

Parámetros de Stokes para haces reflejados y transmitidos en una frontera interdieléctrica: una práctica de laboratorio

G. RODRÍGUEZ ZURITA, D. ACOSTA AVALOS Y J. PEDRAZA CONTRERAS

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Universidad Autónoma de Puebla

Apartado postal 1364, 72000 Puebla, Pue., México

Recibido el 7 de abril de 1992; aceptado el 19 de noviembre de 1992

RESUMEN. Se plantea una práctica de laboratorio para medir los parámetros de Stokes de los haces reflejados y transmitidos por una frontera interdieléctrica cuando el medio de incidencia se caracterice por un índice refractivo mayor que el medio de transmisión. Se muestran los resultados preliminares de un arreglo experimental según el método propuesto y se comparan los resultados con la teoría.

ABSTRACT. Along this work, a laboratory experiment is proposed to measure the Stokes parameters of the light beams which are reflected or transmitted at a boundary between two dielectric media. In the experiment, the medium of incidence has a refractive index higher than the one belonging to the medium of transmission. Preliminary results are shown and discussed.

PACS: 01.50.Pa; 42.10.Fa; 42.10.Nh

1. INTRODUCCIÓN

Los parámetros de Stokes son una herramienta para estudiar experimentalmente los estados de polarización de ondas viajeras en una amplia variedad de situaciones. Una práctica de laboratorio con ondas electromagnéticas involucrando estos parámetros conlleva considerable valor didáctico no sólo por representar un ejercicio de algunos conceptos propios de la polarización de ondas, sino por incluir técnicas de medición de potencias radiantes. Por otra parte, dentro de los cursos de ondas, óptica o teoría electromagnética a nivel medio-superior o superior, los fenómenos de reflexión y transmisión de un rayo en una frontera interdieléctrica junto con los efectos de polarización a que dan lugar no reciben, típicamente, atención experimental alguna. Puesto que un análisis experimental de los fenómenos aludidos puede abordarse a través de la determinación de los estados de polarización de los rayos en cuestión, los mismos significan una oportunidad para aplicar la técnica de los parámetros de Stokes.

Considerando el diseño del experimento con radiación visible, puede parecer imprescindible el empleo de una fuente monocromática de características estables, requisitos que conducen a un láser polarizado y estabilizado en potencia. Pero un diseño basado en una fuente semejante sólo sería realizable en laboratorios de enseñanza bien equipados. En una alternativa viable, los requisitos de la fuente pueden ser menos estrictos si se monitorea

la luz emitida al tiempo en que se toman las mediciones necesarias para determinar los parámetros de Stokes. Este procedimiento introduce correcciones a las intensidades leídas; pero permite el uso de láseres no estabilizados a costa de disminuir un poco la precisión de la práctica y de auxiliarse de un detector adicional. Por lo demás, en vez de un goniómetro puede emplearse un disco de Hartl y algunos de sus accesorios pueden servir incluso como muestra de estudio.

En este trabajo se explora la realización de un arreglo experimental, dentro de las limitaciones de un laboratorio de enseñanza, capaz de estudiar sistemáticamente los estados de polarización de un haz luminoso reflejado o transmitido por una frontera separando dos dieléctricos. Se enfatiza el caso en el que el medio de incidencia es ópticamente más denso que el de transmisión.

2. LOS PARÁMETROS DE STOKES EN REFLEXIÓN Y TRANSMISIÓN

Se presenta la formulación de los parámetros de Stokes requerida para la descripción del caso planteado y sus correspondientes resultados numéricos.

2.1. Los coeficientes de Fresnel

Consideramos un haz incidente de amplitud compleja \mathbf{E}_m en una frontera plana que separa a dos medios dieléctricos, homogéneos, isotrópicos, no magnéticos y lineales. Los vectores de campo eléctrico incidente, reflejado y transmitido se pueden escribir como

$$\mathbf{E}_m = \mathbf{E}_{0m} e^{-i(\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (m = i, r, t), \tag{1}$$

con $i = \sqrt{-1}$, $k_i = k_r = n_i \omega / c$ y $k_t = n_t \omega / c$, siendo n_i, n_r, n_t respectivamente los índices de refracción del medio incidente, reflejado y transmitido ($n_i = n_r$), ω la frecuencia angular y c la velocidad de la luz en el vacío.

Los coeficientes de Fresnel para \mathbf{E} perpendicular al plano de incidencia pueden expresarse como [1]

$$t_{\text{per}} = \left(\frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t}, \tag{2.a}$$

$$r_{\text{per}} = \left(\frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = (t_{\text{per}} - 1) = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t}, \tag{2.b}$$

mientras que para \mathbf{E} paralelo al plano de incidencia

$$t_{\text{par}} = (E_{0t}/E_{0i})_{\parallel} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_t \cos \theta_i + n_i \cos \theta_t}, \tag{3.a}$$

y

$$r_{\text{par}} = \left(\frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\parallel} = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_t \cos \theta_i + n_i \cos \theta_t}. \tag{3.b}$$

En el caso $(n_t/n_i) < 1$, existe un ángulo de incidencia $\theta_i = \theta_c$, llamado ángulo crítico, con la propiedad

$$\text{sen}^2 \theta_c = (n_t/n_i)^2. \tag{4}$$

Para ángulos de incidencia mayores que el crítico ocurre la reflexión total interna. La diferencia de fase δ entre las ondas reflejadas, si $\theta_i > \theta_c$, cumple [1] con

$$\tan(\delta/2) = \frac{\cos \theta_i \sqrt{\text{sen}^2 \theta_i - (n_t/n_i)^2}}{\text{sen}^2 \theta_i}. \tag{5}$$

De la Ec. (3.b) puede mostrarse que existe un ángulo $\theta_i = \theta_B$, tal que $r_{\text{par}}(\theta_B) = 0$, llamado ángulo de Brewster. Para ángulos de incidencia θ_i menores que el ángulo de Brewster θ_B , $\delta = \pi$; mientras que si $\theta_B < \theta_i < \theta_c$, δ es cero.

La diferencia de fase τ para las ondas transmitidas es cero para $0 < \theta_i < \theta_c$. Para $\theta_i > \theta_c$ las ondas son evanescentes [2], siendo un caso particular que no se tratará en este trabajo.

2.2. Los parámetros de Stokes

Considerando que una formulación de los procesos de reflexión y transmisión en términos de los parámetros de Stokes involucra intensidades reflejadas y transmitidas, se emplearán tanto la reflectancia, definida por

$$R_{\text{per,par}} = |r_{\text{per,par}}|^2, \tag{6}$$

como la transmitancia, que es

$$T_{\text{per,par}} = \frac{n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i} |t_{\text{per,par}}|^2 \quad \text{si } \theta_i < \theta_c. \tag{7}$$

Expresiones obtenidas bajo consideraciones de potencia radiante por unidad de área [2]. Las Ecs. (6) y (7) cumplen

$$R_{\text{per,par}} + T_{\text{per,par}} = 1. \tag{8}$$

De acuerdo con ello, las intensidades reflejadas y transmitidas, I' e I'' , respectivamente, se expresan como

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} I'_{\text{per}} \\ I'_{\text{par}} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} R_{\text{per}} & 0 \\ 0 & R_{\text{par}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{\text{per}} \\ I_{\text{par}} \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} I''_{\text{per}} \\ I''_{\text{par}} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} T_{\text{per}} & 0 \\ 0 & T_{\text{par}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{\text{per}} \\ I_{\text{par}} \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{9}$$

donde I_{per} , I_{par} denotan las intensidades incidentes de una onda linealmente polarizada perpendicular y paralela al plano de incidencia, respectivamente. Los correspondientes parámetros de Stokes son, para la reflexión,

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_0 &= I'_{\text{par}} + I'_{\text{per}}, \\ \mathcal{S}_1 &= I'_{\text{par}} - I'_{\text{per}}, \\ \mathcal{S}_2 &= 2\sqrt{I'_{\text{per}}I'_{\text{par}}} \cos \delta, \\ \mathcal{S}_3 &= 2\sqrt{I'_{\text{per}}I'_{\text{par}}} \text{sen } \delta; \end{aligned} \tag{10}$$

mientras que para la transmisión,

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_0 &= I''_{\text{par}} + I''_{\text{per}}, \\ \mathcal{S}_1 &= I''_{\text{par}} - I''_{\text{per}}, \\ \mathcal{S}_2 &= 2\sqrt{I''_{\text{per}}I''_{\text{par}}} \cos \tau, \\ \mathcal{S}_3 &= 2\sqrt{I''_{\text{per}}I''_{\text{par}}} \text{sen } \tau, \end{aligned} \tag{11}$$

donde se han empleado las definiciones de los parámetros de Stokes para una onda plana monocromática [1]. Las Ecs. (11) tienen sentido experimental directo para $\theta_i < \theta_c$. Tanto las Ecs. (10) como las (11) pueden calcularse mediante los coeficientes de Fresnel [Ecs. (2), (3) y (5) y las Ecs. (6), (7) y (9)]. Los resultados, para $n_i = 1.5$ y $n_t = 1.0$, se muestran en las Figs. 1 y 2 como función del ángulo de incidencia θ_i cuando $I_{\text{per}} = I_{\text{par}} = 1/2$, representando un estado de polarización incidente lineal a 45° . Como un antecedente del uso de los coeficientes de Fresnel dentro de este contexto, Collet los ha empleado para ilustrar las matrices de Mueller, aunque se limita a mostrar los parámetros de Stokes para los coeficientes de reflexión y sin presentar sus gráficas [3].

2.3. Parámetros en reflexión y en transmisión: resultados numéricos

En la Fig. 1, dentro del intervalo $0 < \theta_i < \theta_c = 41.81^\circ$, $\mathcal{S}_3 = 0$, indicando ausencia de polarización circular o elíptica en el haz emergente. Para $\theta_i = 0$, $\mathcal{S}_1|_{\theta_i=0} = 0$, correspondiendo a intensidades I_{per} , I_{par} iguales. $\mathcal{S}_0|_{\theta_i=0} = -\mathcal{S}_2|_{\theta_i=0}$, de acuerdo con $\delta = \pi$. Después de cierto ángulo, \mathcal{S}_2 tiene el mismo signo que \mathcal{S}_0 ($\delta = 0$). Este valor de θ_i debe ser $\theta_B = 33.69^\circ$, y $\mathcal{S}_2|_{\theta_i=\theta_B} = 0$, porque $I' = 0$, lo cual también implica $\mathcal{S}_0|_{\theta_i=\theta_B} = -\mathcal{S}_1|_{\theta_i=\theta_B}$.

Para la región $\theta_i > \theta_c$, $\mathcal{S}_1 = 0$ y $\mathcal{S}_0 = 1$, independientemente del valor de θ_i , mientras que \mathcal{S}_2 y \mathcal{S}_3 muestran cambios originados por las variaciones de δ . En transmisión (Fig. 2), dentro de la región $\theta_i < \theta_c$, $\mathcal{S}_3 = 0$ para todo θ_i , análogamente al caso de reflexión. Puesto que la diferencia de fase τ en esa región es cero, $\mathcal{S}_0|_{\theta_i=0} = \mathcal{S}_2|_{\theta_i=0}$ y $\mathcal{S}_1|_{\theta_i=0} = 0$. Ya que la diferencia de amplitudes es reducida, \mathcal{S}_1 crece y es positiva hasta $\theta_i = \theta_c$, mientras que $\mathcal{S}_0 \cong \mathcal{S}_2$.

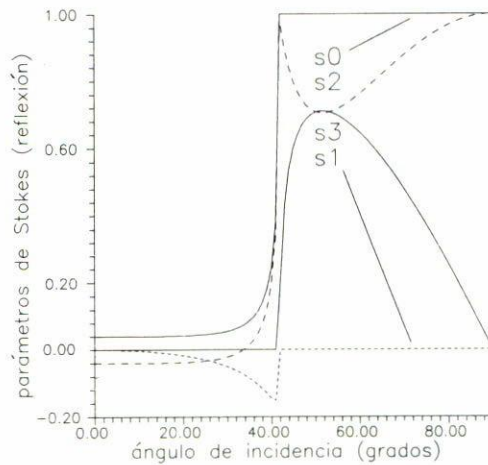


FIGURA 1. Parámetros de Stokes S_0 , S_1 , S_2 y S_3 para el caso de reflexión como función del ángulo de incidencia.

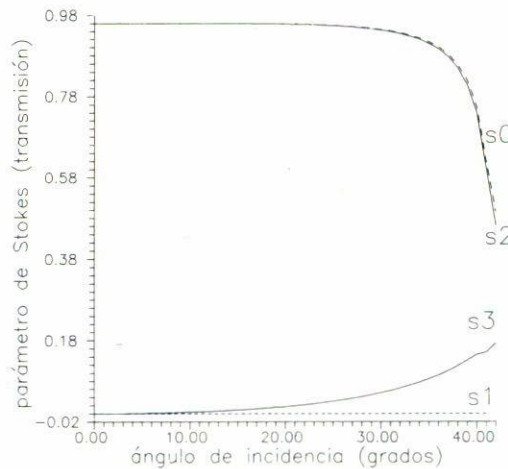


FIGURA 2. Parámetros de Stokes S_0 , S_1 , S_2 y S_3 para el caso de transmisión como función del ángulo de incidencia (sólo ondas viajeras).

2.4. Parámetros en la esfera de Poincaré

S_1 , S_2 y S_3 de las Ecs. (10) u (11) representan una esfera de radio S_0 , conocida como esfera de Poincaré.* Esta esfera es una representación de los estados de polarización, que es alternativa a las gráficas de los parámetros. Proporciona una idea global de los cambios de elipticidad sin necesidad de trazar las elipses correspondientes [1]. De manera complementaria, se muestra esta representación para el caso analizado. Realizando los cocientes $S_1 = S_1/S_0$, $S_2 = S_2/S_0$, $S_3 = S_3/S_0$, se obtuvieron las gráficas de la Fig. 3 a partir de los cálculos previos. En la Fig. 3.a (reflexión), se observa que para $\theta_i = 0$, $S_1 = 0$,

*En honor a Jules Henri Poincaré, quien la describió en su *Théorie Mathématique de la Lumière*, Vol. 2, c.12 (París: Georges Carré, 1892). Véase en: Jurgen R. Meyer-Arendt, *Introduction to Classical and Modern Optics*, 2nd. ed., Part 3, c.3.4., Prentice Hall, New Jersey (1984), p. 331.

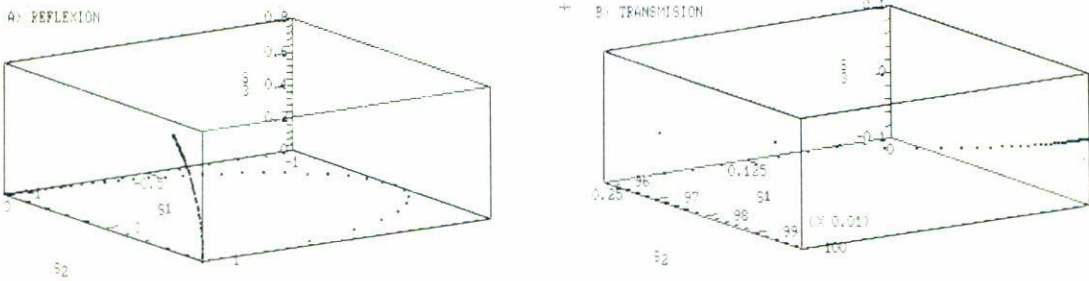


FIGURA 3. Parámetros de Stokes S_0 , S_1 , S_2 y S_3 normalizados a S_1 en la esfera de Poincaré de radio unidad, para el caso de reflexión (a) y el de transmisión (b). En (a) se consideran los ángulos de incidencia de cero a noventa grados, mientras que en (b) sólo desde cero hasta el ángulo crítico θ_c .

$S_2 = -1$, $S_3 = 0$, indicando una polarización lineal a -45° . La polarización lineal se mantiene hasta $\theta_i = \theta_c$, como señalan los cuadrillos sobre el ecuador de la esfera ($S_3 = 0$). En particular, para $\theta_i = \theta_B$, $S_1 = -1$ y $S_2 = 0$, indicando polarización exclusivamente perpendicular. Para $\theta_i = \theta_c$, $S_1 = S_2 = 1$ ($+45^\circ$) y, cuando $\theta_i > \theta_c$, $S_1 = 0$, variando S_2 y S_3 meridionalmente rumbo al polo norte sin alcanzarlo en nuestro caso, significando un cambio en la excentricidad (tendiendo a la unidad), pero manteniendo el ángulo de inclinación (azimut) constante a $+45^\circ$.

En la Fig. 3.B se muestran los correspondientes cocientes para la transmisión ($\theta_i \leq \theta_c$). Para $\theta_i = 0$, $S_1 = S_3 = 0$ y $S_2 = 1.0$ ($+45^\circ$), lo cual muestra que los coeficientes de transmisión tienen la misma fase, a diferencia de los de reflexión. Para ángulos de incidencia mayores que cero, la polarización se mantiene lineal: los valores de S_1 , S_2 y S_3 trazan un arco ecuatorial que no sale de la región $0 < S_1 < 0.25$, $0.96 < S_2 < 1$ y $S_3 = 0$.

3. EL MÉTODO DE MEDICIÓN

La definición operacional de los parámetros de Stokes no es única. Una de las definiciones más extendidas, quizá por ilustrativa, consiste en el empleo de cuatro diferentes filtros, cada uno proporcionando una medición de intensidades con el auxilio de un detector. Tras adecuadas combinaciones de las cuatro intensidades resulta posible la determinación de los parámetros de Stokes [1].

El empleo de cuatro filtros diferentes, o de un número diferente de componentes en cuando menos una medición, tiene el inconveniente de originar pérdidas por reflexiones y absorciones en diferente medida para diferentes mediciones, obligando la introducción de correcciones. Por ello resulta atractivo un método que emplee las mismas componentes en

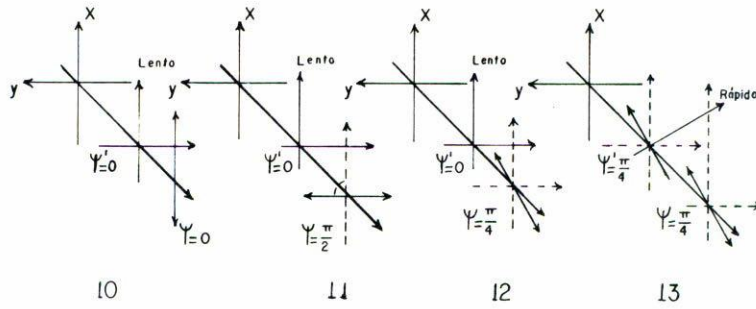


FIGURA 4. Orientaciones de las componentes para registrar las intensidades I_0, I_1, I_2, I_3 respecto al sistema cartesiano x, y . ψ' , ángulo del eje lento del retardador; ψ , ángulo del plano de transmisión del polarizador lineal.

cada una de las lecturas [4]. Se describe un método con tales características para usarlo experimentalmente.

3.1. Sistema de detección

En la Fig. 4 se esquematiza un sistema de medición que consta de dos filtros: una placa retardadora de un cuarto de onda y un polarizador lineal. Se muestran las cuatro orientaciones de estos elementos correspondientes a cada una de las cuatro mediciones de intensidad y con referencia a un sistema coordenado x, y en el cual se descompone el campo eléctrico de una onda plana monocromática propagándose en dirección $+z$ rumbo al detector (supuesto insensible a polarización). Después de atravesar al retardador (eje rápido con inclinación ψ' respecto a x) y al polarizador (eje de transmisión con inclinación ψ), el campo eléctrico tiene una polarización descrita, en general, por [4],

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = T(\psi, \psi') \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \tag{12}$$

siendo la intensidad detectada

$$\begin{aligned} I_{det} &= (\tau_{xx}^2 + \tau_{yx}^2)|E_x|^2 + (\tau_{xy}^2 + \tau_{yy}^2)|E_y|^2 \\ &+ 2\text{Re}\{(\tau_{xx}\tau_{xy}^* + \tau_{yx}\tau_{yy}^*)E_xE_y^*\}. \end{aligned} \tag{13}$$

Expresión que puede escribirse en términos de los parámetros de Stokes S_i ($i = 0, 1, 2, 3$), como

$$\begin{aligned} I_{det} &= \frac{1}{2} [(\tau_{xx}^2 + \tau_{yx}^2)(S_0 + S_1) + (\tau_{xy}^2 + \tau_{yy}^2)(S_0 - S_1)] \\ &+ \text{Re}\{(\tau_{xx}\tau_{xy}^* + \tau_{yx}\tau_{yy}^*)(S_2 + iS_3)\}. \end{aligned} \tag{14}$$

Obteniendo la expresión para $T(\psi, \psi')$ con retardo χ se obtienen los tres siguientes resultados

$$T(0, 0) \Rightarrow \tau_{xx} = 1 \Rightarrow I_{\text{det}} = \frac{1}{2}(\mathcal{S}_0 + \mathcal{S}_1) \equiv I_0, \quad (15.a)$$

$$T(\pi/2, 0) \Rightarrow \tau_{yy} = e^{i\chi} \Rightarrow I_{\text{det}} = \frac{1}{2}(\mathcal{S}_0 - \mathcal{S}_1) \equiv I_1, \quad (15.b)$$

$$\begin{aligned} T(\pi/4, 0) \Rightarrow \tau_{xx} = \tau_{yx} = \frac{1}{2}; \tau_{xy} = \tau_{yy} = \frac{1}{2}e^{i\chi} \\ \Rightarrow I_{\text{det}} = \frac{1}{2}(\mathcal{S}_0 + \mathcal{S}_2 \cos \chi + \mathcal{S}_3 \text{sen } \chi) \equiv I_3, \end{aligned} \quad (15.c)$$

donde los términos τ_{pq} no mencionados son iguales a cero, mientras que de la Ec. (15.b)

$$\begin{aligned} T(\pi/4, \pi/4) \Rightarrow \tau_{xx} = \tau_{xy} = \tau_{yx} = \tau_{yy} = \frac{1}{2} \\ \Rightarrow I_{\text{det}} = \frac{1}{2}(\mathcal{S}_0 + \mathcal{S}_2) \equiv I_2. \end{aligned} \quad (15.d)$$

Si $\chi = \pi/2$, de la Ec. (15.c), $I_3 = \frac{1}{2}(\mathcal{S}_0 + \mathcal{S}_2)$, con lo que se determinan las cuatro intensidades. De ellas, los parámetros se determinan como

$$\mathcal{S}_0 = \frac{1}{2}(I_0 + I_1), \quad (16.a)$$

$$\mathcal{S}_1 = \frac{1}{2}(I_0 - I_1), \quad (16.b)$$

$$\mathcal{S}_2 = 2I_2 - (I_0 + I_1), \quad (16.c)$$

$$\mathcal{S}_3 = 2I_3 - (I_0 + I_1), \quad (16.d)$$

El grado de polarización puede calcularse a través de [1]

$$\text{grado de polarización} = \frac{\sqrt{\mathcal{S}_1^2 + \mathcal{S}_2^2 + \mathcal{S}_3^2}}{\mathcal{S}_0}. \quad (17)$$

En términos de la esfera de Poincaré, el grado de polarización es la distancia del punto $(\mathcal{S}_1, \mathcal{S}_2, \mathcal{S}_3)$ al origen (normalizada a \mathcal{S}_0). Si el haz analizado tuviera una componente no polarizada, además de la polarizada, sería un haz *parcialmente* polarizado y la distancia al origen sería menor que la unidad (grado de polarización menor que la unidad).

3.2. Monitoreo

Mediante un polarizador lineal, es posible fijar el plano de vibración del campo eléctrico de un haz incidente en la muestra proveniente de un láser de polarización aleatoria. Sin embargo, la intensidad registrada, después que el haz atraviese el polarizador, varía en

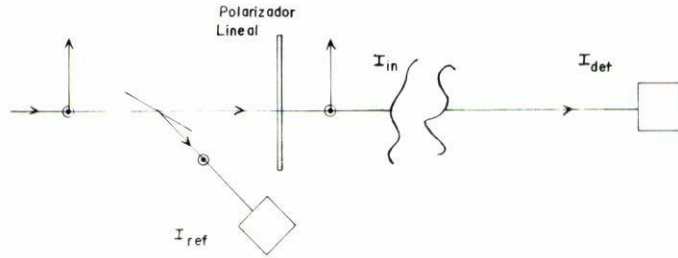


FIGURA 5. Esquema del monitoreo. I_{ref} , I_{in} , I_{det} : intensidades de referencia, incidente en la muestra y detectada después de la muestra.

el tiempo [5]. Dicha variación puede inferirse si se conoce una relación respecto a alguna referencia independiente.

Considerando a la Fig. 5, una proporción del haz incidente se dirige mediante un divisor de haz (al ángulo de Brewster, por ejemplo) rumbo a un detector de monitoreo que proporciona la medición de referencia I_{ref} . Los cambios de polarización se traducirán en cambios de intensidad I_{ref} y en la intensidad incidente en la muestra I_{in} , con

$$I_{in} = |E_{in x}|^2 + |E_{in y}|^2,$$

siendo $E_{in x}$, $E_{in y}$ las amplitudes del campo emergente del polarizador lineal (con eje de transmisión al ángulo ξ).

Si las intensidades se relacionan por

$$I_{in} = MI_{ref}, \tag{18}$$

entonces

$$|E_{in x}|^2 = MI_{ref} \text{sen}^2 \xi, \quad \text{y} \quad |E_{in y}|^2 = MI_{ref} \text{cos}^2 \xi. \tag{19}$$

Suponiendo que se miden las intensidades $I_{i det}$ ($i = 0, 1, 2, 3$), para buscar los parámetros de Stokes en reflexión, se tiene que [Ecs. (9) y (10)]

$$\begin{aligned} I_{det 0} &= R_{per}|E_{in y}|^2 + R_{par}|E_{in x}|^2, \\ I_{det 1} &= R_{per}|E_{in y}|^2 - R_{par}|E_{in x}|^2, \\ I_{det 2} &= 2\sqrt{R_{per}R_{par}}|E_{in y}E_{in x}|\text{cos } \delta, \\ I_{det 3} &= 2\sqrt{R_{per}R_{par}}|E_{in y}E_{in x}|\text{sen } \delta; \end{aligned} \tag{20}$$

pero suponiendo las relaciones (19), resulta

$$\begin{aligned}
 I'_0 &= \frac{I_{\text{det } 0}}{I_{\text{ref}}} = R_{\text{per}} M \cos^2 \xi + R_{\text{par}} M \sin^2 \xi, \\
 I'_1 &= \frac{I_{\text{det } 1}}{I_{\text{ref}}} = R_{\text{per}} M \cos^2 \xi - R_{\text{par}} M \sin^2 \xi, \\
 I'_2 &= \frac{I_{\text{det } 2}}{I_{\text{ref}}} = 2\sqrt{R_{\text{per}} R_{\text{par}}} M \cos \xi \sin \xi \cos \delta, \\
 I'_3 &= \frac{I_{\text{det } 3}}{I_{\text{ref}}} = 2\sqrt{R_{\text{per}} R_{\text{par}}} M \cos \xi \sin \xi \sin \delta.
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

En las ecuaciones anteriores, R_{per} y R_{par} son las reflectancias [Ecs. (6)]. De manera que pueden registrarse los valores $I_{\text{det } i}$ con su correspondiente I_{ref} al mismo tiempo, realizar el cociente y así, virtualmente trabajar con amplitudes incidentes $E_{\text{in } x}$, $E_{\text{in } y}$ constantes. En particular, es posible la elección $\xi = 45^\circ$. En forma análoga, pueden encontrarse las intensidades correspondientes a la transmisión.

4. EL ARREGLO EXPERIMENTAL

4.1. Descripción del arreglo

El sistema de iluminación y registro de intensidades se basó en el esquema de la Sec. 3.2 con monitoreo del haz incidente en una muestra hemisférica de vidrio (Fig. 6) sujeta a un disco de Hartl, montado a su vez sobre la base de un espectroscopio de enseñanza, haciendo coincidir el centro de curvatura de la muestra con el centro de giro del disco. Se usó un rombo de Fresnel de $48^\circ 40' \pm 30'$ [6] como retardador de cuarto de onda. Se montaron el retardador, el polarizador lineal y el detector en un soporte giratorio. El retardador y el polarizador podían girar independientemente, en soportes marcados en grados, y en torno a un eje longitudinal. Al mismo tiempo que se registraba cada $I_{\text{det } i}$, se tomaba una lectura de I_{ref} para efectuar la corrección $I'_i = I_{\text{det } i} / I_{\text{ref}}$. La relación entre I_{in} e I_{ref} se obtuvo de ajustar con mínimos cuadrados lineales los datos experimentales de la Fig. 7, donde las cifras junto a algunos valores señalan la hora en que se tomaron. Los cambios de polarización del láser empleado se traducen, a lo largo del tiempo, en variaciones de las intensidades I_0, I_1, I_2 e I_3 mostradas en la Fig. 8 como función de la intensidad monitora I_{ref} . Para estas mediciones se usó el mismo arreglo experimental de la Fig. 6, pero sin polarizador y sin muestra.

4.2. Resultados

Con el arreglo experimental descrito, se registraron las cuatro intensidades $I_i = I'_i / M$. Con ellas, se hallaron los parámetros S_i de las Ecs. (16), con $i = 0, 1, 2, 3$.

Las Figs. 9 y 10 muestran las intensidades normalizadas como función del ángulo de incidencia para los haces reflejados y transmitidos, respectivamente. Las Figs. 11 y 12 son

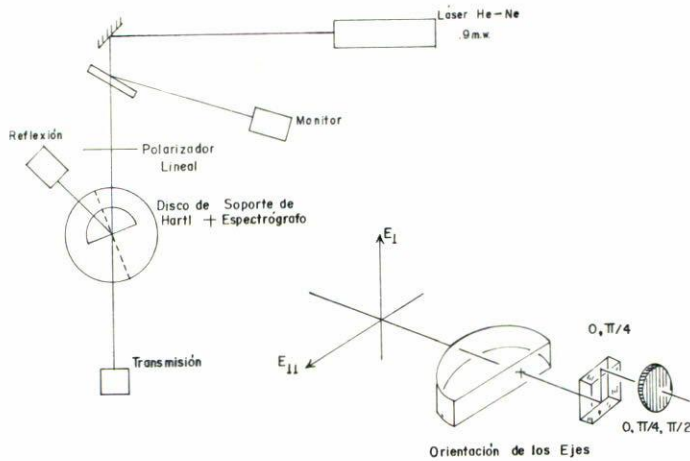


FIGURA 6. Arreglo experimental para medir las intensidades I_0, I_1, I_2, I_3 . Angulo inferior derecho: detalle de la muestra y la detección. El haz hacia el monitor incide en el divisor al ángulo de Brewster. El ángulo del plano de transmisión del polarizador lineal es $\xi = 45^\circ$.

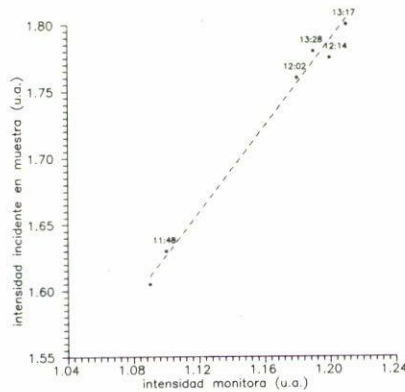


FIGURA 7. Intensidad incidente en la muestra (con polarizador) como función de la intensidad de referencia a lo largo del tiempo. Se usó un ajuste lineal para inferir la intensidad incidente al leer la intensidad de referencia.

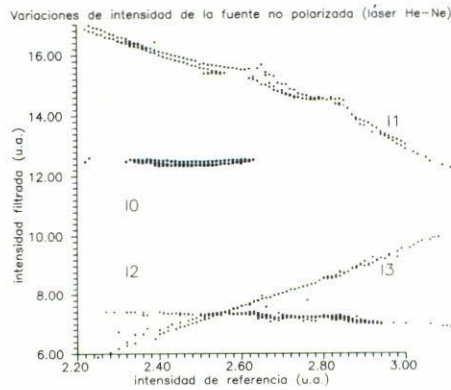


FIGURA 8. Intensidades I_0, I_1, I_2, I_3 del láser empleado a lo largo del tiempo con el arreglo de la Fig. 3 (sin muestra ni polarizador) como función de la intensidad de referencia.

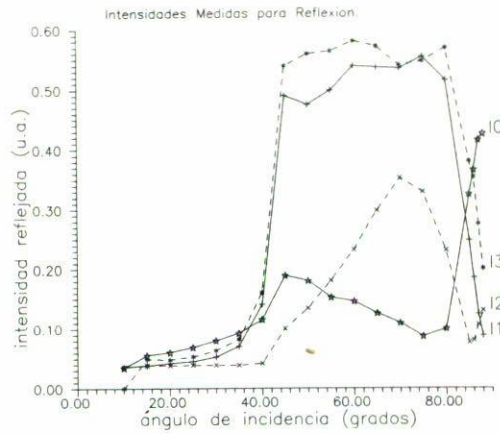


FIGURA 9. Intensidades detectadas normalizadas para los haces reflejados como función del ángulo de incidencia.

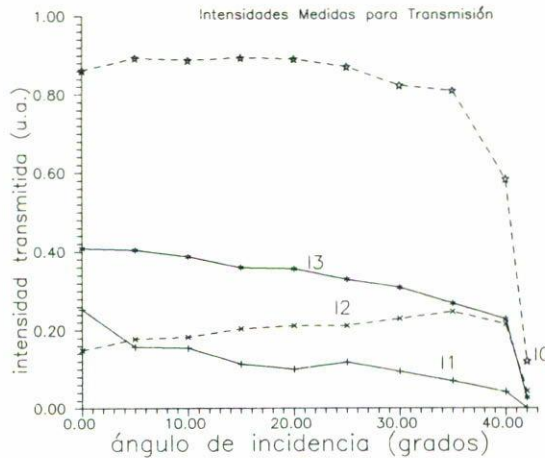


FIGURA 10. Intensidades detectadas normalizadas para los haces transmitidos como función del ángulo de incidencia.

los correspondientes parámetros de Stokes determinados de los datos de las Figs. 9 y 10 mediante las Ecs. (16). Las gráficas de los parámetros experimentales pueden compararse con las teóricas mostradas en las Figs. 1 y 2, donde se supone que la polarización incidente es de 45° . Las líneas que unen a los puntos son una ayuda visual y no resultan de alguna interpolación particular. Los datos de los parámetros en reflexión (Fig. 9), S_0 , S_2 y S_3 tienen tendencias coincidentes con las curvas teóricas de la Fig. 1, aunque después de los 70° se presentan discrepancias incluso cualitativas. La mayor diferencia se encuentra en S_1 , porque no es cero para ángulos de incidencia mayores que el crítico.

Respecto a los datos relacionados a la transmisión, existe similitud en las gráficas teóricas (Fig. 2) y experimentales (Fig. 10) para S_0 , S_1 y S_2 , aunque los valores de S_0 y S_2 no parten del mismo valor, como si la polarización incidente en la frontera no hubiera

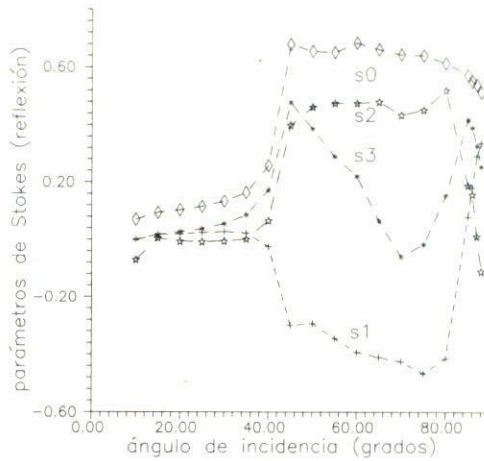


FIGURA 11. Parámetros experimentales de Stokes para el haz reflejado en función del ángulo de incidencia.

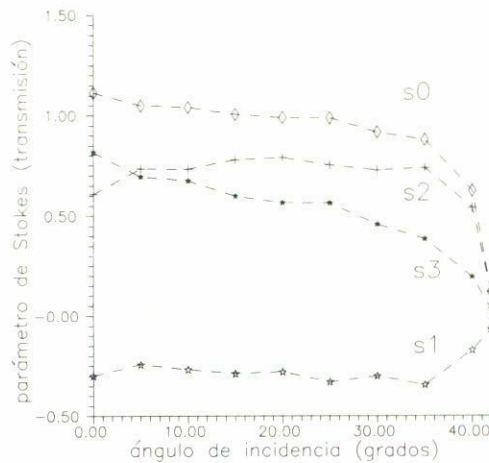


FIGURA 12. Parámetros experimentales de Stokes para el haz transmitido en función del ángulo de incidencia.

sido de 45° . El valor absoluto de S_1 para incidencia normal también tiene una discrepancia que sugiere lo mismo. S_3 experimental no es cero, señalando cierta polarización elíptica. Para concluir algo respecto a las tendencias en la vecindad del ángulo crítico con base en los datos experimentales, se requieren de más mediciones próximas al ángulo crítico.

Como indicador de los valores obtenidos, se determinó el grado de polarización para cada ángulo de incidencia empleando los valores de los parámetros experimentales [Ec. (17)] y las cantidades obtenidas se muestran en la Fig. 13. Tanto los valores de transmisión, como los de reflexión para ángulos de incidencia mayores que el crítico, arrojan un grado de polarización cercano a la unidad, otorgándoles cierta confiabilidad. En la región de ángulos menores que el crítico, sin embargo, el grado de polarización llega a ser hasta de 30% para reflexión. Refiriéndose a la esfera de Poincaré, los valores para reflexión en ángulos mayores que el crítico proporcionan puntos cercanos a la superficie de la esfera

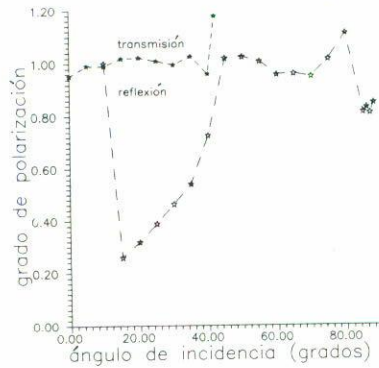


FIGURA 13. Grado de polarización de los parámetros de Stokes experimentales para los haces reflejado y transmitido como función del ángulo de incidencia. El grado de polarización [Ec. (17)] indica la distancia del punto (S_1, S_2, S_3) al origen, normalizada a S_0 .

de radio unidad, lo mismo que para transmisión. Para reflexión abajo del ángulo crítico, los puntos se distribuyen dentro de su volumen.

Concediendo que el comportamiento graficado correspondiente a S_3 en transmisión sea válido, es necesario aceptar la presencia de anisotropía en la muestra. Observándola entre polarizadores cruzados a lo largo de las posibles direcciones de tránsito de los haces, se verificó la presencia de un patrón de tensiones. Esto influye también en los valores de S_i para ángulos de incidencia iguales a cero.

5. CONCLUSIONES

Analizando el caso en que el índice refractivo de incidencia es mayor que el de transmisión, se mostraron las gráficas de los parámetros de Stokes a que conducen los coeficientes cuando se usan para la descripción de los cambios de polarización en reflexión y transmisión de un haz incidente en una frontera plana entre dos dieléctricos apropiados. La representación de estos parámetros en la esfera de Poincaré muestra también la sencillez con que pueden describirse evoluciones de estados de polarización. La descripción se limita al caso de detección a distancias mucho mayores que una longitud de onda del disturbio electromagnético considerado (campo lejano). Si se desea encontrar experimentalmente a los coeficientes de Fresnel con base en los parámetros de Stokes con el método planteado, el problema más importante a resolver estriba en la homogeneidad y el tamaño de la muestra. Aun el vidrio más homogéneo tiene un poco de tensiones internas, lo que se traduce en cierta birrefringencia que, dentro de trayectorias relativamente largas (varios cm), originan cambios adicionales de polarización. Estos no pueden corregirse sin conocimiento suficiente de la distribución de birrefringencia en la muestra. Tamaños más pequeños de la muestra hemisférica originarán efectos de lente más pronunciados. Pueden emplearse muestras líquidas contenidas en recipientes transparentes [7] de adecuado índice refractivo, aunque los cambios del ambiente quizá resulten de influencia más importante (temperatura, vibraciones). Tanto las variaciones rápidas de intensidad mencionadas, dentro del rango

de la reflexión total interna, como el origen de los valores del grado de polarización muy alejados de la unidad antes del ángulo crítico en reflexión, son cuestiones que quedan por explicar. El arreglo experimental puede desarrollarse para el estudio de otros aspectos del mismo fenómeno, tales como las ondas evanescentes, las reflexiones interna frustrada y atenuada, el desplazamiento Goos-Hänchen [8], el desplazamiento transversal [9] y la onda lateral [10]. Los cambios de polarización de un láser pueden ser, por otro lado, también un objeto de aplicación de los parámetros.

AGRADECIMIENTOS

Se agradece a José F. Vázquez Castillo tanto por su asistencia técnica como por la elaboración de los esquemas. Las mediciones de intensidad graficadas en la Fig. 8 fueron realizadas con la ayuda de Mauricio Ortiz Gutiérrez. Se agradecen también los útiles comentarios de Esaú Percino Zacarias y de Sergio Vázquez Montiel.

REFERENCIAS

1. M. Born y E. Wolf, *Principles of Optics*, Fifth ed., Pergamon-Press, New York (1975).
2. E. Hecht y A. Zajac, *Optics*, Addison-Wesley, Reading (1974).
3. E. Collet, *Am. J. Phys.* **36**, (1968) 713.
4. J.M. Stone, *Radiation and Optics, an Introduction to the Classical Theory*, McGraw-Hill, New York (1963).
5. E. Fortin y D. Singh, *Am. J. Phys.* **49**, (1981) 891.
6. J.M. Bennett y H.E. Bennett, "Polarization", en *Handbook of Optics*, sec.10, Sponsored by the Optical Society of America, ed. Walter G. Driscoll, McGraw-Hill, New York (1978).
7. J.H. Jones, J.B. Overcash, J.M. Trostel, J. Mandras y R.L. Chaplin, *Am. J. Phys.* **50**, No. 2 (1982) 158.
8. R.H. Renard, *J.O.S.A.* **54**, No. 10 (1964) 1190.
9. C. Imbert, *Phys. Rev. D.* **5**, (1972) 787.
10. T. Tamir y A.A. Oliner, *J.O.S.A.* **59**, (1969) 942.