

See discussions, stats, and author profiles for this publication at: <https://www.researchgate.net/publication/312549326>

Laboratorio de Óptica III: Análisis de luz polarizada

Technical Report · January 2017

DOI: 10.13140/RG.2.2.28782.82243

CITATIONS

0

READS

67

2 authors, including:



[Jonathan Estévez-Fernández](#)

Complutense University of Madrid

108 PUBLICATIONS 0 CITATIONS

SEE PROFILE

Some of the authors of this publication are also working on these related projects:



Spanish Economy [View project](#)



Astrofísica [View project](#)

All content following this page was uploaded by [Jonathan Estévez-Fernández](#) on 20 January 2017.

The user has requested enhancement of the downloaded file. All in-text references [underlined in blue](#) are added to the original document and are linked to publications on ResearchGate, letting you access and read them immediately.

Análisis de luz polarizada

Jonathan Estévez-Fernández*, Gonzalo Herrera-Moreno†

Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense, 28040 Madrid, España

(Trabajo experimental 4 de octubre de 2016; entrega 11 de octubre de 2016)

En el siguiente informe se realizará un análisis de la luz polarizada, estudiada en el laboratorio, destacando algunos aspectos importantes de los polarizadores y de la reflexión en intercaras. Se demostrará la *ley de Malus* para un polarizador lineal y se obtendrán los factores k_1 y k_2 de la ecuación. A continuación se medirá el índice de refracción de una lámina dieléctrica y se determinará en ángulo de Brewster con dos procedimientos distintos. Para ello, será necesario fijar el eje de transmisión del polarizador utilizado. Para finalizar se hará un análisis cualitativo de la reflexión en una superficie metálica, comparando los resultados con los obtenidos para la lámina dieléctrica.

*jonestev@ucm.es

†goherrer@ucm.es

1. Desarrollo teórico

La *polarización por reflexión* fue descubierta por accidente en 1808 por **Etienne Malus** (1775-1812). Malus observó la luz en la puesta de sol, tras reflejarse en una ventana muy alejada y posteriormente atravesar un cristal de *espató de Islandia* (una variedad de calcita) que actuaba como un *prisma de Nicol* al dividir el rayo incidente despolarizado en un rayo reflejado polarizado perpendicular al plano de incidencia y un rayo transmitido polarizado paralelo al plano de incidencia (Cfr. Figura 1 y **Erasmus Bartholinus** (1625-1698)). Moviendo el ángulo de incidencia para extinguir el rayo reflejado en el laboratorio, Malus encontró lo que se denomina actualmente *ángulo de Brewster*. Seis años después, **David Brewster** demostró la relación entre el ángulo homónimo y los índices de refracción del sistema óptico (a ambos lados del dioptrio). Si el rayo incide desde el aire (como en el caso de Malus), entonces $n_1 \cong 1$ y por tanto, de la *ley de Snell* se obtiene sin dificultad

$$\tan \theta_B = n_2 \quad (1)$$

donde θ_B es el *ángulo de Brewster* que cumple $\theta_i + \theta_r = \frac{\pi}{2}$. El ángulo θ_i es el ángulo incidente, $\theta_r = \theta_i$ es el ángulo refractado y θ_t es el ángulo transmitido por el medio de índice de refracción n_2 . [1]

Un polarizador es un material que solo permite que

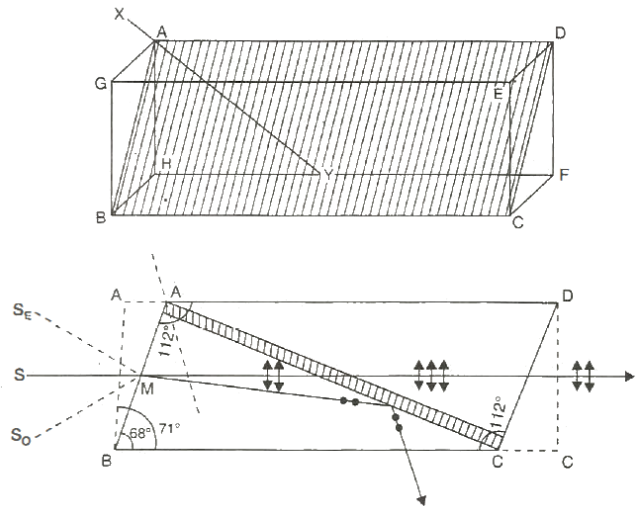


Figura 1: Esta figura muestra el diagrama de un prisma de Nicol característico de los cristales de espató de Islandia donde se puede observar la separación del haz principal en otros dos de polarizaciones opuestas [2].

se transmita el campo eléctrico que vibra de una determinada manera. Los polarizadores lineales dejan pasar el campo eléctrico en una determinada dirección, denominada eje del polarizador, y son capaces de absorber el campo eléctrico en la dirección perpendicular al eje del polarizador. Cuando un haz linealmente polarizado en el eje x atraviesa dos polarizadores lineales, uno

cuyo eje es $\varphi = 0$ y el otro con un ángulo φ , el estado de polarización final resulta

$$\begin{aligned} |u\rangle &= M(\varphi) |P_x\rangle = \begin{pmatrix} \cos^2 \varphi & \sin \varphi \cos \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi & \sin^2 \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= u_0 \begin{pmatrix} \cos^2 \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Y por consiguiente la distribución de intensidad es

$$\begin{aligned} I &= I_0 \langle u|u\rangle = I_0(\cos^4 \varphi + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi) \\ &= I_0 \cos^2 \varphi \end{aligned}$$

lo que se conoce como *ley de Malus*. Se han utilizado conocidos conceptos de álgebra de polarización para la obtención de esta fórmula. $M(\varphi) = R(-\varphi)MR(\varphi)$ representa la matriz de un polarizador lineal rotado un ángulo φ , y $|u\rangle$ representa el estado de polarización de un haz de luz determinado. Esta expresión no es válida para medios que presentan absorción óptica. La absorción de la radiación electromagnética es el proceso por el cual dicha radiación es captada por la materia. Cuando la absorción se produce dentro del rango de la luz visible, se denomina absorción óptica. En este caso la ley de Malus será de la forma

$$I = I_0 \cos^2 \varphi + A$$

donde A es la absorción óptica del medio. Se puede demostrar algebraicamente para la potencia de luz transmitida en medios absorbentes que

$$\begin{aligned} P &= P_0(k_1 \cos^2 \varphi + k_2 \sin^2 \varphi) \\ &= P_0(k_1 - k_2) \cos^2 \varphi + P_0 k_2 \end{aligned} \quad (2)$$

donde k_1 y k_2 son los parámetros que describen la máxima y mínima transmisión del polarizador, respectivamente. (Cfr. Figura 2)

Si consideramos los fenómenos de la refracción y la reflexión, es posible determinar la dirección de los rayos reflejados y refractados que se generan en la interfaz de dos medios a partir de la ley de Snell. La óptica geométrica no da cuenta de la amplitud de estas ondas ni de su estado de polarización. A partir de las ecuaciones de Maxwell, imponiendo la continuidad del campo electromagnético en la intercara, se obtendrán las ecuaciones de Fresnel que resolverán este problema. Si llamamos θ al ángulo de incidencia con el que llega la onda y α el azimut (ángulo formado entre el campo eléctrico y su componente paralela) tendremos una situación como la descrita en la Figura 2. El ángulo de incidencia y de refracción θ' están relacionados por la

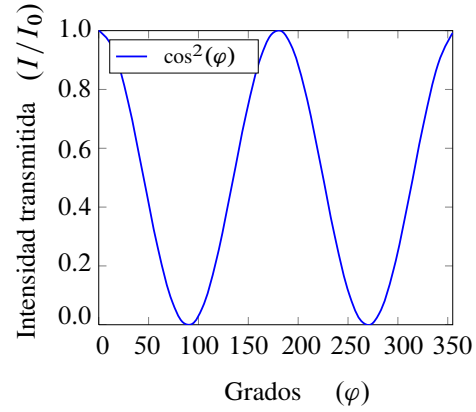


Figura 2: Distribución de intensidades normalizadas de la ley de Malus $I/I_0 = \cos^2(\varphi)$.

ley de Snell, $n \sin \theta = n' \sin \theta'$, y los campos incidente \mathcal{A} y reflejado \mathcal{R} mediante las ecuaciones de Fresnel:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_\perp &= \frac{n \cos \theta - n' \cos \theta'}{n \cos \theta + n' \cos \theta'} \mathcal{A}_\perp = -\frac{\sin(\theta - \theta')}{\sin(\theta + \theta')} \mathcal{A}_\perp, \\ \mathcal{R}_\parallel &= \frac{n' \cos \theta - n \cos \theta'}{n' \cos \theta + n \cos \theta'} \mathcal{A}_\parallel = \frac{\tan(\theta - \theta')}{\tan(\theta + \theta')} \mathcal{A}_\parallel, \end{aligned} \quad (3)$$

donde \parallel y \perp representan las componentes paralela y perpendicular del campo, respectivamente. Cuando $n' > n$, como en el caso que abordamos, los coeficientes de reflexión son números reales, de modo que el desfase solo puede ser de 0 o π . Si la luz incide con polarización lineal, se refleja con polarización lineal. A partir de la definición dada de azimut α y de las ecuaciones de Fresnel se obtiene

$$\tan \alpha_r = -\frac{\cos(\theta - \theta')}{\cos(\theta + \theta')} \tan \alpha$$

que da una relación entre el azimut de la luz incidente y la reflejada. El eje de vibración cambia aunque se conserve la polarización. Existe un ángulo, llamado ángulo de Brewster, para el cual la componente paralela del haz reflejado \mathcal{R}_\parallel se anula. Esto ocurre cuando θ y θ' son complementarios. De aquí se sigue la deducción del ángulo de Brewster

$$\cos \theta = \sin \theta', \quad n \sin \theta = n' \sin \theta', \quad \tan \theta_B = \frac{n'}{n}.$$

Los metales son medios absorbentes. En la reflexión con interfase dieléctrico-metal, al ser el segundo índice de refracción complejo, las ecuaciones de Fresnel, aunque siguen siendo válidas, dan como resultado que el campo eléctrico reflejado sea complejo, pudiendo así ser expresado como un módulo y una exponencial compleja que lleva la información sobre la fase del

campo ($E = E_0 e^{i\varphi}$). Se puede por tanto cambiar el estado de polarización mediante reflexiones en medios absorbentes como metales puesto que añaden desfases. Si se incide con luz linealmente polarizada, tras la reflexión el campo tendrá en general polarización elíptica. Cuando la luz incida perpendicular o paralela al plano de incidencia el estado de polarización no cambia. En reflexión en metales el ángulo de Brewster no hace nula la componente paralela del campo eléctrico reflejado pero sí es mínima para dicho ángulo. Esto ocurre porque no hay ningún ángulo que anule el denominador de \mathcal{R}_{\parallel} , pues $\theta' \in \mathbb{C}$.

La reflectividad es la fracción de radiación incidente reflejada por una superficie. En general debe tratarse-la como una propiedad dimensional, en función de la dirección reflejada, de la dirección incidente, y de la longitud de onda incidente. Sin embargo, puede representarse la reflectividad mediante la expresión

$$\rho = \frac{|\mathcal{R}|^2}{|\mathcal{A}|^2}.$$

2. Método experimental

Se empleará un montaje como el que se muestra en la Figura 3. Se utilizará un láser de Helio-Neón linealmente polarizado, con longitud de onda de aproximadamente 633 nm y, por tanto, en luz visible de color rojo. Se hará pasar por un divisor de haz y un polarizador para incidir sobre la superficie de un dieléctrico situado en la parte central de un goniómetro digital, que es un aparato en forma de semicírculo o círculo graduado en 180° o 360°, utilizado para medir o construir ángulos. Las potencias de la luz reflejada por el divisor de haz y por la lámina se miden con los fotodetectores D_1 y D_2 . Con un brazo móvil acoplado al detector D_2 podremos cambiar el ángulo de incidencia θ y conseguir que la reflexión incida sobre el detector D_2 .

La potencia que emite el láser fluctúa por lo que para poder usar la ley de Malus convenientemente será necesario calcular simultáneamente las potencias en D_1 y D_2 . Se determinará la potencia como el cociente de estas medidas que estará libre de fluctuaciones.

Para determinar la curva de reflectancia en una lámina dieléctrica para las polarizaciones \parallel y \perp en función del ángulo de incidencia, habremos de tomar medidas variando el ángulo θ y la polarización del haz incidente. El plano de incidencia es paralelo a la mesa y el haz láser está polarizado con un ángulo aproximado de

45°, por lo que con un polarizador anterior a la lámina dieléctrica se podrá seleccionar la luz polarizada \parallel o \perp . Para determinar el ángulo de Brewster en la lámina metálica, será necesario comprobar un mínimo en la amplitud del láser reflejada tras hacerle pasar un polarizador que solo permita el paso de luz paralela al plano de incidencia. Con polarizadores intermedios también se comprobará que para cualquier azimut de entrada, excepto paralelo y perpendicular, el estado de polarización cambia al reflejarse en la lámina. (Véase la Figura 4.)

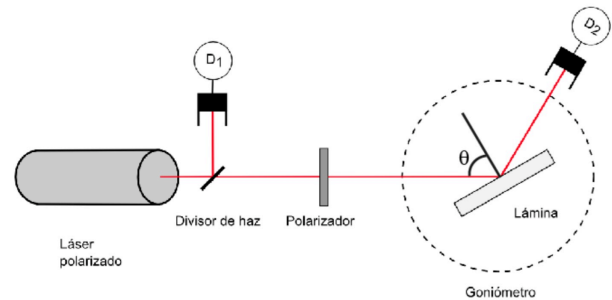


Figura 3: Montaje experimental empleado para medir los factores k_1 y k_2 de un polarizador y la reflexión en una lámina [3].

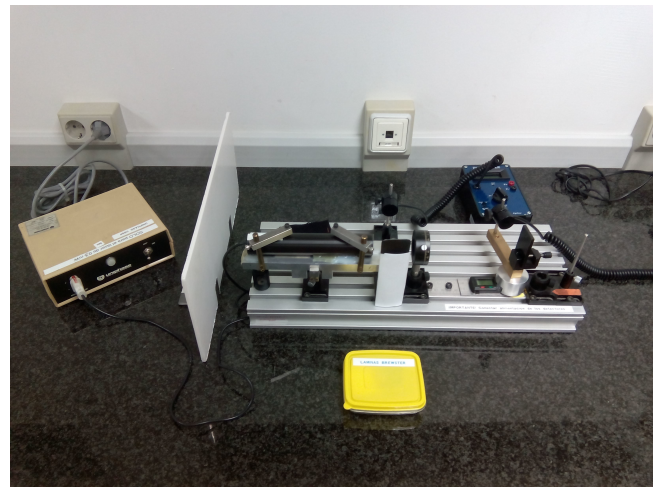


Figura 4: Montaje experimental real utilizado en el Laboratorio de Óptica [4].

3. Análisis experimental

En esta sección resolveremos algunas cuestiones teóricas que surgen al tratar los resultados obtenidos que se pueden ver en el Anexo A y problemas que han surgido en la realización del experimento. La utilización de dos fotodetectores D_1 y D_2 en el experimento

se ha justificado adecuadamente en el segundo párrafo del método experimental (de esta manera se elimina la fase global de las fluctuaciones del láser al dividir una entre la otra). Hemos obtenido los factores k_1 y k_2 de (2) haciendo $\varphi = 0$ para k_1 y $\varphi = \pi/2$ para k_2 , esto es

$$k_1 = P(0)/P_0, \quad k_2 = P(\pi/2)/P_0. \quad (4)$$

El método experimental utilizado es el que muestra la Figura 3 sustituyendo la lámina del goniómetro por el fotodetector D_2 . Los rayos que tras dividirse en el divisor de haces atraviesan el polarizador dicróico real llegarán al fotodetector D_2 con potencia $P(\varphi)$, mientras que los haces de D_1 llegan con potencia P_0 independientemente del ángulo de polarización φ (pero en general diferente en cada medida). La fórmula (4) queda

$$k_1 = \frac{P(0)}{P_0} = \frac{(250 \pm 10) \mu\text{W}}{(40 \pm 10) \mu\text{W}} = 6.3 \pm 1.6$$

que es máximo y

$$k_2 = \frac{P(\pi/2)}{P_0} = \frac{(0.06 \pm 0.01) \mu\text{W}}{(40 \pm 10) \mu\text{W}} = (15 \pm 15) \times 10^{-4}$$

que es mínimo. Se puede verificar el ángulo φ poniendo un polarizador cuyo eje de transmisión es conocido entre el *splitter* y el polarizador principal y observando la luminosidad del rayo transmitido. Pasemos ahora a la obtención del índice de refracción del dieléctrico dado y de su ángulo de Brewster. El eje de transmisión del polarizador es tal que al moverlo no dejará pasar luz cuando sea perpendicular al eje de polarización del láser que es un dato dado (tiene un azimut de 45°).

El cero en el medidor de ángulos (goniómetro digital) se ha obtenido poniendo una lámina de metal en una posición perpendicular al haz incidente (Cfr. Figura 3). Se observa en la parte superior de la salida del láser un punto rojo alineado con el eje óptico y, en D_1 , una potencia máxima ya que el *splitter* ha recuperado el haz transmitido si este está correctamente alineado, como queríamos saber.

Ahora, obtengamos el ángulo de Brewster del dieléctrico por dos métodos: i) Ponemos encima del goniómetro la lámina de dieléctrico y la rotamos para ver la potencia del rayo reflejado. Cuando el rayo se extinga, el ángulo del goniómetro es el ángulo de Brewster, para nuestro caso $\theta_B = 56.5^\circ$. ii) Del cuadrado de (3) se llega a

$$\frac{d}{d\theta} \left(\frac{\mathcal{R}_{\parallel}}{\mathcal{A}_{\parallel}} \right)^2 [\theta_B, n'] = 0$$

cuya resolución no es analítica, por lo que solo se puede resolver observando el mínimo de la Figura 5 para la polarización paralela, en este caso $\theta_B \cong 55^\circ$.

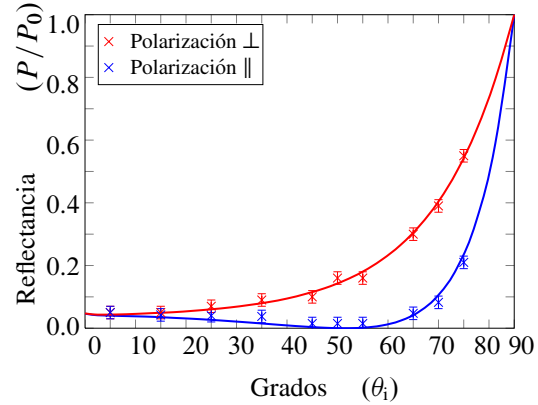


Figura 5: Medidas experimentales de las potencias relativas P/P_0 .

Las mediciones no se ajustan adecuadamente a la curva teórica ya que el experimento ha sido contaminado con luz de lámparas de sodio de otros experimentos cercanos que se estaban realizando simultáneamente.

Para ambos ángulos se obtiene un índice de refracción $n' \cong 1.5$. El segundo método (teórico) de obtención del ángulo de Brewster mediante la gráfica del ajuste de la ecuación (3) da un resultado mucho más aceptable ya que no intervienen en este las fluctuaciones del láser que en un laboratorio de Óptica académico (no de investigación) no se pueden eliminar correctamente.

Para el caso de la superficie metálica destacamos que para comprobar que la incidencia es paralela o perpendicular giramos el polarizador hasta la extinción total del haz y asignamos el eje de transmisión perpendicular a esa posición. Una vez obtenido el eje de transmisión del polarizador, colocamos otro polarizador con el eje conocido después de la reflexión para observar la polarización reflejada. Se observa que solo en los azimuts paralelo y perpendicular no cambia dicha polarización al reflejarse. Podemos además estimar dónde se encuentra el pseudo-ángulo de Brewster para metales: rotamos el metal hasta observar un mínimo de intensidad, y la luz se concentra más reconociblemente en ese punto. El pseudo-ángulo de Brewster del metal se ha encontrado aproximadamente cerca del ángulo de Brewster del dieléctrico.

4. Conclusiones

Las medidas obtenidas son aceptables. Se ha observado con claridad la extinción del haz en distintas posiciones del polarizador y por tanto la demostración de la existencia de los haces polarizados linealmente.

Para finalizar, hemos podido descubrir que unas gafas de sol que hemos traído al laboratorio no estaban polarizadas ya que al rotarlas completamente el láser no se extinguía en ningún momento ya que las gafas eran de absorción.

5. Anexo A: Datos experimentales

La siguiente tabla muestra la potencia registrada en ambos fotodetectores D_1 y D_2 para distintos ángulos de incidencia θ_i y para dos polarizaciones distintas: perpendicular \perp y paralela \parallel .

θ_i (°)	$P(\parallel)[\mu\text{W}]$	$P_0(\parallel)[\mu\text{W}]$	$P(\perp)[\mu\text{W}]$	$P_0(\perp)[\mu\text{W}]$
10	2.0 ± 0.1	40 ± 10	2.0 ± 0.1	40 ± 10
20	1.7 ± 0.1	40 ± 10	2.0 ± 0.1	40 ± 10
30	1.6 ± 0.1	40 ± 10	2.8 ± 0.1	40 ± 10
40	1.5 ± 0.1	40 ± 10	3.6 ± 0.1	40 ± 10
50	1.4 ± 0.1	40 ± 10	4.0 ± 0.1	40 ± 10
55	1.7 ± 0.1	40 ± 10	6.4 ± 0.1	40 ± 10
60	1.8 ± 0.1	40 ± 10	6.5 ± 0.1	40 ± 10
70	1.9 ± 0.1	40 ± 10	12.0 ± 0.1	40 ± 10
75	2.9 ± 0.1	40 ± 10	15.6 ± 0.1	40 ± 10
80	3.5 ± 0.1	40 ± 10	22.0 ± 0.1	40 ± 10

Los errores mostrados en la tabla son debidos a la incertidumbre en el fotodetector (*Photometer Industrial Fiber Optics* [6]), los ángulos $\theta_i \notin [10^\circ, 80^\circ]$ son inaccesibles técnicamente para nuestro montaje experimental como se puede ver en la Figura 4 ya que la sujeción del fotodetector impide ampliar más el ángulo de incidencia.

[1] T. B. Greenslade, (1994), «A Brewster's angle mistake», *Phys. Teach.* **32**, 118-119.

[2] Imagen obtenida de la página web www.physics-assignment.com/wp-content/uploads/2012/11/138.png el 9 de octubre de 2016.

[3] VV.AA., *Guión de la práctica: Análisis de luz polarizada PI*, UCM (2016), consultado el 10 de octubre de 2016.

[4] VV.AA., *Campus Virtual UCM*, apartado Laboratorio de Óptica, UCM (2016), consultado el 10 de octubre de 2016.

[5] M. Born, E. Wolf, «Principles of Optics», Pergamon Press, 1970.

[6] VV.AA., *Digital Photometer Operator's Manual*, Industrial Fiber Optics (2012), consultado el 10 de octubre de 2016.

[7] J. Casas, «Óptica», Librería Pons, Universidad de Zaragoza, 1994, págs. 189-204.