

Polarización de la luz cenital. ¿Qué información puede estar contenida en ella?



Oswaldo D. Pavioni, Federico M. Ortega

*Facultad de Ingeniería. Universidad Nacional del Centro de la Provincia de Buenos Aires
Av. Del Valle 5737, B7400JWI; Olavarría, Buenos Aires, Argentina.*

E-mail: opavioni@fio.unicen.edu.ar

(Recibido el 1 de Noviembre de 2010; aceptado el 15 de Marzo de 2011)

Resumen

La construcción de modelos que expliquen el mecanismo por el cual ocurren diversos fenómenos es uno de los objetivos principales de las ciencias naturales. Se presenta aquí un trabajo experimental para el análisis de la polarización de la luz esparcida por la atmósfera junto a distintas hipótesis que pueden formularse para construir un modelo explicativo.

Palabras clave: Polarización. Esparcimiento. Aerosoles.

Abstract

The construction of models that explain the mechanism through which various phenomena occur, is one of the main aims of natural sciences. We introduce an experimental study to analyze the polarization of light scattered by atmosphere with different hypothesis that can be formulated to build an explanatory model.

Keywords: Polarization. Scattering. Aerosols.

PACS: 01.50.Pa, 07.05.Fb, 42.68.Mj

ISSN 1870-9095

I. INTRODUCCIÓN

El hecho de que la luz esparcida por la atmósfera presente un alto grado de polarización en un plano perpendicular a la dirección de los rayos solares es explicado frecuentemente mediante modelos que hacen uso del carácter transversal de las ondas electromagnéticas y de las radiaciones generadas por las vibraciones inducidas en los dipolos moleculares [1,2]. Este fenómeno se puede verificar observando una región del cielo despejado a través de la lámina de un polarizador lineal, de manera tal que la visual determine aproximadamente un ángulo recto con la dirección de los rayos solares. Al rotar la lámina entorno a un eje perpendicular al plano que la contiene, es posible comprobar la variación en la intensidad de la luz transmitida y con ello la existencia de una componente linealmente polarizada en la luz esparcida.

Cuando la visual se dirige verticalmente hacia arriba, se observa que la amplitud de la variación de la intensidad es función de la posición del Sol respecto al observador. Si se usa el grado de polarización [1] como parámetro para cuantificar en qué proporción se halla polarizada la luz proveniente del cenit, podrá observarse que éste efectivamente depende de la posición angular del Sol. Sin embargo, distintos valores del grado de polarización registrados bajo diferentes condiciones atmosféricas para una misma posición angular del Sol, permiten inferir que el

grado de polarización también es función de la composición particular del aire en el momento en que se mide.

En este artículo presentamos la elaboración de un trabajo experimental destinado a estudiantes que cursan Física en los primeros años de carreras universitarias de ciencias o ingeniería, considerando que la realización de aquellos trabajos que impliquen la medición de parámetros que caractericen algún fenómeno complejo, resultan de interés pedagógico, debido a la multiplicidad de procesos y conceptos que involucran y que contribuyen al desarrollo de las destrezas experimentales y cognitivas de los estudiantes.

En la sección II se presentan las hipótesis básicas y la construcción de los modelos hasta ahora aceptados mostrándose los resultados con ellos obtenidos comparándolos con datos experimentales. También se muestra como la introducción de una hipótesis adicional contribuye a que el modelo teórico dé lugar a una curva que se ajusta más a esos datos.

En la sección III se describe la construcción del dispositivo experimental utilizado.

La conclusión del trabajo se expone en la sección IV y en la sección V se desarrollan las ecuaciones necesarias para obtener los resultados numéricos.

II. ELABORACIÓN DE MODELOS EXPLICATIVOS

Un modelo simple que trate de explicar el grado de polarización de la luz esparcida verticalmente por la atmósfera puede elaborarse en base a las siguientes hipótesis:

- La atmósfera está compuesta por partículas de dimensiones pequeñas comparadas con cualquiera de las longitudes de onda del espectro visible.
- Las partículas se polarizan en la dirección del campo eléctrico aplicado sobre ellas.
- Los dipolos inducidos oscilan y radian ondas electromagnéticas de igual frecuencia que el campo eléctrico incidente.
- Los frentes de onda emitidos por los dipolos se consideran planos, por lo que la amplitud de los campos radiados no decrece con la distancia.
- No hay interacciones entre el dipolo inducido en cada partícula y los campos esparcidos por las demás.
- Las moléculas están suficientemente separadas entre sí de manera tal que los campos radiados por los dipolos inducidos son incoherentes.
- Los campos reflejados por la superficie terrestre no interactúan con los dipolos moleculares.

Cuando se considera un intervalo de tiempo suficientemente mayor que el tiempo de coherencia de la luz proveniente del Sol, el campo eléctrico en un punto del espacio habrá oscilado en direcciones distribuidas uniformemente en un plano perpendicular a la dirección de los rayos. Consecuentemente el dipolo inducido sobre una partícula en ese punto habrá sido forzado a oscilar en esas mismas direcciones. El campo radiado por este dipolo puede representarse como la resultante de la superposición de dos campos mutuamente ortogonales, incoherentes y de igual amplitud E_1 , uno que oscila en el plano de incidencia determinado por el centro del Sol, el dipolo y el observador y otro que lo hace en una dirección perpendicular a este plano. Adoptando un sistema de ejes cartesianos ortogonales centrado en el punto donde se halla el observador (O en la Figura 1), de tal manera que el eje z coincida con la vertical y el eje y esté contenido en el plano de incidencia; las proyecciones de los vectores de ambos campos eléctricos serán E_1 sobre el eje x y $E_1 \cos(\theta_s)$ sobre el eje y , siendo θ_s el ángulo determinado por los rayos del Sol con el eje cenital z . Como la intensidad de una onda electromagnética plana es proporcional al cuadrado de la amplitud de su campo eléctrico, si se observa esa radiación a través de un polarizador lineal se percibirá una intensidad mínima $I_{\min} \propto E_1^2 \cos^2 \theta_s$ cuando el eje de transmisión del polarizador sea paralelo al eje y , y una intensidad máxima $I_{\max} \propto E_1^2$ cuando el eje de transmisión se oriente paralelo al eje x .

En realidad, cuando el eje de polarización sea paralelo al eje x , el campo eléctrico luego de atravesar el polarizador, será la suma de un gran número (N_1) de campos de amplitud media E_1 y fase aleatoria, siendo N_1 el número de partículas

distribuidas a lo largo del eje z cuyas emisiones llegan a la lámina. En este caso, como se muestra en el punto (a1) del apéndice, resultará una intensidad que responderá a la expresión que se da a continuación.

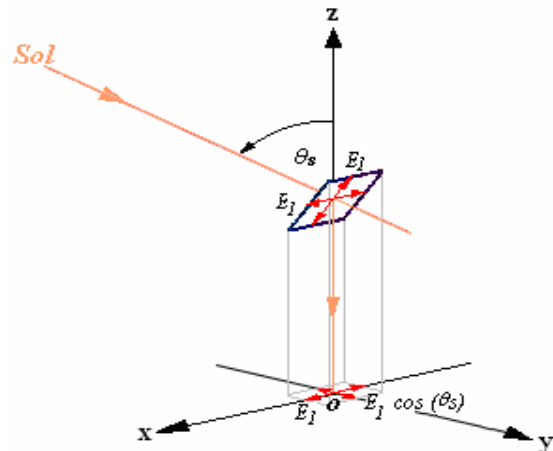


FIGURA 1. Componentes del campo radiado por un dipolo ideal y sus proyecciones sobre un plano horizontal donde se encuentra un observador en O .

$$I_{\max} \propto N_1 E_1^2. \quad (1)$$

Análogamente, para la intensidad mínima, cuando el eje de polarización está orientado en la dirección del eje y , debido a la contribución de un número N_1 de campos de amplitud media $E_1 \cos(\theta_s)$ cada uno, se puede escribir la relación siguiente.

$$I_{\min} \propto N_1 E_1^2 \cos^2 \theta_s. \quad (2)$$

El grado de polarización lineal P es función de las intensidades máxima y mínima transmitidas por el polarizador, (I_{\max} e I_{\min} respectivamente). Puede calcularse usando la ecuación (3), según se deduce en el punto (a2) del apéndice.

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (3)$$

Reemplazando las ecuaciones (1) y (2) en la (3) se obtiene el grado de polarización expresado en términos del ángulo cenital θ_s .

$$P = \frac{\text{sen}^2 \theta_s}{1 + \cos^2 \theta_s}. \quad (4)$$

De la ecuación (4) se deriva que la luz esparcida a 90° con respecto a la dirección de los rayos solares debiera estar totalmente polarizada ($P = 1$), o, equivalentemente, debiera existir una posición de la lámina polarizadora para la cual la intensidad transmitida sea nula ($I_{\min} = 0$).

En la práctica, puede observarse que la intensidad mínima de la luz cenital transmitida por el polarizador disminuye cuando el Sol se aproxima al horizonte (es decir cuando $\theta_s \rightarrow 90^\circ$), pero nunca llega a ser cero, lo que implica que el grado de polarización no alcanza su máximo valor teórico. En general, para cualquier ángulo θ_s , el grado de polarización observado estará por debajo de la curva teórica dada por la ecuación (4) como se muestra en la Figura 2, en la que se han representando gráficamente datos experimentales obtenidos por Richardson y Hulburt en Bocaiuva, Brasil [3, 4] junto al grado de polarización teórico para distintos θ_s .

$$P = \frac{\text{sen}^2 \theta_s}{1 + \cos^2 \theta_s + \frac{2\delta}{1-\delta}} \quad (5)$$

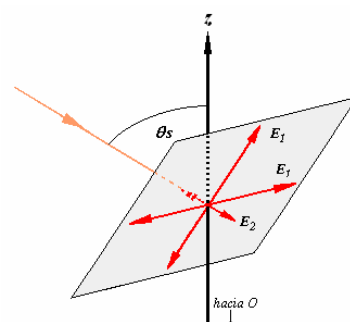


FIGURA 3. Componentes de la emisión de un dipolo anisotrópico en la que se observa la existencia de una componente paralela a la dirección de los rayos incidentes.

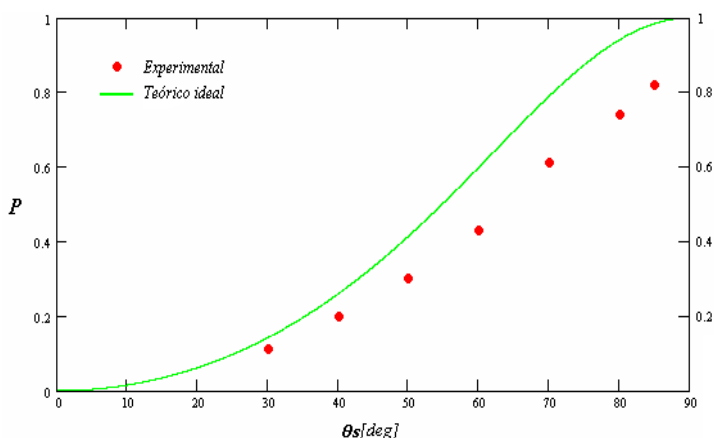


FIGURA 2. Representación de la variación del grado de polarización en función de la posición angular cenital del Sol encontrados experimentalmente [3, 4] y su comparación con la curva teórica ideal.

La diferencia que se observa entre los datos obtenidos experimentalmente y la representación gráfica del modelo teórico empleado se debe a que la atmósfera real sólo satisface parcialmente los supuestos sobre los cuales éste fue edificado.

Si se supone ahora que las partículas no se polarizan en la dirección del campo eléctrico aplicado sobre ellas, sino que lo hacen en una dirección ligeramente diferente (anisotropía molecular), habrá que tener en cuenta que las oscilaciones del dipolo inducido ya no estarán contenidas en un plano perpendicular al rayo incidente. El campo radiado podrá ser modelado entonces con una componente adicional contenida en el plano de incidencia y perpendicular al plano normal a la dirección de los rayos, de amplitud $E_2 < E_1$, como se muestra en la Figura 3.

En el punto de observación O se registrará entonces una intensidad máxima $I_{\text{máx}} \propto N_1 E_1^2$ y una intensidad mínima $I_{\text{mín}} \propto N_1 E_1^2 \cos^2 \theta_s + N_1 E_2^2 \text{sen}^2 \theta_s$, siendo E_2 la amplitud promedio de las componentes no contenidas en el plano normal a los rayos. Introduciendo ambas expresiones

en la ecuación (3) y haciendo $\delta = \left(\frac{E_2}{E_1}\right)^2$ se llega a la expresión siguiente.

El factor de despolarización δ es función de la configuración espacial de cada molécula, informándose valores que varían desde 0.02 a 0.09. Diversos autores reportan para una mezcla estándar de aire y para longitudes de onda del visible, valores de δ que varían en el orden de 0.0279 a 0.0303 [5]. Adoptando el valor medio $\delta = 0.0291$ y luego representando gráficamente la función (5) se obtiene una curva que, como puede verse en la Figura 4, muestra una mayor tendencia a aproximarse a los puntos obtenidos experimentalmente pero manteniendo aún un margen considerable. Un modelo superador necesita de la formulación de hipótesis adicionales que contemplen factores aún no tenidos en cuenta.

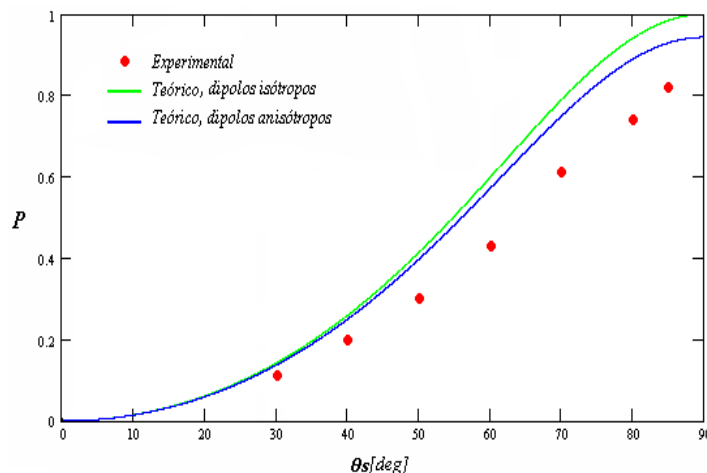


FIGURA 4. Representación de la variación del grado de polarización en función de la posición angular cenital del Sol encontrados experimentalmente y su comparación con la curva teórica ideal y la teórica incluyendo anisotropía dipolar.

En el aire, además de moléculas relativamente sencillas como las de nitrógeno y oxígeno, existen partículas de mayor tamaño como polen, gotas de agua, hielo o las que componen el humo y el polvo. En general son denominadas aerosoles.

Para tener en cuenta el efecto de los aerosoles, una primera aproximación es considerar que la luz al reflejarse en estas partículas aporta estadísticamente dos componentes ortogonales idénticas. En este caso debe sumarse una intensidad igual al producto del número de este tipo de contribuciones (N_3) por el cuadrado del campo medio reflejado por cada una de ellas (E_3). De esta manera las intensidades, máxima y mínima, pueden ser escritas como se muestra en las expresiones (6) y (7):

$$I_{m\acute{a}x} \propto N_1 E_1^2 + N_3 E_3^2, \quad (6)$$

$$I_{m\acute{i}n} \propto N_1 E_1^2 \cos^2 \theta s + N_1 E_2^2 \sin^2 \theta s + N_3 E_3^2. \quad (7)$$

Llevando (6) y (7) a la ecuación (3) y haciendo

$$\gamma = \frac{2N_3 E_3^2}{N_1 E_1^2} \text{ se obtiene:}$$

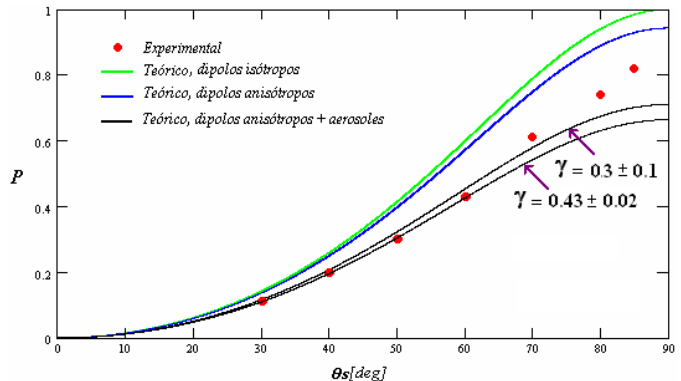
$$P = \frac{\sin^2 \theta s}{1 + \cos^2 \theta s + \frac{2\delta + \gamma}{1 - \delta}}. \quad (8)$$

El parámetro γ es proporcional a N_3 y por lo tanto a la concentración de partículas que por su tamaño reflejan la luz en el dominio de la óptica geométrica.

Mediante la aplicación del algoritmo de Levenberg – Marquardt se halló el valor de γ para el cual el modelo se ajusta mejor a los datos experimentales, resultando $\gamma = 0.3 \pm 0.1$.

Una mayor aproximación pudo lograrse considerando los datos correspondientes a posiciones angulares cenitales del Sol entre 30° y 60°. En este caso se obtuvo $\gamma = 0.43 \pm 0.02$ y con él la curva que se muestra en la Figura 5 junto a los distintos modelos teóricos y a los valores experimentales.

FIGURA 5. Curvas comparativas de los tres modelos teóricos con los datos experimentales.



En la Figura 6 se muestran los resultados de mediciones efectuadas en la zona suburbana de la ciudad de Olavarría, Provincia de Buenos Aires, Argentina, situada en la llanura pampeana a una altura de 80 m sobre el nivel del mar. La región presenta una intensa actividad industrial en el campo de la producción de cemento que sumada a la dinámica típica de una ciudad de más de cien mil habitantes aportan a la troposfera los llamados aerosoles de origen antropogénico. Los valores de γ encontrados en distintos días con cielo totalmente despejado, para ángulos cenitales del Sol entre 30° y 60°, donde mejor responde el modelo, resultaron, como era de esperar, más elevados que el valor que se obtuvo a partir de las mediciones informadas por Richardson y Hulburt realizadas a cielo limpio en Bocaiuva, Brasil.

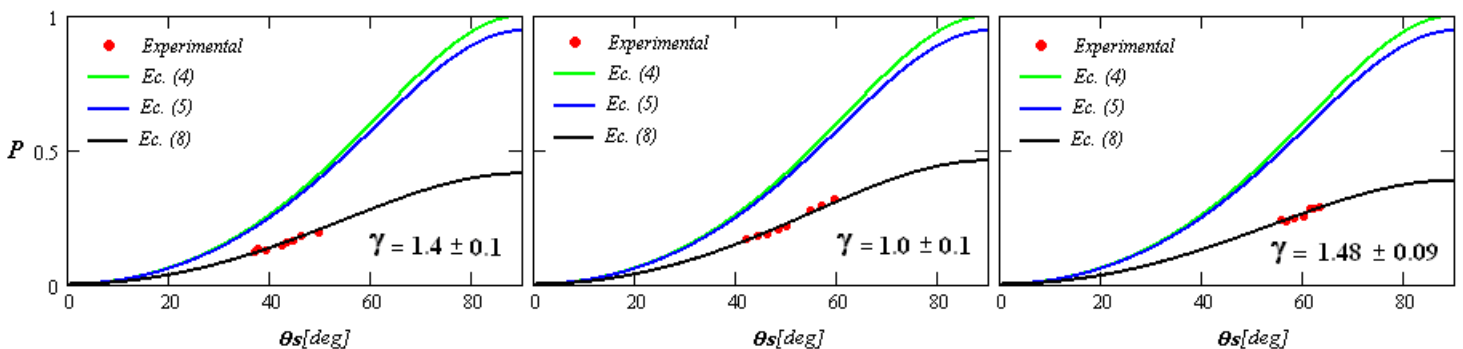


FIGURA 6. Resultados experimentales obtenidos en la ciudad de Olavarría (intensa actividad industrial).

III. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Las mediciones cuyos resultados se muestran en la Figura 6 fueron realizadas con una lámina polaroid HN-32 y un fotómetro de alta sensibilidad provisto de una sonda de fibra óptica, adquiridos a la empresa PASCO Scientific. Para

procurar la incidencia sobre el detector solamente de la luz esparcida verticalmente, se construyó un dispositivo como el que se muestra en las Figuras 7 y 8. Este consta de un cilindro de cartón cuya superficie interior fue pintada de negro para tratar de eliminar las reflexiones internas que puedan afectar las mediciones. El extremo inferior fue

cerrado con un cilindro de madera al que se le efectuó una perforación circular en el centro, de manera tal que pueda deslizarse justamente una pajilla de plástico (de las usadas para beber gaseosas) en la dirección del eje longitudinal del cilindro de cartón. Por dentro de ella se pasó la sonda de fibra óptica pudiendo ser sostenida así rígidamente en una posición vertical. En el extremo superior se colocaron dos aros, uno de ellos con la finalidad de ajustar al polaroid de tal manera que el conjunto aro - lámina pueda rotar sobre el otro aro que fue fijado al cilindro de cartón. Esta rotación debe mantenerse en un plano horizontal y es fundamental para poder verificar la variación de la intensidad transmitida y determinar así las intensidades máxima y mínima que registre el fotómetro.

La distancia entre el extremo de la sonda y la lámina polaroid debe ser regulable de tal manera que pueda captarse la radiación proveniente de la región del cielo más próxima a la vertical, disminuyendo el ángulo sólido a través del cual llega luz al extremo de la fibra óptica. Ver apéndice (a3).

La verticalidad del cilindro se verificó con una plomada y la posición angular del Sol se determinó midiendo en el instante de cada medición la sombra proyectada por un gnomon vertical.

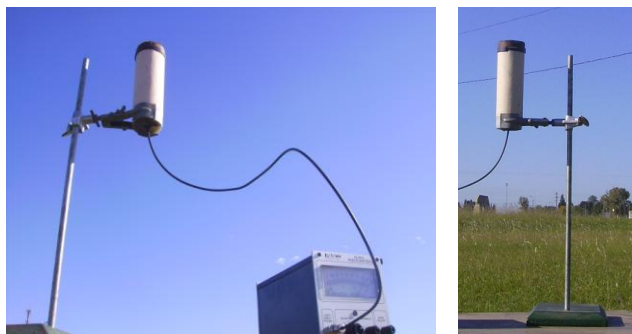


FIGURA 7. Esquema del aparato de medición construido donde se muestran sus partes principales.

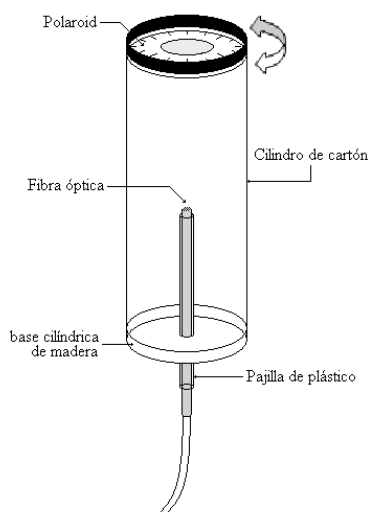


FIGURA 8. Aparato de medición durante la toma de datos.

IV. CONCLUSIÓN

La determinación experimental del grado de polarización muestra que la posición del Sol no es la única variable que interviene en el proceso de esparcimiento de la luz por la atmósfera.

La medición del grado de polarización de la luz esparcida por la atmósfera, supone la comprensión de la naturaleza ondulatoria de la luz y su carácter transversal, el conocimiento de la relación entre la amplitud del campo eléctrico y la intensidad, el dominio de conceptos trigonométricos básicos y la puesta en práctica de una de las metodologías propias de las ciencias naturales: la formulación de hipótesis y su contrastación experimental,

Mediante la construcción de un dispositivo simple que complementa a instrumentos disponibles en muchos laboratorios de Física básica, junto a la elaboración de modelos sencillos para explicar el esparcimiento de la luz en la atmósfera, fue posible definir un parámetro con el que se logra un mejor ajuste de la curva teórica a la experimental y que puede ser representativo de la concentración de aerosoles atmosféricos.

El hecho del mejor ajuste de la curva teórica con los datos experimentales justifica lo apropiado de la hipótesis que conduce a la ecuación (8).

Un modelo más complejo que pretenda explicar el grado de polarización con mayor precisión deberá contemplar, entre otros factores, el esparcimiento múltiple que se genera al interactuar los dipolos moleculares con la radiación generada por los dipolos contiguos, el efecto del retroesparcimiento debido al albedo, el hecho de que el Sol tenga un ancho angular finito, la imposibilidad de registrar únicamente la radiación proveniente de las partículas distribuidas en el eje vertical de observación y la respuesta no uniforme del fotómetro a las distintas longitudes de onda de la luz esparcida.

V. APÉNDICES

(a1) Sea un punto Q del espacio donde la intensidad de la onda electromagnética emitida por una fuente es I_1 y la intensidad de la radiación emitida por una segunda fuente es I_2 , si ambas radiaciones son totalmente incoherentes entonces cuando las fuentes emiten simultáneamente, la intensidad observada en el punto Q será $I = I_1 + I_2$ [1]. Entonces, si se tienen N fuentes incoherentes que en Q den una intensidad I_i cada una, la intensidad total resultante será

$I = \sum_{i=1}^N I_i$. Si las I_i intensidades son todas iguales entonces será $I = N I_i$. Como la intensidad es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico, $I_i \propto E_i^2$, resulta $I \propto N E_i^2$.

(a2) El grado de polarización P de un haz de luz parcialmente polarizado se define como el cociente entre la intensidad de la luz linealmente polarizada I_p y la intensidad total debida tanto a la componente polarizada como a la no polarizada I_o .

$$P = \frac{I_p}{I_0}. \quad (9)$$

Cuando luz no polarizada incide sobre una lámina polarizadora HN-32, la intensidad se reduce al 32 % de la intensidad incidente al atravesarla [1]. Así, si I_{np} es la intensidad de la luz no polarizada antes de la lámina, $I = \alpha I_{np}$ es la intensidad luego de ella, donde $\alpha = 0.32$.

Si es luz linealmente polarizada la que incide sobre ella, la intensidad que la atraviesa está dada por la ley de Malus, es decir depende del ángulo φ determinado por la dirección en la que se halla polarizada la luz y el eje de transmisión del polaroid. Esto es $I = I_p \cos^2 \varphi$. Sin embargo una película polaroid absorbe parte de la luz aunque el campo eléctrico sea paralelo al eje de transmisión, por lo que para una lámina real es mejor escribir $I = \beta I_p \cos^2 \varphi$, siendo β un coeficiente a determinar experimentalmente. En el caso de la lámina usada se obtuvo $\beta = 0.66$.

Cuando la luz incidente es una combinación de luz polarizada y luz no polarizada, la intensidad antes de la lámina es $I_0 = I_p + I_{np}$ y luego de ella será $I = \alpha I_{np} + \beta I_p \cos^2 \varphi$.

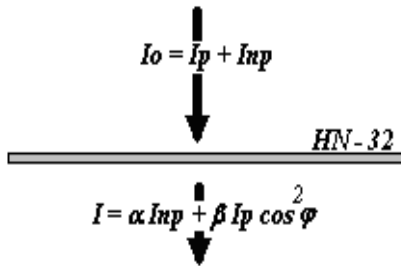


FIGURA 9. Esquema representativo de la intensidad de luz antes y después de atravesar la lámina polarizadora.

Así, cuando el eje de transmisión del polaroid está alineado con el eje de polarización de la componente polarizada, es $\varphi = 0$ y resulta la intensidad máxima que atraviesa la lámina.

$$I_{m\acute{a}x} = \alpha I_{np} + \beta I_p. \quad (10)$$

Cuando se gira la lámina 90° con respecto a la dirección anterior se obtiene la intensidad mínima transmitida, resultando su expresión

$$I_{m\acute{i}n} = \alpha I_{np}. \quad (11)$$

Entre (10) y (11) se obtiene

$$I_p = \frac{I_{m\acute{a}x} - I_{m\acute{i}n}}{\beta}. \quad (12)$$

Despejando I_{np} de la Ec. (11) y llevándola junto a I_p a la Ec. (9) queda

$$P = \frac{I_{m\acute{a}x} - I_{m\acute{i}n}}{I_{m\acute{a}x} + \left(\frac{\beta}{\alpha} - 1\right) I_{m\acute{i}n}}. \quad (13)$$

Haciendo, finalmente, $K = \frac{\beta}{\alpha} - 1$ resulta

$$P = \frac{I_{m\acute{a}x} - I_{m\acute{i}n}}{I_{m\acute{a}x} + K I_{m\acute{i}n}}. \quad (14)$$

Si $\alpha = 0.32$ y $\beta = 0.66$ entonces es $K = 17/16$. Para un polarizador ideal los valores son $\alpha = 0.5$ y $\beta = 1$, siendo en este caso $K = 1$. Como ambos valores de K no difieren significativamente, se usó la expresión usual en la bibliografía corriente [1]:

$$P = \frac{I_{m\acute{a}x} - I_{m\acute{i}n}}{I_{m\acute{a}x} + I_{m\acute{i}n}}. \quad (15)$$

(a3) La distancia entre la lámina polaroid y el extremo de la fibra óptica determina la fracción del ángulo sólido que es captada por el fotómetro. Dado el diámetro de la lámina polarizadora (D), el diámetro del extremo de la fibra óptica (d) y la separación entre ellas (L) se puede obtener la abertura angular α indicada en la Fig.10 haciendo

$$\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{D+d}{2L}. \text{ Luego, como el ángulo sólido subtendido}$$

por α es $\Omega = 2\pi (1 - \cos \alpha)$ y el correspondiente a todo el hemisferio desde el cual llega luz esparcida al punto de observación es $\Omega = 2\pi$, resulta un ángulo sólido relativo $\Omega_{rel} = 1 - \cos \alpha$ que, en términos de las longitudes que se pueden medir directamente, es:

$$\Omega_{rel} = \frac{2}{1 + \left(\frac{2L}{D+d}\right)^2}. \quad (15)$$

Para el instrumento con que se efectuaron las mediciones expuestas se obtuvieron $D = 2 \text{ cm}$, $d = 0.3 \text{ cm}$ y $L = 8 \text{ cm}$, con lo que resultó un valor del ángulo sólido relativo de 0.04 , es decir que el fotómetro en cada medición recogió luz de una región en un entorno al eje vertical que fue del 4% del hemisferio celeste.

VI. REFERENCIAS

- [1] Hecht, E., *Optics*, 4ta Edición, (Addison Wesley, U.S.A, 2002).
- [2] Serway, R. *Física*, 5ta Edición, Tomo II, (Mc Graw Hill, México, 2002).
- [3] Smith, G., *The polarization of skylight: An example from nature*, Am. J. Phys. **75**, 25-35 (2007).
- [4] Richardson, R. and Hulburt, E., *Sky-brightness measurements near Bocaiuva Brazil*, J. Geophys. Res. **54**, 215 - 227 (1949).
- [5] Dahlberg, A., *All-sky polarization imager deployment at mauna loa observatory, Hawaii*, <<http://etd.lib.montana.edu/etd/2010/dahlberg/DahlbergA0510.pdf>> Consultado el 13 de Octubre de 2010.

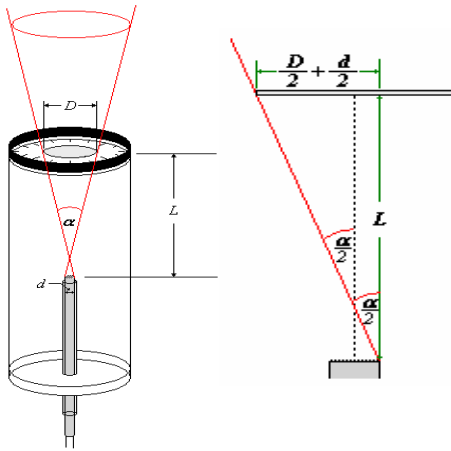


FIGURA 10. Esquema del interior del tubo de medición donde se muestran las dimensiones que determinan la abertura angular.