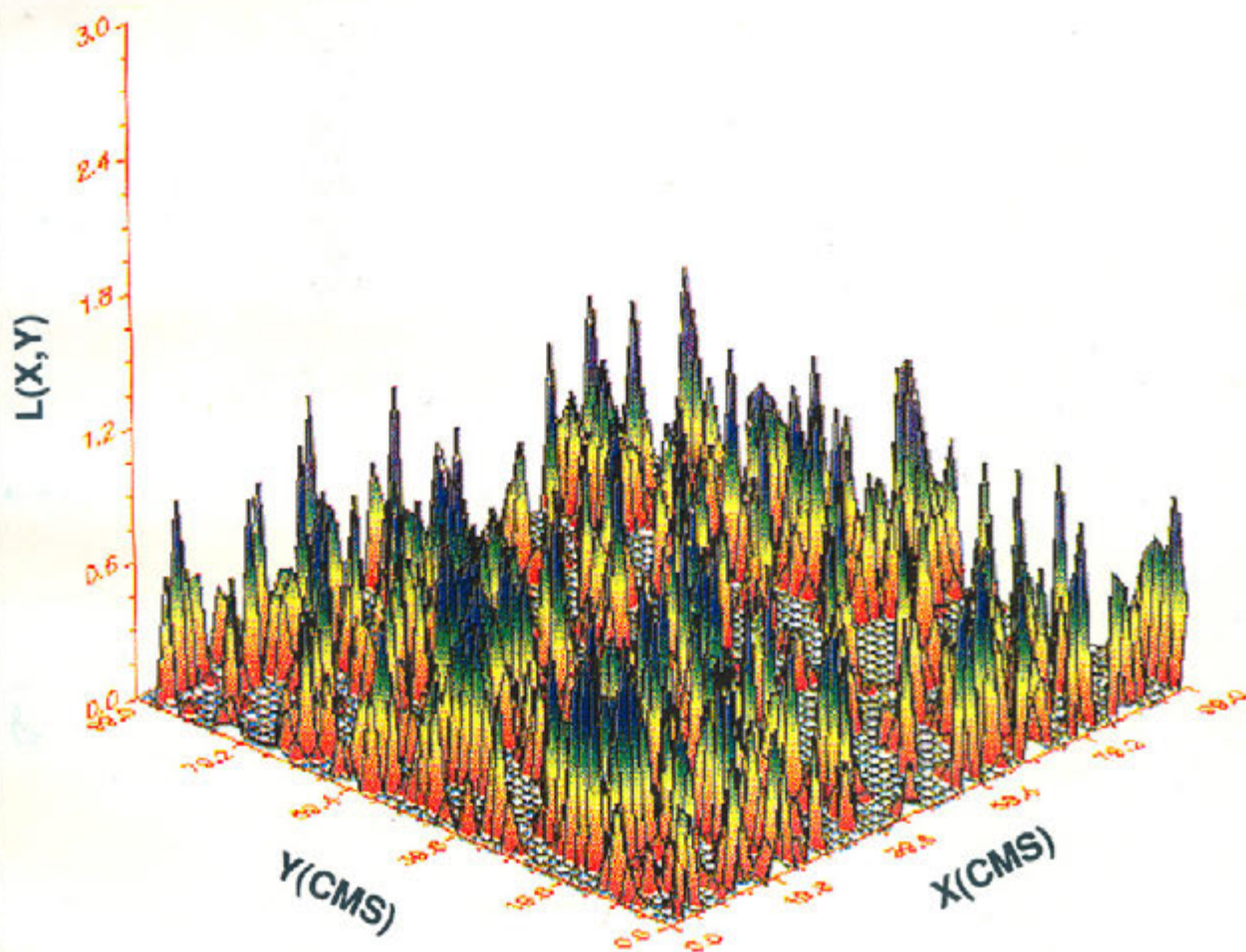


OPTICA

Vol. 3. Num. 1

Marzo 1993



Revista de la Academia Mexicana de Optica A.C.

OPTICA

MESA EDITORIAL:

CICESE:

Dra. Diana Tentori Santacruz
Dr. Martín Luis Celaya
Dr. Eugenio Méndez Méndez
Dr. Héctor M. Escamilla Taylor.
Dr. David Hotz
C. Dr. Manuel K. Yamada Shinoda.
Dr. Alfonso García Weidner.
C. Dr. Josue Alvarez Borrego.
M.C Georgina Navarrete.
Dr. Javier Mendieta.

CALIPO, S.A. DE C.V.:

Dr. Luis E. Celaya Salcido.
Dr. Jesús Enrique Rivera Garibaldi.

INSTITUTO SUPERIOR POLITECNICO -CUBA

Dr. Luis Marti Lopez.

IFUNAM - LAB. ENSENADA:

Dr. Roberto Machorro Mejía.
Dr. Jesús M. Siqueiros Beltrones.

INSTITUTO DE ASTRONOMIA:

Dr. Luis Salas.
M.C. Oswaldo Harris.

CI-UNAM:

Dr. Claudio Firmani

UNIVERSIDAD AUTONOMA IZTAPALAPA:

Dr. Julio Rubio
Dr. Manuel Fernández Guasti.

INSTITUTO DE CERAMICA Y VIDRIO (ESPAÑA):

Dr. Jesús Rincón.

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN OPTICA, A.C.:

Dr. Daniel Malacara.
Dra. Cristina Solano.
Dr. Vicente Aboites.
M.C. Arquimedes Morales.
Dr. Enrique Landgrave Manjarrez.
Dr. Sergio Calixto.
Dr. Javier Sanchez Mondragón.
Dr. Luis A. Zenteno

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN FISICA

UNIVERSIDAD DE SONORA:

M.C. Alejandro Clark
M.C. Angel Coronel
Dr. Efraín Regalado

COMITE EDITORIAL

Director: Heriberto Márquez Becerra.

Subdirector: Ricardo Villagómez Tamez

Edición: Elba Razón González

Redacción: Marcia Padilla Castillo

Enlace: Javier Camacho, David Salazar

En nuestra portada se muestra una gráfica de intensidad de luz reflejada sobre una superficie bidimensional a incidencia normal.

Las fechas de publicación de la revista son: Marzo, Julio y Noviembre de cada año.

El cierre de la edición de cada número es un mes antes de la publicación.

Las personas responsables de la revista OPTICA de la AMO deseamos hacer patente un amplio agradecimiento a la División de Física Aplicada del CICESE, en Ensenada B.C. México, por habernos permitido hacer uso de su sistema de edición para la elaboración de éste medio de comunicación científica.

1. Los manuscritos (original y dos copias) se enviarán a la editorial en Ensenada B.C., Ricardo Villagómez y/o Heriberto Márquez Carretera Tijuana- Ensenada Km 103 CICESE Física Aplicada Depto. de Optica, Ensenada B.C. México. c.p.22800

De todos los trabajos presentados se acusará recibo. El comité editorial los revisará y en un plazo no superior a dos meses, dará cuenta de ellos a sus autores.

2. Pueden publicar en OPTICA, autores nacionales o extranjeros cuyos trabajos se ajusten a los fines de ésta revista. Los trabajos pueden ser presentados en Español o Inglés.

3. El título deberá ser lo más conciso posible y reflejar con la mayor precisión el contenido del trabajo. En el caso de que el trabajo hubiera de publicarse en varias partes, cada una de ellas deberá ir precedida de un subtítulo adicional. Debajo del título se indicará el nombre y apellidos del autor o autores y el nombre del centro donde se haya realizado el trabajo.

El texto deberá de ir precedido de un breve resumen en Español e Inglés, de una extensión máxima de 200 palabras, que refleje con la mayor concisión y claridad el propósito del trabajo, el método utilizado y los resultados obtenidos. Los manuscritos se deben escribir a doble espacio y deberán de tener una extensión máxima de veinte páginas incluyendo, fotografías, tablas, dibujos y referencias.

4. Las fotografías deben ser originales brillantes en blanco y negro convenientemente reducidas. Las figuras y tablas deberán ser de alta calidad para garantizar una buena reproducción (se recomienda el uso de impresoras Laser, graficadoras o tinta china). Las leyendas de las figuras deberán ser colocadas en la parte inferior de la misma (con numeración arábiga) y las de las tablas en la superior de éstas (con numeración romana), debidamente etiquetadas para su identificación. No se aceptarán copias xerox o similares. Las fotografías, figuras y tablas deberán ser colocadas (adheridas, NO PEGADAS) en el lugar preciso donde se desea aparezcan.

5. Las referencias bibliográficas se reunirán al final del trabajo, numeradas por orden de aparición en el texto, y de acuerdo con los siguientes modelos:

1.- J. Ojeda-Castañeda and L. R. Berriel-Valdós, "Zone Plate for Arbitrarily High Focal Depth " Appl. Opt. 29,994 (1990).

2.- D. Malacara, "Optical Shop Testing", New York John Willey, c 1978.

6. Las abreviaturas utilizadas en la bibliografía deben ser las que figuren en "List of Periodicals", Chem. Abstr. 1961.

7. Los trabajos publicados podrán ser: Trabajos de investigación, notas científicas, artículos técnicos y cartas al editor. El Comité Editorial decidirá la clasificación que a cada trabajo corresponde.

8. Los autores recibirán gratuitamente 25 separatas de su trabajo y un ejemplar del número en que aparezca publicado. Podrán recibir además, a su cargo, todas las separatas que deseen, siempre que su petición se haga constar en la primer página del original enviado.

9. El Comité de Redacción examinará y juzgará todos los originales recibidos, devolviendo a sus autores los que no se ajusten al carácter o normas de la revista.

10. Serán aceptados trabajos originales que no hayan sido anteriormente publicados en otras revistas.

11. Una vez aceptado el artículo para su publicación, el autor lo escribirá ajustándose a las hojas formato que se le entregará para su impresión inmediata.

12. Los manuscritos deberán llegar al Comité de Redacción de la revista OPTICA, por correo certificado (Aereo, Estafeta, DHL, Express, etc.) a: Carretera Tijuana-Ensenada Km 103 CICESE Física Aplicada Depto. de Optica, Ensenada B. C. México. 22880, o personalmente a Heriberto Márquez B, en la misma dirección.

CONTENIDO

1	INDICE
2	EDITORIAL
3	Reflectance invariant measured by Ellipsometry G. Navarrete, L. E. Regalado R. Machorro, J.M. Siqueiros
9	Height autocorrelation function from two-dimensional glitter patterns. J. Alvarez Borrego, C. López Famoza
19	Mediciones bio-ópticas en el golfo de California. J.E. Valdez Holguin, G. Gaxiola Castro, R. Cervantes Duarte.
27	Sensor-modulador electroóptico de ADP con baja distorsión. A. García Weidner

OPTICA es una publicación cuatrimestral de la Academia Mexicana de Optica A.C. apartado postal 2681, Ensenada B.C. México. 22800. La revista OPTICA presenta los artículos de investigación científica y de desarrollo tecnológico más relevantes en esta disciplina. Los artículos, cartas, notas y comentarios deberán ser enviadas al director ó subdirector de la revista. Las contribuciones deberán enviarse en hojas tamaño carta y a doble espacio, las fotografías originales empastadas, numeradas y tituladas de acuerdo al contenido. Permisos de licitud de portada, título y contenido en tramite. Derechos Reservados (R) Academia Mexicana de Optica A.C.

Editorial

HERIBERTO MARQUEZ B.

Con este número de OPTICA de 1993 iniciamos el tercer volumen de la Revista. En este número se presentan artículos que contribuyen en las áreas de Elipsometría, Óptica de la Interfase aire-mar, Óptica Marina y Dispositivos Ópticos.

La Revista OPTICA será sometida a una evaluación Académica convocada por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología con la finalidad de Acreditar su valor académico y sea reconocida por el CONACYT y el Sistema Nacional de Investigadores.

Esperamos seguir contando con sus valiosas e indispensables contribuciones y mantener la continuidad de esta Revista. Esperamos finalmente que el presente número sea de su agrado.

G. Navar

L.E. R

The exc
characteri
respond to
transparent
the dielect
overcoating
However, t
for detectin
system is e

INTROD

The Atte
surfaces [3
very thin
constitutes
or other ch
silver and
of the meta
windows t
experiment
active med
constant, t
pseudo-Br
dielectric t
the ATR te
angle θ_b a
properties

Where n_p a

Let us con

$\lambda_0 632.8nm$

Metal layer

Dielectric l

are used in

Artículo acep

REFLECTANCE INVARIANT MEASURED BY ELLIPSOMETRY

G. Navarrete Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada, (CICESE) Apdo Postal 2732, 22800 Ensenada, B.C., MEXICO

L.E. Regalado, R. Machorro and J. M. Siqueiros Universidad Nacional Autónoma de México Instituto de Física (IFUNAM) Apdo. Postal 2681, 22800 Ensenada, B.C. MEXICO

ABSTRACT

The excitation of Surface electromagnetic Waves in the Attenuated Total Reflection Technique (ATR) has been used to characterize metallic surfaces. Usually, the metal surface oxidation is neglected and the measured optical properties correspond to an effective dielectric function. The corrosion rate may be reduced by overcoating the metallic surface with a transparent dielectric film. Recently, a method has been proposed for simultaneous characterization of both, the metal and the dielectric overcoating, by locating the pseudo-Brewster or Abeles angle θ_B , where the Reflectance is independent of the overcoating thickness and is found by angle scanning samples with overcoatings of different thickness at a given wavelength. However, the detection of this parameter using Reflectometry is difficult. We are presenting here a more sensitive technique for detecting θ_B , by measuring the phase variation upon reflection using an ellipsometric technique. A Copper-Zinc Sulfide system is optical characterized as an example.

INTRODUCTION

The Attenuated Total Reflection (ATR) method has shown to be a powerful tool for optical characterization of metal surfaces [1]. The effect of a double interface [2] and the modification of surface electromagnetic waves (SEW) by a very thin layer [3] have also been studied using this technique. A metallic film covered by a dielectric overlayer constitutes a particularly interesting system from both the practical and the theoretical points of view. The oxidation or other chemical reactions of a metal film exposed to the ambient may be prevented by a dielectric overlayer. Copper, silver and iron are good examples of surface deterioration when exposed to the atmosphere. Also the optical properties of the metal film can be modified by the presence of the dielectric coating. This fact is commonly used in metal coated windows to enhance transmittance [4]. The detection of the ATR signal may be photometric or ellipsometric [5]. The experimental parameters obtained by this technique give enough information for the optical characterization of the active medium surface under study [6], however, it is impossible to determine at the same time the complex dielectric constant, the thickness of the metal and the corresponding parameters of a dielectric overlayer. The use of the pseudo-Brewster or Abeles angle θ_B [7] has been proposed by Regalado et al. [8], as an extra information to characterize dielectric thin film overcoatings together with the metal surface parameters in a Kretschmann ATR configuration. In the ATR technique the Abeles angle θ_B is an experimental parameter observed at incidence angles below the critical angle θ_c and corresponds to zero reflection at the film-air interface for p-polarization and is related only to the optical properties of the dielectric:

$$\sin \theta_B = \left(\frac{1}{n_p} \right) \cos \left(\tan^{-1} \frac{1}{n_f} \right) \quad (1)$$

Where n_p and n_f are the refractive indices of the prism and the dielectric film respectively.

Let us consider the following example for a Silver thin film overcoated with Zinc Sulfide using a constant wavelength $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$; the prism refractive index is $n_p = 1.514$ and the following values, taken from Palik [9]:

Metal layer (Ag)	$n_m = 0.0625 - i4.15$	$d_m = 25 \text{ nm}$
Dielectric layer (ZnS)	$n_f = 2.35$	$d_m = 0 \text{ to } 15 \text{ nm}$

are used in a computer program to evaluate $R(\theta)$

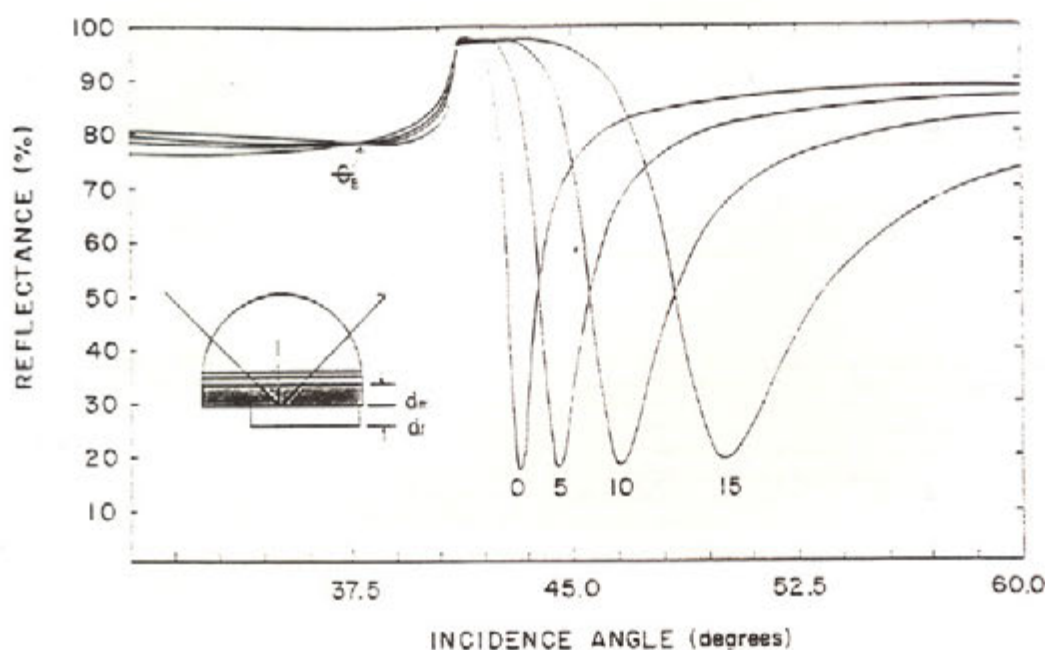


Fig.1 Simulated angle scanning ATR experiment for Ag overcoated with different thicknesses of ZnS (indicated below the peaks, in nm); the experimental configuration is shown in the inset. The θ_B angle is localized at the intersection of the curves before the critical angle.

The resulting plot is shown in Fig 1, where the presence of θ_B is evident and equal to $\theta_B = 37.5^\circ$. In a typical ATR experiment, the coupling of SEW presents a resonance (a Reflectance minimum above the critical angle) and a fitting procedure allows the determination of the optical properties of the thin-films. However, in the case of different thickness of the overlayer, a comparison of several experimental curves is required but to do this, is necessary to normalize the data. This is a cumbersome and sometimes unreliable procedure. An alternative technique is therefore needed for the determination of the quasi-Brewster angle θ_B . Figure 2 shows a graph of the reflection phase for several overlayer thickness in the above situation. Therefore, we chose an ellipsometric method, where normalization is not necessary for the detection of the quasi-Brewster or Abeles angle.

To experimentally test the method we selected Copper, which is an interesting material from a practical point of view because of its rapid oxidation once it is exposed to the atmosphere. We selected Zinc Sulfide as the overcoating layer, a very stable non hygroscopic material to reduce this effect. The optical properties of the new system are then evaluated using the θ_B approach, separating the information of the two layers.

SAMPLE PREPARATION

The deposition chamber is loaded with two boats, one with dielectric material (ZnS) and the other with metal (Cu). The film thickness are measured and controlled by a quartz crystal monitor which closes the shutter at the desired point. Before any deposition is made, we estimated the theoretical dielectric thickness that would produce the larger slope difference in the phase versus angle of incidence diagram. Under the same vacuum regime ($P=5 \times 10^{-6}$ Torr), two samples symmetrically located around the quartz monitor were deposited. First, a 28nm thick Cu layer and a 65nm ZnS film were evaporated on the two glass substrates. At this point the chamber was opened and one of the samples removed. After vacuum was reestablished, the evaporation continued on the second sample until the ZnS film reached a final thickness of 148nm. Preliminary results on a depth profile Auger analysis performed in our samples evidenced a clearly defined inert interface, and no signs of reaction were observed between the layers. The characterization of the interface by Auger Electron Spectroscopy (AES) and X-ray Photon Spectroscopy (XPS) is currently being performed and will be reported separately.

Fig.2 The θ_B in a null ell...

Fig.3 Null ell components

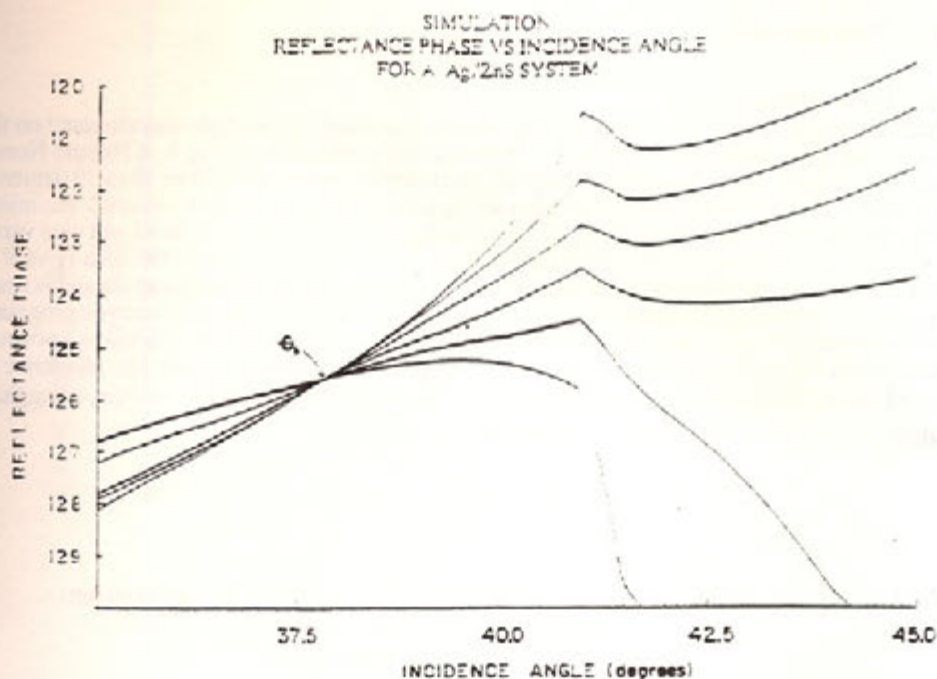


Fig.2 The θ_c angle is also found in reflection phase measurements as a function of the angle of incidence. This can be done in a null ellipsometer. Notice the discontinuity of the reflection phase at the critical angle.

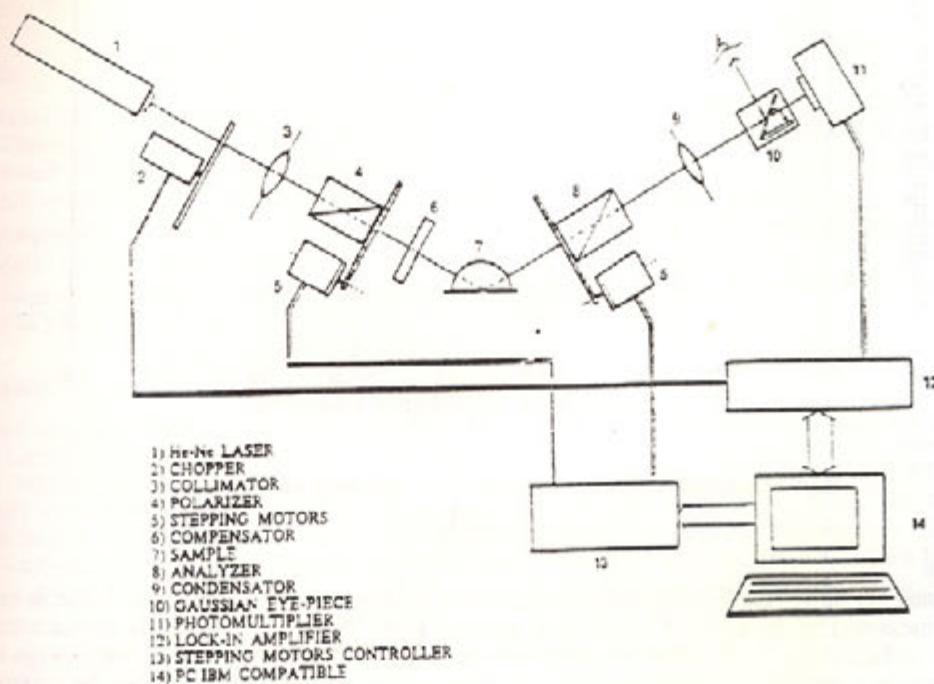


Fig.3 Null ellipsometry set up; a semicylindrical prism is used for internal reflection studies. The motion of the polarizing components is controlled by microcomputer to search for the minimum in intensity

SAMPLE CHARACTERIZATION

i) Reflectance PhaseChange (Ellipsometry)

For the optical characterization, a Gaertner 119 null ellipsometer was used. The sample was mounted on the flat side of a semi cylindrical prism using index matching oil in a Kretschmann configuration, Fig 3. A Helium Neon laser was used as a light source to minimize light dispersion. The angle of incidence was varied from 36 to 39 degrees. The null reflected intensity is searched in the usual way by rotating the polarizer (P) and analyzer (A) until the minimum was found. To enhance the precision of the measurement, stepping motors move P while A is fixed and vice versa. At each position of P (or A), the light intensity is measured and a parabola equation is fitted to the data (I vs P or A); the corresponding motor is moved to the angle position given by the vertex of the calculated parabola and is used as a new starting point. Once the (P,A) readings for each angle of incidence are measured, we used the analysis program proposed by McCrackin [10] to obtain the metal and dielectric refractive indices, assuming both thickness known. With this information the phase shifts for both polarizations are easily calculated and plotted against the incidence angle, Fig. 4. The intersection corresponds to the predicted angle, $\theta_B = 37.6$. The results for the Cu-ZnS system, using the measured θ_B , and a Bk7 prism ($n_p = 1.514$ at $\lambda = 632.8nm$) are the following:

Metal layer (Cu)	$n_m = 0.235 - i3.18$	$d_m = 26nm$
Dielectric layer (ZnS)	$n_f = 2.35$	$d_f = 55 \text{ and } 140 \text{ nm.}$

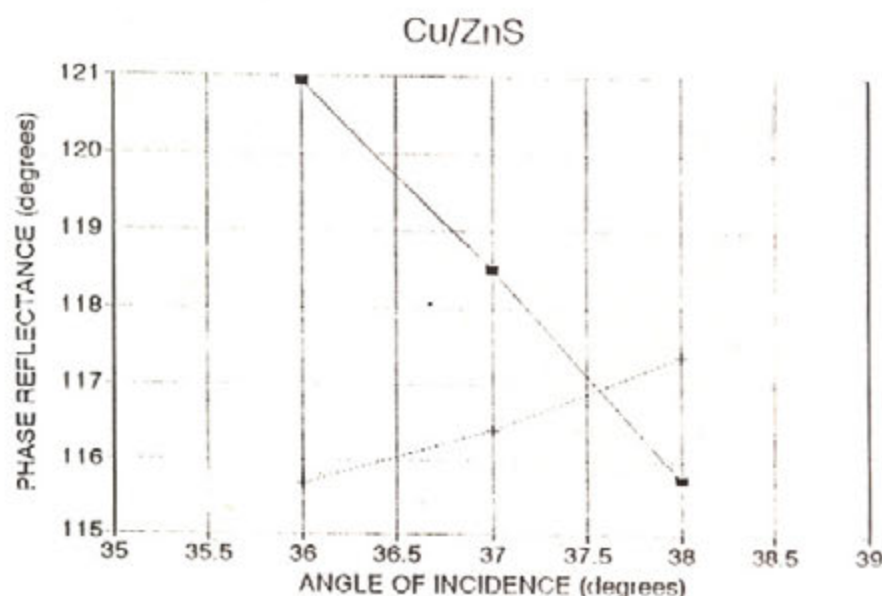


Fig.4 Experimental ellipsometric detection of θ_B for a Cu/ZnS system.

ii) ATR technique

The experimental set up for the Kretschmann configuration is shown in the inset of Fig. 1. For $\lambda = 632.8nm$ the reflected light is measured as the angle of incidence is scanned from 30 to 55. The chosen thicknesses of both the Copper and Zinc Sulfide films do not allow the excitation of SEW, but the intersection of both curves indicates the position of θ_B , which is slightly different from that obtained by ellipsometry. Fig. 5 shows the experimental data obtained from the ATR measurement and the corresponding calculated curves from the ellipsometric data shown above.

Fig. 5 Experiment to the thick of ellipsometry

DISCUSSION

As we expect a discrepancy, the experimental data require the no. of layers is 1. The reflectance measurement and it propagation curve should be the possibility.

CONCLUSION

We have used experimental data to the dielectric constant when compared with the calculated curve is advised for successfully simulated and affected by the.

ACKNOWLEDGMENT

The authors wish to thank One of us, L.E.

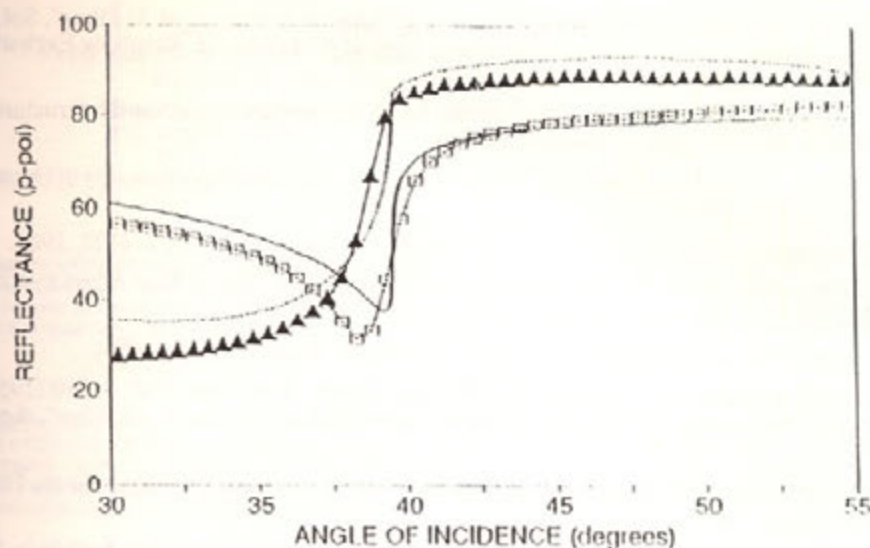


Fig. 5 Experimental ATR curves of the Cu/ZnS system (squares correspond to the thin overcoating and triangles correspond to the thick one). Continuous and dashed lines are the corresponding calculated data using the values obtained from ellipsometry

DISCUSSION.

As we expected, the resulting characterizations of the Cu/ZnS system using ellipsometry and ATR present a small discrepancy. This is due to the inherent characteristics of these two techniques: Ellipsometric measurement do not require the normalization procedure used in the ATR technique, nevertheless the solution for the optical properties of the layers is not unique. It is a good alternative for the detection of θ_B . The ATR technique requires, as any other reflectance measurement, normalization of the data respect to a known reference. Typically, the uncertainty is with 2% and it propagates into the θ_B determination. The extraction of the optical properties of both materials from the ATR curve should be more accurate when there exists excitation of SEW; the associated dip after the critical angle offers the possibility of a unique solution.

CONCLUSIONS

We have used an ellipsometric technique for the detection of the pseudo-Brewster angle. The interpretation of the experimental results and the use of this parameter leads to the optical characterization of both the metallic sample and the dielectric overcoating. The parameters calculated from ellipsometry are used to simulate the ATR response and when compared to experimental data obtained with this technique showed a close agreement. The dielectric coating is advised for metals with rapid deteriorations when exposed to the ambient. As an example, a Cu/ZnS system is successfully studied with the θ_B technique. An additional result us the fact that the Copper surface is not chemically affected by the dielectric overcoating process, at least as far as Auger Electron Spectroscopy is concerned.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank Jose Valenzuela for his help in the implementation of the ATR experiment arrangement. One of us, L.E.R. acknowledges the financial support of DGICSA-SEP under Contract C90-01-0041.

REFERENCES

- * Luis Efrain Regalado is on Sabbatical Leave from Universidad de Sonora, CIFUS, Apdo. Postal 5-088 83191 Hermosillo, Sonora, MEXICO.
- [1]. A. Otto and A. Sohler: "The Influence of the Substrate on the Optical Constants of Al Films", *Sol. State Comm.* 16, 1319 (1975), also E. Kretschmann: "The determination of Optical Constants of Metals by Excitation of Surface Plasmons", *Z. Phys.* 241,313 (1971).
- [2]. F. Abeles and T. Lopez-Rios, in *Polaritons*, Proc. of the 1st Taormina Res. Conf. on the Structure of Matter, E. Burstein and F. de Martini Eds., Pergamon Press NY (1974).
- [3]. I. Pockrand, J.D. Swalin, J.G. Gordon II and M.R. Philpott, "Surface Plasmons Spectroscopy of Organic Monolayer Assemblies", *Surf. Sci.* 74, 237 (1977).
- [4]. P. H. Berning: "Principles of Design of Architectural Coatings", *Applied Optics* 22, 4127, 1983.
- [5]. J.S. Schildkaut, "Limitations to the Determination of the Optical Properties of Thin Films by Combined Ellipsometric and Surface Plasmons Resonance Measurements", *Appl. Opt.* 27, 3329 (1988).
- [6]. M.K. Debe, Ed. *Optical Probes of Organic Thin Films*, Pergamon Press, Oxford, (1989).
- [7]. F. Abeles, "Classic Method for Determination of Refractive Index", *J. of Phys. Rad.* 2, 310 (1950), see also O. Heavens and H. Liddell, "Influence of Absorption measurements of Refractive Index of Films", *Appl. Opt.* 4, 630 (1965).
- [8]. L. E. Regalado, R. Machorro and J. Siqueiros: "Attenuated Total Reflection Technique for the Determination of the Optical Constants", *Appl. Opt.* 30, 3176 (1991).
- [9]. D.W. Lynch, W.R. Hunter, Cooper, p. 280-285, and E.D. Palik, A. Addamiano, Zink Sulfide in E.D. Palik Ed., *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, Orlando (1985).
- [10]. F. L. McCrackin, Technical Note 479, National Bureau of Standards, April 1969.

In this p
relationsh
is derived.
possible to
data.

En esta p
relación an
brillo bidir
la relación
que tenem

INTROD

A non-l
The non
the autoce
surface ju
sunglint p
Alvarez-
single sca
to describ
As a sc
developed
spectrum
of an isot
In this p
technique
since the
The ma

ANISOT

The tw
with corre
The slope
variance
 $Q'(\xi, \eta)$
 $Q''(\xi, \eta)$
by [2].

HEIGHT AUTOCORRELATION FUNCTION FROM TWO-DIMENSIONAL GLITTER PATTERNS

Josué Alvarez Borrego and Carlos López Famoza
Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada.
División de Física Aplicada Departamento de Óptica
Km. 107 Carretera Tijuana-Ensenada Ensenada, B.C. México
Tel. 011-52-(667)-4-45-01 to 06, ext. 302 Fax (52-667)-6-07-61
Fax U.S.A. (170-667)-6-07-61 Telex 56539 CICEME

ABSTRACT

In this paper, an anisotropic single scale surface is analyzed considering a Gaussian roughness spectrum. An analytical relationship between the bidimensional autocorrelation of the surface heights and those of the two-dimensional glitter patterns is derived. The results of the model compared with the data and the theory are in quite good agreement. We find that it is possible to invert the analytical relationship and estimate the height autocorrelation function from the two-dimensional glitter data.

RESUMEN

En esta publicación, se analiza una superficie anisotrópica de una escala, con estadísticas Gaussianas. Se encuentra una relación analítica entre la autocorrelación de las alturas de la superficie con la autocorrelación obtenida de los patrones de brillo bidimensionales. Los resultados del modelo, con los datos y la teoría, concuerdan bastante bien. Es posible invertir la relación analítica encontrada, y estimar la función de autocorrelación de alturas de la superficie a partir de la información que tenemos de los patrones de brillo bidimensionales.

INTRODUCTION

A non-linear method has recently been used to study the statistics of surfaces from glitter data [1,2].

The non-linear technique consists in obtaining a relationship between the autocorrelation function of the surface and the autocorrelation function of its image. The image is obtained when light emerging from a source reflects on the surface just one time and, depending from the slope, the light reflected will or will not be part of the image. The sunglint patterns, obtained in the image, contain spatial information of the surface.

Alvarez-Borrego presented in Ref.[1] the initial proposal of this technique. Emphasis has been made in the study of single scale surfaces in one dimension, using for this kind of work, Gaussian, Rectangle and Triangle roughness spectra to describe single scale surfaces.

As a second step, a roughness spectrum obtained from the Pierson-Moskowitz frequency spectrum [3] for a fully developed sea, which describes a range of roughness scales (multiscale surfaces) was used [2]. For this model, the spectrum is determined completely by the wind speed. This non-linear technique was also used in the statistical analysis of an isotropic two dimensional single scale surface [2].

In this paper, an statistical analysis of an anisotropic single scale bidimensional surface is made using the non-linear technique proposed by Alvarez-Borrego in Refs.[1,2]. The mathematical analysis here presented is more complete since the anisotropy of the surface is also considered.

The main goal is apply this non-linear technique to the analysis of sea surfaces.

ANISOTROPIC SURFACE ANALYSIS

The two dimensional surface, represented by $Z = \zeta(x, y)$ is, assumed to be a stationary Gaussian random process with correlation $R(\xi, \eta) = \langle \zeta(x + \xi, y + \eta)\zeta(x, y) \rangle$ and variance σ_z^2 . The ensemble averaged is represented by $\langle \cdot \rangle$. The slope in x direction is represented by $M_x(x, y)$ with correlation $Q^x(\xi, \eta) = \langle M_x(x + \xi, y + \eta)M_x(x, y) \rangle$, and variance $\sigma_{M_x}^2$. The slope in y direction is represented by $M_y(x, y)$ with correlation $Q^y(\xi, \eta) = \langle M_y(x + \xi, y + \eta)M_y(x, y) \rangle$, and variance $\sigma_{M_y}^2$. It is possible to obtain a cross-correlation function, $Q^{xy}(\xi, \eta)$, of $M_x(x, y)$ and $M_y(x, y)$. The relationships among $R(\xi, \eta)$ and $Q^x(\xi, \eta)$, $Q^y(\xi, \eta)$ and $Q^{xy}(\xi, \eta)$ are given by [2].

$$Q^x(\xi, \eta) = -\frac{\partial^2 R(\xi, \eta)}{\partial \xi^2}, \quad (1)$$

$$Q^y(\xi, \eta) = -\frac{\partial^2 R(\xi, \eta)}{\partial \eta^2}, \quad (2)$$

$$Q^{xy}(\xi, \eta) = -\frac{\partial^2 R(\xi, \eta)}{\partial \xi \partial \eta}. \quad (3)$$

From the theory of random processes, we know that with the stated assumptions, the random process $M(x, y)$ is Gaussian. Then, the joint probability density function of slopes at two different positions x_1, x_2 and y_1, y_2 is given by [4]

$$p(M_{x_1}, M_{y_1}, M_{x_2}, M_{y_2}) = \frac{1}{4\pi^2 |\Lambda|^{1/2}} \exp\left[-\frac{1}{2|\Lambda|} \sum_{n=1}^4 \sum_{m=1}^4 |\Lambda|_{nm} (M_n - \mu_n)(M_m - \mu_m)\right], \quad (4)$$

where, for simplicity, we are writing $M(x_1)$ as M_{x_1} , $M(x_2)$ as M_{x_2} , $M(y_1)$ as M_{y_1} and $M(y_2)$ as M_{y_2} , μ_n or μ_m represents the mean of $M(x, y)$; $|\Lambda|_{nm}$ is the cofactor of the element λ_{nm} in the determinant $|\Lambda|$ of the covariance matrix

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \lambda_{11} & \lambda_{12} & \dots & \lambda_{1N} \\ \lambda_{21} & \lambda_{22} & \dots & \lambda_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \lambda_{N1} & \lambda_{N2} & \dots & \lambda_{NN} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{M_x}^2 & 0 & Q^x & Q^{xy} \\ 0 & \sigma_{M_y}^2 & Q^{xy} & Q^y \\ Q^x & Q^{xy} & \sigma_{M_x}^2 & Q^{xy} \\ Q^{xy} & Q^y & Q^{xy} & \sigma_{M_y}^2 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

The determinant is given as:

$$|\Lambda| = \sigma_{M_x}^4 \sigma_{M_y}^4 - \sigma_{M_x}^4 Q^{y^2} - \sigma_{M_y}^4 Q^{x^2} - 3\sigma_{M_x}^2 \sigma_{M_y}^2 Q^{xy^2} + 2\sigma_{M_x}^2 Q^{xy^2} Q^y + \sigma_{M_y}^2 Q^{xy^2} (1 + Q^x) + (Q^x Q^y - Q^{xy^2})^2. \quad (6)$$

The cofactors are defined in the appendix A.

The output image, $L(x, y)$, is formed when light emerging from the source reflects on the surface just one time and, depending on the slope, the light reflected will or will not be part of the image. In general, the correlation function of this output is a function of position, but assuming that the field of view is sufficiently small, we can consider that the process is stationary over the region of interest. Then, the correlation function of the process $L(x, y)$ can be written as $C(\xi, \eta) = \langle L(x + \xi, y + \eta)L(x, y) \rangle$ and its variance by σ_L^2 .

In this paper, as a first approximation we can state that the mathematical function which describes the sunglint patterns, obtained in the image, is Gaussian. Figure 1 shows us different processes for obtaining the image from the surface light reflection, using normal incidence illumination and a one dimensional surface.

The bidimensional glitter function is defined as:

$$B(M_x, M_y) = \exp\left[-\frac{(M_x - \theta_0)^2 + (M_y - \theta_0)^2}{a^2}\right], \quad (7)$$

where θ_0
diameter
correlati

$C(\xi, \eta)$

Eq. (8)
appendi

RESUL

A two
method
with cor

where θ_0 , for this case, was considered again as zero. The value, a^2 , gives us physical information about the apparent diameter of the source and is associated to the width of the Gaussian function. With the above considerations, the correlation of the output, $L(x, y)$, can be written as

$$C(\xi, \eta) = \iiint \iiint B(M_x, M_y) B(M_x, M_y) p(M_x, M_y, M_x, M_y) dM_x dM_y dM_x dM_y \quad (8)$$

Eq. (8) can be integrated analytically in order to obtain the relationship between $C(\xi, \eta)$ and $R(\xi, \eta)$, as it is shown in appendix B.

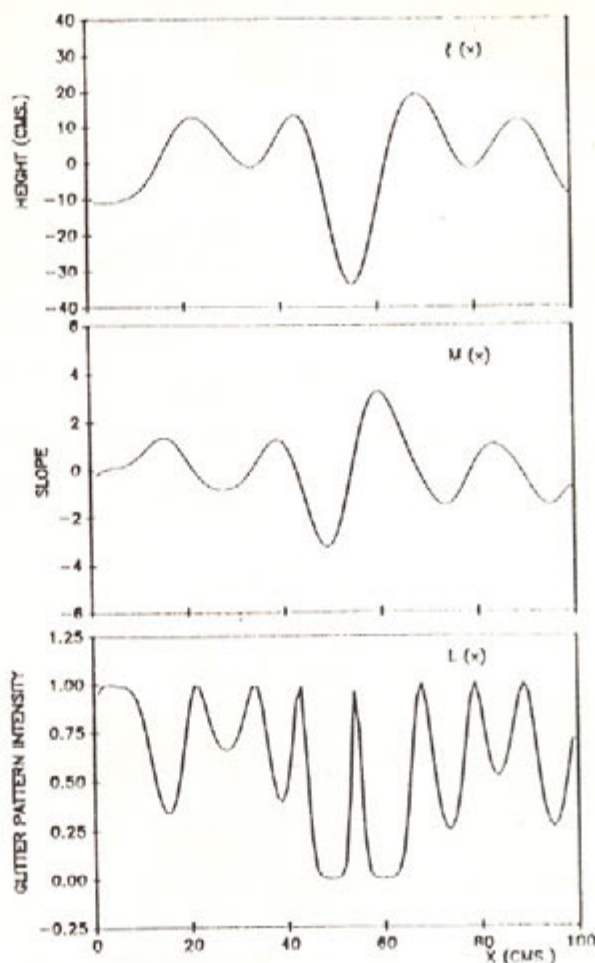


Figure 1. Different processes for obtaining the image from the surface, for light reflected at normal incidence.

RESULTS AND DISCUSSION

A two dimensional surface $Z = \zeta(x, y) = (100, 100)$ matrix, was generated for its respective analysis using the spectral method described by Thorsos [5]. In these calculations spatial increments of two centimeters were used, in regard with correlation lengths, along x direction, $l_x = 10$ cm., while along y direction $l_y = 15$ cm. The angle for light incidence,

θ_0 , and the angle of reflection, θ_d , were considered equal to zero.

In the generation of this single scale surface, a bidimensional Gaussian roughness spectrum was used. We can write the bidimensional spectral density function, $S(K_x, K_y)$, as:

$$S(K_x, K_y) = \sigma_z^2 \sqrt{\pi l_x l_y} \exp\left[-\frac{\pi^2(K_x^2 l_x^2 + K_y^2 l_y^2)}{2}\right], \quad (9)$$

where K is the bidimensional wavenumber defined as $K^2 = K_x^2 + K_y^2$, l_x and l_y are the correlation lengths along x and y directions, respectively.

The corresponding correlation function of the surface is given by

$$R(\xi, \eta) = \sigma_z^2 \exp\left[-\left(\frac{\xi^2}{l_x^2} + \frac{\eta^2}{l_y^2}\right)\right], \quad (10)$$

where ξ , and η are the lag variables along x and y directions, respectively.

The relationship among the bidimensional autocorrelation function of the surface, $R(\xi, \eta)$, and the bidimensional autocorrelation functions, $Q^x(\xi, \eta)$, $Q^y(\xi, \eta)$ and $Q^{xy}(\xi, \eta)$ are given by [2]

$$Q^x(\xi, \eta) = -\left(\frac{4\xi^2}{l_x^2} - \frac{2}{l_x^2}\right)R(\xi, \eta), \quad (11)$$

$$Q^y(\xi, \eta) = -\left(\frac{4\eta^2}{l_y^2} - \frac{2}{l_y^2}\right)R(\xi, \eta), \quad (12)$$

$$Q^{xy}(\xi, \eta) = -\frac{4\xi\eta}{l_x l_y} R(\xi, \eta). \quad (13)$$

From Eq. (1) and (2) we have that

$$\sigma_{M_x} = \frac{\sqrt{2}}{l_x} \sigma_z, \quad (14)$$

$$\sigma_{M_y} = \frac{\sqrt{2}}{l_y} \sigma_z. \quad (15)$$

In this case, the variance of the process $L(x, y)$ is given by the expression:

$$\sigma_L^2 = \int \int [B(M_x, M_y) - \mu_L]^2 p(M_x, M_y) dM_x dM_y, \quad (16)$$

where μ_L , represents the mean of $L(x, y)$, $p(M_x, M_y)$ is the probability density function and $B(M_x, M_y)$ is the glitter function, which we approximate by a Gaussian function.

Figures 2-5 show the bidimensional surface, $\zeta(x, y)$, its slope along x -direction, $M_x(x, y)$, the slope along y -direction, $M_y(x, y)$, and the image, $L(x, y)$, respectively. The image, $L(x, y)$, was obtained with the glitter function described by Eq. (7) when $\theta_0 = \theta_d = 0$. Figures 6a and 6b show us the comparison of the theory with the data of the autocorrelation function of the image, $C(\xi, \eta)$, along ξ (x -direction) and η (y -direction) respectively, for one realization only. Figures 7a and 7b show us the comparison of the theory, data and model of the autocorrelation function of the surface, $R(\xi, \eta)$, along ξ and η directions respectively, for 400 ensembles average realizations.

write

(9)

x and

(10)

nsional

(11)

(12)

(13)

(14)

(15)

(16)

he glitter

direction,

scribed by

orrelation

. Figures

e, $R(\xi, \eta)$.

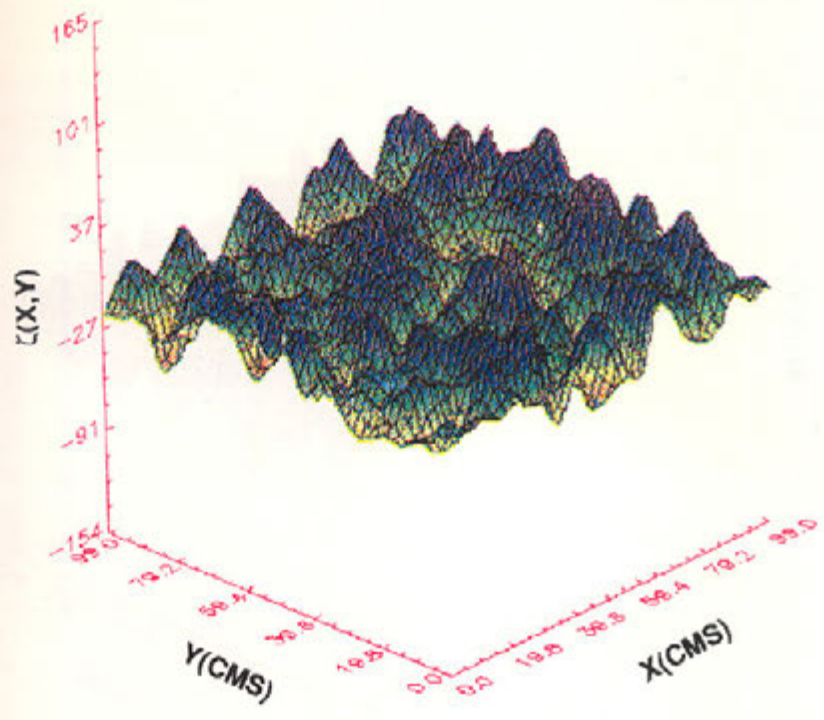


Figure 2. Single scale bidimensional anisotropic surface, $\zeta(x, y)$.

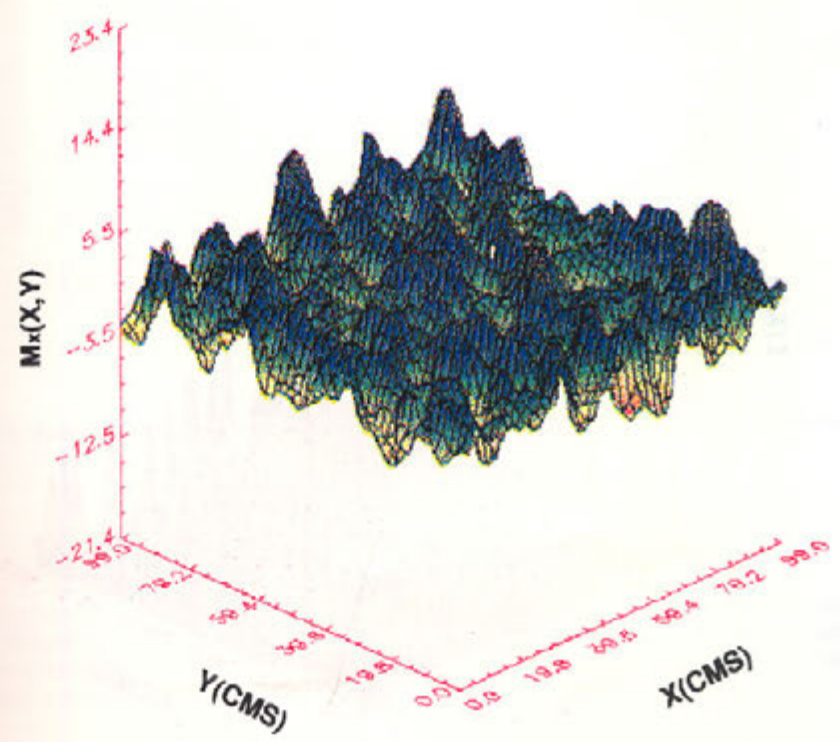


Figure 3. Slope, $M(x, y)$.

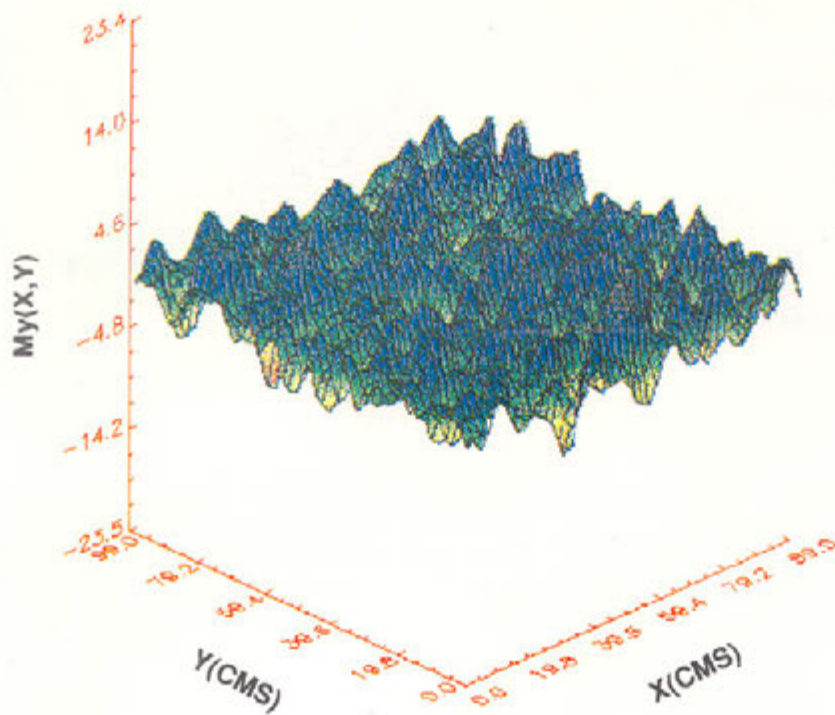


Figure 4. Slope, $M(x,y)$.

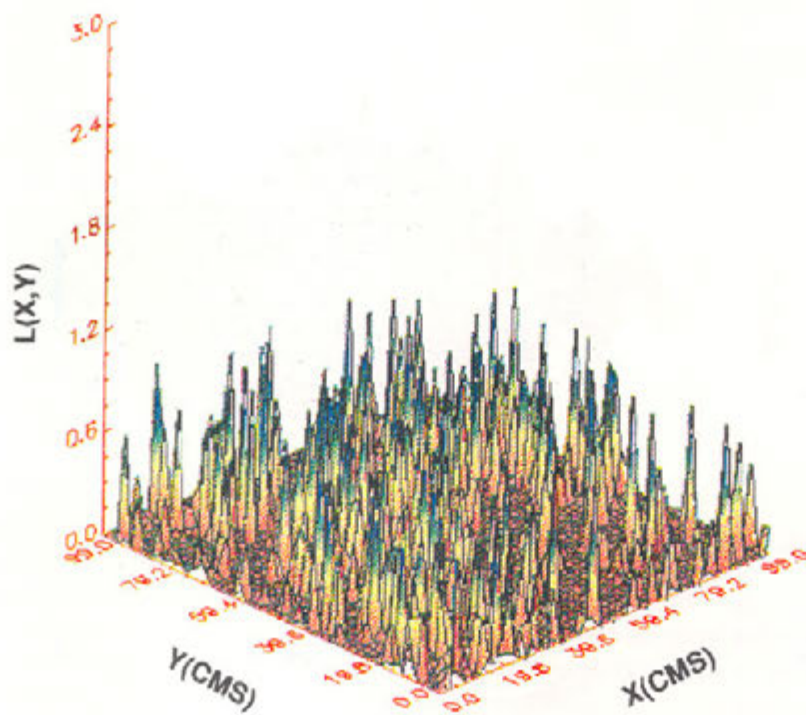


Figure 5. Image, $L(x,y)$.

We can ob-
results of the
than with the
the model is

CONCLUSION

Height autocor-
the nonlinear m-
surface height an-
were expressed i-

We can observe in Figures 6 and 7 the difference in both directions, for this anisotropic surface. As we can see, the results of the inversion process (points), Fig. 7, are in better agreement with the numerical simulation (dashed line) than with the analytical theory (solid line), because the analytical theory tell us how well the simulation is made, and the model is being proved with the surface obtained with the numerical simulation only.

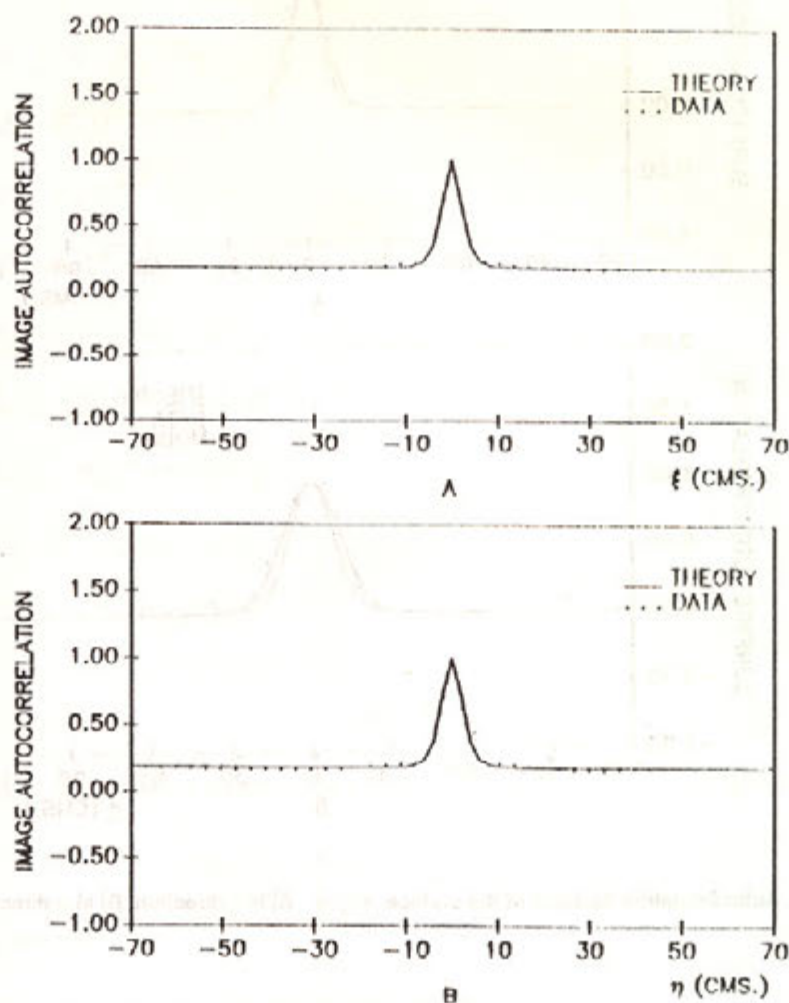


Figure 6. Autocorrelation function of the image, $C(\xi, \eta)$. A) in ξ direction, B) in η direction.

CONCLUSIONS

Height autocorrelation function from two-dimensional glitter patterns for an anisotropic surface were obtained using the nonlinear method described in Alvarez-Borrego [2]. To obtain these results, an analytical relation between the surface height autocorrelation and the autocorrelation of the intensity variations in the image was found. The results were expressed in x and y directions only, for simplicity.

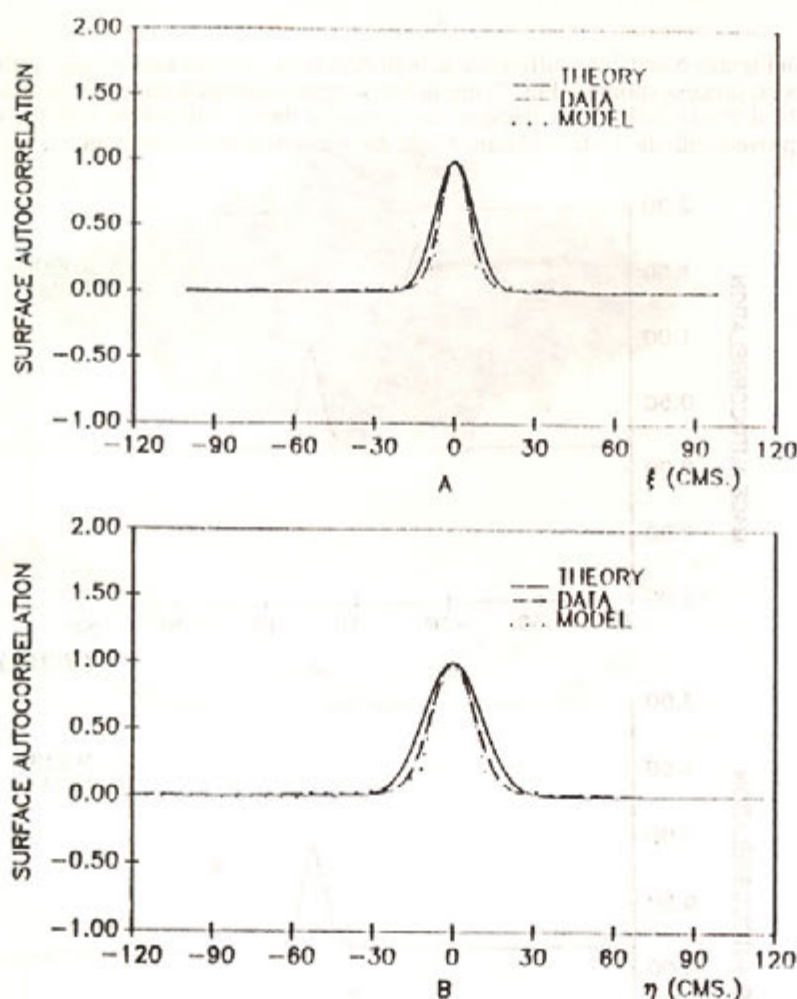


Figure 7. Autocorrelation function of the surface, $R(\xi, \eta)$. A) in ξ direction, B) in η direction.

REFERENCES

- [1]. Alvarez-Borrego Josué, "Height autocorrelation function from glitter data". Submitted to Applied Optics, (1992).
- [2]. Alvarez-Borrego Josué, "Wave height spectrum from sunglint patterns: an inverse problem". J. Geophys. Res.-Oceans, (1993). In press.
- [3]. Pierson W. J., Jr. and L. Moskowitz, "A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii". J. Geophys. Res., **69**, 5181-5190, (1964).
- [4]. Davenport Wilbur B. Jr. and William L. Root, "An introduction to the theory of random signals and noise", McGraw-Hill Book Company, Inc. (1958).
- [5]. Thorsos E.I. "The validity of the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum", J. Acoust. Soc. Am. **83**, 78 (1988).

APPENDIX A

The cofactors are defined as:

$$|\Lambda|_{11} = \sigma_{M_x}^4 \sigma_{M_y}^2 - \sigma_{M_x}^2 Q^{y^2} + 2Q^{xy^2}(Q^y - \sigma_{M_x}^2),$$

$$|\Lambda|_{22} = \sigma_{M_x}^4 \sigma_{M_y}^2 - \sigma_{M_x}^2 Q^{x^2} + 2Q^{xy^2}(Q^x - \sigma_{M_x}^2),$$

$$|\Lambda|_{33} = \sigma_{M_x}^2 \sigma_{M_y}^4 - \sigma_{M_x}^2 Q^{y^2} - \sigma_{M_x}^2 Q^{xy^2},$$

$$|\Lambda|_{44} = \sigma_{M_x}^4 \sigma_{M_y}^2 - \sigma_{M_x}^2 Q^{x^2} - \sigma_{M_x}^2 Q^{xy^2},$$

$$|\Lambda|_{12} = |\Lambda|_{21} = Q^{xy}(Q^{xy^2} - \sigma_{M_x}^2 Q^x + Q^x Q^y - \sigma_{M_x}^2 Q^y),$$

$$|\Lambda|_{13} = |\Lambda|_{31} = Q^{xy^2}(\sigma_{M_x}^2 - Q^y) - Q^x(\sigma_{M_x}^4 - Q^{y^2}),$$

$$|\Lambda|_{14} = |\Lambda|_{41} = Q^{xy}(\sigma_{M_x}^2 \sigma_{M_y}^2 - \sigma_{M_x}^2 Q^x + Q^x Q^y - Q^{xy^2}),$$

$$|\Lambda|_{23} = |\Lambda|_{32} = Q^{xy}(\sigma_{M_x}^2 \sigma_{M_y}^2 - \sigma_{M_x}^2 Q^y + Q^x Q^y - Q^{xy^2}),$$

$$|\Lambda|_{24} = |\Lambda|_{42} = Q^{xy^2}(\sigma_{M_x}^2 - Q^x) - Q^y(\sigma_{M_x}^4 - Q^{x^2}),$$

$$|\Lambda|_{43} = |\Lambda|_{34} = \sigma_{M_x}^2 Q^{xy}(\sigma_{M_x}^2 - Q^y) - \sigma_{M_x}^2 Q^{xy} Q^x.$$

APPENDIX B

In this appendix, the analytical results of the Eq.(8) are obtained. To do so, we used the formula

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-(ax^2 + bx + c)] dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \exp\left[\frac{b^2 - 4ac}{4a}\right].$$

Using it, the integral

$$C(\xi, \eta) = \int \int \int \int B(M_x, M_y) B(M_x, M_y) p(M_x, M_y, M_x, M_y) dM_x dM_y dM_x dM_y,$$

can be written as

$$C(\xi, \eta) = \frac{\chi_0}{4 |\Lambda|^{1/2}} \left[\frac{[\chi_2 - \chi_3] [\chi_4 - \chi_5]}{4\chi_1} - \frac{\chi_0 [\chi_6 \chi_7 - \chi_8 \chi_9]^2}{\chi_6} \right]^{-1/2},$$

where

$$\chi_0 = 4 \left(\frac{1}{a^2} + \frac{|\Lambda| l_{11}}{2|\Lambda|} \right),$$

$$\chi_1 = \chi_0 \left[\chi_0 \left(\frac{1}{a^2} + \frac{|\Lambda| l_{22}}{2|\Lambda|} \right) - \left(\frac{|\Lambda| l_{12}}{|\Lambda|} \right)^2 \right],$$

$$\chi_2 = 4\chi_1 \left[\chi_0 \left(\frac{1}{a^2} + \frac{|\Lambda| l_{33}}{2|\Lambda|} \right) - \left(\frac{|\Lambda| l_{13}}{|\Lambda|} \right)^2 \right],$$

$$\chi_3 = \left[\chi_0 \frac{|\Lambda| l_{23}}{|\Lambda|} - \frac{|\Lambda| l_{12} |\Lambda| l_{13}}{|\Lambda|^2} \right],$$

$$\chi_4 = 4\chi_1 \left[\chi_0 \left(\frac{1}{a^2} + \frac{|\Lambda| l_{44}}{2|\Lambda|} \right) - \left(\frac{|\Lambda| l_{14}}{|\Lambda|} \right)^2 \right],$$

$$\chi_5 = \left[\chi_0 \frac{|\Lambda| l_{24}}{|\Lambda|} - 2 \frac{|\Lambda| l_{12} |\Lambda| l_{14}}{|\Lambda|^2} \right],$$

$$\chi_6 = \left[\chi_0 \left(\frac{1}{a^2} + \frac{|\Lambda| l_{22}}{2|\Lambda|} \right) - \left(\frac{|\Lambda| l_{12}}{|\Lambda|} \right)^2 \right],$$

$$\chi_7 = \chi_0 \frac{|\Lambda| l_{34}}{|\Lambda|} - 2 \frac{|\Lambda| l_{13} |\Lambda| l_{14}}{|\Lambda|^2},$$

$$\chi_8 = \left[\frac{\chi_0 |\Lambda| l_{23}}{2|\Lambda|} - \frac{|\Lambda| l_{12} |\Lambda| l_{13}}{|\Lambda|^2} \right],$$

these cofactors are defined as in the appendix A.

MEDICIONES BIO-OPTICAS EN EL GOLFO DE CALIFORNIA.

JOSE EDUARDO VALDEZ HOLGUIN^{1,2} GILBERTO GAXIOLA CASTRO¹
Y RAFAEL CERVANTES DUARTE^{1,3}

¹ Depto. de Ecología, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. Ensenada, B.C.

² Departamento del Centro de Investigaciones Científicas y Tecnológicas, Universidad de Sonora. Hermosillo, Sonora.

³ Centro Interdisciplinario de Ciencias Marinas. I.P.N. La Paz, B.C.S.

RESUMEN

Se realizaron mediciones de Irradiancia Escalar ($E_{\alpha(PAR)}$), Radiancia de la Fluorescencia Natural de la Clorofila *a* ($L_{\alpha(683)}$) y del Coeficiente de Atenuación de Luz Difusa (K) en el Golfo de California, con un Perfilador de Fluorescencia Natural (PNF-300), con la finalidad de obtener información óptica de la ecología del fitoplancton. Con la información obtenida se estimó la Reflectancia de la Fluorescencia Natural ($R_{\alpha(683)}$) y se relacionó con la biomasa del fitoplancton ($r^2=0.49$). Las aguas del Golfo de California presentaron características bifásicas, con una distribución espacial homogénea de la irradiancia descendente.

ABSTRACT

Scalar Irradiance ($E_{\alpha(PAR)}$), Natural Fluorescence of Chlorophyll *a* Radiance ($L_{\alpha(683)}$) and Diffuse Attenuation Coefficient (K) were measured in the Gulf of California using a Profiling Natural Fluorometer (PNF-300), in order to have optical information of the phytoplankton ecology. The Natural Fluorescence Reflectance ($R_{\alpha(683)}$) estimated from the data was related to phytoplankton biomass ($r^2=0.49$). The Gulf of California waters showed a biphasic behaviour with homogeneous spatial distribution of the downwelling irradiance.

INTRODUCCION

En los estudios de ecología del fitoplancton marino, se han desarrollado modelos para estimar la productividad primaria a partir de la biomasa (pigmentos fotosintéticos) del fitoplancton [1,2]. Así mismo, de las imágenes con sensores remotos de color, se ha calculado la biomasa del fitoplancton en base a una relación entre las radiancias emergentes del océano [3,4,5]. La cobertura del monitoreo por sensores remotos es muy amplia, por lo que la calibración de la información obtenida solo es posible a partir de mediciones *in situ*. Se han diseñado algunos instrumentos de uso rápido y de medición *in situ* continua para medir las radiancias asociadas a procesos bio-ópticos (biológicos). Sin embargo, tanto para sensores remotos como para estos instrumentos de medición continua, la dinámica y velocidad con que ocurren algunos procesos en el océano hacen suponer constantes algunos coeficientes, para simplificar las formulaciones principalmente por la dificultad de medirlos.

Las mediciones básicas de la óptica marina aplicada a los sensores remotos son: la radiancia ascendente (L_u), el flujo radiante que emerge del océano por unidad de área por unidad de ángulo sólido (nano-Einsteins $m^{-2} s^{-1} sr^{-1}$), y la reflectancia (medida en un punto), que es la razón entre la radiancia ascendente y la irradiancia (flujo radiante por unidad de área) descendente (L_u/E_d). Una parte de la luz que penetra la capa superficial del mar es absorbida por los componentes disueltos y particulados del agua (p.e. gelvín o sustancias amarillas, fitoplancton, detritus), principalmente en las bandas cortas del espectro visible, mientras que el agua misma tiene una fuerte absorción en las bandas largas [5]. Estas propiedades de absorción del océano le confieren su color característico (azul, azul-verde), dependiendo del compuesto que predomina. La irradiancia fotosintéticamente activa (PAR) bajo el agua decrece exponencialmente con la profundidad de acuerdo a la Ley de Lambert-Beer: $E_{\alpha(z)} = E_{\alpha(0)} e^{-Kz}$. Donde $E_{\alpha(z)}$ es la irradiancia escalar a la profundidad z , $E_{\alpha(0)}$ es la irradiancia escalar inmediatamente por debajo de la superficie del océano, K es el coeficiente de atenuación vertical de luz difusa y z es la profundidad en metros. La atenuación vertical de esta irradiancia no es constante, ya que, ni los componentes del agua (que absorben y/o dispersan la luz) ni el campo de luz son homogéneos. Esta PAR (400 a 700 nm) que es indispensable para la productividad (fotosíntesis) del fitoplancton es absorbida en forma diferente de acuerdo a su longitud de onda y el estado fisiológico de las células. Por lo tanto, ni el coeficiente de atenuación ni el coeficiente específico de absorción de esta luz son constantes con la profundidad.

Una parte de la luz absorbida por el fitoplancton es utilizada en procesos fotosintéticos, otra parte se disipa en forma de calor y otra es re-emitida como fluorescencia. El proceso de la fluorescencia consiste en la absorción de luz por la molécula de clorofila y su posterior emisión a una longitud de onda mayor, generalmente centrada a los 683 nm [6,7]. La rápida absorción por el agua de la luz con longitudes de onda cercanas al rojo, permite utilizar esta propiedad de la clorofila *a* en las capas subsuperficiales como una medida indirecta de la fotosíntesis en el medio marino [8]. Este trabajo tiene la finalidad de dar a conocer aspectos de la variabilidad de algunas propiedades bio-ópticas como el coeficiente de atenuación de luz difusa (K), la irradiancia escalar ($E_{\alpha(PAR)}$) y la radiancia de la fluorescencia natural

($L_{p(683)}$) en el Golfo de California. A partir de unas suposiciones se calcula la reflectancia de la radiancia (R_{683}) para determinar su relación con la biomasa fitoplanctónica. Esta radiancia se propone como una medición bio-óptica indirecta de la concentración de clorofila *a* en el medio marino.

MEDICIONES

Durante el período del 22 al 27 de mayo de 1992 realizamos una serie de mediciones de irradiancia escalar, coeficiente de atenuación de luz difusa y de la radiancia a 683 nm (radiancia de la fluorescencia natural de la clorofila), en el Golfo de California a bordo del BIP XI (Barco de Investigación Pesquera)(Fig. 1;Tabla 1). Las mediciones se hicieron con un perfilador de fluorescencia natural (PNF-300) Biospherical Instruments Inc., el cual está equipado con un sensor de fluorescencia natural, sensor de la irradiancia escalar (PAR) bajo el agua, sensor superficial de irradiancia escalar (PAR) y un transductor profundidad/presión. Los datos fueron almacenados en una microcomputadora portátil. El detector de la radiancia de la fluorescencia está centrado a 683 nm, filtrando las longitudes de onda menores a 650 nm. El ángulo de aceptación del sensor es de 25°. La escala completa es de 50 nE m⁻² sr⁻¹ s⁻¹, con una resolución de 10⁻⁶ de la escala completa. El sensor de la irradiancia escalar bajo el agua da una respuesta plana de 400 a 700 nm, con un ángulo de aceptación de 10 esteroradianes. El nivel de máxima irradiancia es de 4000 μE m⁻² s⁻¹ y el valor menor detectable es de 10⁻⁶.

Las mediciones se realizaron únicamente durante el día y a las horas en que se ocupaba la estación, la distancia entre las estaciones fué de 20 millas nauticas. El PNF se bajó por un costado del barco a una velocidad de 2 metros/segundo, utilizando un brazo metálico de 2 metros de largo, para evitar en lo posible el reflejo del casco del barco. Se tomaron muestras de agua de mar a profundidades discretas, para determinar la concentración de clorofila *a*, por metodos espectrofotométricos [9].



Figura 1.- Localización de las estaciones muestreadas en el Golfo de California.

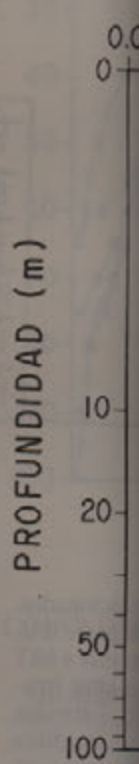


Tabla I.- Localización de las estaciones de muestreo.

NUMERO ESTACION	CODIGO ESTACION	LATITUD	LONGITUD	FECHA	HORA
1	300-100	27 45.3	110 58.6	24/V/92	06:50
2	300-80	27 35.3	111 18.1	24/V/92	12:40
3	300-65	27 26.0	111 34.0	24/V/92	17:12
4	220-80	28 41.6	111 11.2	25/V/92	08:50
5	220-57	28 34.0	112 25.5	25/V/92	12:41
6	220-40	28 24.6	112 42.2	25/V/92	17:14
7	100-60	30 18.6	113 31.1	26/V/92	10:23
8	100-40	30 08.5	113 51.1	26/V/92	15:13
9	100-20	29 28.5	114 11.0	26/V/92	18:30
10	140-25	29 26.4	113 42.8	27/V/92	07:10
11	160-30	29 11.6	113 26.3	27/V/92	11:28
12	180-30	28 54.2	113 14.8	27/V/92	15:23

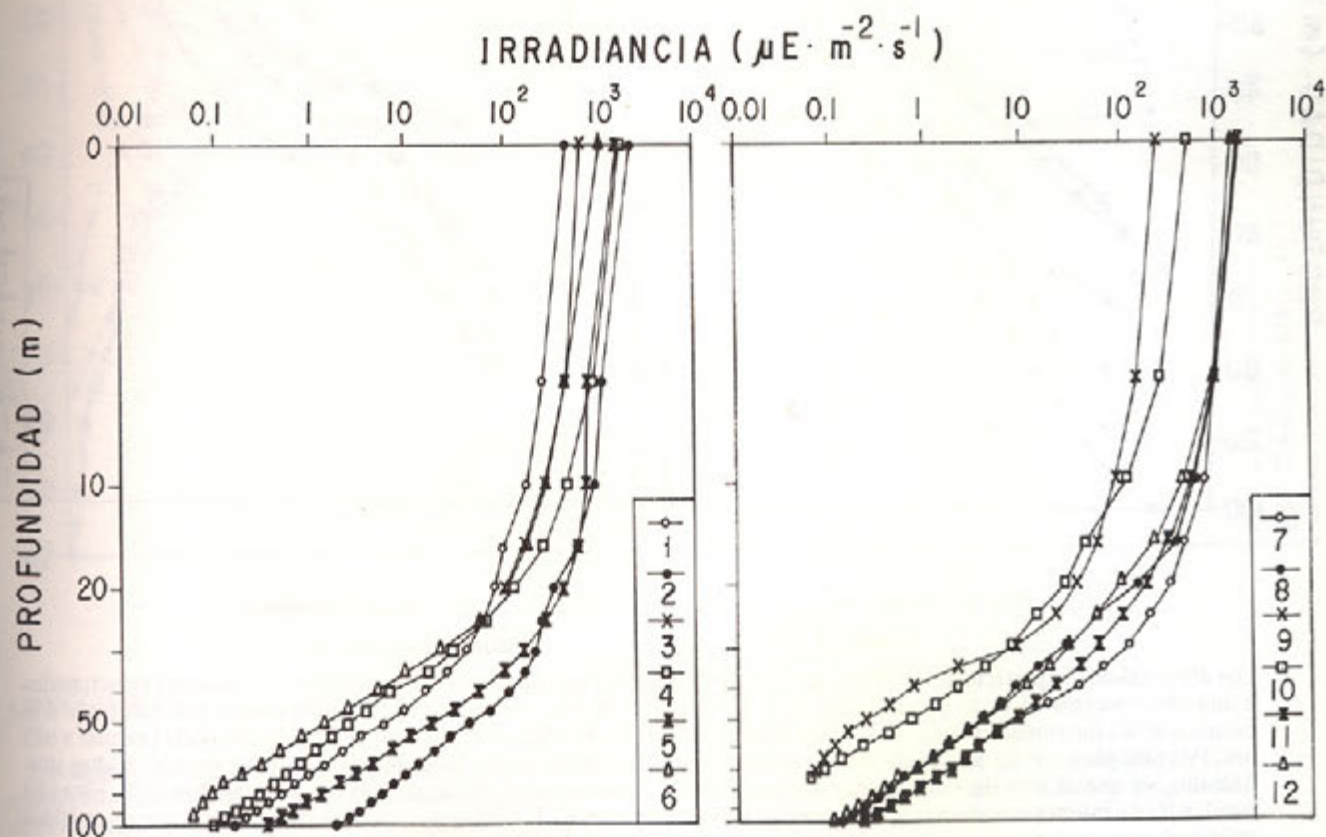


Figura 2.- Distribución vertical de Irradiancia escalar.

RESULTADOS Y DISCUSION

Los valores de irradiancia escalar medidos en los sitios de muestreo se mantuvieron casi constantes hasta una profundidad de 10 metros, posteriormente se observó una fuerte inflexión en las curvas, lo que indica diferentes valores del coeficiente de atenuación de la luz (Fig. 2). Este comportamiento ha sido observado comúnmente en el océano, y es debido a la fuerte absorción de luz de longitud de onda mayor de 600 nm por el agua de las capas superficiales, mientras que las longitudes de onda entre 440-550 nm se absorben débilmente creando estas aguas con pendientes bifásicas [5]. Básicamente todas las curvas son similares y la desviación de una con respecto a las demás está relacionada con la posición del sol, determinada por la hora de muestreo (Tabla I). El campo de luz bajo el agua está influenciado por el ángulo de incidencia de la luz solar, el cual varía con la hora del día, de tal manera que alrededor del mediodía (con el sol en el cenit) la intensidad y penetración de la luz en el mar es mayor.

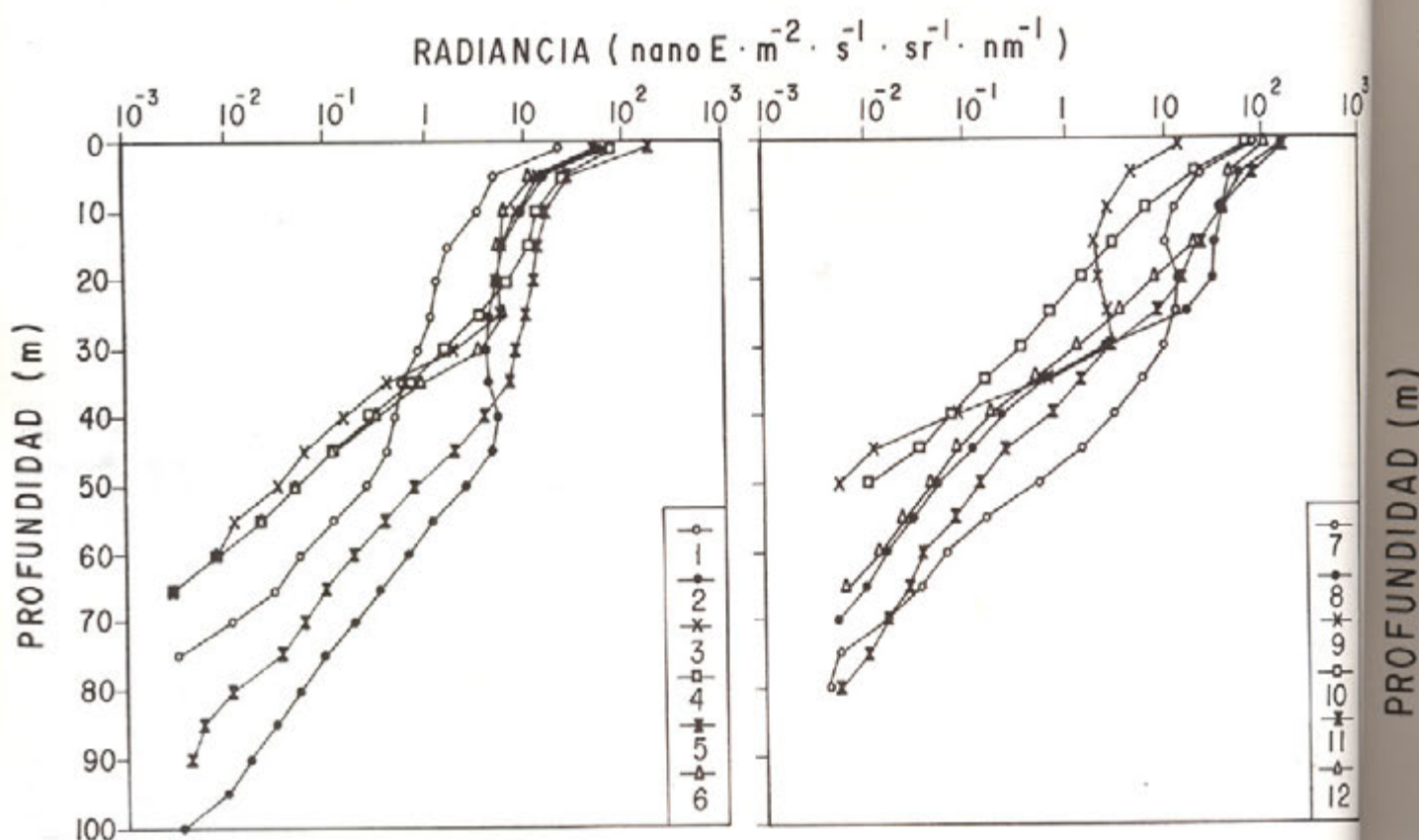
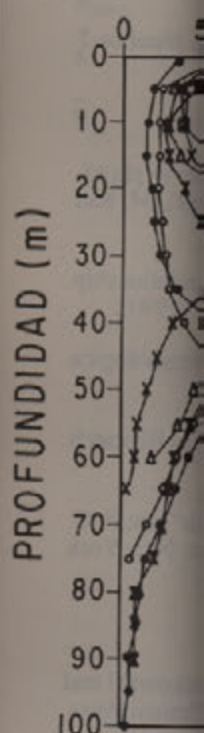


Figura 3.- Distribución de radiancia de la fluorescencia natural de la clorofila a.

Los altos valores superficiales de la radiancia de la fluorescencia natural, no están siempre directamente relacionados a una alta concentración de fitoplancton (Fig. 3). Esta alta radiancia superficial está relacionada por una parte a la saturación del instrumento de medición por la alta penetración de radiación solar en la longitud de onda cercana a 683 nm. Por otra parte, se ha reportado un incremento en la fluorescencia del fitoplancton que está expuesto a altas irradiancias, ya que el alto flujo de fotones satura de luz el fotosistema II de las células del fitoplancton [10]. Esta alta incidencia de fotones no pueden ser procesados inmediatamente en la fotosíntesis por lo que una parte son re-emitidos principalmente como fluorescencia. Una mejor relación entre la luz medida en el océano y la abundancia del fitoplancton puede establecerse por la reflectancia (R_{683}), la cual es la razón entre la radiancia de la fluorescencia natural y la irradiancia descendente: $R_{683} = L_{w(683)} / E_{d(PAR)}$. Debido a que se midieron solamente valores de irradiancia escalar ($E_{d(PAR)}$),

es necesario
 $\bar{\mu} = \vec{E}_{(PAR)} / E_{d(PAR)}$
 constante de
 donde la ab
 irradiancia de
 $E_{d(PAR)} = 0.90$
 de regresión
 La utilización
 se ha aplicad
 fluorescencia
 esos compon
 para esta zon
 medidas por e



CONCLUSION

Las aguas de
 una distribuci
 de onda cercar
 cuales no se co
 de la reflectanc

es necesario hacer varias suposiciones para calcular $E_{d(PAR)}$. Primeramente de la ecuación de coseno promedio [$\bar{\mu} = \bar{E}_{(PAR)}/E_{o(PAR)} = (E_{d(PAR)} - E_{u(PAR)})/E_{o(PAR)}$] [5], se calculó el valor de $\bar{E}_{(PAR)}$ para cada profundidad, suponiendo un valor constante de 0.83 para μ [2]. De donde $\bar{E}_{(PAR)} = \bar{\mu}E_{o(PAR)} = 0.83E_{o(PAR)}$. De acuerdo con Jerlov [11] en aguas oceánicas donde la absorción es mucho mayor que la dispersión la irradiancia ascendente es muy pequeña en relación con la irradiancia descendente. Por lo tanto se considera que $E_{u(PAR)}$ representa aproximadamente el 90% de $\bar{E}_{(PAR)}$ [12]:

$E_{d(PAR)} = 0.90(\bar{E}_{(PAR)})$. La figura 4 muestra los valores de la reflectancia de la fluorescencia, los cuales tienen un coeficiente de regresión de 0.49 ($p=0.05$) con la clorofila medida (índice de la biomasa de fitoplancton).

La utilización de la reflectancia de la fluorescencia natural como estimador de biomasa y productividad del fitoplancton, se ha aplicado con éxito en algunos estudios [6,7,13]. Sin embargo, deberá tomarse en cuenta la contribución de la fluorescencia por otros componentes tanto disueltos como particulados, e investigar la covariación de clorofila con esos componentes. De acuerdo a los resultados obtenidos en este trabajo se requerirá de elaborar un algoritmo adecuado para esta zona, ya que los valores calculados de clorofila del PNF-300 fueron mucho menores a las concentraciones medidas por el método espectrofotométrico.

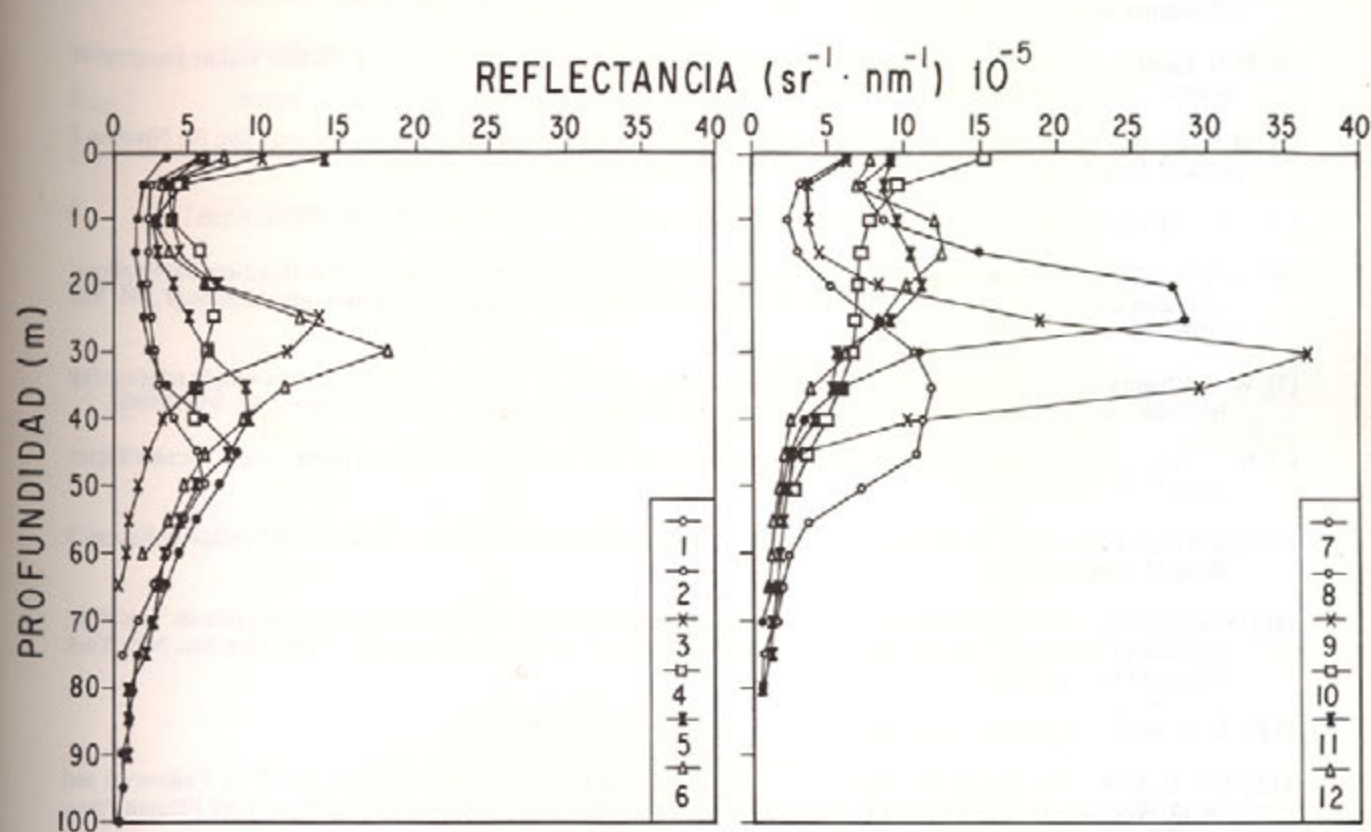


Figura 4.- Distribución de la reflectancia de la fluorescencia.

CONCLUSIONES

Las aguas del Golfo de California durante el período de estudio, tienen las características de las aguas bifásicas, con una distribución homogénea de la irradiancia descendente (PAR). Debido a la penetración de luz solar de longitudes de onda cercanas a 683 nm cerca de la superficie, la radiancia a esa longitud de onda presentó valores muy altos, los cuales no se correlacionaron con la biomasa del fitoplancton. Una mejor estimación de esa biomasa puede ser obtenida de la reflectancia de la fluorescencia.

AGRADECIMIENTOS

Agradecemos a la tripulación del BIP XI por su apoyo durante el crucero, en especial a Manuel Grajeda (Nico). También agradecemos la valiosa colaboración de Antonio Cruz, Isidro Vazquez y Ramón Barraza durante las mediciones del PNF-300. A José María Domínguez y Francisco Ponce por la elaboración de las figuras.

REFERENCIAS

- [1]. T. Platt and S. Sathyendranath, "Oceanic primary production: Estimation by remote sensing at local and regional scales", *Science*, 241, 1613 (1988).
- [2]. S. Sathyendranath and T. Platt, "Computation of aquatic primary production: Extended formalism to include effect of angular and spectral distribution of light", *Limnol. and Oceanogr.* 34, 188 (1989).
- [3]. H. R. Gordon and A. Morel, "Remote assessment of ocean color for interpretation of satellite visible imagery: A review.", New York Springer-Verlag, c 1983.
- [4]. H. R. Gordon, D. K. Clark, J. L. Mueller and W. A. Hovis, "Phytoplankton pigments derived from the Nimbus-7 CZCS: Initial comparisons with surface measurements", *Science*, 210, 63 (1980).
- [5]. J. T. O. Kirk, "Light and photosynthesis in aquatic ecosystems", Cambridge University Press, c 1983.
- [6]. D. A. Kiefer, W. S. Chamberlin and C. R. Booth, "Natural fluorescence of chlorophyll a: Relationship to photosynthesis and chlorophyll concentration in the western South Pacific gyre", *Limnol. and Oceanogr.*, 34, 868 (1989).
- [7]. W. S. Chamberlin, C. R. Booth, D. A. Kiefer, J. H. Morrow and R. C. Murphy, "Evidence for a simple relationship between natural fluorescence, photosynthesis, and chlorophyll in the sea", *Deep Sea Res.*, 37, 951 (1990).
- [8]. B. J. Toplis, "Optical measurements in the Sargasso Sea: solar stimulated chlorophyll fluorescence", *Oceanologica Acta*, 8, 263 (1985).
- [9]. J. D. H. Strickland and T. R. Parsons, "A Practical Handbook of Seawater Analysis", Bulletin 167 Fisheries Research Board Canada, c 1972.
- [10]. Z. Dubinsky, "The functional and optical absorption cross-sections of phytoplankton photosynthesis", In: P. G. Falkowski and A. D. Woodhead (Eds), *Primary Productivity and Biogeochemical Cycles in the Sea*, New York Plenum Press, c 1992.
- [11]. N. G. Jerlov, "Optical Oceanography", Amsterdam Elsevier, c 1968.
- [12]. J. T. O. Kirk, "The nature and measurement of the light environment in the ocean", In: P. G. Falkowski and A. D. Woodhead (Eds), *Primary Productivity and Biogeochemical Cycles in the Sea*, New York Plenum Press, c 1992.
- [13]. P. M. Stegmann, M. R. Lewis, C. O. Davis and J. J. Cullen, "Primary production estimates from recordings of solar-stimulated fluorescence in the Equatorial Pacific at 150°W", *J. of Geophys. Res.*, 97, 627 (1992).

Simbolos utilizados en el texto

$E_{z(PAR)}$	Irradiancia a la profundidad z (Einsteins $s^{-1} m^{-2}$)
$E_{w(PAR)}$	Irradiancia ascendente (Einsteins $s^{-1} m^{-2}$)
$E_{d(PAR)}$	Irradiancia descendente (Einsteins $s^{-1} m^{-2}$)
$E_{v(PAR)}$	Irradiancia escalar (Einsteins $s^{-1} m^{-2}$)
\bar{E}	Irradiancia neta descendente (Einsteins $s^{-1} m^{-2}$)
K	Coefficiente de atenuación de luz difusa (m^{-1})
$L_{w(OB)}$	Radiancia ascendente (Einsteins $s^{-1} m^{-2} sr^{-1} nm^{-1}$)
$R_{(OB)}$	Reflectancia de radiancia ($sr^{-1} nm^{-1}$)
z	Profundidad (m)
$\bar{\mu}$	Coseno promedio de luz total (adimensional)

Agradecemos a los ingenieros
Tania y Agripino de la Universidad
del TMI - 700 - A San Mar.

REFERENCIAS

[1] T. P. H. and S. J. ...
[2] X. S. ...
[3] H. K. ...
[4] H. B. ...
[5] J. T. ...
[6] D. A. ...
[7] W. S. ...
[8] B. J. ...
[9] C. D. ...
[10] Z. ...
[11] R. D. ...
[12] E. F. ...
[13] P. M. ...

En es-
de Amonio)
un arreglo -
respuesta e

The op-
as well as in
sensor-mod

INTRODU

Los c-
físicas y por
modifica los
rizaros, en
proporciona
una señal en
colocado ce-
de sensores
ópticas [3].
Alternativa-
puede opera
como un sen-
en cristales

1) PROPAC

En un
relacionados

$$D_v = \sum_{\xi} \dots$$

Cuando un
con el eje de
a la ley de Sn
de refracción

$$\sum_{v \xi} \left(\frac{1}{n_{v\xi}^2} \right)$$

Si escogemo:

SENSOR-MODULADOR ELECTROOPTICO DE ADP CON BAJA DISTORSION

A. García Weidner
CICESE

División de Física Aplicada
Depto de Optica

Apdo. postal 2732. 22800 Ensenada B.C.

RESUMEN

En este trabajo se describen las posibles configuraciones ópticas de cristales uniaxiales ADP (Fosfato Dihidrogenado de Amonio) para la construcción de moduladores electroópticos y/o de sensores de campos eléctricos. Asimismo, se propone un arreglo óptico que permite utilizar dichas configuraciones ópticas para obtener un sensor-modulador cuya curva de respuesta exhibe una alta linealidad (baja distorsión).

ABSTRACT

The optical configurations of ADP (Ammonium Dihydrogen Phosphate) crystals for their use in electrooptic modulators as well as in optical sensors are described. Also, an optical set up for these configurations in order to obtain an optical sensor-modulator showing a highly linear response is given.

INTRODUCCION

Los cristales electroópticos de ADP tienen una gran importancia tecnológica actual debido a sus propiedades físicas y porque son fáciles de obtener en el laboratorio [1,2]. Un cristal de ADP bajo la acción de un campo eléctrico, modifica los valores de su índice de refracción (Efecto Pockels). Si se coloca al cristal de ADP entre un par de polarizadores, entonces un haz óptico que atraviese al dispositivo, mostrará variaciones en la intensidad luminosa transmitida proporcionales a las variaciones del campo eléctrico. Esto es, el dispositivo actuará como un transductor que convierte una señal en forma de energía eléctrica, a una señal en forma de energía óptica. De esta manera, si el cristal ADP es colocado cerca de un campo eléctrico, se puede utilizar al dispositivo como un sensor de campos eléctricos. Este tipo de sensores han recibido una gran atención durante la última década, debido al advenimiento de la tecnología de fibras ópticas [3].

Alternativamente, si la señal eléctrica es controlada mediante la aplicación de un voltaje al cristal ADP, entonces se puede operar al dispositivo como un modulador de intensidad luminosa. Es decir, el mismo dispositivo puede verse como un sensor o como un modulador óptico. Por esta razón, en el presente trabajo se describe la modulación óptica en cristales ADP sin distinguir si se trata de un modulador o de un sensor óptico.

1) PROPAGACION OPTICA EN CRISTALES ADP.

En un cristal anisotrópico los vectores de desplazamiento \vec{D} y campo eléctrico \vec{E} no son paralelos y están relacionados por el tensor dieléctrico $\epsilon_{\nu\xi}$ de la siguiente manera,

$$D_{\nu} = \sum_{\xi} \epsilon_{\nu\xi} E_{\xi} \quad (\nu, \xi = 1, 2, 3 = x, y, z)$$

Cuando un haz luminoso representado por el frente de onda \vec{K} incide en un cristal uniaxial haciendo un ángulo (θ) con el eje de simetría cristalino, éste se descompone en dos trayectorias: a) el rayo ordinario que se propaga de acuerdo a la ley de Snell y el índice de refracción ordinario η_o , y b) el rayo extraordinario que se propaga de acuerdo al índice de refracción $\eta_e(\theta)$. Los posibles valores de $\eta_e(\theta)$ están contenidos en la ecuación del elipsoide de índices [4]

$$\sum_{\nu} \sum_{\xi} \left(\frac{1}{\eta_{\nu\xi}^2} \right) \rho_{\nu} \rho_{\xi} = 1 \quad (\rho_1 = X, \rho_2 = Y, \rho_3 = Z)$$

Si escogemos un sistema Cartesiano paralelo a los ejes cristalográficos (fig.1), esta ecuación se reduce a

$$\frac{X^2}{\eta_o^2} + \frac{Y^2}{\eta_o^2} + \frac{Z^2}{\eta_e^2} = 1$$

$$\therefore \frac{1}{\eta^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{\eta_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{\eta_e^2}$$

El ADP es un cristal negativo para el cual $\eta_o \geq \eta_e(\theta) \geq \eta_e$.

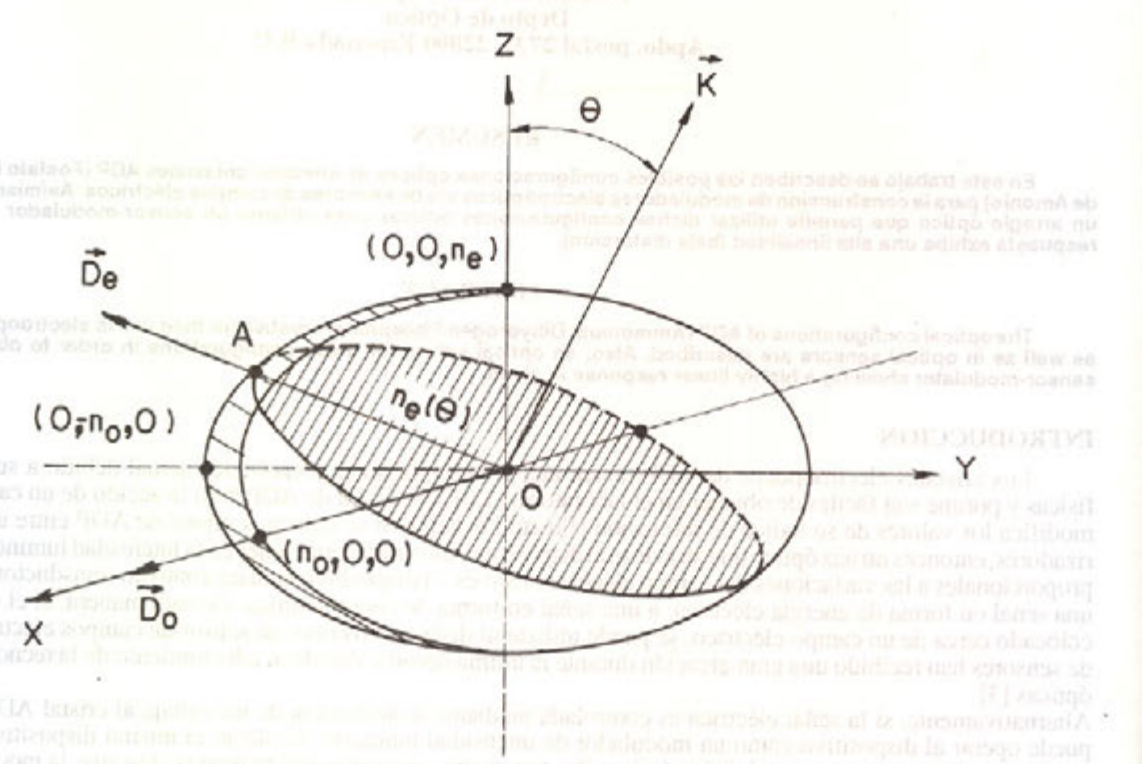


Figura 1 Diagrama del elipsoide de índices en un cristal ADP.

El efecto Pockels se manifiesta en cristales no-centrosimétricos y consiste en el cambio de valor del índice de refracción η debido a la aplicación de un campo eléctrico \vec{E} al cristal. Los cambios en los valores de η pueden ser expresados como funciones lineales de las componentes del campo eléctrico \vec{E} aplicado, de la siguiente manera,

$$\Delta \left(\frac{1}{\eta_{v\zeta}^2} \right) = \sum_K r_{v\zeta K} E_K \quad (K = 1, 2, 3 = x, y, z)$$

donde $r_{v\zeta K}$ es el tensor electroóptico lineal (matriz 6 X 3). Combinando estas ecuaciones se puede observar que la ecuación del elipsoide de índices bajo la acción del efecto Pockels es,

$$\sum_v \sum_\zeta \left[\left(\frac{1}{\eta_{v\zeta}} \right)^2 + \Delta \left(\frac{1}{\eta_{v\zeta}^2} \right)^2 \right] \rho_v \rho_\zeta = 1 \quad (\zeta = 1, \dots, 6)$$

o bien, desarrollando términos,

$$\left(\eta_i^2 + \sum_K r_{iK} \right)$$

Todos los cr...
en el índice...
electroóptico

p_{ij} = Tensor
 d_{ij} = Tensor

2) CONFIG...
2.1) MODU...

Al apli...
al efecto Poc...
extraordinari...
puede ser col...
a lo cual ex...
modulación



Siendo los...
 $V = v(t) = v_{DC}$

$$\left(\eta_x^2 + \sum_K r_{1K} E_K\right) X^2 + \left(\eta_y^2 + \sum_K r_{2K} E_K\right) Y^2 + \left(\eta_z^2 + \sum_K r_{3K} E_K\right) Z^2 + 2 \left[\sum_K r_{4K} E_K YZ + \sum_K r_{5K} E_K ZX + \sum_K r_{6K} E_K XY \right] = 1$$

Todos los cristales que manifiestan el efecto Pockels son también piezo-eléctricos, de tal manera que existen variaciones en el índice de refracción debido a la tensión inducida piezo-eléctricamente [5]. Este efecto piezo-óptico (efecto electroóptico secundario) debe estar incluido en el tensor r_{iK} ,

$$r_{iK} = r_{iK}^T = r_{iK} + \sum p_{ij} d_{ij}$$

p_{ij} = Tensor elastoóptico

d_{ij} = Tensor piezo-eléctrico

2) CONFIGURACIONES OPTICAS PARA UN SENSOR-MODULADOR DE ADP.

2.1) MODULACION ELECTROOPTICA.

Al aplicarle un campo eléctrico al cristal, se producirá una variación en los valores del índice de refracción debido al efecto Pockels, y consecuentemente se introducirá un retardamiento Γ entre la propagación de los rayos ordinario y extraordinario; el cristal puede verse entonces como una placa retardadora controlada por voltaje. El campo eléctrico puede ser colineal a la dirección de propagación del rayo óptico a modular, o bien puede ser perpendicular, de acuerdo a lo cual existen dos configuraciones de modulación: la modulación transversal en este último caso (fig.2), y la modulación longitudinal en el primero (fig. 3).

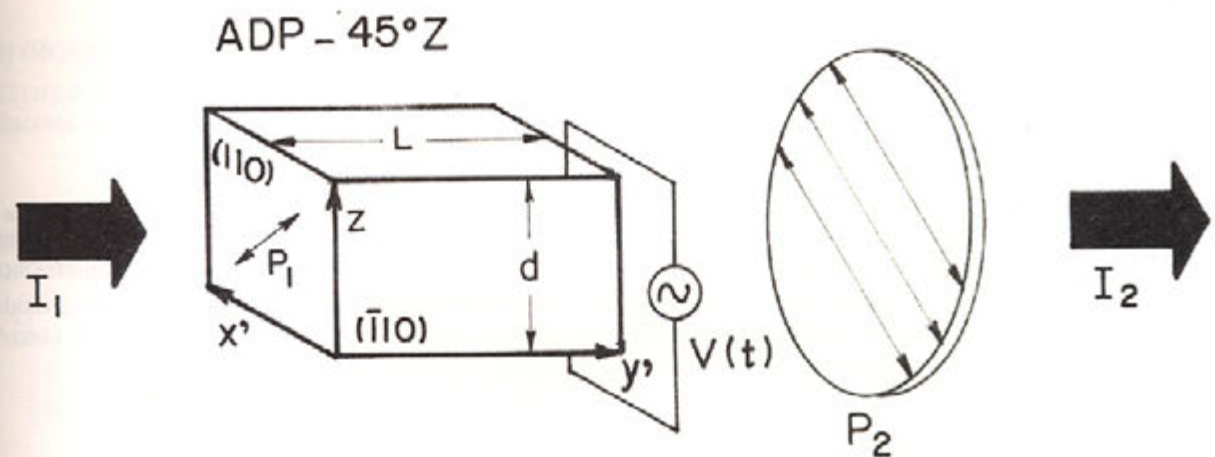


Figura 2. Modulación transversal (corte ADP - 45° Z)

Siendo los subíndices DC y AC las Componentes Directa y Alterna del voltaje aplicado, entonces si $V = v(t) = v_{DC} + v_{AC(t)}$ se puede escribir

$$\Gamma(t) = \pi \frac{v(t)}{V_{\pi}} = \pi \frac{v_{DC} + v_{AC}(t)}{V_{\pi}} = \Gamma_{DC} + \Gamma_{AC}(t)$$

donde V_{π} es una constante expresada en volts denominada voltaje de media onda, el cual induce un retardamiento $\Gamma_{\pi} = 180^{\circ}$.

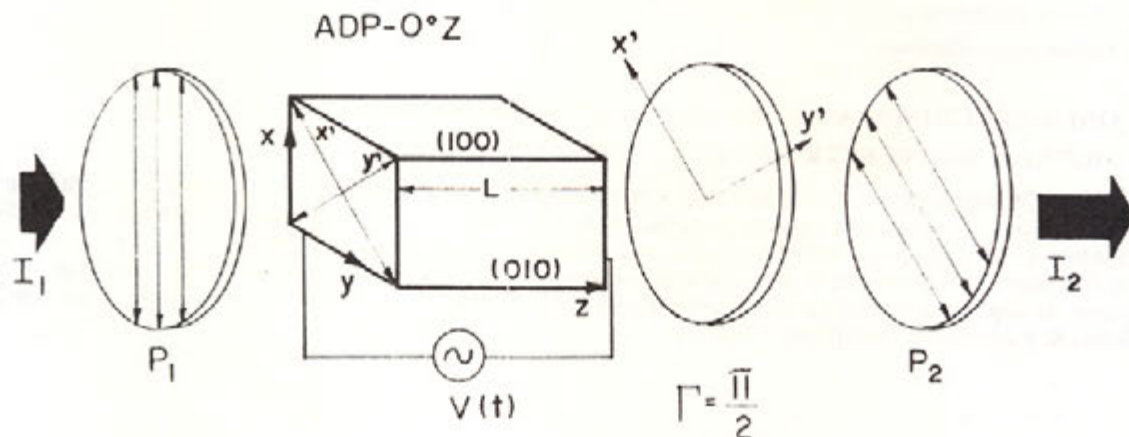


Figura 3. Modulación longitudinal (corte ADP - 0° Z)

El cristal ADP se coloca entre polarizadores cruzados (perpendiculares) orientados a bisecar los ejes rápidos y lento introducidos por el efecto Pockels (Fig. 3). La luz que atraviesa al cristal electroóptico, sufrirá un retardamiento Γ ó diferencia de fase entre las componentes X' y Y' , dada por $\Gamma = \phi_{X'} - \phi_{Y'}$. Debido a un fenómeno de interferencia óptica, si al cristal ADP le incide una intensidad luminosa I , las variaciones en el retardamiento $\Gamma(t)$ son convertidas a variaciones $I_2(t)$ en la intensidad luminosa transmitida. La transmitancia en intensidad T del dispositivo, i. e. la razón entre su intensidad unitaria incidente I y su intensidad emergente $I_2(t)$, queda determinada por [6].

$$T = \frac{I_2}{I} = \text{Sen}^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right)$$

La curva de transmitancia T aparece graficada en la figura 4, y en ella se aprecia claramente la relación no lineal entre la señal electrónica de entrada (el voltaje $v(t)$ ó el retardamiento inducido $\Gamma(t)$) y la señal óptica de salida (intensidad luminosa modulada $I_2(t)$). Para trabajar en la región central (punto Q) de la curva de transmitancia, alrededor de la porción más lineal de ésta, se introduce un retardamiento constante de $\Gamma_{DC} = \pi/2$ mediante la aplicación de un voltaje DC o bien introduciendo una placa retardadora de un cuarto de onda como aparece en la figura 3.

2.2) ORIE
El crista
refracción

$$r_{yx} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ r_{41} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

Debido a la

$$I_s = C_1 + C_2 V(t)$$

$$C_{1,2} = \text{constantes}$$

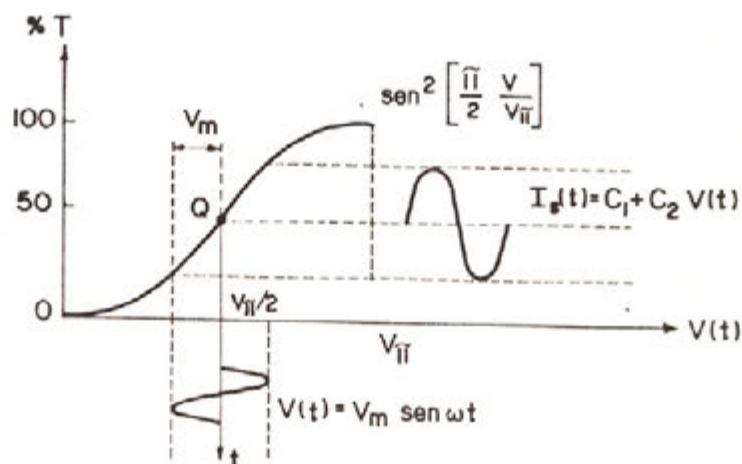


Figura 4. Transmitancia T vs. Voltaje $V(t) = (V_c / \pi) \Gamma(t)$

2.2) ORIENTACIONES CRISTALOGRAFICAS PARA UN SENSOR-MODULADOR DE ADP.

El cristal ADP (fosfato dihidrogenado de amonio $NH_4H_2PO_4$) es un cristal tetragonal de clase 42m con índices de refracción $n_o = 1.52195$ y $n_e = 1.47727$ para $\lambda = 0.6328 \mu m$. Su tensor electroóptico es

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix}$$

$$r_{63} = 8.5 \times 10^{-12} \text{ m/volt}$$

$$r_{63} = r'_{63} - p_{66}d_{36}$$

$$p_{66}d_{36} = (0.38)r_{63} \Rightarrow 38\%r_{63}$$

$$r_{41} = r_{52} = 24.5 \times 10^{-12} \text{ m/volt}$$

$$r_{41} = r'_{41} - p_{44}d_{14}$$

$$p_{44}d_{14} = (0.003)r_{41} \Rightarrow 0.3\%r_{63}$$

Debido a la forma del tensor electroóptico, la ecuación del elipsoide de índices en este caso es.

$$\frac{X^2}{\eta_o^2} + \frac{Y^2}{\eta_o^2} + \frac{Z^2}{\eta_e^2} + 2(r_{41}E_xYZ + r_{41}E_yXZ + r_{63}E_zXY) = 1$$

El cristal puede ser cortado en diferentes direcciones. Los 4 cortes cristalinos más importantes (fig. 9) son : ADP-0°Z, ADP-45°X (ó ADP-45°Y), ADP-45°Y'.

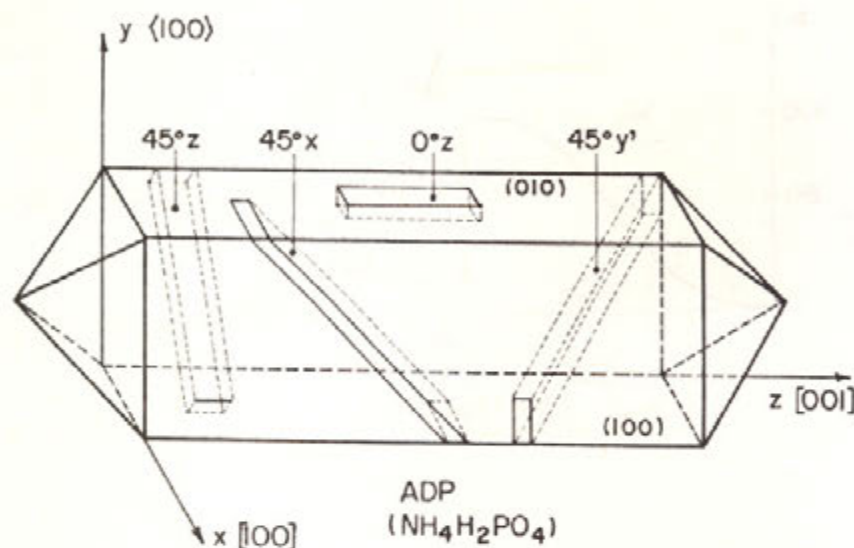


Figura 5. Cortes cristalinos para un sensor-modulador de ADP

Los moduladores de ADP son de utilidad en algunos sistemas de comunicaciones ópticas; en medidores de distancias largas o telémetros (Ranger Finders); medidores precisos de distancias cortas (Robótica); son una pieza fundamental en la construcción de elipsómetros y polarímetros ultra-rápidos. También se utilizan como moduladores de fase en espectroscopía, separación de colores y generación de grises para retrográficas, así como en la selección, corrimiento y compresión ultra-rápida de pulsos (picosegundos) en resonadores láser.

Sin embargo, su campo de mayor comercialización ha sido en sistemas de lectura DRAW (Direct Read After Write), sistemas de video VDM (Video Disk Mastering), y sobre todo en los sistemas de escritura de datos HRIR (High Resolution Information Recording).

2.2a) CORTE ADP - 0° Z:

Se utiliza la modulación longitudinal, y el campo eléctrico se aplica a lo largo del eje óptico Z (figura 3), ésto es $\vec{E} = (0, 0, E_z)$, entonces

$$\Delta\eta = -\frac{1}{2} \eta^3 \sum r_{ijk} E_k = -\frac{\eta_o^3}{2} r_{63} E_z$$

$$\eta_x = \eta_o + \Delta\eta$$

$$\eta_y = \eta_o - \Delta\eta$$

$$\eta_z = \eta_o$$

El retar

∴ V_x

Esta con
ni desvia
inconven
estructur
es utiliza
de luz de

2.2.b) CO

La prop
transvers
eje óptic

y el voltaj

El volaje
una cantid

Si L = 10
principalm

2.2.c) CO

En el cor
mientras q
además los
angular lo
llegar a pr
de dos o cu
a la temper
operación.

Prese
depende de
variaciones
puede dem
cristal (d/L
a cada crista

El retardamiento óptico Γ está dado por,

$$\Gamma = \pi \frac{V}{V_n} = \phi_x - \phi_y = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) (L) (\eta_o^3 r_{63}) E_z = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) (\eta_o^3 r_{63}) V$$

$$\therefore V_n = \frac{\lambda}{2\eta_o^3 r_{63}} \cong 10\ 500 \text{ Volts}$$

Esta configuración tiene la ventaja de que la luz se propaga a lo largo del eje óptico, por lo que no hay defasamiento ni desviación de los rayos debido a la acción de la birrefringencia natural del cristal. Sin embargo tiene algunos inconvenientes: a) requiere de un alto voltaje de modulación el cual es independiente de la longitud del cristal, b) la estructura del cristal manifiesta una fuerte resonancia piezo-eléctrica a determinadas frecuencias. Esta configuración es utilizada fundamentalmente para grabar y leer imágenes ópticas en tiempo real (Valvulas Ópticas) y en obturadores de luz de alta potencia (Laser Q-Switch).

2.2.b) CORTE ADP - 45° Z:

La propagación de la luz es a 45° del eje X y Y, mientras que el voltaje se aplica a lo largo del eje Z, en configuración transversal. En este caso aparece un término constante en el retardamiento porque la luz se propaga perpendicular al eje óptico (fig. 2),

$$\Gamma = \phi_x - \phi_y = \frac{2\pi}{\lambda} (L) \left\{ (\eta_o - \eta_e) + \frac{\eta_o^3}{2} r_{63} \frac{V}{d} \right\}$$

y el voltaje de media onda depende de las dimensiones del cristal,

$$V_n = \frac{\lambda}{\eta_o^3 r_{63}} \left(\frac{d}{L} \right) = 21\ 000 \frac{d}{L} \text{ Volts}$$

El voltaje de media onda se puede reducir variando las dimensiones del cristal. Además, en este caso se pueden colocar una cantidad (i) de cristales en serie, conectados eléctricamente en paralelo, lo cual disminuye el voltaje de operación.

$$V_n = \frac{V_{ni}}{i} = 21\ 000 \left(\frac{d}{iL} \right) \text{ Volts}$$

Si $L = 10d$ y $i = 2$ se obtiene $V_n = 1\ 050 \text{ Volts}$. Esta configuración presenta resonancias piezo-eléctricas y es utilizada principalmente como obturador de luz láser.

2.2.c) CORTE ADP - 45°X:

En el corte 45°X (645°Y) se utiliza la configuración transversal. La propagación óptica es a 45° de los ejes Y y Z, mientras que el voltaje se aplica a lo largo del eje X. En este corte (fig. 6) se introduce un retardamiento constante y además los rayos se propagan en diferentes direcciones (haciendo un ángulo de aproximadamente 2°). Esta separación angular lo hace extremadamente sensible a variaciones de temperatura. Si se utiliza un solo cristal con $L = 5 \text{ cm}$ puede llegar a presentar retardamientos hasta de π radianes para una variación de 0.2° C [7]. Normalmente se utilizan arreglos de dos o cuatro cristales idénticos (fig. 6), lo cual reduce muy eficientemente las variaciones del retardamiento debido a la temperatura; esto sirve además para compensar la birrefringencia natural, así como para reducir el voltaje de operación.

Presenta tres características notables: a) prácticamente es libre de resonancias piezo-eléctricas, b) su operación depende de r_{41} el cual tiene el mismo valor a bajas y altas frecuencias (variaciones menores a 0.5 % comparado con variaciones mayores al 15 % en otros materiales electroópticos), y c) requiere de bajos voltajes de modulación. Se puede demostrar que este corte requiere prácticamente el menor voltaje de media onda V_{ni} para un cubo unitario del cristal ($d/L = 1$). Para dos cristales cortados a 45°X, y con un voltaje V_x aplicado paralelamente en direcciones opuestas a cada cristal (fig. 6), se produce un retardamiento dado por [7]

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} L \left\{ \eta_o - \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\left(\frac{1}{\eta_o}\right)^2 + \left(\frac{1}{\eta_e}\right)^2}} - \frac{\sqrt{2} r_{41} E_x}{\left(\frac{1}{\eta_o} + \frac{1}{\eta_e}\right)^{3/2}} \right\}$$

lo cual nos da un voltaje de media onda

$$V_{\pi} = \left\{ \frac{1}{\eta_o^2} + \frac{1}{\eta_e^2} \right\}^{3/2} \left(\frac{\lambda}{r_{41}} \frac{1}{2\sqrt{2}} \right) \left(\frac{d}{iL} \right) \approx 8\,000 \left(\frac{d}{iL} \right) \text{ Volts}$$

mientras que la separación angular α queda determinada por [7],

$$\tan \alpha = \frac{\eta_o^2 - \eta_e^2}{\eta_o^2 + \eta_e^2} \Rightarrow 1^\circ 40'$$

Normalmente los moduladores comerciales de este tipo trabajan con $V_{\pi} = 110$ Volts y frecuencias de 10 a 100 MHz.

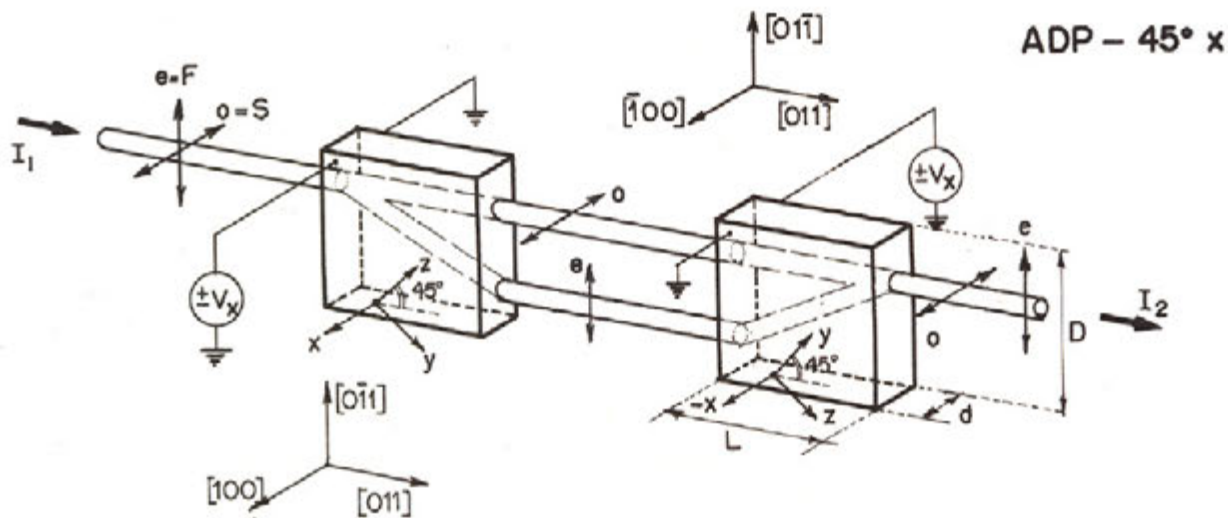


Figura 6 Sensor-modulador utilizando el corte ADP - 45°X

2.2.d) CORTE ADP - 45°Y':

En este último corte la luz se propaga a 45° del eje Z y a 60° de los ejes X y Y, mientras que el voltaje se aplica a 45° del eje óptico y 120° de los ejes X y Y (configuración transversal). Este corte tiene el menor voltaje posible V_{π} de entre todas las orientaciones posibles. Sin embargo, sólo supera aproximadamente en un 10 % el valor de la orientación 45°X, con la desventaja de que depende del coeficiente r_{63} y por lo tanto su valor varía considerablemente con la frecuencia de operación, además de presentar resonancias piezoeléctricas. Para un cristal orientado con el corte ADP-45°Y' el voltaje de media onda está dado por,

$$V_{\pi} = \frac{\sqrt{2}(\lambda)}{r_{63}\eta_o^3 + \left(\frac{r_{63}}{2} + r_{41}\left(\frac{1}{\eta_o^2} + \frac{1}{\eta_e^2}\right)^{-3/2}\right)} \left(\frac{d}{L}\right)$$

$$V_{\pi} = 7.500 \left(\frac{d}{iL}\right) \text{ Volts}$$

3) ARREGLO OPTICO PARA UN SENSOR-MODULADOR DE ADP CON BAJA DISTORSION.

Debido a la naturaleza senoidal de la curva de transmitancia (fig.4), se pueden apreciar la aparición de armónicos, productos de intermodulación y otros componentes indeseados en la señal óptica de salida [8,9]. Si se utilizan varios cristales ópticos orientados adecuadamente se pueden obtener otras curvas de transmitancia T , que permitan operar al dispositivo con un mayor grado de linealidad en su respuesta. Una manera de obtener este diseño es utilizando el método de la Esfera de Poincaré [10, 11].

La acción de un conjunto de retardadores colocados entre un par de polarizadores, está representada por una trayectoria de puntos sobre la superficie de la Esfera de Poincaré. La curva de transmitancia para dicho arreglo, depende de la longitud angular que existe entre el punto fijo A que define al polarizador de salida, y los puntos M que definen la trayectoria de los retardadores sobre la esfera, y está dada por [10],

$$T = \cos^2 \frac{\langle \overline{AM} \rangle}{2}$$

donde $\langle \overline{AM} \rangle$ es la longitud del arco que une a los puntos A y M medida sobre un círculo máximo en la Esfera de Poincaré. Entonces, utilizando este método [11,12] es posible encontrar alguna trayectoria de puntos M sobre la Esfera de Poincaré, cuyas longitudes de arco $\langle \overline{AM} \rangle$ siguen (para algún intervalo $\Delta\Gamma$) el perfil dado por la raíz cuadrada de una función coseno inverso: ésta trayectoria representa la acción de un sensor-modulador lineal.

La configuración óptica del sensor-modulador lineal (baja distorsión) se muestra en la figura 7. Consiste de un polarizador de entrada P, tres cristales de ADP (1,2,3), tres placas retardadoras que no exhiben el efecto Pockels (p_1, p_2, p_3) y un polarizador A de salida (analizador). Las placas retardadoras pueden ser de materiales tales como la calcita, cuarzo o mica. Cada una de estas 3 placas está alineada con sus ejes paralelos a cada uno de los 3 cristales de ADP que las acompañan, y sus retardamientos ópticos constantes (DC) están definidos por Γ_1, Γ_2 y Γ_3 . Los cristales ADP son escogidos (con cualquier corte) de tal manera, que cada uno de los 3 presentan el mismo valor V_{π} . Los cristales tienen sus ejes rápidos inclinados por los ángulos azimutales $\psi_{F1}, \psi_{F2}, \psi_{F3}$. El polarizador y el analizador tienen sus ejes de transmisión inclinados por los ángulos azimutales ψ_A y ψ_P . Los valores de estos parámetros están resumidos en la siguiente tabla:

Tabla I. Parámetros del sensor-modulador con baja distorsión.

Orientación	Valor en grados	Retardamiento	Valor en grados
ψ_P	113.482	$\Delta\Gamma$	229.7
ψ_{F1}	45.973	Γ_1	239.845
ψ_{F2}	84.281	Γ_2	250.838
ψ_{F3}	160.681	Γ_3	- 25.205
ψ_A	23.464		

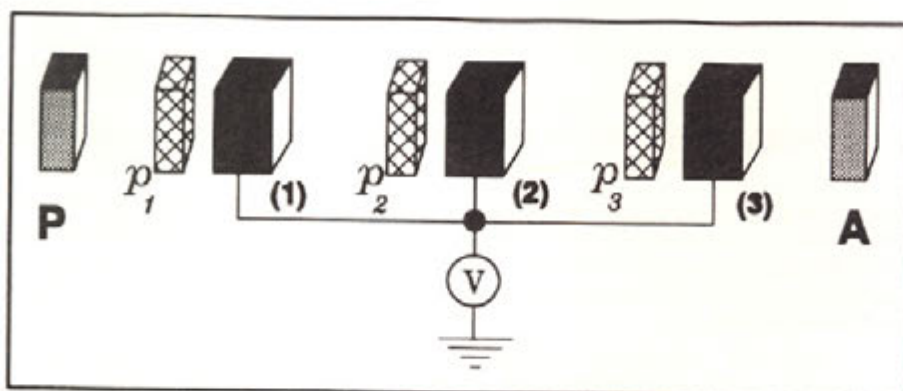


Figura 7 Sensor-modulador con baja distorsión.

Idealmente, en el intervalo de interés $\Delta\Gamma$ la curva de transmitancia $T(\Gamma)$ se debe poder aproximar por la ecuación de una línea recta,

$$T_L = m\Gamma + b$$

los valores de m y b son obtenidos ajustando una línea recta a la curva de transmitancia en su punto de operación Q . Utilizando el cálculo de Jones [6], se puede encontrar la ecuación de la curva de transmitancia para este arreglo óptico, la cual se muestra en el Apéndice. Esta curva de transmitancia tiene un perfil similar al de un diente de sierra, y aparece graficada en la figura 8 junto con su aproximación lineal T_L (trazo punteado).

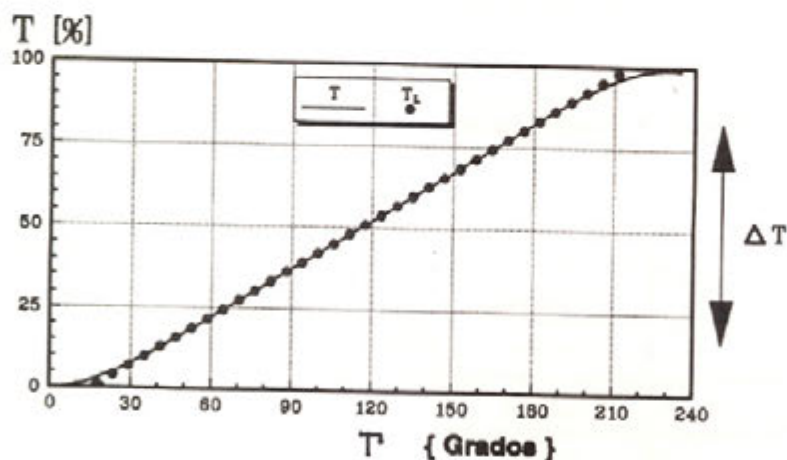


Figura 8 Transmitancia T vs. Retardamiento Γ para un sensor-modulador con baja distorsión

Para evaluar la no linealidad de la curva de transmitancia, definimos a la desviación de la linealidad D , como la diferencia entre la transmitancia real $T(T)$ respecto a su aproximación lineal T_L utilizando la relación,

$$D = T - T_L$$

misma que se muestra en la figura 9 para el sensor-modulador con baja distorsión.

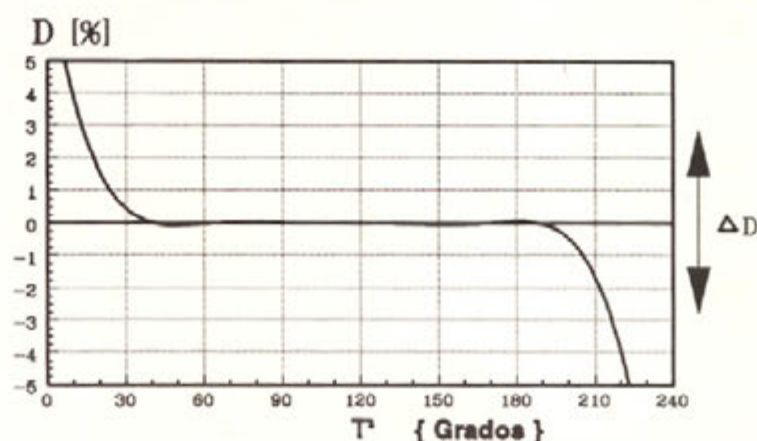


Figura 9 Desviación de la linealidad $D = T - T_L$ para la curva de transmitancia de la figura 8.

Se tiene pues, que para una baja distorsión ($|\Delta D| \leq 1\%$), la curva de transmitancia de la figura 4, solo puede operar en un intervalo $\Delta T \leq 50\%$ alrededor del punto de operación Q; mientras que la curva de transmitancia de la figura 8, puede operar hasta un intervalo $\Delta T \leq 90\%$.

CONCLUSIONES

Se han presentado diferentes cortes cristalinos del ADP para su uso en sensores ópticos y dispositivos de modulación, así como la manera de colocarlos para obtener una curva de respuesta con muy baja distorsión. La selección de los cortes específicos, depende de los valores de voltaje (campo eléctrico) con los que se piensa trabajar. Algunos de estos cortes son sensibles a otros parámetros físicos, tales como la temperatura (ADP - 45°X), lo cual indica que un análisis similar se puede realizar para obtener otros tipos de sensores (temperatura, presión, etc.) utilizando estos cristales.

RECONOCIMIENTO

Este trabajo forma parte del Proyecto Federal "Polarimetric Optical Fiber Sensors (CICESE 633 105)" auspiciado por el CONACYT.

APENDICE

La ecuación de la curva de transmitancia para el arreglo de la figura 7 está dada por,

$$T = \left[\begin{array}{cccc} \cos\left(\frac{\Pi_1}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Pi_2}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Pi_3}{2}\right) & \cos\psi_A \\ -\sin\left(\frac{\Pi_1}{2}\right) & \sin\left(\frac{\Pi_2}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Pi_3}{2}\right) & \cos(\psi_A + 2\psi_{F1} - 2\psi_{F2}) \\ -\sin\left(\frac{\Pi_1}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Pi_2}{2}\right) & \sin\left(\frac{\Pi_3}{2}\right) & \cos(\psi_A + 2\psi_{F1} - 2\psi_{F3}) \\ -\cos\left(\frac{\Pi_1}{2}\right) & \sin\left(\frac{\Pi_2}{2}\right) & \sin\left(\frac{\Pi_3}{2}\right) & \cos(\psi_A + 2\psi_{F2} - 2\psi_{F3}) \end{array} \right]^2 + \left[\begin{array}{cccc} \sin\left(\frac{\Pi_1}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Pi_2}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Pi_3}{2}\right) & \cos(\psi_A - 2\psi_{F1}) \\ +\cos\left(\frac{\Pi_1}{2}\right) & \sin\left(\frac{\Pi_2}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Pi_3}{2}\right) & \cos(\psi_A - 2\psi_{F2}) \\ +\cos\left(\frac{\Pi_1}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Pi_2}{2}\right) & \sin\left(\frac{\Pi_3}{2}\right) & \cos(\psi_A + 2\psi_{F3}) \\ -\sin\left(\frac{\Pi_1}{2}\right) & \sin\left(\frac{\Pi_2}{2}\right) & \sin\left(\frac{\Pi_3}{2}\right) & \cos(\psi_A - 2\psi_{F1} + 2\psi_{F2} - 2\psi_{F3}) \end{array} \right]^2 \quad [12]$$

donde cada retardamiento Π contiene un término constante DC y otro de modulación AC,

$$\Pi_1 = \Gamma_{DC1} + \Gamma_{AC1} = \Gamma_1 + \Gamma$$

$$\Pi_2 = \Gamma_{DC2} + \Gamma_{AC2} = \Gamma_2 + \Gamma$$

$$\Pi_3 = \Gamma_{DC3} + \Gamma_{AC3} = \Gamma_3 + \Gamma$$

REFERENCIAS

- [1] "Crecimiento de cristales ópticos: Su importancia actual y tecnología", Manuel Yamada, A. García Weidner. Revista de Información Científica y Tecnológica ICYT (CONACYT). Vol. 9, No. 130, pp. 41-43. Julio 1987. México, D. F.
- [2] "Electrooptic Devices in Review", Goldstein, Laser applications, Vol.5, No.4, p.67, 1986.
- [3] "Fiber optic sensors", Proceedings of SPIE Vol. 586, 1986.
- [4] "An introduction to electrooptic devices", I. P. Kaminow, Academic Press, N.Y., 1974.
- [5] "Optical waves in crystals", A. Yariv & P. Yeh, John Wiley, N.Y., 1985
- [6] "Polarized light in optics and spectroscopy", Kligler D. S., Lewis J. W. and Randall C. E., Academic Press, San Diego, 1990.
- [7] "Moduladores Electroópticos", A. García Weidner, Comunicaciones Académicas CICESE Clave: CIOPP9102, 50 páginas. CICESE, Ensenada, B. C., Mayo/1989.

- [8] "Harmonic structure of light modulated by longitudinal electrooptic effect in crystals of class $\bar{4}2m$ ", Tudor T., J. Optics (Paris), 14, pp. 161-168, 1983.
- [9] "On the application of uniaxial crystals in modulators", Gorski P., Kucharczyk W., J. Optics (Paris), 20, pp. 187-192, 1989.
- [10] "The Poincaré Sphere: isolated and real trajectories describing the state of polarization", García Weidner A., J. Optics (Paris), 23, pp. 3-12, 1992.
- [11] "Análisis y síntesis de dispositivos cristalinos con propiedades de polarización utilizando la Esfera de Poincaré", A. García Weidner. III Reunión Nacional de Óptica/ I Reunión Iberoamericana de Óptica, septiembre 1992, Barcelona, España. ACTAS, Vol. 1, pags. 169-170, España.
- [12] "The Poincaré Sphere Method: Design of an ultralinear Pockels effect modulator". A. García Weidner. Applied Optics (Optical Technology), USA (En prensa: Publicación aceptada el 24 agosto 1992)

García
0, pp.

Press,

Clave:

**CONSEJO DIRECTIVO
1991-1993**

Presidente:

Luis Efraín Regalado (UNISON, IFUNAM-E)

Vicepresidente:

Javier Sánchez Mondragón (CIO, INAOE)

Vocales:

Enrique Landgrave (CIO)

Alejandro Cornejo (INAOE)

Heriberto Márquez (CICESE)

Angel Coronel Beltrán (UniSon)

Secretario:

Josué Alvarez Borrego (CICESE)

Director de la revista Optica:

Heriberto Márquez (CICESE)

Director del Boletín AMO:

Roberto Machorro Mejía (IFUNAM-E)

**Lista de
representantes institucionales de la
AMO, a.c.**

CICESE Dr. Heriberto Márquez B.
(Vocal)
IFUNAME Espinoza 843, 22830 Ensenada, B.C.
Apdo. Postal 2732,
22800 Ensenada, B.C.
Fax (667) 4-51-55

CINVESTAV Dr. Isaac Hernández Calderón
IPN-ESF Av. IPN esq. Av. Ticomán
Apdo. Postal 14-740
07000 México, D.F.
Fax (5) 754-87-07

CIO, A.C. Dr. Enrique Landgrave (Vocal)
Apdo. Postal 948
37000 León, Gto.
Fax (47) 17-50-00

IIMAS-UNAM Dr. Kurt Bernardo Wolf
IIE Campus UAEM
IFUNAMC Av. Universidad s/n
62190 Cuernavaca, Mor.
Fax (73) 17-33-88

INAOE Dr. Alejandro Cornejo R. (Vocal)
Apdo. Postal 51 y 216
72000 Puebla, Pue.
Fax (22) 47-22-31

ITESM-CO M.C. Angélica Morales
UANL-FC Suc. de Correos "J"
64849 Monterrey, N.L.
Fax (83) 58-2000 ext 4640

UAM-I Dr. Emmanuel Haro Poniatowski
Apdo. Postal 55532
09340 México, D.F.
Fax (5) 686-89-66

UNAM-CI Dr. Roberto Ortega
+ Fac. Ciencias Apdo. Postal 70-186
04510 México, D.F.
Fax (5) 550-03-57

UNAM-IA M.C. Salvador Cuevas
Apdo. Postal 70-264
04510 México, D.F.
Fax (5) 548-37-12

UNAM-IF Dr. Jorge García Macedo
Apdo. Postal 20-364
01000 México, D.F.
Fax (5) 548-31-11

UNISON M.C. Angel Coronel B. (vocal)
Apdo. Postal 5-088
83190 Hermosillo, Son.
Fax (62) 13-35-64

UAP-ECFM M.C. Jesús Pedraza C.
Apdo. Postal 1152
72570 Puebla, Pue.
Fax (22) 44-89-47

INTERCOVAMEX

S.A. de C.V.

vacío y caracterización de materiales

Representante en México de:



Lider desde 1819 en ESPECTROSCOPIA OPTICA: Redes de difracción, monocromadores y espectrógrafos, accesorios para mesa óptica, Dicógrafos circulares: elipsómetros, microRAMAN, Sistemas de Emisión de Plasma (ICP), Sistemas de Emisión de Chispa (SPARK), Sistemas para Glow Discharge Spectroscopy, Filtros ópticos y accesorios

Monocromadores, detectores CCD, PMT, RAMAN/FT, Fluorómetros, equipos para la preparación de muestras XRF, ICP...



Equipos y accesorios para vacío y ultra alto vacío



 Park Scientific Instruments

Microscopía de tunelaje y cátodos para SEM y TEM

EPI



Análisis de superficies y microsondas electrónicas

Consulte nuestro personal capacitado en Francia, Estados Unidos y México

INTERCOVAMEX S.A. DE C.V.

Av. Oaxaca 80-503 06700 México, D.F.

Tel. (5) 207-4508 Fax 208-3704