\mathbf{E}$  en lugar de  $\mathbf{B}$ . De acuerdo con este convenio en la Figura 1 la onda electromagnética está polarizada linealmente según el eje  $y$ . El plano que contiene a  $\mathbf{E}$  y a la dirección de propagación de la onda se denomina *plano de polarización* (plano  $xy$  en la Figura 1).



**Figura 1**

Se dice que una onda está **polarizada circularmente** cuando el vector  $\mathbf{E}$  mantiene su módulo fijo, mientras que su dirección gira en el espacio con una frecuencia angular constante. La variación de  $\mathbf{E}$  puede representarse mediante un vector de módulo constante que gira alrededor del eje  $x$  con velocidad angular constante (Figura 2). En este esquema, la punta del vector  $\mathbf{E}$  describe una circunferencia, y las componentes  $E_y$  y  $E_z$  del vector campo eléctrico oscilan con la misma amplitud y tienen una diferencia de fase de  $\pi/2$ . Cuando un observador que se pusiera en el eje  $x$  viendo venir hacia él la onda y viera que el vértice del vector  $\mathbf{E}$  gira en el sentido de las agujas del reloj, entonces diría que la onda está **polarizada circularmente a derechas (dextrógiro)**, tal y como se ve en la Figura 2, mientras que si lo hace en sentido contrario del giro de las agujas del reloj, la onda está **polarizada circularmente a izquierdas (levógiro)**.

Una onda **polarizada elípticamente** es similar a una onda polarizada circularmente salvo que, en cada punto, las componentes  $E_y$  y  $E_z$  del vector campo eléctrico  $\mathbf{E}$  tienen amplitudes diferentes. En este caso el vértice del vector  $\mathbf{E}$  describe una elipse (Figura 3).

*Figura 2**Figura 3*

En el caso de considerar ondas electromagnéticas correspondientes a la zona visible, se tiene que la luz que emite una fuente ordinaria no está polarizada. Este es el caso del filamento de una bombilla, en el que átomos y moléculas actúan independientemente, emitiendo trenes de ondas de luz cuyas polarizaciones no están relacionadas, de modo que la luz resultante consiste en una mezcla de polarizaciones al azar y la luz es no polarizada, recibiendo el nombre de **luz natural**.

Vamos a considerar a continuación una onda luminosa cuyo vector campo eléctrico **E** tiene como componentes  $(E_y, E_z)$ , las cuales, en un punto  $x$  determinado del espacio varían con el tiempo  $t$  según las ecuaciones:

$$E_y = A_y \cos \left( t - \frac{x}{c} + \phi_y \right) \quad (3)$$

$$E_z = A_z \cos \left( t - \frac{x}{c} + \phi_z \right) \quad (4)$$

donde:

$$\mathbf{E}(x,t) = E_y \mathbf{u}_y + E_z \mathbf{u}_z \quad (5)$$

siendo  $\mathbf{u}_y$  y  $\mathbf{u}_z$  los vectores unitarios según el eje  $y$ , y el eje  $z$ , respectivamente. Llamando:

$$\delta = \phi_z - \phi_y \quad (6)$$

a la *diferencia de fase* de las dos ondas, es posible escribir, a partir de las ecuaciones (3) y (4), la ecuación paramétrica de una elipse:

$$\frac{E_y^2}{A_y^2} + \frac{E_z^2}{A_z^2} - 2 \frac{E_y E_z}{A_y A_z} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (7)$$

La ecuación (7), tomando  $E_y = y$ ,  $E_z = z$ , representa una elipse y recibe el nombre de *elipse de polarización* (Figura 4(a)), cuya excentricidad y orientación de sus ejes en el plano  $yz$  depende sólo de  $\delta$ , pero no de  $t$ . La onda electromagnética resultante es, por tanto, polarizada elípticamente. Como los valores extremos que pueden tomar  $E_y$  y  $E_z$  son  $\pm A_y$  y  $\pm A_z$ , respectivamente, la elipse se encontrará siempre inscrita en el rectángulo de lados  $2A_y$  y  $2A_z$ . Al variar  $t$ , varían sinusoidalmente  $E_y$  y  $E_z$  y el extremo del vector campo eléctrico resultante  $\mathbf{E}$  recorre la elipse. Para ver el sentido de recorrido conforme aumenta el tiempo  $t$ , vamos a escribir las ecuaciones (3) y (4) como:

$$E_y = A_y \cos ( t - kx ) \quad (8)$$

$$E_z = A_z \cos ( t - kx + \delta ) \quad (9)$$

lo que puede hacerse cambiando convenientemente el origen de tiempos, y ahora analizaremos lo que sucede en el plano  $x = 0$  y en el instante  $t = 0$ . Como se ve en la Figura 4(b), en este instante el vector  $\mathbf{E} = \mathbf{OM}$  tiene su extremo en el punto  $M$  de tangencia de la elipse con el lado  $2A_z$  en las  $z$  positivas, y como se cumple que  $(dE_z/dt)_{t=0} = -A_z \sin \delta$ , entonces  $E_z$  será decreciente a partir de  $M$  si  $0 < \delta < \pi/2$ . En este caso, un observador que mirara el extremo del vector  $\mathbf{E}$  desde el eje  $x$  positivo de modo que las ondas avanzasen hacia él, lo vería circular con el sentido que se indica en la Figura 4(b), es decir, en sentido dextroso, por lo que a esta onda electromagnética elíptica se llama *dextrógira*. Por el contrario, si  $\pi/2 < \delta < \pi$ , se tendrá una onda electromagnética *levógira*.

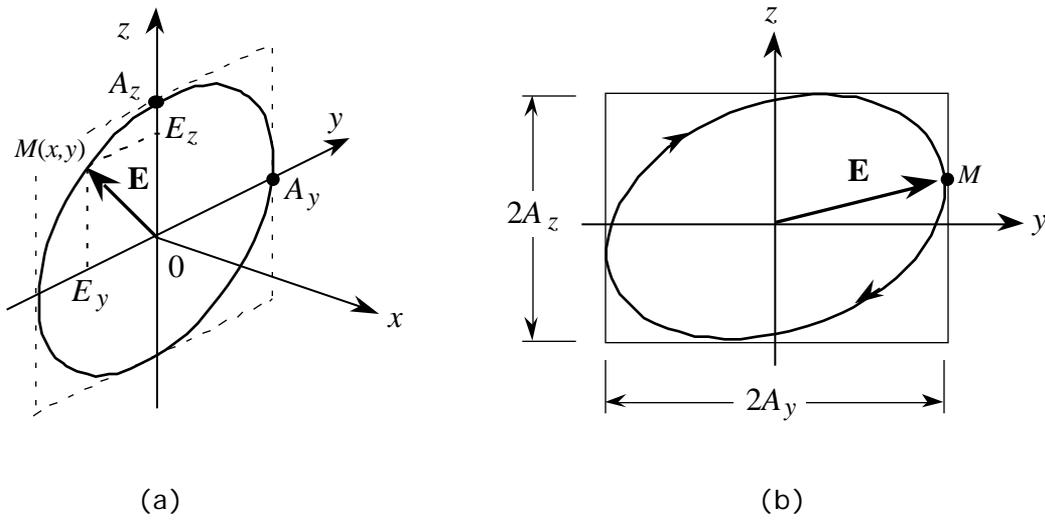


Figura 4

Si  $\delta = 2m$ , con  $m$  un entero, de la ecuación (7) queda:

$$E_z = \frac{A_z}{A_y} E_y \tag{10}$$

por lo que la elipse degenera en una recta doble y corresponde a una onda electromagnética polarizada linealmente (Figura 5(a)).

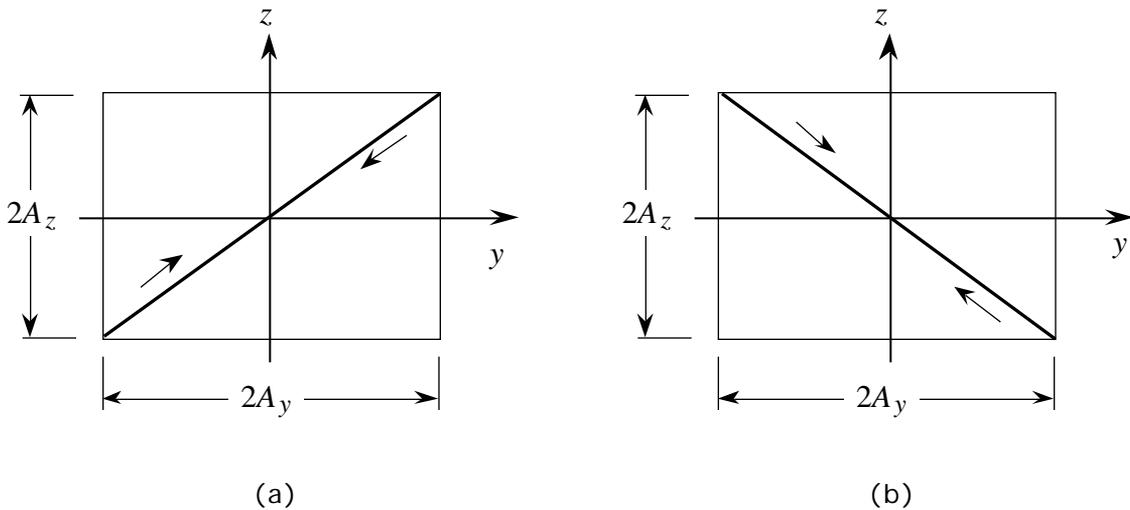


Figura 5

Si por el contrario  $\delta = (2m+ 1)$ , con  $m$  un número entero, de la ecuación (7) se tiene que:

$$E_z = -\frac{A_z}{A_y} E_y \tag{11}$$

y la onda electromagnética también es polarizada linealmente (Figura 5(b)).

Los demás casos corresponden a polarización elíptica. La Figura 6 representa la elipse de polarización y su sentido de recorrido para distintos valores de  $\delta$  de quien únicamente

depende, observándose que cuando  $\delta = 2k\pi$  y  $\epsilon = (2k + 1)\pi$ , la elipse degenera en una recta doble, resultando en ambos casos luz polarizada linealmente.

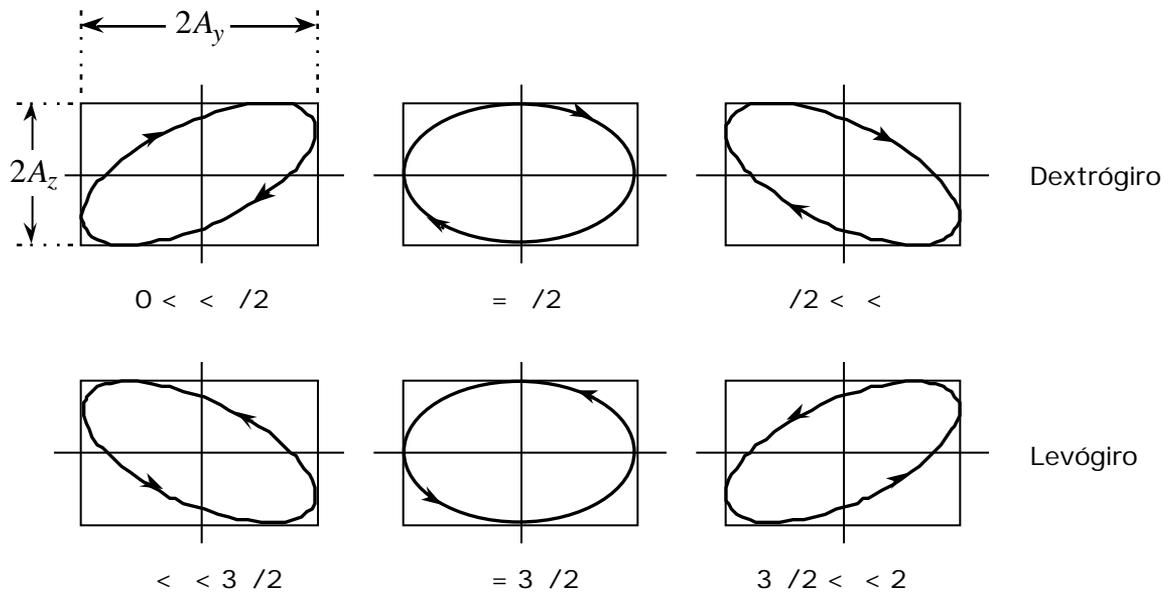


Figura 6

Cuando  $A_y = A_z$  y  $\delta = (2k + 1)\pi/2$  es fácil comprobar que la elipse se convierte en una circunferencia, obteniéndose una onda electromagnética polarizada circularmente.)

### 3.- MEDIDA DE LA POLARIZACION

En el caso particular de la luz, ésta puede polarizarse cuando se hace pasar a través de un dispositivo denominado **polarizador**. Los polarizadores más familiares son las láminas **Polaroid** o **polaroides**. Un polarizador es un dispositivo que transmite selectivamente luz que tiene su plano de polarización paralelo el *eje de transmisión del polarizador*. La luz que tiene su plano de polarización perpendicular al eje de transmisión queda bloqueada. En la Figura 7 un haz de luz no polarizada incide sobre un polarizador y el campo eléctrico de la onda transmitida en un punto, y en un instante particular, es paralelo al eje de transmisión del polarizador. En este caso el polarizador deja pasar la mitad de la intensidad de la luz natural incidente.

#### 3.1 Ley de Malus

Supongamos que la luz polarizada previamente mediante un polarizador pasa a través de un segundo polarizador, como se ve en la Figura 8. Para distinguirlo del primero el segundo polarizador suele denominarse **analizador**.

Vamos a suponer que el eje de transmisión del polarizador forma un ángulo  $\theta$  con la vertical, mientras que el eje de transmisión del analizador es vertical. Si la amplitud del campo eléctrico transmitido por el polarizador es  $E_0$ , sólo sus componentes  $E_0 \cos \theta$ , paralela al eje de transmisión del analizador pasará hacia el detector (suponiendo que no hay absorción).

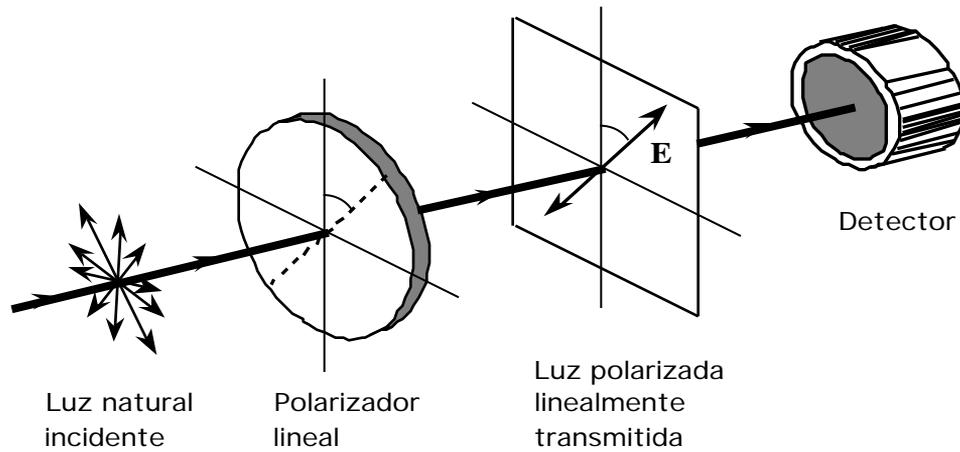


Figura 7

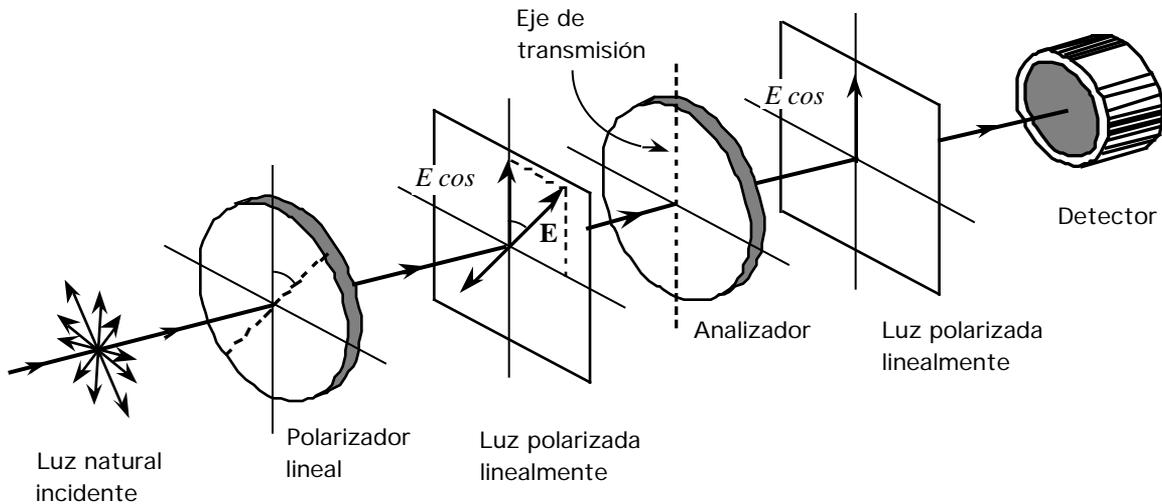


Figura 8

Como la intensidad  $I$  de la onda es proporcional a la amplitud  $E$ , tenemos que:

$$I_0 \propto E_0^2 \tag{12}$$

$$I \propto E_0^2 \cos^2 \tag{13}$$

como la constante de proporcionalidad es la misma en ambos casos, queda:

$$I = I_0 \cos^2 \tag{14}$$

Expresión que se conoce como **Ley de Malus**. Es evidente que si los ejes de transmisión del polarizador y el analizador son paralelos ( $\theta = 0^\circ$ ) se tiene que  $I = I_0$ , mientras que si estos ejes son perpendiculares ( $\theta = 90^\circ$ ), entonces  $I = 0$ , y no hay luz transmitida por el analizador.

### 3.2 Grado de polarización

En un polarizador ideal toda la luz polarizada paralela al eje de transmisión se transmite,

y no se transmite luz perpendicular a dicho eje. Sin embargo, en un polarizador real si que se puede transmitir algo de luz polarizada perpendicularmente a su eje de transmisión. Para caracterizar la polarización de la luz se utiliza el *grado de polarización*  $P$  de la luz, definido mediante:

$$P = \frac{I_{\parallel} + I}{I_{\parallel} + I} \quad (15)$$

donde  $I_{\parallel}$  es la intensidad medida por el detector (Figura 8) cuando los ejes de transmisión del polarizador y el analizador son paralelos ( $\theta = 0^\circ$ ), e  $I_{\perp}$  cuando estos ejes son perpendiculares ( $\theta = 90^\circ$ ), suponiendo que el polarizador no es ideal pero sí lo es el analizador. Si por ejemplo la luz que incide sobre el analizador no está polarizada, entonces se tiene que  $I_{\parallel} = I_{\perp}$ , y por tanto  $P = 0$ , mientras que si la luz que incide en el analizador está totalmente polarizada,  $I_{\perp} = 0$ , y entonces  $P = 1$ . Así pues, se cumple que  $0 \leq P \leq 1$ .

#### 4.- REFLEXION Y REFRACCION

En este apartado se va a examinar la reflexión y la refracción de una onda electromagnética plana monocromática de polarización arbitraria que incide sobre una superficie plana que separa dos medios dieléctricos homogéneos e isótropos de índices de refracción  $n_1$  y  $n_2$ . Las ondas incidente, reflejada y refractada se indicarán mediante los subíndices  $i$ ,  $r$  y  $t$ , respectivamente, como se muestra en la Figura 9, en la que  $\mathbf{k}_i$ ,  $\mathbf{k}_r$  y  $\mathbf{k}_t$  representan los vectores de onda de las ondas incidente, reflejada y refractada, respectivamente.

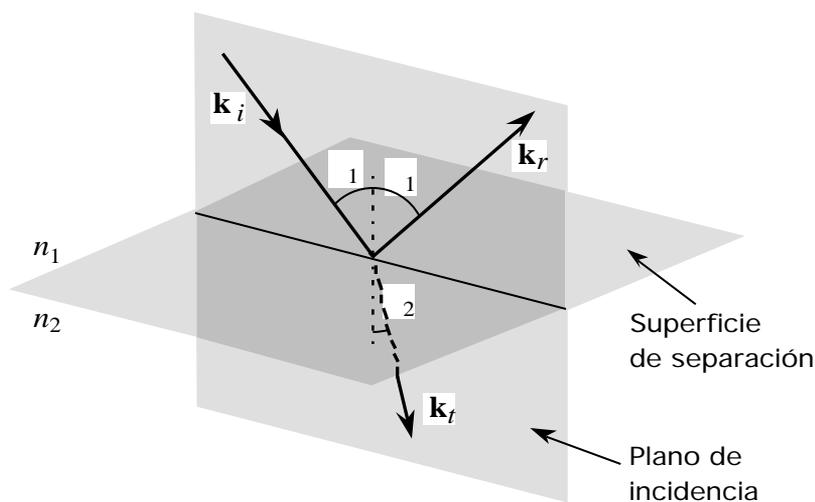


Figura 9

Podemos considerar que cada uno de los campos eléctrico y magnético pueden escribirse como la suma vectorial de una componente *paralela* al plano de incidencia, designada por el subíndice  $\parallel$ , y una componente *perpendicular* al mismo, designada por el subíndice  $\perp$ . Debido a la perpendicularidad entre los campos  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$ , tenemos una componente  $E_{\parallel}$  asociada con  $B_{\perp}$  y una componente  $E_{\perp}$  asociada con  $B_{\parallel}$ . Según se ha indicado en el apartado 2, la polarización de una onda electromagnética está determinada, por convenio, por la dirección del campo eléctrico; por ello se ha representado en la Figura 10(a) las componentes de  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  polarizadas paralelamente al plano de incidencia y en la en la Figura 10(b) para polarización

perpendicular al plano de incidencia. En cada caso las flechas indican las orientaciones consideradas positivas para las componentes de  $\mathbf{E}$ . En el caso general es una combinación de ambas polarizaciones, ya que, como se ha indicado anteriormente, los campos  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  pueden siempre separarse en las componentes  $\parallel$  y  $\perp$ . El modo en el que el campo eléctrico está polarizado en una dirección perpendicular al plano de incidencia se denomina **transversal eléctrico (TE)**, mientras que si el campo eléctrico está polarizado en una dirección paralela al plano de incidencia se denomina **transversal magnético (TM)**, pues entonces, al ser  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  dos vectores perpendiculares, la dirección del campo magnético es perpendicular al plano de incidencia.

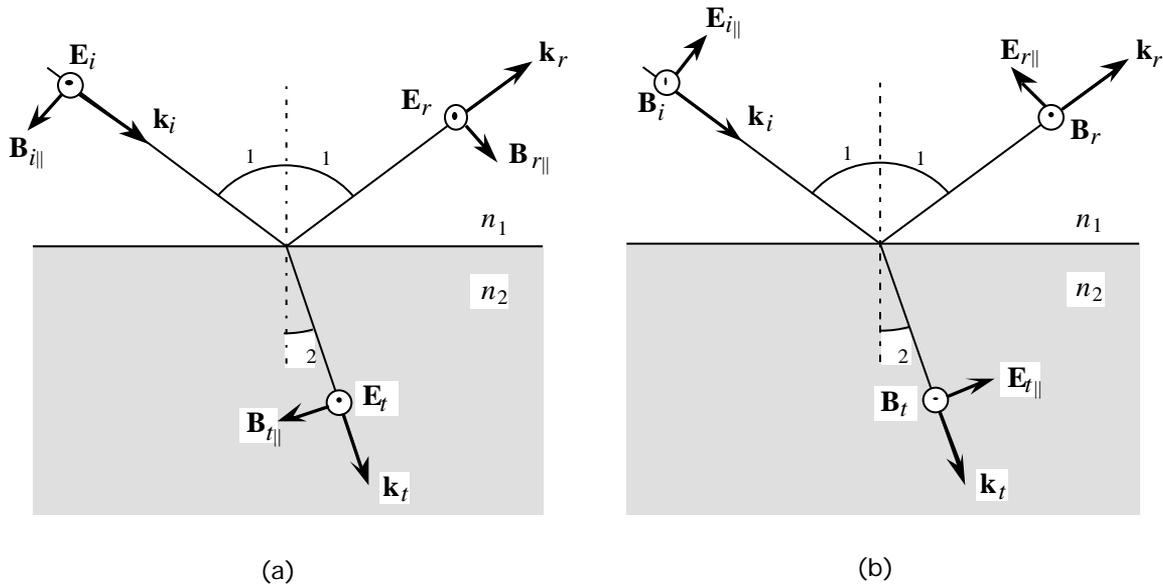


Figura 10

Las ecuaciones de Maxwell proporcionan ciertas relaciones entre las componentes paralela y perpendicular de los campos eléctrico y magnético a ambos lados de la superficie de separación entre los dos medios, lo que permite establecer las relaciones entre las componentes del campo eléctrico en las ondas incidente, reflejada y refractada. Según la teoría electromagnética la componente de  $\mathbf{E}$  tangente a la superficie de separación y la componente de  $\mathbf{B}$  normal a la superficie de separación deben ser continuas en el superficie de separación, es decir:

$$\mathbf{u}_n \times \mathbf{E}_i + \mathbf{u}_n \times \mathbf{E}_r = \mathbf{u}_n \times \mathbf{E}_t \tag{16}$$

$$\mathbf{u}_n \cdot \mathbf{B}_i + \mathbf{u}_n \cdot \mathbf{B}_r = \mathbf{u}_n \cdot \mathbf{B}_t \tag{17}$$

donde  $\mathbf{u}_n$  es un vector unitario normal a la superficie de separación entre los dos medios. A parte de estas condiciones y de la relación  $\mathbf{k} \times \mathbf{E} = v\mathbf{B}$  existente entre los campos  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  (en la que  $\mathbf{k}$  es el vector de onda y  $v$  la velocidad de propagación), pueden calcularse los **coeficientes de reflexión**,  $r$ , y de **refracción** o **transmisión**,  $t$ , definidos como la razón de la amplitud reflejada a la incidente, y de la amplitud transmitida a la incidente, respectivamente. Para medios no magnéticos se cumple  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ , lo que es válido en un gran número de casos, y se obtiene:

$$r_{\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{i\parallel}} = \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \tag{18}$$

$$r = \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (19)$$

$$t_{\parallel} = \frac{E_{t\parallel}}{E_{i\parallel}} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \quad (20)$$

$$t = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (21)$$

Estas ecuaciones se conocen con el nombre de *fórmulas de Fresnel*.

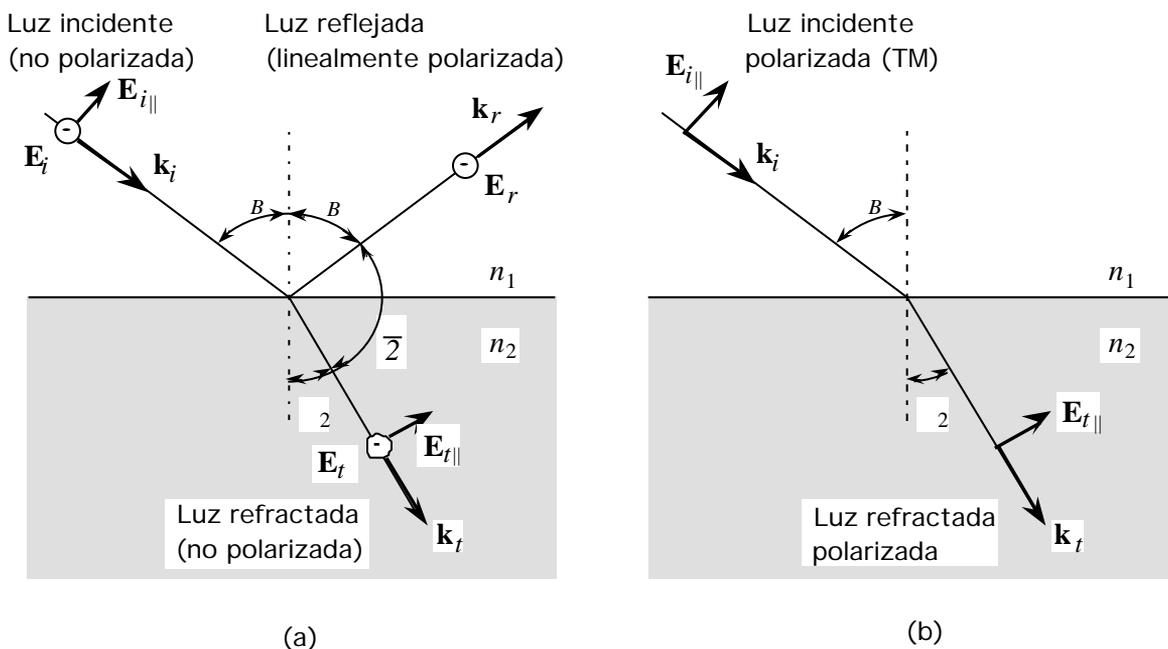


Figura 11

Hay una situación muy importante que corresponde a  $r_{\parallel} = 0$ . Entonces, según la ecuación (18), la onda reflejada no tiene componente eléctrica del tipo  $E_{r\parallel}$ , sino sólo la  $E_r$ . Luego, la onda reflejada está totalmente polarizada en un plano perpendicular al plano de incidencia, lo que según la ecuación (18) ocurre cuando se cumple  $n_2 \cos \theta_1 = n_1 \cos \theta_2$ . Como según la ley de Snell se debe cumplir también la condición  $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ , entonces resulta que:

$$\sin \theta_1 \cos \theta_1 = \sin \theta_2 \cos \theta_2 \quad (22)$$

o bien  $\sin 2\theta_1 = \sin 2\theta_2$ , cuya solución es  $2\theta_1 = -2\theta_2$  o bien  $\theta_1 + \theta_2 = \pi/2$ , y esto implica que los rayos reflejado y refractado son perpendiculares. En consecuencia, cuando los rayos reflejado y refractado son perpendiculares, el rayo reflejado está totalmente polarizado, estando el campo eléctrico perpendicular al plano de incidencia. Esta situación se ha representado en la Figura 11(a). Como además de esta figura se ve que  $\sin \theta_1 = \sin \theta_2$  y por tanto, de la ley de Snell queda:

$$\boxed{\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{n_2}{n_1}} \quad (23)$$

Ecuación que recibe el nombre de **Ley de Brewster** y el ángulo de incidencia que cumple la ecuación (23) recibe el nombre de **ángulo de polarización** o **ángulo de Brewster**,  $\theta_1 = \theta_B$ . Se volverá sobre esta cuestión en el apartado 5.1.

Por otra parte, si una onda *TM*, es decir, polarizada en una dirección paralela al plano de incidencia, incide sobre la superficie de separación con el ángulo de Brewster  $\theta_B$ , como se tiene que  $r_{\parallel} = 0$  no hay onda reflejada y toda la luz es transmitida al segundo medio sin pérdidas por reflexión (Figura 11(b)). Las láminas planoparalelas que trabajan de esta manera, es decir, con ondas planas *TM* incidiendo con el ángulo de Brewster se conocen como *ventanas de Brewster*.

Puede demostrarse que no es posible tener  $r = 0$  y satisfacer al mismo tiempo la ley de Snell. Por consiguiente, la componente perpendicular del campo eléctrico en la onda reflejada no puede ser cero a menos que ya lo sea la onda incidente. También puede comprobarse de las ecuaciones (20) y (21) que los coeficientes de transmisión  $t$  y  $t_{\parallel}$  no pueden anularse y por consiguiente la onda refractada no está nunca completamente polarizada, salvo que la onda incidente lo esté. Además, se puede ver como los coeficientes de transmisión  $t$  son positivos, de modo que *la onda transmitida está siempre en fase con la onda incidente*. Sin embargo, los coeficientes de reflexión  $r$  pueden ser positivos o negativos, y *la onda reflejada puede estar en fase* ( $r > 0$ ) *o tener un desfase de* ( $\epsilon_j = -1$ ;  $r < 0$ ) *respecto a la onda incidente*.

A partir de las ecuaciones (18)-(21) es fácil comprobar lo que sucede si la onda incidente sobre la superficie de separación es *TE* o *TM*, pues en el primer caso únicamente existirían los coeficientes  $r_{\parallel}$  y  $t_{\parallel}$ , mientras en el segundo serían  $r$  y  $t$ .

Por otro lado, la energía que transporta la onda incidente se divide, en un cambio de medio, en dos partes correspondientes a las ondas reflejada y transmitida. Para estudiar las relaciones que existen entre las intensidades de la luz incidente, reflejada y transmitida,  $I_i$ ,  $I_r$  e  $I_t$ , respectivamente, se introducen el **factor de reflexión**  $R$  y el **factor de transmisión**  $T$  como cocientes de la energía reflejada y transmitida a la energía incidente por unidad de área de la superficie de separación, cumpliéndose, por el principio de conservación de la energía, la relación:

$$R + T = 1 \quad (24)$$

Como las ondas reflejada e incidente se propagan en el mismo medio y forman el mismo ángulo con la normal a la superficie, entonces:

$$R = |r|^2 \quad (25)$$

y por tanto,  $T = 1 - R = 1 - |r|^2$ , es decir:

$$T = \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1} |t|^2 \quad (26)$$

que, en general, no coincide con  $|t|^2$ . Es fácil comprobar que tanto para polarización *TE* como para *TM*, y para refracción interna como externa, el factor de reflexión en incidencia normal es:

$$R = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}^2 \quad (27)$$

Por ejemplo, y para el caso de la luz, en la superficie de separación entre vidrio ( $n = 1.5$ ) y aire ( $n = 1$ ) se tiene  $R = 0.04$ , es decir, en incidencia normal sólo el 4% de la luz incidente es reflejada. Sin embargo, en la superficie de separación entre Ga As ( $n = 3.6$ ) y aire ( $n = 1$ ),  $R = 0.32$ , de modo que en incidencia normal el 32% de la luz incidente es reflejada. El factor de reflexión  $R$  puede ser mucho mayor o mucho menor para ángulos oblicuos como se ve en la Figura 12, en la que se ha representado  $R$  en función del ángulo de incidencia  $\theta_1$  para polarizaciones  $TE$  y  $TM$  en el caso de la superficie de separación entre aire y Ga As.

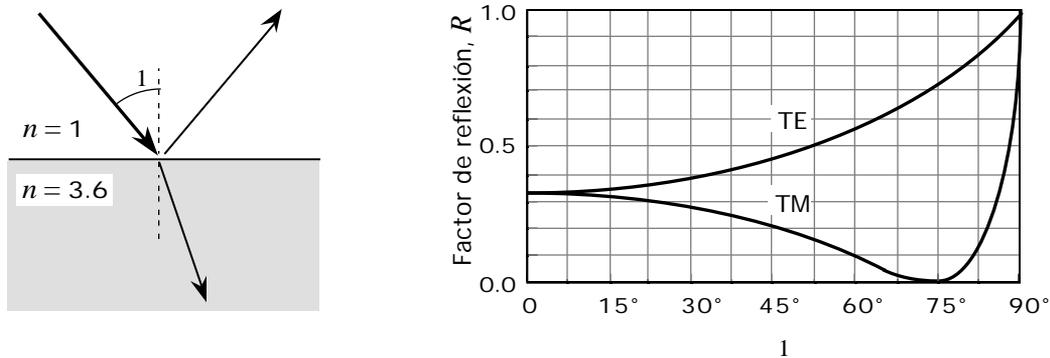


Figura 12

## 5.- METODOS PARA POLARIZAR LA LUZ

El uso de la luz polarizada en sus diversas formas es frecuente en distintos sistemas ópticos, pero, como es sabido, las fuentes naturales de luz no producen luz polarizada pura, por lo que es necesario recurrir a ciertos métodos y dispositivos para obtener luz polarizada a partir de luz natural. Lo más cómodo es obtener luz polarizada linealmente, pues a partir de ella se puede obtener fácilmente luz polarizada circularmente y elípticamente de determinada especificación. Entre los fenómenos más utilizados para producir luz linealmente polarizada figuran la absorción selectiva y la reflexión y refracción en medios isótropos y anisótropos.

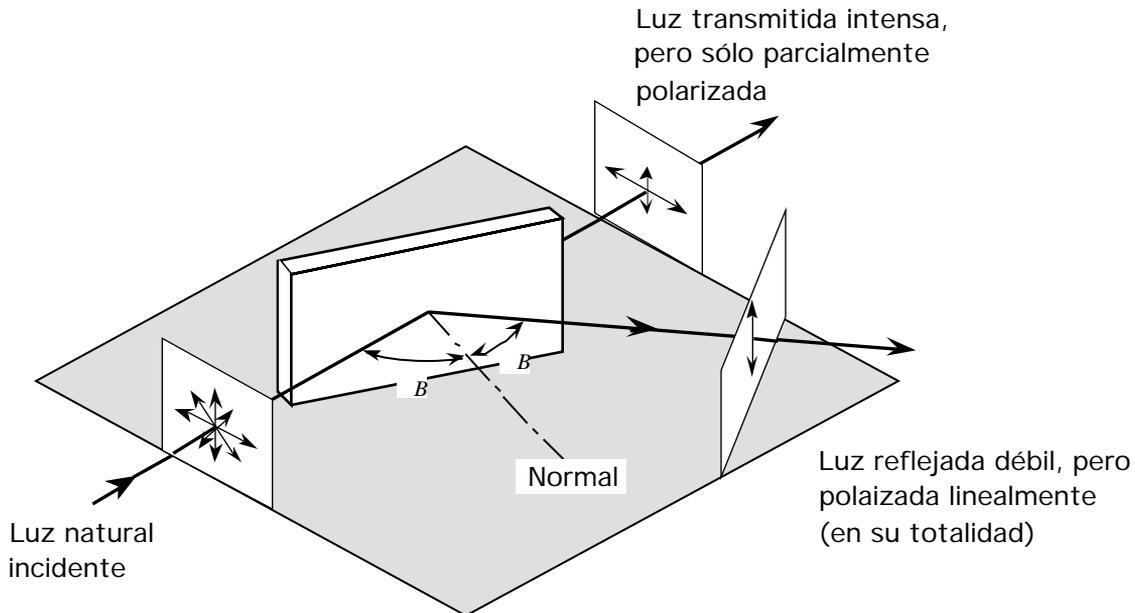
### 5.1 Polarización por reflexión

Cuando la luz natural incide sobre una superficie reflectante se observa que existe reflexión preferente para aquellas ondas en las que el vector eléctrico vibra perpendicularmente al plano de incidencia. Constituye una excepción el caso de incidencia normal, en el cual todas las direcciones de polarización se reflejan igualmente. Para un ángulo de incidencia particular, llamado **ángulo de Brewster**,  $\theta_B$ , no se refleja más luz que aquella para la cual el vector eléctrico es perpendicular al plano de incidencia (Figura 13).

Para un haz de luz natural que llega a una superficie que separa dos medios de índices de refracción  $n_1$  y  $n_2$ . Cuando, y si el ángulo de incidencia  $\theta_1$  es igual a  $\theta_B$ , los rayos reflejado y refractado son perpendiculares entre sí (Figura 11(a)), y en este caso se cumple la ecuación (23):

$$\boxed{\operatorname{tg} B = \frac{n_2}{n_1}} \quad (28)$$

que es **Ley de Brewster**. Esta ley da el valor del ángulo de incidencia para el cual el haz reflejado está totalmente polarizado.



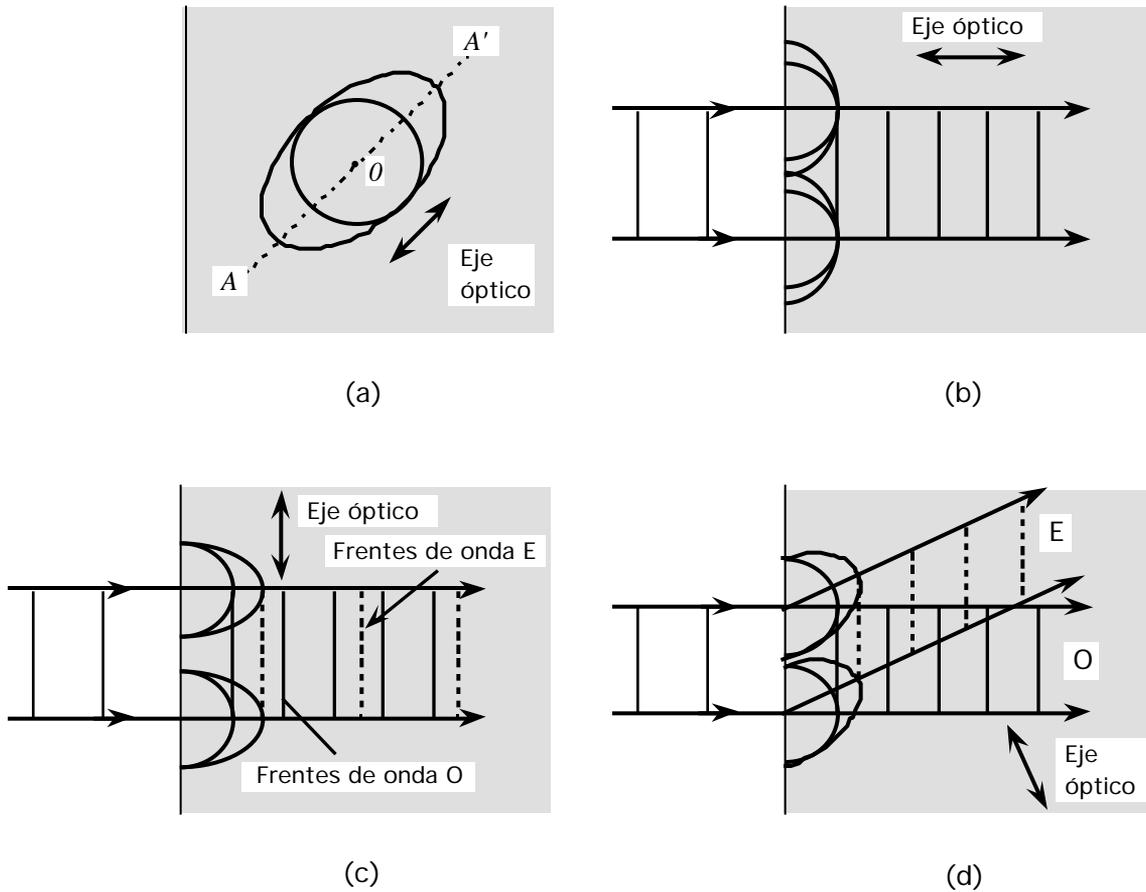
**Figura 13**

## 5.2 Doble refracción o birrefringencia

La propagación de un tren de ondas en un medio homogéneo e isotrópico, tal como el vidrio, puede determinarse gráficamente mediante la construcción de Huygens. Las ondas secundarias en dicho medio son superficies esféricas. Existen, sin embargo, muchas sustancias transparentes que, aunque homogéneas, son anisótropas; es decir, la velocidad de una onda luminosa que se propaga en ellas no es la misma en todas las direcciones. Los cristales que tienen esta propiedad se dice que son **birrefringentes** o que exhiben **doble refracción**. En estos cristales, cada frente de onda da lugar a dos conjuntos de ondas secundarias de Huygens, uno de forma esférica y otro elipsoidal. Estos dos conjuntos de ondas secundarias son tangentes entre sí en una dirección llamada **eje óptico** del cristal. Ciertos materiales cristalinos exhiben doble refracción como la calcita ( $\text{CO}_3 \text{Ca}$ ) y el cuarzo cristalino ( $\text{SiO}_2$ ).

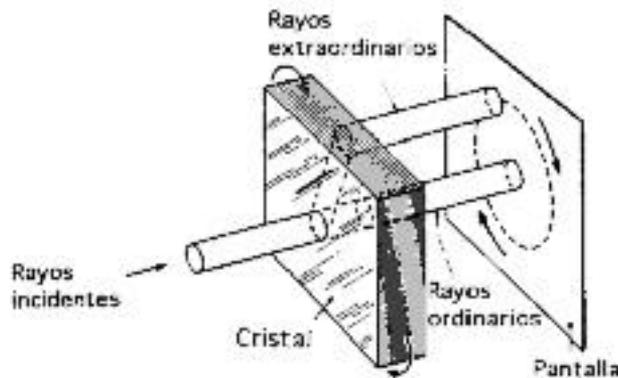
Un rayo que incide normalmente se divide en dos que atraviesan el cristal: el correspondiente a los frentes de onda tangentes a las ondas secundarias esféricas no se desvía y se denomina **rayo ordinario**; el correspondiente a los frentes de onda tangentes a los elipsoides es desviado, aunque el incidente es normal a la superficie, y se llama **rayo extraordinario**. Tal y como se ve en la Figura 14, desde un manantial puntual, en un cristal uniaxial, divergen ondas esféricas y elipsoidales (Figura 14(a)). En la dirección del eje óptico no hay distinción entre los haces ordinario ( $O$ ) y extraordinario ( $E$ ) (Figura 14(b)). En la dirección perpendicular al eje óptico, es máxima la diferencia de velocidad y longitud de onda de los haces  $O$  y  $E$  (Figura 14(c)). Para una dirección que forme un ángulo arbitrario con el eje óptico, los haces  $O$  y  $E$  difieren en dirección, velocidad y longitud de onda (Figura 14(d)). En la Figura 14 se ha representado este efecto para un cristal en el cual la velocidad de las ondas elipsoidales es mayor que las de las ondas esféricas, excepto en la dirección del eje óptico. En ciertos cristales la

velocidad de las ondas elipsoidales es menor que la de las ondas esféricas, salvo en la dirección del eje óptico, donde son iguales. Este tipo de cristal y el descrito anteriormente se llaman **uniáxicos**. Algunos cristales, que tienen dos direcciones diferentes en las cuales las velocidades son iguales, se denominan **biáxicos**.



**Figura 14**

Si giramos el cristal tomando el rayo incidente como eje, el rayo ordinario permanece fijo, mientras que el extraordinario gira alrededor de él (Figura 15).



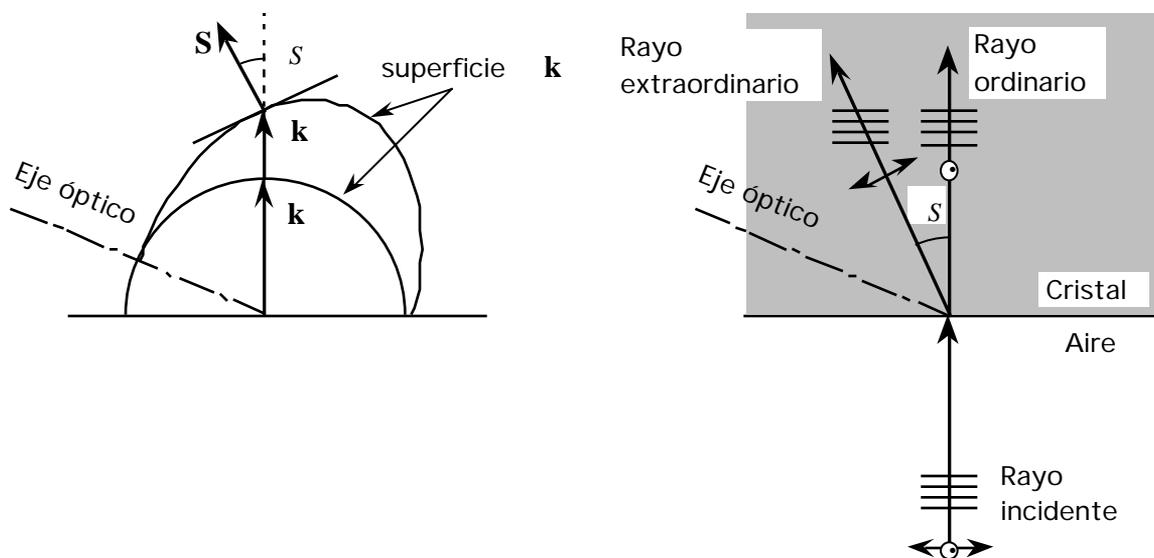
**Figura 15**

Además, para ángulos de incidencia distintos de  $0^\circ$ , la ley de Snell (es decir, la relación  $\sin \theta_1 / \sin \theta_2 = \text{constante}$ ) se cumple para el rayo ordinario, pero no para el rayo extraordinario, puesto que evidentemente la velocidad del último es distinta en las diferentes direcciones. El índice de refracción para el rayo extraordinario es función de la dirección. Es costumbre referirse al índice que corresponde a la dirección perpendicular al eje óptico, en la cual la velocidad es máxima o mínima. En la Tabla I se indican algunos valores de los índices de refracción  $n_O$  y  $n_E$ , correspondientes a los rayos ordinario y extraordinario para una longitud de onda de 589 nm.

**Tabla I.-** Índices de refracción para la luz amarilla del Na ( $\lambda = 589 \text{ nm}$ ) de varios cristales uniaxiales

Sustancia	$n_O$	$n_E$
apatita	1.6461	1.6417
calcita	1.6583	1.4864
circonio	1.9239	1.9682
cuarzo	1.5442	1.5533
esmeralda	1.582	1.576
espató de Islandia	1.658	1.486
hielo	1.309	1.313
nitrato de sodio	1.5854	1.3369
rutilo	2.616	2.903
turmalina	1.669	1.638

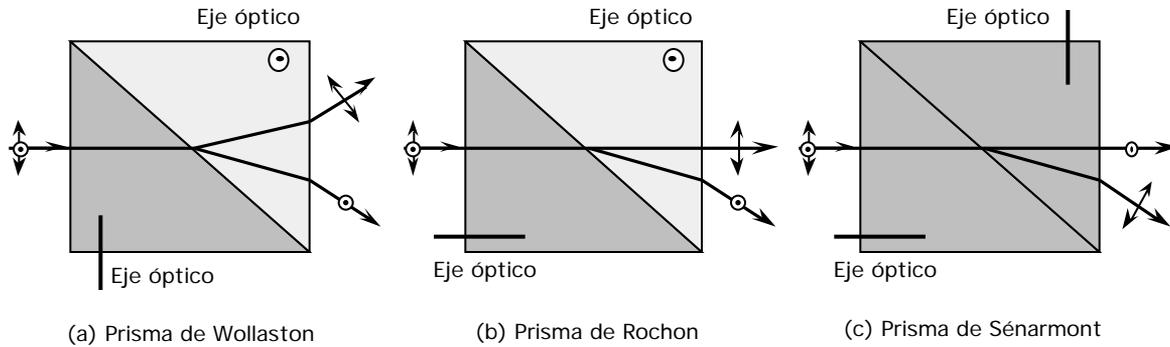
Los materiales birrefringentes se utilizan como polarizadores, pues las ondas ordinaria y extraordinaria en un cristal birrefringente están polarizadas linealmente en direcciones perpendiculares entre sí (Figura 16). En consecuencia, si se dispone de algún medio para separar una onda de la otra, podrá utilizarse un cristal birrefringente para obtener luz polarizada linealmente a partir de luz natural.



**Figura 16**

Un tipo de dispositivo muy utilizado para polarizar luz natural incidente está formado por dos prismas cementados fabricados cada uno de ellos con un material anisótropo uniaxial,

pero con los ejes ópticos de cada uno de los prismas con diferentes orientaciones, como se ve en la Figura 17 en la que se han representado un *prisma de Wollaston* (a), un *prisma de Rochon* (b) y un *prisma de Sénarmont* (c). Estos prismas se pueden utilizar como divisores de haz de polarización, pues las ondas emergen en distintas direcciones y con polarizaciones perpendiculares.



**Figura 17**

### 5.3 Absorción selectiva o dicroísmo

Algunas sustancias anisótropas absorben las ondas ordinaria y extraordinaria en proporciones diferentes de manera que estas sustancias transmiten la luz que tiene su plano de polarización paralelo a una dirección particular del material, y absorben fuertemente la luz que tiene su plano de polarización perpendicular a esta dirección. Estas direcciones corresponden a ciertas orientaciones moleculares y cristalinas. En esta situación un haz de luz natural que se propague por una porción de material de este tipo lo suficientemente gruesa, aparecerá gradualmente polarizado en un plano, ya que una de las ondas, la ordinaria o la extraordinaria, será casi completamente absorbida. Este fenómeno recibe el nombre de **dicroísmo** y se ha representado en la Figura 18. Una cuestión importante es que el fenómeno depende de la longitud de onda de la luz incidente. Para la zona visible hay dos sustancias dicroicas naturales importantes que son la *turmalina* (borosilicato de aluminio), que absorbe preferentemente el rayo ordinario, y la *hepatita* (sulfato de yodoquinina), que tiene el inconveniente de que sus cristales son muy quebradizos. Otro ejemplo de material dicroico es el **polaroide**, que es un material artificial y no es anisótropo, sino que consiste en una película de alcohol de polivinilo estirada, en la cual por imbibición líquida se introducen los átomos de yodo en sus largas cadenas poliméricas alineadas en el proceso de estiramiento y laminación. Estas cadenas resultan altamente dicroicas absorbiendo la luz cuyo vector eléctrico vibra en una determinada dirección. Estos tipos de polaroides, denominados láminas *H*, transmiten aproximadamente el 80% de la luz que vibra en la dirección de transmisión, y menos del 1% de la luz que lo hace en la dirección perpendicular.

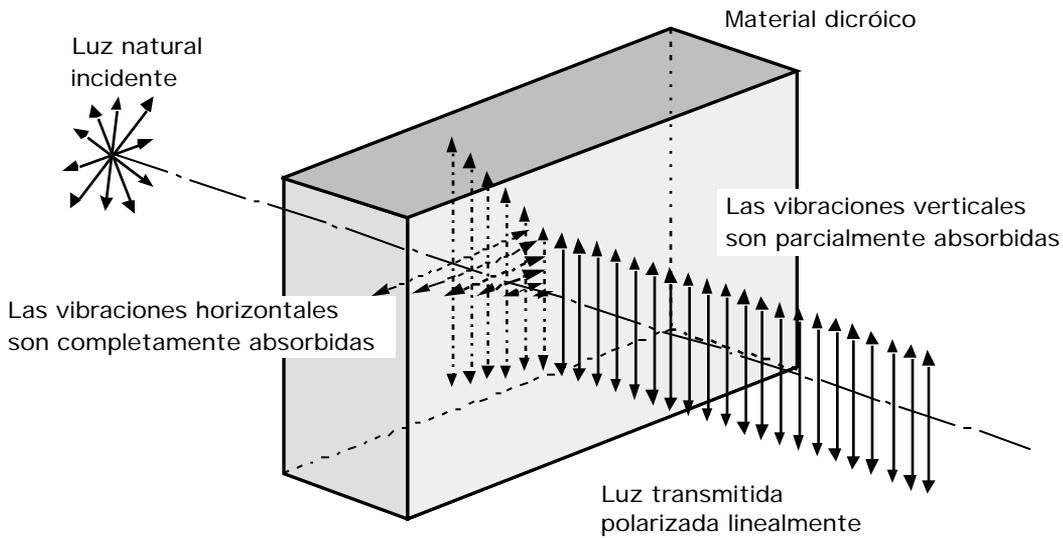


Figura 18

## 6.- RETARDADORES Y POLARIZADORES CIRCULARES

### 6.1 Retardadores

Un *retardador* es un dispositivo capaz, sin absorber, de producir un haz de luz formado por dos componentes que vibran en direcciones perpendiculares, estableciendo entre ellas un desfase determinado, también denominado *retardo de fase*. Para fabricar un retardador suele utilizarse una lámina planoparalela de espesor  $d$  de un *crystal uniáxico* como el cuarzo, la calcita o el espató, talladas paralelamente al eje óptico. Tal y como se ve en la Figura 19(a), si sobre una lámina de cristal uniáxico, como el cuarzo o la calcita, cortado con las caras paralelas al eje óptico que tomaremos según el eje  $y$ , incide perpendicularmente luz polarizada linealmente con la dirección del campo eléctrico  $\mathbf{E}$  formando un ángulo con el eje óptico, de modo que:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx) \tag{29}$$

donde  $k = \omega/c$ , por lo que podremos escribir para las componentes del campo eléctrico en la onda incidente según los ejes  $y$  y  $z$ :

$$E_y = E_{0y} \cos(\omega t - kx) \tag{30}$$

$$E_z = E_{0z} \cos(\omega t - kx) \tag{31}$$

donde  $E_{0y} = E_0 \cos \theta$  y  $E_{0z} = E_0 \sin \theta$ .

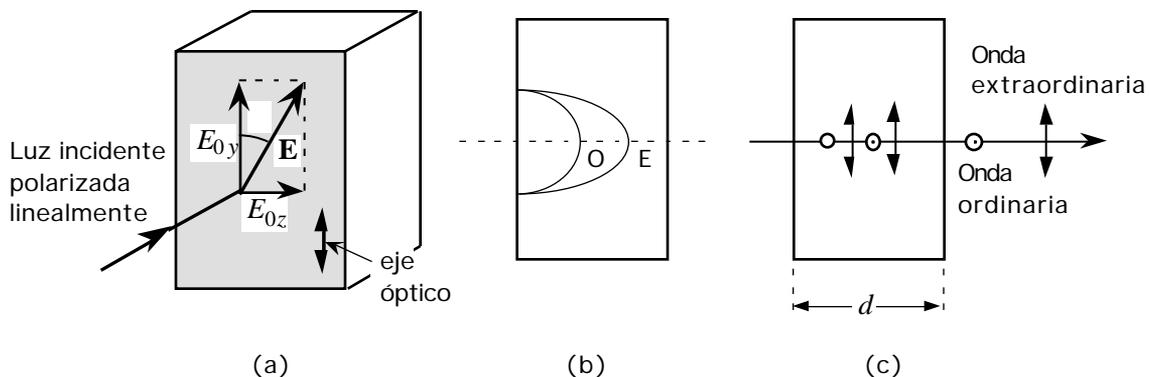


Figura 19

Al penetrar en la lámina se produce un desdoblamiento de la luz incidente en luz extraordinaria que vibra en la dirección del eje óptico, de amplitud  $E_{\cos}$ , y en luz ordinaria vibrando en la dirección perpendicular al eje óptico de la lámina y con una amplitud  $E_{\text{sen}}$ . Ambas luces se propagan en la dirección perpendicular a las caras de la lámina como se ve en la Figura 19(b), pero como la velocidad de propagación de cada onda es  $v_O = c/n_O$  y  $v_E = c/n_E$ , los correspondientes vectores de propagación son:

$$k_O = \frac{2\pi}{\lambda_O} = \frac{2\pi n_O}{\lambda_0} = kn_O \quad k_E = kn_E \quad (32)$$

Por lo tanto, después de que las ondas han atravesado el espesor  $d$  de la lámina, los campos eléctricos respectivos están representados por las expresiones:

$$E_y = E_{0y} \cos(\omega t - k_O x) \quad (33)$$

$$E_z = E_{0z} \cos(\omega t - k_E x) \quad (34)$$

resultando un **desfasaje** entre las dos ondas:

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_E - n_O) d \quad (35)$$

donde  $\lambda_0$  la longitud de onda en el vacío y  $n_E - n_O$  recibe el nombre de **birrefringencia**. Después de atravesar la placa, las dos ondas se combinan de nuevo por lo que se tendrá la superposición de dos vibraciones perpendiculares (Figura 19(c)) con diferencia de fase  $\Delta \phi$ , que darán en general luz polarizada elípticamente cuyos semiejes de la elipse dependerán del valor de  $\Delta \phi$  de la vibración incidente, y su sentido de giro del desfase  $\Delta \phi$ , que a su vez depende de  $d$ , fijado el material de la lámina.

La dirección del eje óptico y su perpendicular se suelen llamar *líneas neutras* de la lámina, pues la lámina no ejerce ninguna acción sobre un haz de luz polarizado linealmente que la atraviere vibrando en estas direcciones. También estas líneas neutras se suelen denominar *eje lento* y *eje rápido* dependiendo del valor relativo de las velocidades  $v_O$  y  $v_E$  de las luces que se propagan vibrando en sus direcciones dentro del medio.

## 6.2 Lámina de cuarto de onda. Polarizador circular

Si se incide sobre la lámina considerada en el apartado 6.1 con luz polarizada linealmente que vibra con  $\theta = 45^\circ$ , entonces  $E_{0y}$  y  $E_{0z}$  serán iguales, y si además la lámina tiene un espesor  $d$  tal que la diferencia de fase que produce entre la onda ordinaria y la onda extraordinaria es  $\Delta \phi = \pi/2$ , a la salida tendremos luz polarizada circular. Según la ecuación (35), si  $\Delta \phi = \pi/2$ , entonces el espesor  $d$  que corresponde a esta lámina es:

$$d = \frac{\lambda_0}{4(n_E - n_O)} \quad (36)$$

por lo que recibe el nombre de **lámina de cuarto de onda**. El *polarizador circular* se obtiene acoplando un polarizador lineal y una lámina de cuarto de onda orientados a  $45^\circ$  de modo que el plano de vibración de la luz que transmite el polarizador lineal forme un ángulo de  $45^\circ$  con el eje

óptico de la lámina. La Figura 20 muestra como una lámina de cuarto de onda transforma luz polarizada linealmente en luz polarizada circularmente, y ésta última en luz polarizada lineal.

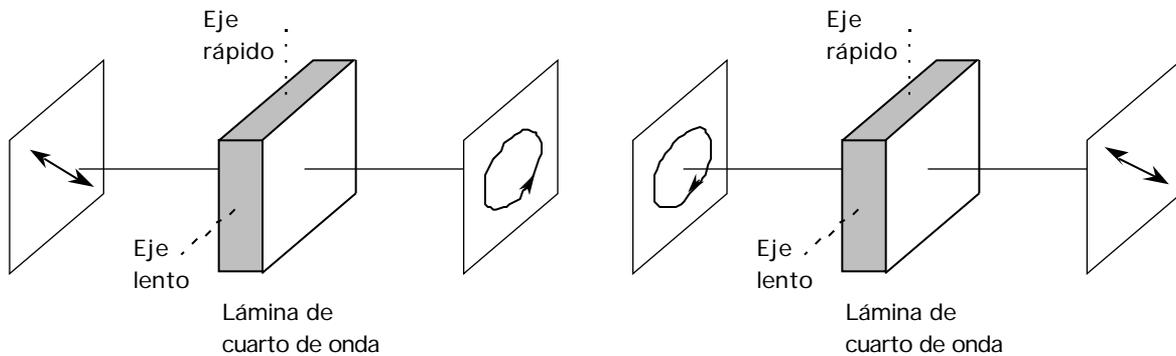


Figura 20

### 6.3 Lámina de media onda. Rotor

Si sobre una lámina cristalina tallada paralelamente al eje óptico incide perpendicularmente sobre una de sus caras luz polarizada linealmente con el vector campo eléctrico formando un ángulo con el eje óptico (Figura 21(a)), entonces produce una diferencia de fase entre las ondas ordinaria y extraordinaria de  $\pi$ , deberá, según la ecuación (35), tener un espesor:

$$d = \frac{\lambda}{2(n_E - n_O)} \quad (37)$$

y se llama *lámina de media onda*. Si a la salida de la lámina, la luz ordinaria aparece como indica la Figura 21(b), entonces la vibración extraordinaria aparecerá en oposición de fase respecto a la que tenía a la entrada. Estas dos vibraciones a la salida darán una resultante que formará un ángulo con el eje óptico, con lo cual la vibración inicial ha girado un ángulo  $2\theta$ . Ajustando el ángulo  $\theta$  a la entrada se consigue que a la salida el plano de polarización haya girado un ángulo deseado  $2\theta$ , de ahí el nombre de *rotor*.

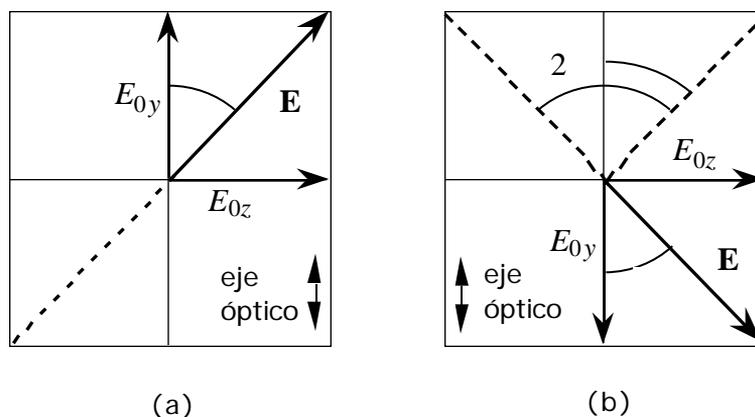


Figura 21

Como muestra la Figura 22, una lámina de media onda transforma luz polarizada linealmente en luz polarizada linealmente en otro plano girado  $2\theta$  respecto al plano de polarización de la luz incidente, y luz polarizada circularmente dextrógira en levógira.

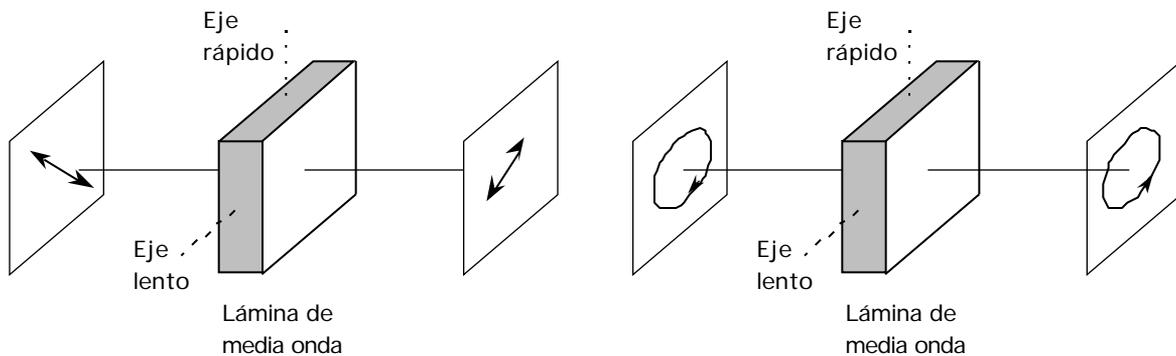


Figura 22

## 7.- ACTIVIDAD ÓPTICA

Otro fenómeno relacionado con el carácter transversal de la luz es el de la rotación del plano de polarización, propiedad llamada *actividad óptica*. Si un haz de luz polarizada linealmente pasa a través de una sustancia ópticamente activa, la onda transmitida está polarizada linealmente, pero en un plano que forma un ángulo con el plano de incidencia (Figura 23). El valor de  $\alpha$  es proporcional a la longitud  $d$  que el haz recorre en la sustancia y depende también de la naturaleza de la misma. Desde el punto de vista del observador que recibe la luz transmitida, las sustancias se clasifican en dextrógiras o levógiras según que la rotación del plano de polarización vista por el observador sea en el sentido horario o antihorario. Sustancias que presentan actividad óptica son el cuarzo, el selenio, el telurio y el óxido de telurio ( $\text{TeO}_2$ ).

La rotación que todas las sustancias ópticamente activas producen sobre el plano de polarización depende de la cantidad de sustancia presente, lo que facilita un medio sencillo de determinarla, por ejemplo, cuando está disuelta en un medio inactivo. Se define la rotación específica o *poder rotatorio* como la rotación producida por una columna de líquido de 10 cm que contiene 1 g de sustancia activa por cada  $\text{cm}^3$  de disolución; en consecuencia, el ángulo girado por el plano de polarización será:

$$\alpha = d[\rho] \quad (38)$$

expresión que recibe el nombre de *ley de Biot* y en la que  $[\rho]$  es la concentración que se mide en  $\text{g}/\text{cm}^3$  y  $d$  en dm. La relación anterior permite determinar la concentración  $[\rho]$ .

Hay que tener en cuenta que  $\alpha$  depende de la longitud de onda de la luz y de la temperatura; por esta razón al hacer las medidas se opera con luz monocromática.

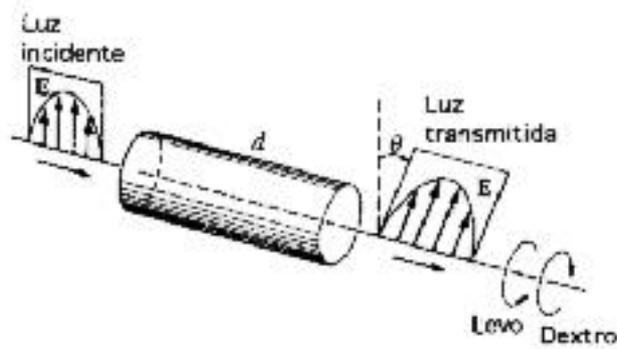


Figura 23

## 8.- EFECTO FARADAY

El plano de vibración de la luz linealmente polarizada incidente en ciertos materiales gira cuando se aplica un campo magnético  $\mathbf{B}$  en la dirección de propagación (Figura 24). Este fenómeno se conoce como *efecto Faraday* o *magnetoóptico* y fue una de las primeras indicaciones de la interrelación del electromagnetismo y la luz. El ángulo de rotación que gira el plano de vibración es proporcional al campo magnético  $B$  y a la longitud del medio atravesado  $d$  de modo que:

$$\theta = VBd \quad (39)$$

donde  $V$  es un factor de proporcionalidad conocido como *constante de Verdet*. Si  $\theta$  es el poder rotatorio, es decir, el ángulo girado por unidad de longitud ( $\theta = \theta/d$ ), entonces:

$$\theta = VB \quad (40)$$

La constante de Verdet  $V$  depende de la longitud de onda de la luz incidente.

Materiales que exhiben efecto Faraday son los vidrios, el granate de itrio y de hierro (YIG), el granate de terbio y de galio (TGG) y el granate de terbio y de aluminio (Tb Al G). La constante de Verdet para el Tb Al G es  $V = 1.16 \text{ min/Oe}\cdot\text{cm}$  para una longitud de onda de 500 nm.

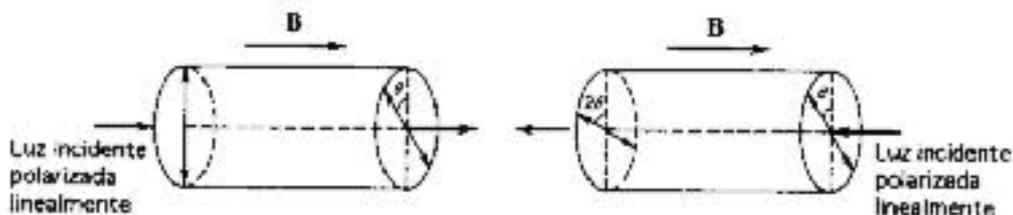


Figura 24

## BIBLIOGRAFÍA

- M. Alonso y E. J. Finn, "Física, Vol. II: Campos y Ondas", Addison-Wesley Iberoamericana. México, 1986. Cap. 20.
- J. Casas, "Óptica", Librería General. Zaragoza, 1994. Cap. 9.
- E. Hecht y A. Zajac, "Óptica", Addison Wesley, México, 1988. Caps. 4 y 8.
- B. E. A Saleh y M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics", John Wiley & Sons, Inc. New York, 1991. Caps. 5 y 6.
- F. W. Sears y M. W. Zemansky, "Física General", Aguilar. Madrid, 1979. Cap. 7.
- W. E. Gettys, F. J. Keller y M. J. Skove, "Física Clásica y Moderna", MacGraw-Hill. Madrid, 1991. Cap. 37.
- A. Beléndez, "Fundamentos de Óptica para Ingeniería Informática", Servicio de Publicaciones de la Universidad de Alicante, 1996. Cap. 5.