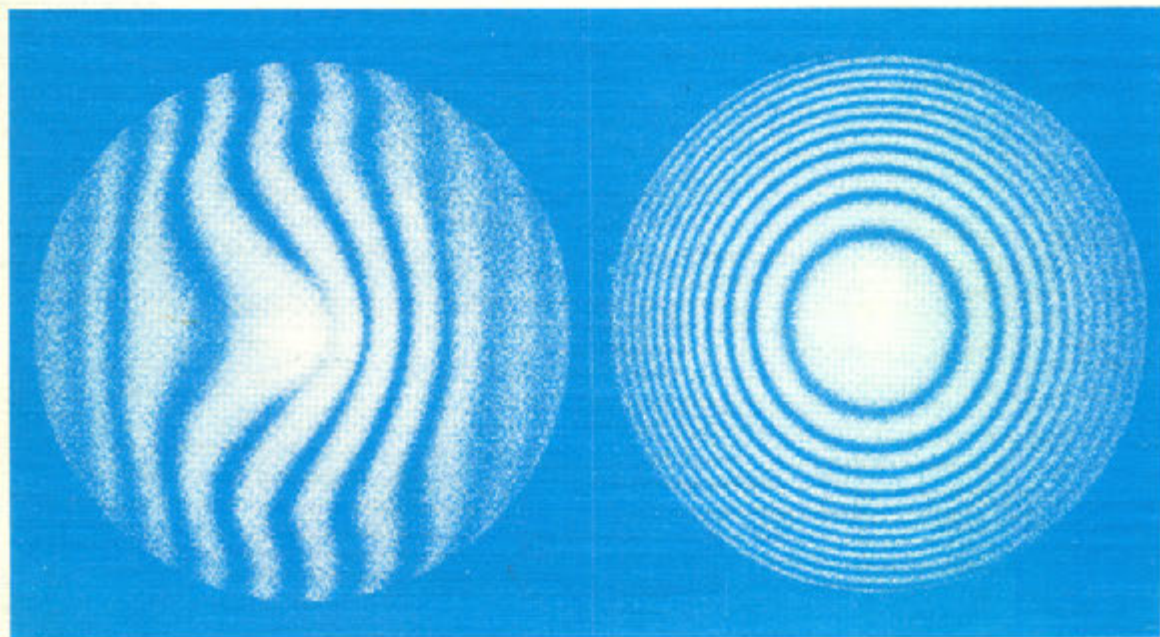


Marzo 1992
Volumen 2 Número 1

OPTICA



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.
BIBLIOTECA



La revista de la
Academia Mexicana de Óptica

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.
C. 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.

POLAROID CORPORATION.

DR. Luis A. Zenteno.

IFUNAM - LAB. ENSENADA:

DR. Roberto Machorro Mejía.
DR. Jesús M. Siqueiros Beltrones.
DR. Efraín Regalado.

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.

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN FISICA

UNIVERSIDAD DE SONORA:

M.C. Alejandro Clark
M.C. Angel Coronel.

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 presentan los interferogramas obtenidos con una placa difusora de Burch con un error de rotación de 1.3 segundos de arco.

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.



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.
BIBLIOTECA

CONTENIDO

- 1 INDICE
- 2 EDITORIAL
- 3 **AMPLIFIED SPONTANEOUS EMISSION FROM A Nd - DOPED
DOUBLE -CLAD FIBER PUMPED BY GaAs LASER DIODE : APPLI-
CATION TO OPTICAL GYROSCOPES.**
L.A. ZENTENO.
- 15 **FLAT-FIELD, ANASTIGMATIC FOUR-MIRROR OPTICAL SYSTEM
FOR LARGE TELESCOPES.**
J. M. SASIAN
- 19 **METODO INTERFEROMETRICO PARA REGISTRAR DIFUSORES
SIMETRICOS DE BURCH.**
J. R. MOYA, J. E. A. LANDGRAVE, H. SOTELO.
- 23 **INTENSIFICACION DE FRANJAS DE INTERFERENCIA DE HACES
MÚLTIPLES EN PLACAS DIELECTRICAS PLANAS Y PARALELAS.**
M. CERVANTES, O. L. OROZCO-LAZARO.
- 31 **SENSORES DE FIBRA OPTICA**
F. J. MENDIETA JIMENEZ.
- 37 **APODIZADORES SIMETRICAMENTE RADIALES: UNIMODAL VS.
SIMODAL.**
J. OJEDA-CASTAÑEDA. L.R. BERRIEL-VALDOS

OPTICA es una publicación cuatrimestral de la Academia Mexicana de Óptica 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 enviados 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 trámite. Derechos Reservados (R) Academia Mexicana de Óptica A.C.

Editorial

HERIBERTO MARQUEZ B.

Con este primer número de OPTICA de 1992, iniciamos el segundo volumen de la Revista. Una de las metas para el presente año, es la de editar los tres números de OPTICA en las fechas programadas.

En este número se presentarán artículos que contribuyen a las áreas de Fibras Ópticas, Láseres, Interferometría y Diseño Óptico.

La respuesta de la comunidad de Óptica de nuestro país y del extranjero ha sido favorable incrementándose gradualmente. Esperamos seguir contando con sus valiosas e indispensables contribuciones, para lograr mantener la continuidad y seguir aumentando la calidad de OPTICA. Así mismo los invitamos a enviar sus artículos al comité editorial de la Revista OPTICA y esperamos que el presente número sea de su agrado.



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN ÓPTICA, A.C.
BIBLIOTECA

**AMPLIFIED SPONTANEOUS EMISSION FROM A Nd-DOPED DOUBLE-CLAD FIBER
PUMPED BY GaAs LASER DIODE: APPLICATION TO OPTICAL GYROSCOPES.**

LUIS A. ZENTENO
Polaroid Corporation
38 Henry Street
Cambridge, MA 02139

Artículo aceptado 31 de Enero 1992

ABSTRACT.

There is a need in various R&D establishments of practical fiber amplified spontaneous sources (FASES) for several applications; if proven successful, these applications would lead to wide-spread use of these sources and possibly their commercialization.

Double-clad fiber laser technology can be readily used to produce FASES, pumped by a butt-coupled 500 mW GaAs laser diode. The spectroscopy of Nd in a alumino-silicate fiber is described somewhat in detail. Measurements reported in this work emphasize application to fiber optical gyroscopes and improvement in scale factor wavelength stability.

1. INTRODUCTION.

Rare-earth activated optical fiber technology is rapidly expanding and numerous new devices and applications emerge every year [1]. One of these devices is the double-clad fiber laser [2] which greatly facilitates coupling of pump power from multi-mode laser diode arrays and bars to produce diffraction limited, single-mode laser output.

A general property of these devices is their inherently large gain bandwidth; thus broadband fiber laser sources (FASES) can be fabricated in this way. A fiber laser would typically consist of tens of thousands of oscillating and competing cavity modes; in contrast a FASES would have no cavity modes at all and would behave as a nearly perfectly incoherent sources. FASES may be commercial applications in medicine, spectroscopy, printing technology and sensor technology, in particular rotation sensors (gyroscopes).

Being broadband and incoherent, FASES are ideal candidates as sources for optical fiber gyroscopes which require incoherence in order to avoid detrimental effects associated to mode-beating caused by Rayleigh back-scattering. " Superluminescent " laser diodes have been used as incoherent sources in fiber gyroscopes but are rather sensitive to temperature changes, shifting their emission wavelength at a rate of 0.3 nm/°C. Other disadvantages of laser diodes is that they provide low power levels and are difficult to efficiently couple into single-mode optical fibers. FASES provide enough incoherent optical power, are fiber compatible and, as it turns out [3], are less temperature sensitive than " Superluminescent " laser diodes.

The physical reason is that FASES average output wavelength (λ) is not very sensitive to fiber temperature changes, shifting at a rate of - 0.006 nm/°C, 50X smaller than the rate in laser diodes. However, because of the very nature of the glass host as discussed below (λ) is quite sensitive to pump wavelength which in turn depends on pump laser-diode temperature. The overall effect, nevertheless is an improvement in temperature sensitivity.

The intensity, width and shape of the absorption and emission bands of a rare-earth ion in a glass host are determined by the interaction of this ion with the local field; unlike the regular local field experienced by an ion in a crystal host, the sites in glass are randomly oriented leading to a statistical distribution determined by contributions from ions in many sites. Thus macroscopic observables like gain and absorption spectra, lifetimes and quantum efficiency even the effective ion-phonon coupling are in fact statistical averages over many sites [4]. Because the rare-earth ion in glass is inhomogeneously broadened, it is possible by using a pump source with line-width narrower than transition of interest, to excite only the ions representative of a particular site; however, ions at a particular site may lase in a number of transitions, with the relative strength of each transition depending on the site in question [4]. Thus at pump wavelengths near the peak of the macroscopic absorption spectrum, where excitation of a broad distribution of sites takes place over a relatively short length of fiber, all these effects will lead to strong sensitivity of the gain spectrum to changes in pump wavelength. For pump wavelength at the wings of the absorption spectrum, where the distribution of excited sites is sharper and the same gain is achieved over a longer length of fiber, these effects are less pronounced and lead to an overall improvement in output wavelength temperature stability, as shown below.

In section 2 the fabrication of FASES is briefly outlined, and in sections 3 and 4 the device performance and characterization is described in detail; in section 5 the application of FASES to optical fiber gyroscopes is briefly studied by pointing out possible improvements in scale factor temperature stability.

2. DEVICE FABRICATION.

A fiber amplified spontaneous emission source (FASES) is made by spoiling laser action in a fiber laser; we have used a double-clad Nd fiber [2] for this purpose. The fiber had a relatively high Al content and no P.

In order to spoil laser action, the output facet reflectivity R is reduced ideally to zero. In practice, values of $R \approx 10^{-4}$ can be achieved. The fiber output faced was polished at 15° with respect to the fiber core axis and a 2-layer Ar coating with a theoretical output reflectivity $R(1060 \text{ nm}) \approx 5 \times 10^{-4}$ was deposited onto it. The Ar coating design was tested on a sample of BK7 coated on both sides, with typical measurements yielding a transmission through both air-glass interferences of $T^2 \approx 0.997$, thus $R = 1 - T = 1.5 \times 10^{-3}$; this measurement, however, made with a 330 Perkin-Elmer spectro-photometer is instrument limited and R was, in fact considerably smaller as shown below.

The input facet was coated with a 15 layer dichroic mirror with $R(1060 \text{ nm}) \approx 0.995$; a typical experimental profile is shown in Fig. 1. The fiber length was $L = 26\text{m}$, yielding a total absorption of 13dB at 807nm.

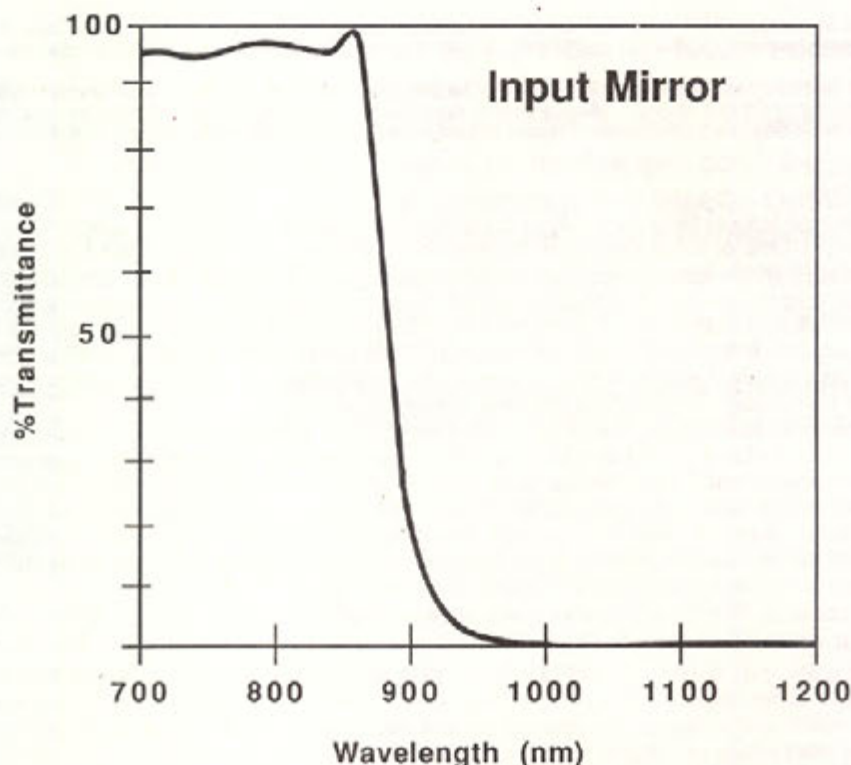


Figure 1 Transmission profile vs. wavelength of the input mirror. This dichroic mirror consisted of 15 layer of ZnS and MgF₂ directly deposited onto the fiber facet.

3. FASES Characterization Using-Sapphire Laser.

The Nd fiber was studied using a Ti:Al₂O₃ laser pump; this pump laser has the advantages of wide tunability, low beam divergence and narrow line. A typical spectral profile of Ti:Al₂O₃ is shown in Fig.2; notice that the FWHM is approximately 0.2 nm or less.

The maximum FASES output power was 11 mW around 1062 nm with input pump power (before x10 coupling microscope objective with NA = 0.3) of 100 mW at 805 nm; for larger input pump power the device would break into oscillation. Actual launched power was only 60% of input pump power because of uncoated optics in the x10 objective.

The FASES output power vs. input pump power curve is shown in Fig. 3; a soft " FASES threshold may be observed at approximately 30 mW.



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN ÓPTICA, A.C.
BIBLIOTECA

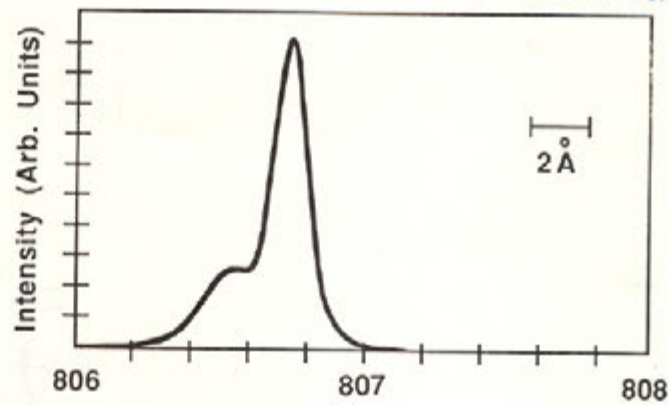


Figure 2 Intensity spectrum of the Ti:Al₂O₃ laser. This laser was operated in a standing wave configuration.

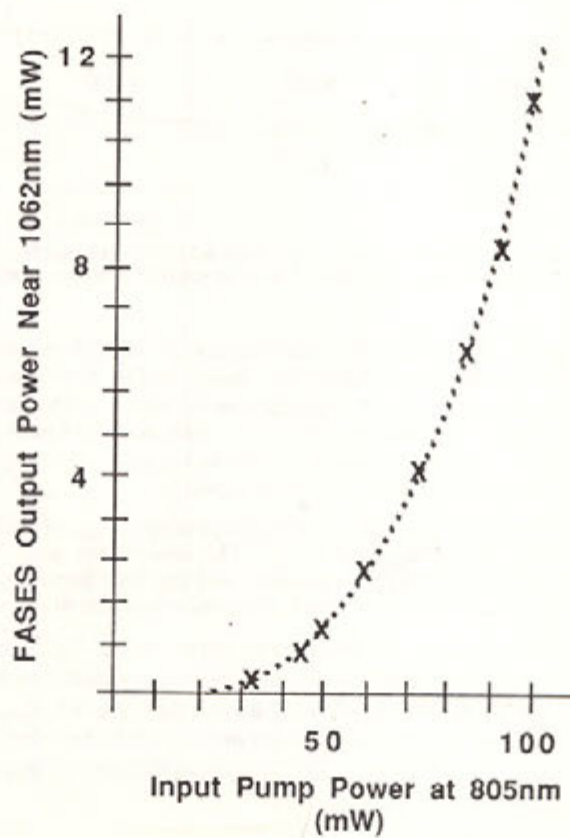


Figure 3 FASES output power vs. input pump power. Notice the absence of a sharp threshold characteristic of laser devices; as a FASES, however, a "soft" threshold may still be defined around 30 mW.

FASES FWHM (nm)

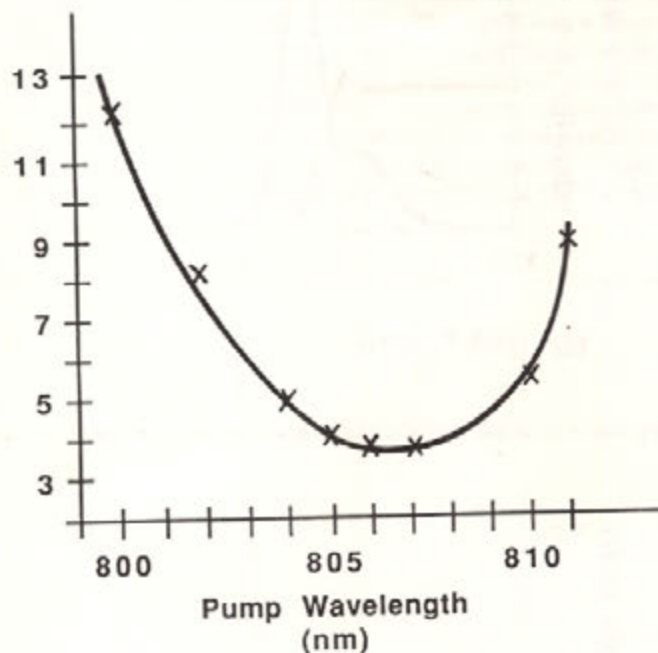


Figure 4 FASES spectrum full-width at half maximum vs. pump wavelength taken at constant input pump power. This figure reflects, to some extent, the dependence of pump absorption with wavelength.

It was observed, as first reported in [3], that the FASES line-shape is strongly dependent on pump wavelength λ_{pump} for constant 90 mW input pump power; the results are shown in Fig. 4 where one clearly observes the narrowest profile for 806 nm. This phenomenon is due to gain narrowing which is strongest at the absorption peak near 806 nm; for shorter and longer pump wavelengths, absorption decreases and gain narrowing is less strong. This is also illustrated in Fig. 5 where the FASES profile is shown at $\lambda_{\text{pump}} = 800, 806$ and 811-814 and a very complex behavior is evident. In brief, the main findings are the followings:

A. Three stronger features can be clearly identified from the FASES profiles; these are all associated to transitions from the lower Stark component of the $4F_3/2$ level of Nd^{3+} . The main peak near 1060 nm corresponds to transitions to the lowest Stark component of the $4I_{11/2}$ manifold and the less intense broad peak near 1090 nm corresponds to unresolved transitions to the upper four Stark components of the $4I_{11/2}$ manifold [4].

B. The peak wavelength λ_{peak} near 1060 nm does not change with output power P_{out} for any λ_{pump} ; the average wavelength $\langle \lambda \rangle$ does change with output power, and this phenomenon is associated to more or less saturation of the 1070 and 1090 nm transitions. This is shown in Fig. 6 where it is plotted $\langle \lambda \rangle$ vs. P_{out} ; by fitting the data to a shifted exponential $\langle \lambda \rangle = \lambda_{\infty} + \Delta\lambda \exp(-P_{\text{out}}/P_c)$ one determines $\lambda_{\infty} = 1060.7 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 14 \text{ nm}$ and $P_c = 1.5 \text{ mW}$. In this work λ_{∞} and λ_{peak} are used interchangeably; further $\langle \lambda \rangle$ is defined by $\langle \lambda \rangle = \int \lambda P_{\text{out}}(\lambda) d\lambda / \int P_{\text{out}}(\lambda) d\lambda$.

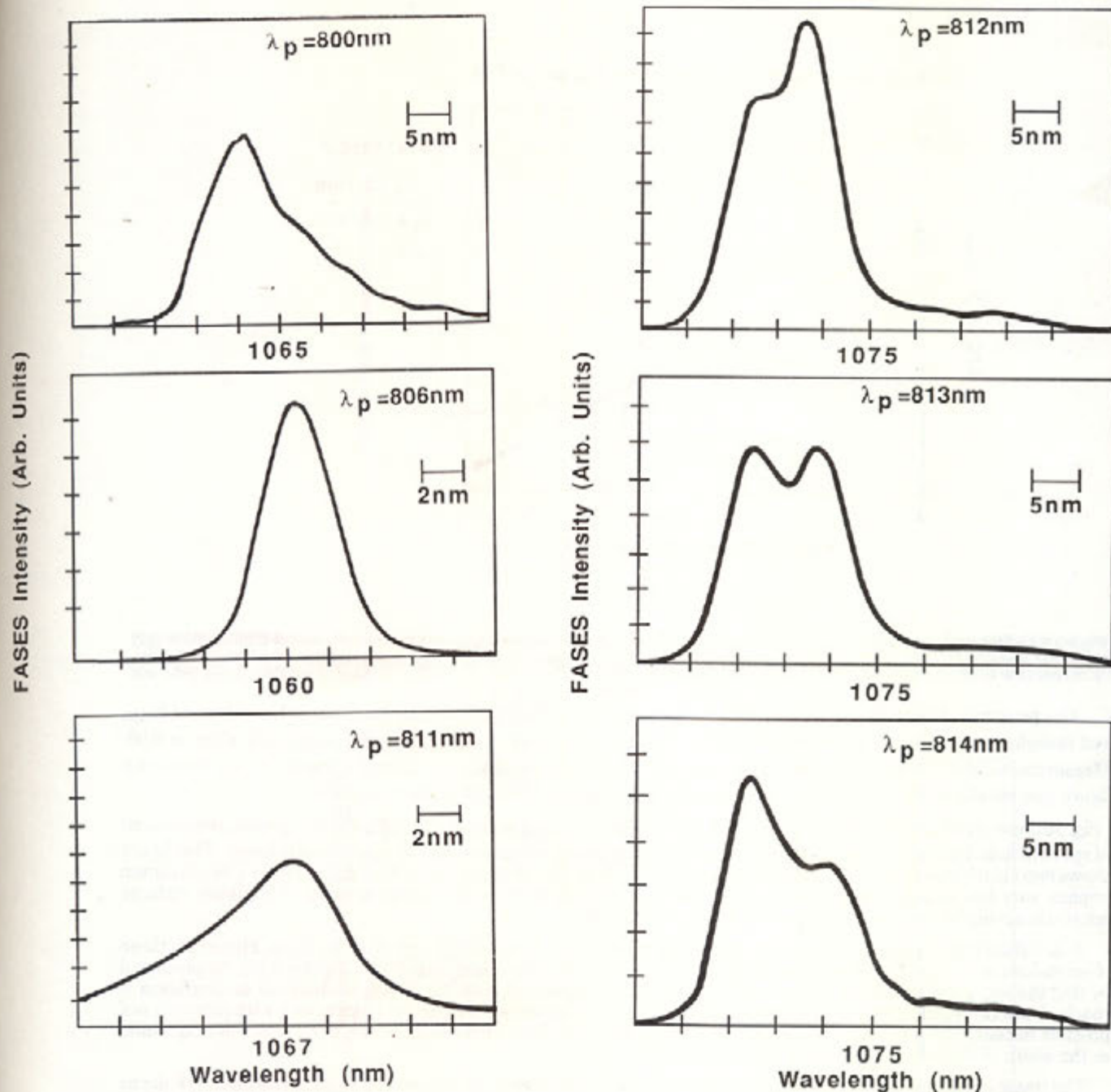


Figure 5 FASES output spectrum; these measurements were done at constant FASES output power. Notice that a nearly symmetric and narrowest profile (FWHM=4 nm) is obtained at 806 nm(a). The spectrum broadens and changes shape considerably near 813 nm, (FWHM=15 nm) (b).

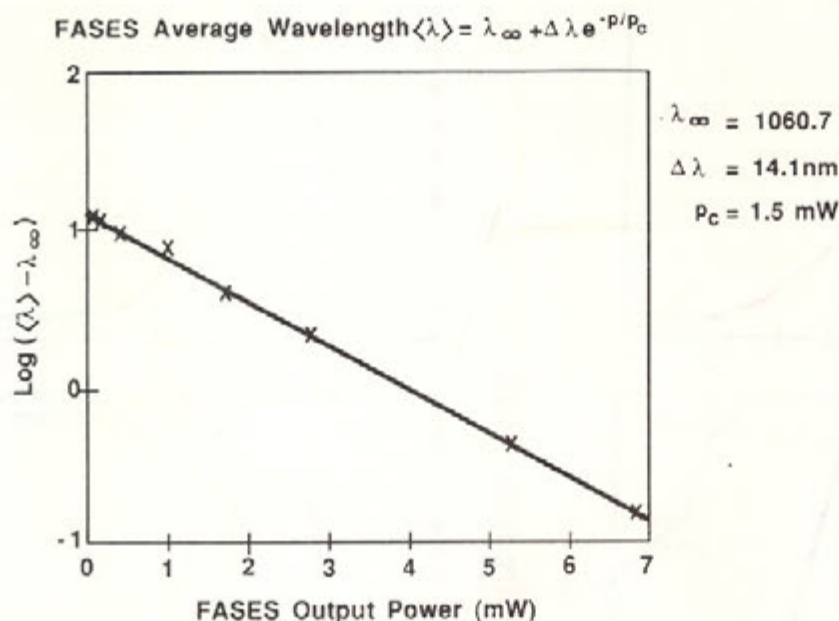


Figure 6 FASES mean wavelength $\langle \lambda \rangle = \int \lambda P_{out}(\lambda) d\lambda / \int P_{out}(\lambda) d\lambda$ vs. output power P_{out} . It is empirically found that the data may be fitted by a shifted exponential. This measurement was done at fixed pump wavelength $\lambda_{pump} = 806$

C The peak wavelength λ_{peak} changes with λ_{pump} as shown in Fig.7; this measurement is independent of P_{out} and therefore un-ambiguously characterizes the FASES in the long λ_{pump} region the worst case slope is 0.08. Measurement of $\langle \lambda \rangle$ vs. λ_{pump} for P_{out} in the mW range indicate that $\langle \lambda \rangle$ closely "tracks" λ_{peak} . From this figure one measures 10 nm for the maximum site-to-site spread of the 1060 nm transition.

Fig. 5b illustrates the region around $\lambda_{pump} = 813 \text{ nm}$ where 2 strong peak appear in the FASES profile, reminiscent of spectral hole-burning. A similar profile was obtained at pump powers in the nW (nano-Watt) range. This figure shows two clearly resolved laser transitions separated by 7 nm; the observation of this "hole" under CW excitation implies very low ion-ion cross-relaxation in this fiber due to its high aluminum content. Aluminum reduces micro-clustering of Nd-ions and increases homogeneity. [5].

It is difficult to explain quantitatively these effects because of the complexity of glass hosts. However, these observations are in fact qualitatively explained by the theory of "mirror less lasers" of Casperson [6]. As predicted by that theory, a soft threshold is observed (Fig.3); also, as predicted, gain narrowing is observed as saturation is reached and re-broadening indeed occurs after the onset of saturation. A clear-cut comparison with theory is not possible because the present FASES has a homogeneously broadened line-width of the same order of magnitude as the width of the inhomogeneously broadened line.

The onset of saturation is dramatically observed in the time domain by measuring the fluorescence 1/e decay time τ in the fiber as a function of input pump power. Pump light was "modulated" using an acousto-optic device with 100 ns rise-time and the 1060 nm fluorescence decay was measured using a storage oscilloscope. Fig. 8. shows these measurements taken at a pump wavelength of 807 nm. The minimum measurable τ for 10 mW of input pump power was 460 μs ; a reduction by an order of magnitude is observed for 70 mW. The solid line is Gaussian fit with maximum amplitude τ_0 of 480 μs and 1/e width of 42 mW. A rough comparison with figure 1 of [6] is possible assuming $\tau = \tau_0 / (1 + x_1)$ and $Z_h = \text{pump power/saturation power}$. With a measured saturation power of approximately 5 mW, good agreement is obtained between figure 8 above and figure 1 of [6] if the spontaneous emission parameter X_0 is of the order of 10^{-4} , which agrees with the theoretical value.

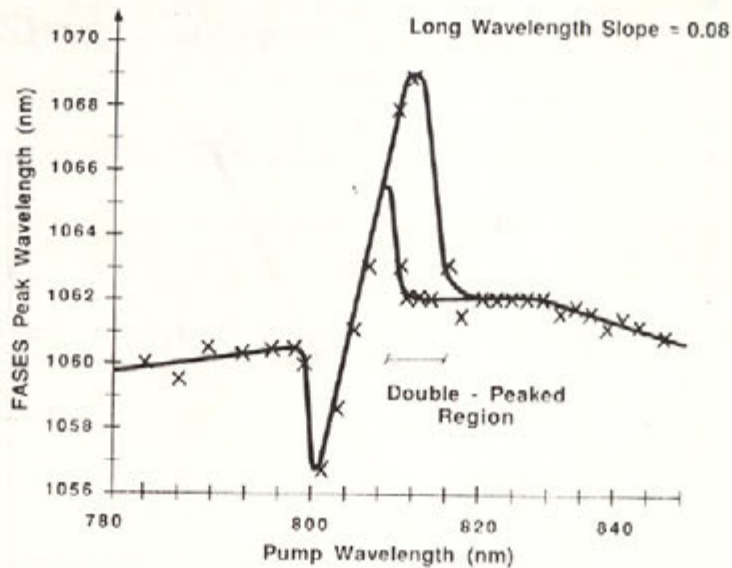


Figure 7 FASES peak wavelength at 1060 nm vs. pump wavelength. This figure is independent of output power. The detailed shape of this figure reflects the complex ionic interactions in the glass matrix. Clearly, the maximum site-to-site spread of the 1060 nm transition is approximately 10 nm, from 1056.5 to 1066 nm. Notice that the slope of this curve is smallest in the wings of the absorption spectrum.

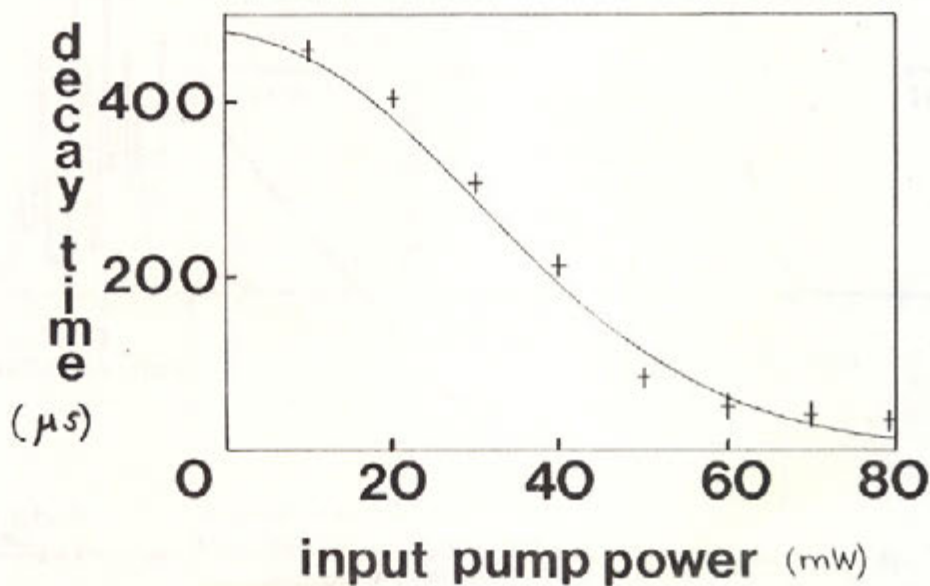


Figure 8 Fluorescence decay time in μs vs. input pump power in mW in this figure the size of each horizontal and vertical experimental bar represents measurement uncertainty.

4. FASES Characterization Using GaAs Laser Diode Pump.

The Nd fiber was butt-coupled to a 500 mW GaAs laser diode (LD) in a compact package [7]; the laser diode laser around 807 nm with LI curve as shown in Fig. 9a. Coupling efficiency from the LD (NA=0.6) into the fiber first cladding (NA=0.4) was roughly 50 %

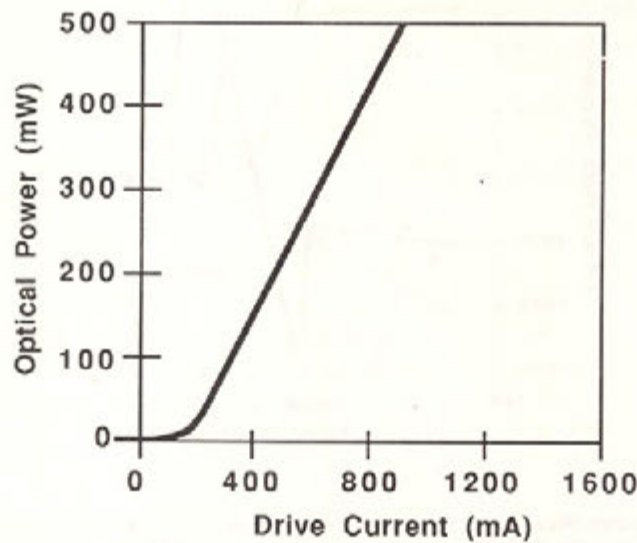


Figure 9a Measured output power of a typical 100 100 μm wide laser diode array.

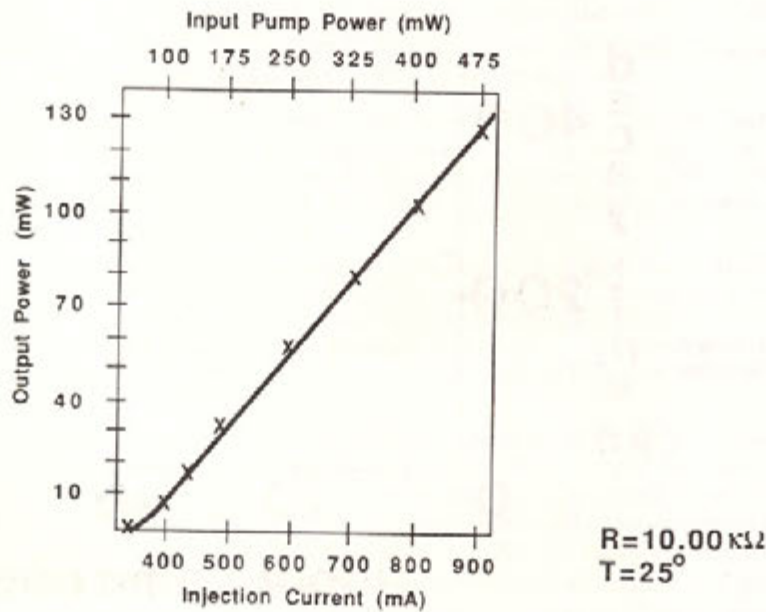


Figure 9b Typical output power of double-clad fiber laser directly butt-coupled to laser diode.

When the fiber is pumped hard enough to overcome cavity losses, it breaks into oscillation. The packaged device exhibited a threshold of 100 mW of input pump power, which corresponds to approximately 50 mW of absorbed pump power around 806 nm. This is in good agreement with the threshold measured using the Ti:Al₂O₃ laser. The LI curve is shown in Fig. 9b; from this figure one obtains a slope efficiency of 33%, which assuming 50% coupling efficiency gives 86% quantum yield. The Nd laser output spectrum is shown in Fig. 10a, centered around 1062 nm with a FWHM of approximately 5nm for injection current $I = 800\text{mA}$; the pump laser spectrum which leaked through the output facet is shown in the Fig. 10b, and one should notice the considerably broader bandwidth ($\approx 2\text{nm}$) as compared to Ti:Al₂O₃ bandwidth ($\approx 2\text{nm}$) shown in Fig. 2. This fact would tend to average out sharp pump wavelength dependent features.

The threshold power is a measure of the angled output facet reflectivity R since other losses are negligible; with a previously measured gain of 0.4 dB/mW and an absorbed pump power of 50 mW at threshold one obtains a single pass (power) gain of 20 dB, and using $RG = 1$ one gets $RC \approx 10^{-4}$, which agrees with the theoretical calculation of Sec. 1.

For input pump power less than 100 mW, the device behaves as a FASES; around 10 mW of power can be obtained in this mode of operation, which is further discussed below.

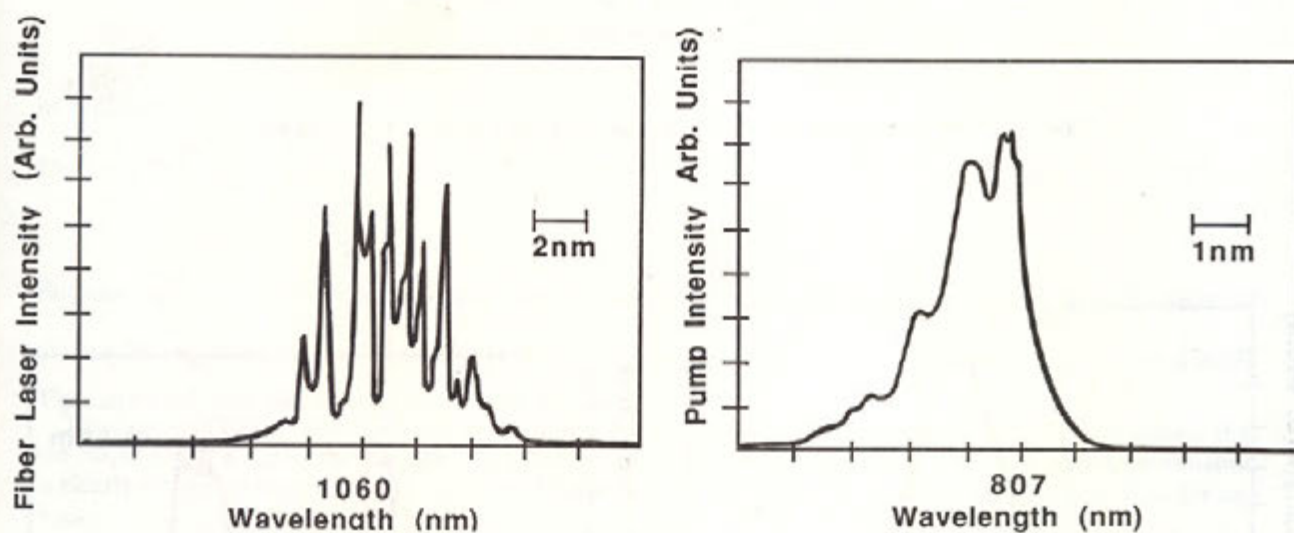


Figure 10 Typical fiber laser spectrum with FWHM $\approx 5\text{nm}$ (a) laser diode pump spectrum with FWHM $\approx 1.5\text{nm}$ (b).

The output vs. injection current curve is shown in Fig. 11; a "soft" FASES threshold is observed for $I = 355\text{mA}$; This curve was obtained when the LD temperature was $T = 28^\circ\text{C}$. The FASES profile at $I = 400\text{mA}$ and $T = 28$

$^{\circ}\text{C}$ is shown in Fig. 12a and the corresponding pump spectrum in Fig. 12b; the latter exhibits two peaks for reasons that are not completely understood, probably related to packaging characteristics in the form of non-uniform contact between the laser crystal and the heat sink.

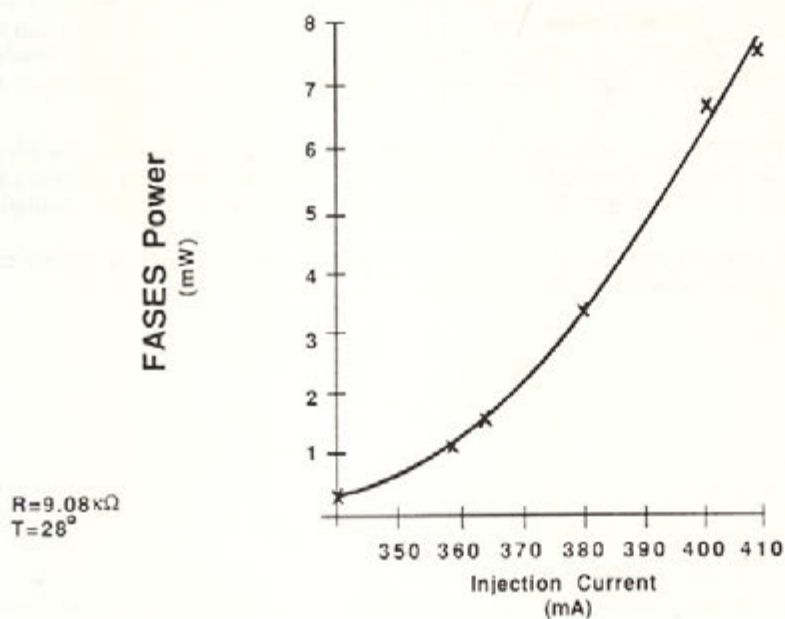


Figure 11 Fases output power vs. laser diode injection current measured at $T = 28^{\circ}\text{C}$

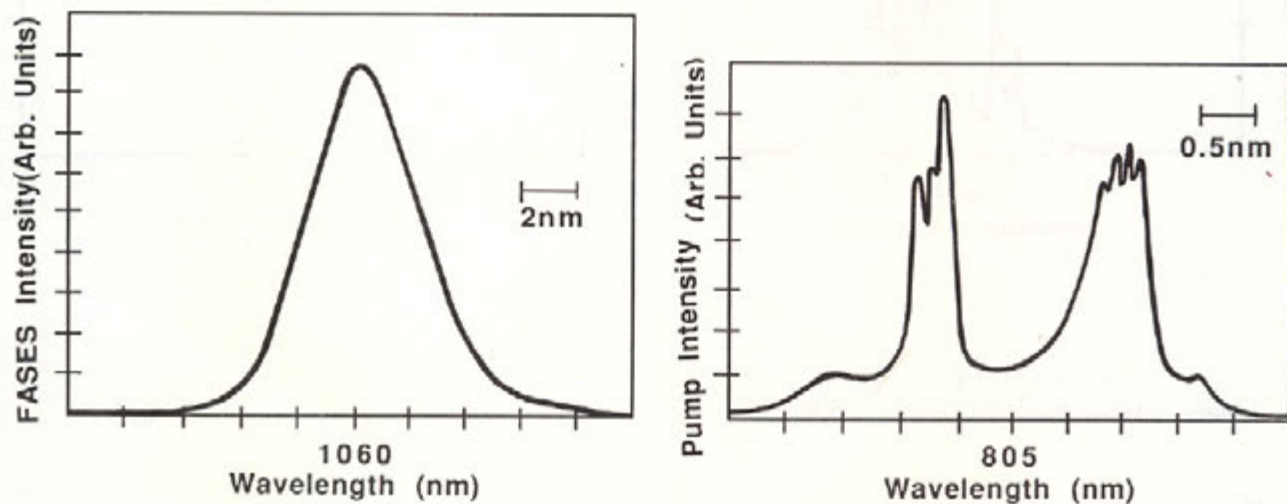


Figure 12 Typical FASES spectrum yielding about 8 mW of output power and FWHM $\approx 5\text{nm}$ (a) Corresponding pump spectrum showing two peaks at 803.5 and 807 nm (b).

5. Improvements of scale factor stability for Optical gyroscopes.

For applications in optical gyroscopes, a broadband incoherent source with wavelength stability of 1ppm is required. [8]. Semiconductor laser diode shift wavelength with temperature changes at a rate of 0.3 nm/°C or approximately 400 ppm /°C, and therefore, temperature should be controlled to 0.0025 °C to meet the stability requirements. Laser diodes also shift wavelength with current at rate of 0.03 nm/mA.

The average emission wavelength $\langle \lambda \rangle$ depends, strictly speaking, on output power P_{out} , pump wavelength λ_{pump} and temperature of fiber T' ; λ_{pump} in turn, depends on laser diode T , and injected current I . Also, P_{out} depends on λ_{pump} (through absorption profile) and T' through decrease in quantum efficiency). Thus $\langle \lambda \rangle = \langle \lambda \rangle (\lambda_{pump}(T, I), T', P_{out}(\lambda_{pump}(T, I), T'))$. The injected current dependence on λ_{pump} may be neglected since it can be controlled accurately. From fig. 6 one may readily estimate the signal-to-noise ration (SNR) that is required to achieve a 1 ppm wavelength stability using $\langle \lambda \rangle = \lambda_0 + \Delta \lambda \exp(-P_{out}/P_c)$ with $\lambda_0 = 1060.7 \text{ nm}$, $\Delta \lambda = 1.4 \text{ nm}$, $P_c = 1.5 \text{ mW}$.

$$\text{Since } SNR = \frac{P_{out}}{\delta P_{out}} = \frac{\lambda}{\delta \lambda} \frac{P_{out}}{\lambda} \frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial P_{out}}$$

and one requires $\frac{\delta \lambda}{\lambda} < 10^{-6}$ one obtains

$$SNR > \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \frac{P_{out}}{P_c} \exp\left(\frac{-P_{out}}{P_c}\right) \times 10^6$$

Thus using the measured values and the worst case $P_{out} = P_c$ ones gets $SNR > 10^4$, which may be readily achieved [9]. A rigorous expression for the shift in $\langle \lambda \rangle$ is:

$$\delta \langle \lambda \rangle = \left(\frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial T} \right)_{T'} \delta T + \left(\frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial T'} \right)_T \delta T'$$

or explicitly:

$$\delta \langle \lambda \rangle = \left\{ \left(\frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial P_{out}} \right)_{\lambda_{pump}, T'} + \left(\frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial \lambda_{pump}} \right)_{P_{out}, T'} \frac{d\lambda_{pump}}{dT} \delta T + \left(\frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial P_{out}} \right)_{\lambda_{pump}, T'} + \left(\frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial T'} \right)_{\lambda_{pump}, P_{out}} \right\} \delta T' \quad (1)$$

Because $\left(\frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial P_{out}} \right)_{\lambda_{pump}, T'}$ can be made as small as necessary for large enough P_{out} the first terms in each bracket of

(1) may be neglected. So may be the term $\left(\frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial T'} \right)_{\lambda_{pump}, P_{out}}$ since its magnitude is - 0.006 nm/°C as reported in [3].

Thus one is left only with the second term in the first bracket.

The degree of temperature control may be improved using FASES. For the present discussion we assume that the output power P_{out} is large enough ($P_{out} > P_c$) so that one may approximate $\langle \lambda \rangle \approx \lambda_{peak}$; this approximation is clearly supported by experiments since the FASES spectrum becomes more symmetric for large P_{out} for any λ_{pump} .

Thus $\delta \langle \lambda \rangle \approx \left(\frac{\partial \lambda_{peak}}{\partial \lambda_{pump}} \right)_{P_{out}, T'} \frac{d\lambda_{pump}}{dT} \delta T$ now $\frac{d\lambda_{pump}}{dT} = 0.3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ as mentioned above, and $\left(\frac{\partial \lambda_{peak}}{\partial \lambda_{pump}} \right)$ is the slope of

the curve of Fig. 7. Clearly, by pumping at 825 nm where $\left(\frac{\partial \lambda_{peak}}{\partial \lambda_{pump}} \right) \approx 0.1$ one improves the scale factor stability by an order of magnitude [3].

And experiment was carried out in which λ_{peak} vs T was directly measured using a laser diode which emitted near 806 nm. Results are shown in Fig. 13; the slope of this figure is $\frac{\partial \lambda_{peak}}{\partial T} \approx 0.26 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ in good agreement with the slope of Fig. 7 in the 804 to 806 nm region. Future work will address packaging a FASES to a laser diode operating near 825nm.

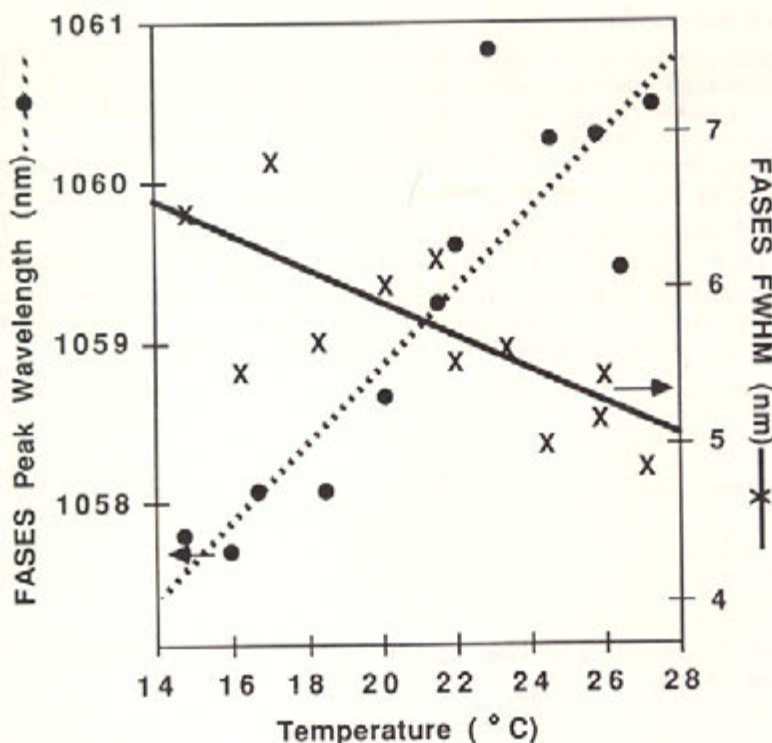


Figure 13 Measurements of FASES peak wavelength and FWHM for a packaged device operating around 807 nm. The scatter in points is attributed to the laser diode packaging being unsuitable for precise temperature control.

6. Acknowledgements.

The author is grateful to H. Po encouragement in the course of this work and to L. Alvord for typing the manuscript.

REFERENCES.

- [1] "Optical Fibre Lasers and Amplifiers" Ed. by P. W. France. Blackie and son Ltd, London, 1991.
- [2] H. Po, E. Snitzer, L. A. Zenteno, F. Hakimi, N. Cho and T. Haw, "double-clad high brightness Nd laser pumped by GaAlAs phased array" Post-deadline paper PD07, OFC '89, Houston, Texas (1989).
- [3] K. Liu; Gintzon Laboratory Report # 4425, 1988, Stanford University, Stanford, CA.
- [4] M. J. Weber, "Fluorescence and glass lasers"; J. of Non-crystalline Solids 47, 1 (1982) 117.
- [5] K. Arai, H. Namikawa, K. Kumata, T. Honda, "Aluminum or phosphorus co-doping effects on the fluorescence and structural properties of Nd-doped silica glass". J. Appl. Phys. 59, 10, (1986), 3430
- [6] L. W. Casperson, "Threshold Characteristics of Mirror Less Lasers"; J. of Appl. Phys. 48, 1 (1977) 256.
- [7] T. Haw, L. A. Zenteno, H. Po and N. Cho, "Direct coupling of single-mode Nd Fibre laser to multimode laser diode pump" SPIE Proceedings of Conference OE/Fibre '89, Vol. 1177 (1989) 257
- [8] H. C. Lefevre, "Comments about fiber-optic gyroscopes"; SPIE Proceedings of Conference Fiber Optics and Laser Sensors V, Vol. 838 (1987) 86.
- [9] P. R. Morkel, R. I. Laming and D. N. Payne, "Noise characteristics of high-power doped-fiber superluminescent sources"; Electron. Lett. 26 (1990) 96

FLAT-FIELD, ANASTIGMATIC FOUR-MIRROR OPTICAL SYSTEM FOR LARGE TELESCOPES.

J. M. Sasian
Optical Sciences Center
University of Arizona
Tucson, Az.85721

ABSTRACT.

A large-aperture, flat-field, four-mirror optical system for a telescope has been designed. Its main virtue is that it requires spherical surfaces for the primary and secondary mirrors providing remarkably good imagery. Third-order theory and the optimization process are discussed for this optical system.

INTRODUCTION.

The motive for the design in this paper evolved from considering the possibility of having a telescope with a spherical primary mirror. This characteristic can simplify considerably the fabrication of a large telescope. To correct the large amount of spherical aberration introduced by a spherical primary, the principle in which rests the design of the Schmidt camera was used. That is, a strong aspheric surface was placed close to a real pupil. To achieve this, a four-mirror combination was designed as shown in Fig. 1. The first and second mirrors act as in a conventional Cassegrain telescope to form an image. The third mirror forms a real pupil at the fourth mirror, and then mirrors relay the previous image to an accessible position.

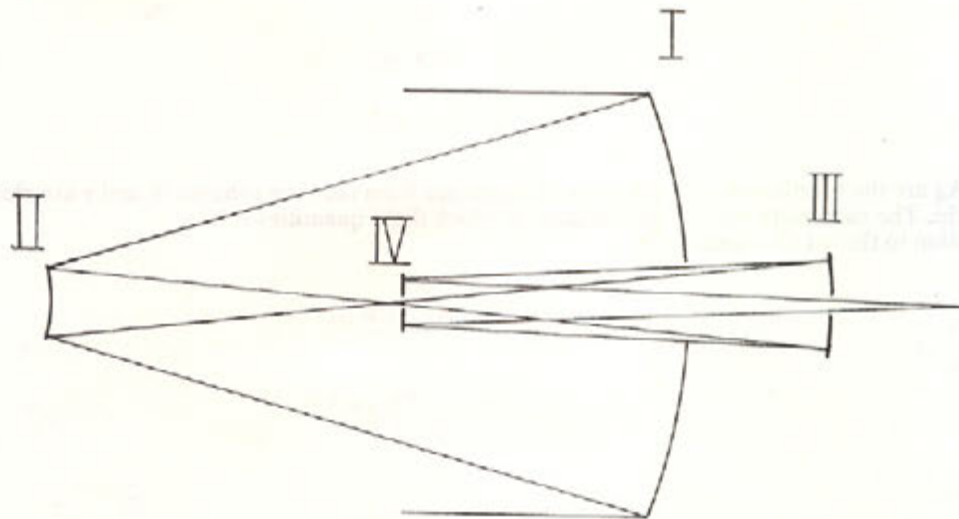


Figure 1. I Primary. II Secondary. III Tertiary. IV Quaternary.

2 THIRD-ORDER DESING.

A third-order analysis shown that is possible to nullify spherical, coma and astigmatism aberrations by introducing fourth-order asphericities on the surface of the third and fourth mirrors and by changing slightly the position of the quaternary mirror. Thus, in addition to having a spherical primary mirror it is possible to have a spherical secondary mirror as well. This also is a valuable characteristic for large-aperture telescopes.

It is possible to calculate the fourth-order coefficients of asphericity for the third and fourth mirrors, as well as the position of the latter in terms of the structural parameters of the system. However the resulting formulas are so cumbersome that another approach to the calculation was preferred. After a first-order layout was accomplished using spherical mirrors and placing the fourth mirror at the real stop position, the wave aberrations [1]: W_{040} , W_{131} , and W_{222} for the system were evaluated.

These third-order theory quantities do not depend strongly on the position of the fourth mirror, so they were used as a starting point in an iterative-like calculation. Since the first three Seidel aberrations must vanish three equations must be satisfied. The contributions due to the base spheres must be cancelled by the aspheric contributions. That is:

$$P + Q + 8W_{040} = 0 \quad (1)$$

$$PX + QZ + 2W_{131} = 0 \quad (2)$$

$$PX^2 + QZ^2 + 2W_{222} = 0 \quad (3)$$

Where:

$$Z = \frac{Y_3}{y_3} \quad (4)$$

$$X = \frac{Y_4}{y_4} \quad (5)$$

$$P = 16A_4y_4^4 \quad (6)$$

$$Q = 16A_3y_3^4 \quad (7)$$

A_3 and A_4 are the fourth-order coefficients of departure from the base spheres. Y and y are chief and marginal ray heights. The subscripts indicate the surfaces to which these quantities refer. The solution to the set of equations is:

$$P = \frac{8W_{040}Z - 2W_{131}}{X - Z} \quad (8)$$

$$Q = \frac{2W_{131} - 8W_{040}X}{X - Z} \quad (9)$$

and

$$X = \frac{W_{222} - ZW_{131}}{W_{131} - 4ZW_{040}} \quad (10)$$

The parameters P and Q are related to the asphericity coefficients, and X is related to the quaternary position D , measured along the optical axis from the real pupil position, this is:

$$D = \frac{y_4 X}{\tan U_3} \quad (11)$$

Where U_3 is the chief ray angle after the tertiary mirror. One or two iterations of the above process provide the desired third-order solution which is given in Table 1. The system is intended to have a 5-m aperture which gives an F-number of 1.8 for the primary and 11.86 for the complete system. It is worth mentioning that the Petzval sum is zero.

Table 1. Structural parameters for a flat-field, anastigmatic, four-mirror telescope.

Mirror	I	II	III	IV
Radius of curvature (mm)	-18000	-4500	-6932.98	44575.77
Spacing (mm)	-7500	9080	-4960	6560
Index	1	1	-1	1
	$A_3 = 7.916E-14$	$A_4 = -1.150E-10$		

3 OPTIMIZATION.

Ray tracing through the system shows the presence of higher orders of spherical and comatic aberrations. It is remarkable that just by introducing sixth-order terms on the description of the surfaces for the third and fourth mirrors, these aberrations can be almost completely controlled. This was done easily with the aid of a double graph as described by Kingslake [2], and choosing as parameters the on-axis, full-aperture wavefront deviation and the full-field, full-aperture wavefront asymmetry on the meridional plane. In addition, some eighth order terms were necessary to achieve better performance over the flat field. The ray trace shows that all the rays fall within a circle of 0.2 seconds of arc over a full field of 10 minutes of arc. Fig. 2 illustrates the spot diagrams for three field positions. The wave aberration residuals indicate that near diffraction limited images might be expected. This degree of correction was accomplished without difficulty, which suggests that better performance might be achieved using a more elaborate optimization strategy.



Figure 2. From top to bottom, spot diagrams for the field positions of 5 minutes, 3.5 minutes, and on-axis. The largest dimension of the latter represents 0.2 arc second.

For ray tracing analysis the characterization of the surfaces is better treated giving the aspheric departures from paraboloids rather than from spheres. The vertex radii are the same, but the coefficients change. For the system under consideration the coefficients are given in Table II. The surface of the third mirror is close to an ellipsoid, and the surface of the fourth mirror is a strong aspheric Schmidt corrector type surface.

TABLE II. Aspheric coefficients of departure.

	Tertiary	Quaternary
Fourth order	$A_3 = -0.296E-12$	$A_4 = -0.115E-9$
Sixth order	$B_3 = -0.215E-18$	$B_4 = -0.207E-16$
Eighth order	$C_3 = -0.185E-24$	$C_4 = -0.167E-22$

Regarding baffling, the stray light might come directly to the image plane from the secondary mirror can be obstructed by placing a light trap at the center of the secondary mirror and a limiting aperture around the circle of least confusion of the axial caustic of rays after the secondary mirror. The position of the circle of least confusion also determines the location of the quaternary mirror. The hole in the center of this mirror should not be too big. Otherwise light coming for the tertiary mirror would be lost. For the system just described, approximately a field of view of 10 minutes of arc could be obtained. This was accomplished with an equivalent central obstruction due to the light trap of about one-third the aperture size, and an aperture of 100 millimeters of diameter at the circle of least confusion which is located 70 millimeters behind the quaternary mirror surface. Table III gives the clear aperture of the mirrors as well as their hole diameters.

TABLE III. Clear apertures and hole diameters.

Mirrors	I	II	III	IV
Clear Aperture (mm)	5000	820	1045	554
Hole Diameter (mm)	889	270 (light trap)	260	120

4. SUMMARY.

An optical system has been designed that may represent a cost-effective alternative to large aperture telescopes. A comparatively simple scheme to carry out the aberration control has been outlined. The discussion illustrates how valuable a third-order solution can be. The design of these type of systems constitutes an excellent academic exercise since the first-order layout, third-order analysis, and optimization have many interesting features.

5. ACKNOWLEDGMENT.

I would like to thank professor Roland V. Shack for many interesting and helpful discussions.

ARTICULO RECIBIDO POR EL COMITE EDITORIAL EN AGOSTO 1991

6. REFERENCES.

- [1]. W. T. Welford, "Calculation of seidel Aberrations", Aberrations of the symmetrical Optical System. Academic Press, New York (1974).
- [2]. R. Kingslake, "Design of Aplanatic Objectives", Lens Design Fundamentals, Academic Press, New York (1978).

METODO INTERFEROMETRICO PARA REGISTRAR DIFUSORES SIMETRICOS DE BURCH.

J. R. MOYA, J. E. A. LANDGRAVE, H. SOTELO

Centro de Investigación en Óptica, A. C.
Apartado Postal 948
León, Gto. 37000

ABSTRACT.

We describe an interferometric method to control the 180° rotation of a photographic plate which is required to produce a symmetrical scatter-plate. With this method the rotation error is inferior to 1.3 arc seconds.

RESUMEN.

Se describe un método interferométrico para controlar la rotación de 180° a que se somete una placa fotográfica cuando se desea grabar un difusor simétrico de Burch. Utilizando este método, el error de rotación es inferior a 1.3 segundos de arco.

INTRODUCCION.

El componente principal en un interferómetro de Burch es una placa difusora con simetría de inversión. [1,2] Los errores en esta simetría reducen el contraste de las franjas de interferencia en la orilla de la superficie óptica bajo prueba, siendo esta reducción particularmente notable cuando la razón focal de la superficie es relativamente baja ($\leq f/3$) [3,4] En este trabajo se describe un método interferométrico para producir placas difusoras de Burch con un alto grado de simetría. Estas placas permiten obtener patrones de interferencia de contraste uniforme, aun con superficies ópticas relativamente rápidas.

DESCRIPCION DEL METODO.

La figura 1 muestra un diagrama del arreglo experimental que utilizamos para grabar los difusores simétricos de Burch. El sistema que garantiza la rotación precisa de la placa fotográfica consiste básicamente en tres semiespejos, SE_1 , SE_2 , SE_3 y una mesa giratoria, MG. Los semiespejos SE_1 y SE_2 permanecen fijos durante las dos exposiciones que se realizan, mientras que el semiespejo SE_3 , sujeto a un extremo de la mesa giratoria, se coloca alternativamente frente a los semiespejos SE_1 y SE_2 .

Removiendo completamente las franjas de Fizeau formadas por los semiespejos SE_1 y SE_2 , éstos se pueden alinear con una precisión que al menos una franja. Esto equivale a un ángulo $\alpha = \lambda / 2D$, donde λ es la longitud de onda de la luz con que se producen las franjas de interferencia, y D es el diámetro de los semiespejos. Con $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ y $D = 50 \text{ mm}$, $\alpha = 1.3$ segundos de arco.

Utilizando los semiespejos SE_1 y SE_2 como referencia, se rota la mesa giratoria hasta colocar el semiespejo SE_3 frente al semiespejo SE_1 . Se ajusta entonces el primero removiendo de nuevo las franjas de Fizeau que se observan en la pantalla P_1 . Una vez alineado el semiespejo SE_3 , se realiza la primera exposición de placa.

A continuación, se rota nuevamente la mesa giratoria hasta colocar el semiespejo SE_3 frente al semiespejo SE_2 . Si el eje de la mesa y la normal a los semiespejos SE_1 y SE_2 son perpendiculares, las franjas de Fizeau formadas por los semiespejos SE_3 y SE_2 podrán ser removidas ajustando solamente la mesa giratoria. Una vez logrado esto, se expone la placa por segunda vez.

En las tres operaciones de alineación, conviene observar las imágenes múltiples producidas por los semiespejos sobre la pantalla P_2 . Cuando éstas coinciden, las franjas de Fizeau formadas por cualquier pareja de los semiespejos se encuentran fácilmente.

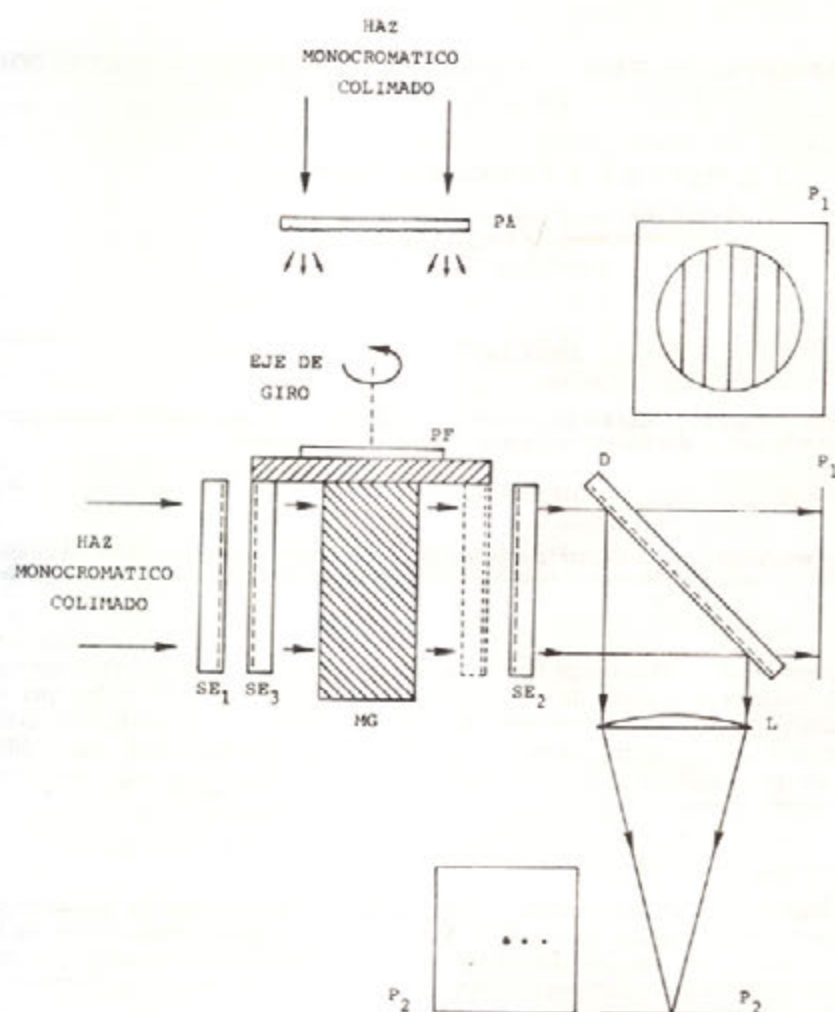


Fig. 1 Diagrama del arreglo experimental utilizado para grabar difusores simétricos de Burch. SE₁, SE₂ y SE₃ son semiespejos y MG una mesa giratoria. PE es una placa de vidrio esmerilada que se ilumina con un haz monocromático colimado y PF la placa fotográfica en que se graba, en dos ocasiones, el patrón de moteado producido por la placa esmerilada. Entre cada exposición, la placa fotográfica se rota 180°. Esta rotación se monitorea interferométricamente en la pantalla P₁, y geoméricamente en la pantalla P₂. El divisor del haz D y la lente L son elementos ópticos auxiliares en este sistema de monitoreo. El diagrama incluye dos patrones típicos en las pantallas P₁ y P₂

RESULTADOS

La figura 2 muestra dos interferogramas obtenidos con una placa difusora que fue grabada utilizando el método anterior. Corresponden a un espejo nominalmente esférico de razón focal $f/1.67$ y 15 cm. de diámetro. Como puede observarse, tanto la iluminación como el contraste de las franjas en el espejo son excelentes.

CONCLUSIONES.

Describimos un método interferométrico para controlar la rotación de 180° a que se somete una placa fotográfica para grabar un difusor simétrico de Burch. Utilizando este método, el error de rotación es inferior a 1.3 segundos de arco. Cuando se alcanza este grado de precisión en la rotación de la placa, se logra evitar la reducción en el contraste de las franjas que comúnmente se observa en la orilla de los patrones de interferencia de las superficies ópticas rápidas.

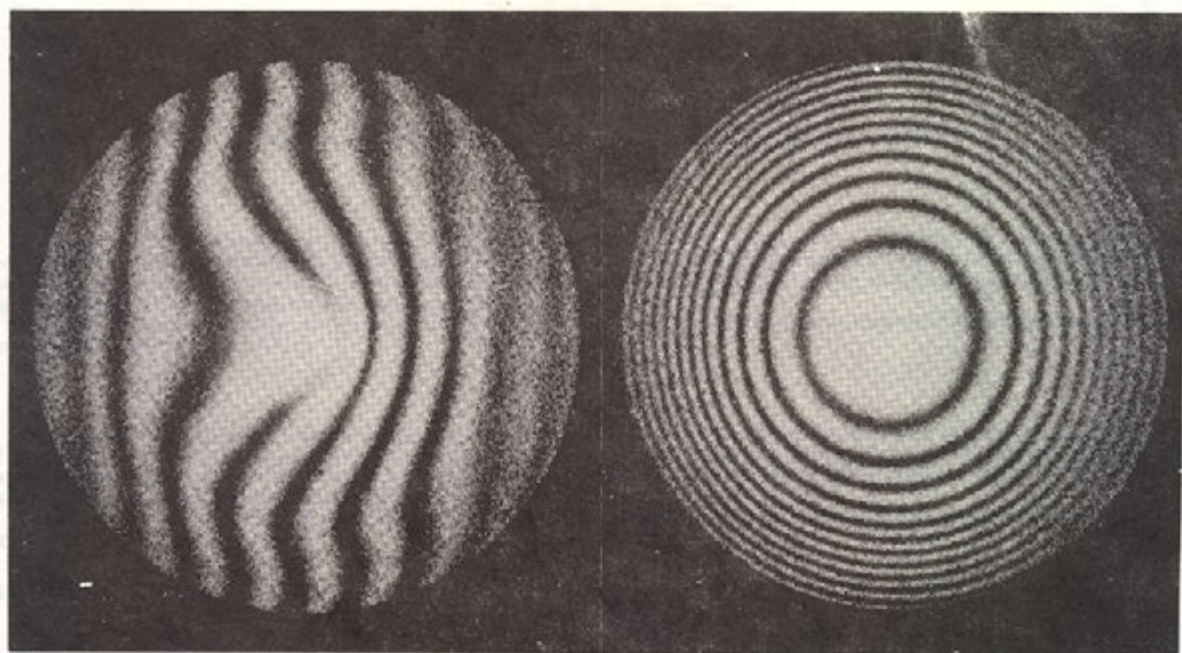


Fig. 2 Interferogramas obtenidos con una placa difusora de Burch con un error de rotación de 1.3 segundos de arco. Corresponden a un espejo nominalmente esférico de razón focal 1/1.67 y 15 cm. de diámetro.

REFERENCIAS.

- [1]. Burch, J. M. Nature, 171, 889 (1953).
- [2]. Houston, J. B. Jr. Opt. Spectra, 6, 32 (1970).
- [3]. Rubin, L. F. SPIE 192, 27, (1979).
- [4]. Su, D.C. Honda T> and Tsujiuchi, J. Opt. Commun 49, 161 (1984)



INTENSIFICACION DE FRANJAS DE INTERFERENCIA DE HACES MULTIPLES EN PLACAS DIELECTRICAS PLANAS Y PARALELAS.

M. Cervantes*, O.L Orozco-Lázaro.

Centro de Investigaciones en Optica, A. C.
Apartado postal 948
37000 León Gto.
México.

*Período sabático del Centro de Investigación en Física-UNISON

RESUMEN.

Se discuten teóricamente las propiedades de una placa de Lummer, una de cuyas interfaces se considera totalmente reflejante. Los haces interferentes producidos son más intensos y sus amplitudes decaen más lentamente, generando franjas considerablemente más intensas que un interferómetro de Fabry y Perot. Para reflectancias típicas, la finura de las franjas es aproximadamente igual al número de haces combinados.

El efecto de esta modificación, con respecto a los interferómetros convencionales, es de aumentar virtualmente la reflectancia superficial de un valor R a $R^{1/2}$.

ABSTRACT

The properties of Lummer plate in which one of the interfaces is considered totally reflecting are discussed theoretically. The resulting interfering beams turn out to be more intense and their amplitudes decay more slowly producing fringes which are considerably brighter than those of a Fabry-Perot interferometer. Typical reflectances produce fringe fineness values that are approximately equal to the number of interfering beams.

The effect of this modification, with respect to conventional interferometers is a virtual increase of the reflectance from R to $R^{1/2}$.

I. INTRODUCCION.

La interferencia de haces de luz producidas por reflexiones múltiples en placas dieléctricas planas y paralelas (PPP) han contribuido significativamente al desarrollo de la espectroscopía de alta resolución. El etalón de Fabry y Perot [1,2] y la placa de Lummer [3,4,5] precedieron a los dispositivos conocidos como los interferómetros de Fabry-Perot (IFP) y los de Lummer-Gehrcke (ILG), ambos desarrollados al principio del siglo XX.

El primero de estos es considerado actualmente uno de los espectroscopios más compactos de mayor poder resolutor el cual ha encontrado numerosas aplicaciones en diversos campos de la ciencia. Además, este encierra los conceptos de filtro interferencial y de cavidad resonante en los que se basa el funcionamiento del láser.

La placa de Lummer ha caído en desuso debido principalmente a la flexibilidad y menor dificultad de fabricación del primero. Además de que el desarrollo de la tecnología de capas delgadas ha favorecido notablemente al IFP.

En este trabajo reconsideramos la placa de Lummer con la modificación consistente en hacer una de sus interfaces totalmente reflejante y analizamos el efecto que ello produce en las franjas de interferencia.

La idea de incrementar la reflectancia en una de las superficies del ILG no es nueva. Se tienen referencias de que en las primeras décadas del siglo algunos investigadores [6,7,8,9] usaron recubrimientos metálicos con este fin. Sin embargo tales recubrimientos en el mejor de los casos producen apreciables pérdidas de absorción y las reflectancias obtenidas no excedían el 96% en el visible (caso de plata recién depositada). No se tiene conocimiento de que los recubrimientos de multicapas dieléctricas capaces de rendir reflectancias notablemente mayores con mínima absorción, hayan sido utilizados con este propósito.

Por otro lado, la reflexión interna total garantiza reflectancia ideal del 100% sin necesidad de recubrimiento alguno.

II. GENERALIDADES

En la figura 1 se muestran tres maneras de producir haces múltiples en PPP's. La primera corresponde a un etalón y esta caracterizada por la formación de dos patrones de interferencia: por transmisión y por reflexión. Debido a que las superficies tienen reflectancias altas, la primera reflexión externa, particularmente intensa, contribuye a formar franjas oscuras en el fondo brillante que, en el caso de pérdidas despreciables, forman un patrón complementario del patrón formado por los haces transmitidos. En ambos casos la intensidad máxima es unitaria.

En 1(b) se muestra una placa de Lummer en uso convencional es decir, se introduce la luz a la placa a través de un prisma de Herschel eliminando así la primera reflexión intensa y aprovechando la mayor parte del flujo para

formar dos patrones idénticos del tipo transmisivo hacia arriba y hacia abajo de la placa. Se demuestra [10] que en esta situación, la intensidad máxima en el centro de una franja brillante, es siempre mayor que la unidad. Esta es quizás la razón por la que la placa de Lummer puede ser empleado con fuentes más débiles que el etalón donde la intensidad pico es unitaria en el mejor caso.

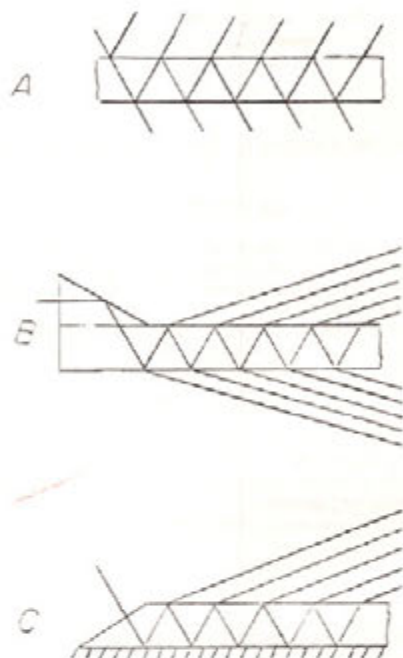


Figura 1. Tres maneras de producir múltiples haces de interferencia en placas planas y paralelas. (a) F-P etalón, (b) Placa de Lummer y (c) Placa de Lummer con interfase totalmente reflejante.

En todos los casos se forman franjas localizadas en infinito por lo que se requiere de un lente positivo (no se muestra) para la formación del patrón de franjas en sus plano focal.

En su uso normal el ILG requiere que las reflexiones internas ocurran con incidencias cercana al ángulo crítico para lograr reflectancias proximas a la unidad. Esto limita el número de haces interferentes a un valor entre 10 y 30 típicamente.

Un número pequeño de haces es indeseable ya que esto causa un ensanchamiento de las franjas y la aparición de máximos secundarios relativos cercas del máximo principal los cuales pueden ser confundidos con líneas satélites débiles adyacentes. Esta inconveniencia no ocurre en el etalón ya que la incidencia es casi normal con el número de haces es prácticamente infinito.

Las propiedades de estos dispositivos son descritas con gran detalle por Candler [10] y Hernandez [11].

La figura 1(c) muestra una placa de Lummer en la que una de sus interfaces es totalmente reflejante en virtud de hacer el ángulo interno de incidencia mayor que el ángulo crítico correspondiente. La otra interface es semi-reflejante por tener otro ángulo crítico. De esta manera el flujo luminoso disponible se aprovecha al máximo para producir un solo patrón de franjas sobre la interfaz parcialmente reflejante. Visto de otra forma, este modo se considera más eficiente que 1(a) y 1(b) porque en estos casos el flujo disponible se usa para formar dos patrones de franjas redundantes que contienen esencialmente la misma cantidad de información.

III. TEORIA

Para encontrar la forma de franjas, Supóngase que se dispone de una placa de tamaño finito, índice de refracción n y espesor d , como se muestra en la figura 2. El medio por encima de ésta tiene un índice de refracción n' tal que $1 < n' < n$. Además, la onda monocromática incidente tiene polarización lineal y llega a la interfaz inferior con un ángulo θ mayor que el ángulo crítico asociado a ésta. La luz penetra a través de un bisel con incidencia casi normal para evitar pérdidas inecesarias por reflexión.

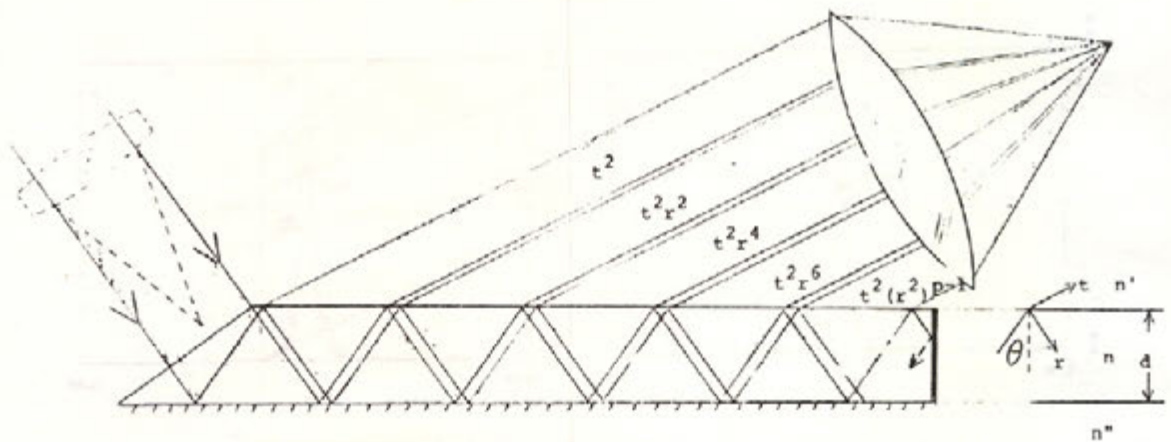


Figura 2. Esquema de una placa de Lummer con interfaz totalmente reflejante. La ecuación 1 da los valores de la irradiancia en el plano de la lente mostrada en relación con la irradiancia que produciría la lente punteada, en ausencia de la placa, si se desprecian las pérdidas por reflexión en la cara biselada.

Por simplicidad supóngase que la onda incidente tiene amplitud unitaria dentro de la placa. En estas condiciones las ondas interferentes tienen intensidades como se muestran en la Fig.2 y que corresponden a las amplitudes dadas por:

$$t, t r \exp(i\delta), t r^2 \exp(i2\delta) \dots t r^{2p-1} \exp(i(p-1)\delta)$$

donde r y t son los coeficientes de reflexión y transmisión de amplitud de la superficie semireflectora, y δ es la diferencia de la fase entre dos haces consecutivos dada por:

$$\delta = \frac{4\pi n d \cos(\theta)}{\lambda} + \phi$$

siendo ϕ el cambio de fase por reflexión interna total y λ la longitud de onda.

La onda resultante al superponer un número p de estas ondas es:

$$A = t(1 + r \exp(i\delta) + r^2 \exp(i2\delta) + \dots + r^{p-1} \exp(i(p-1)\delta))$$

$$A = t((1 - (r \exp(i\delta))^p) / (1 - r \exp(i\delta)))$$

La cual tiene asociada una densidad de flujo dada por:

Donde $R = r^2$ y $t^2 = (n \cos \theta / n' \cos \theta') T$, tal que $R + T = 1$ ya que no hay pérdidas por absorción.

$$I = I^2 \frac{(1 - R^{p/2})^2 + 4R^{p/2} \sin^2(p\delta/2)}{(1 - R^{1/2})^2 + 4R^{1/2} \sin^2(\delta/2)} \quad (1)$$

Esta es la ecuación fundamental en este trabajo. A partir de éstas se calculan los parámetros de interés desde el punto de vista práctico, esto es: la finura de franjas, las intensidades extremas y el factor de contraste.

El perfil de una franja brillante se muestra en la figura 3 para diversos valores de R y p en el intervalo de $(-\pi, \pi)$

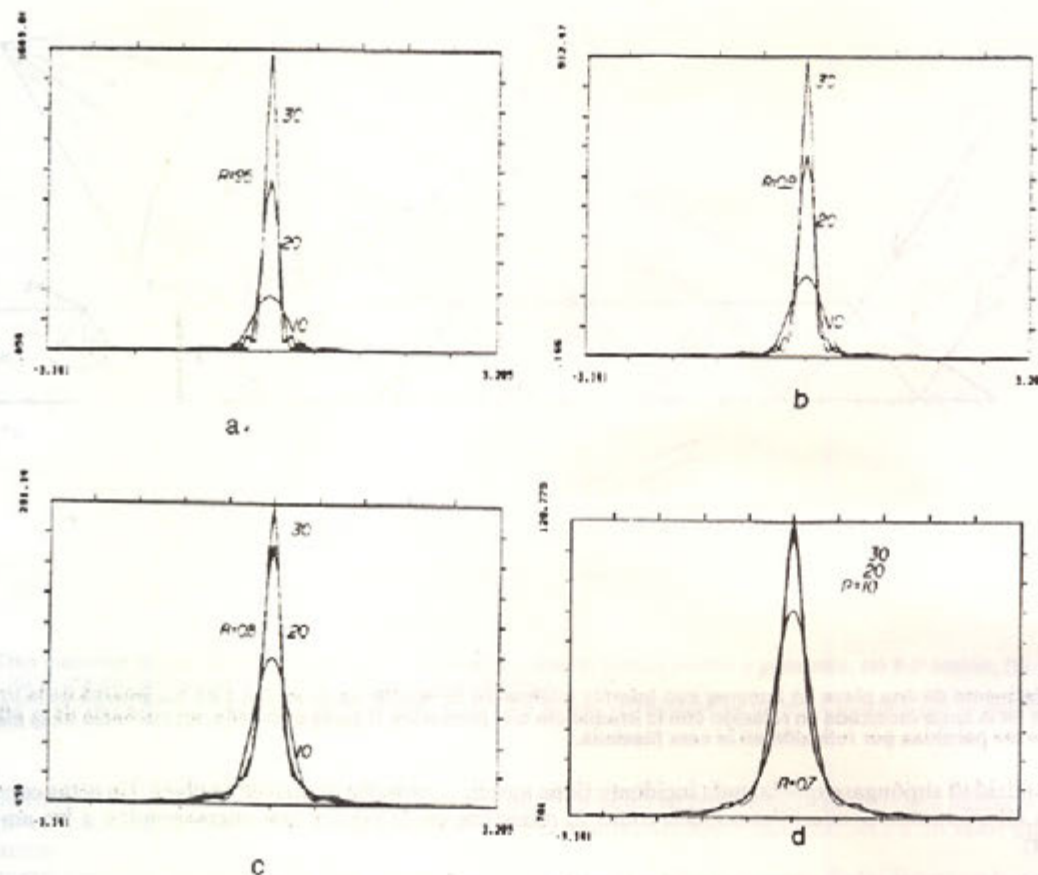


Figura 3. Perfil de franjas brillantes para reflectancias: R = 0.95 (a) a 0.7 (d). Cada curva es producida por un número de haces interferentes indicado junto a ésta.

Las cifras en el eje y representan irradiancias máxima y mínima relativas a la densidad de flujo dentro de la placa.

La finura de franjas definido como la razón de la distancia entre dos franjas consecutivas y la anchura media de la franja es directamente proporcional al poder de resolución del dispositivo. Esta se calcula numéricamente a partir de la ecuación (1) y se grafica en la figura 4 y 5.

Las intensidades máxima y mínima ocurren cuando la diferencia de camino óptico entre dos rayos consecutivos es un número entero de longitudes y semilongitudes de onda respectivamente.

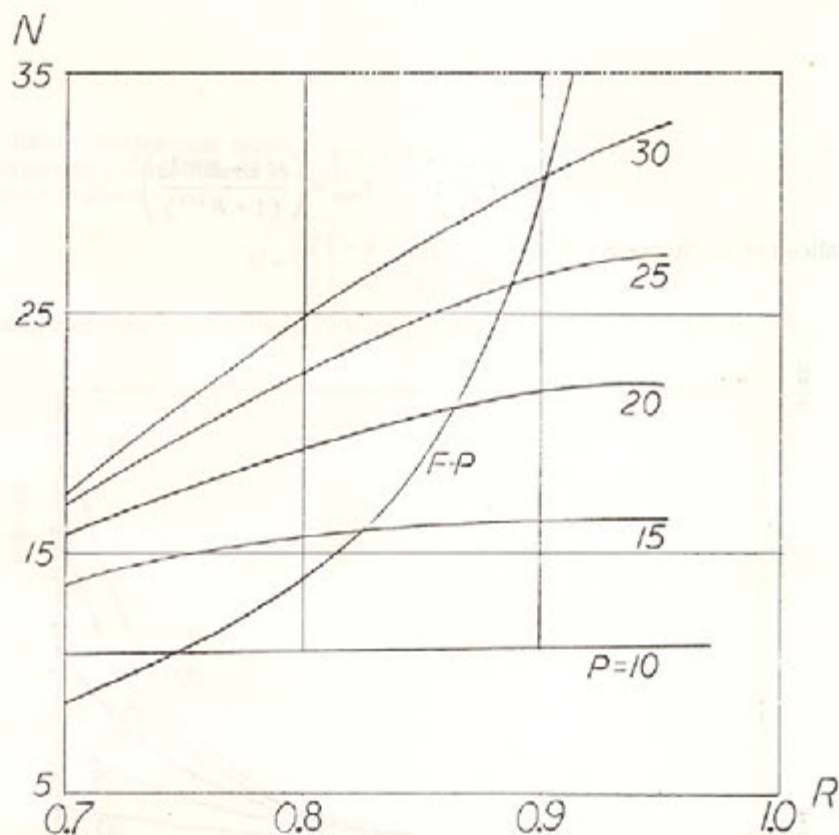


Figura 4. Finura de franjas como función de la reflectancia superficial, R , y el número de haces, P . Se muestra para fines de comparación la finura de un F-P.

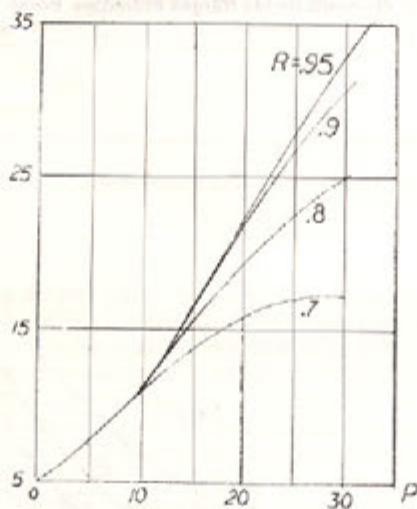


Figura 5. Finura de franjas como función del número de haces para los valores de reflectancia indicados. La fórmula (1) toma en estos casos los valores:

$$I_{\max} = \left(\frac{I(1 - R^{p/2})}{(1 - R^{1/2})} \right)^2 \quad I_{\min} = \left(\frac{I(1 + R^{p/2})}{(1 + R^{1/2})} \right)^2$$

Los cuales se grafican en las figuras 6 y 7.

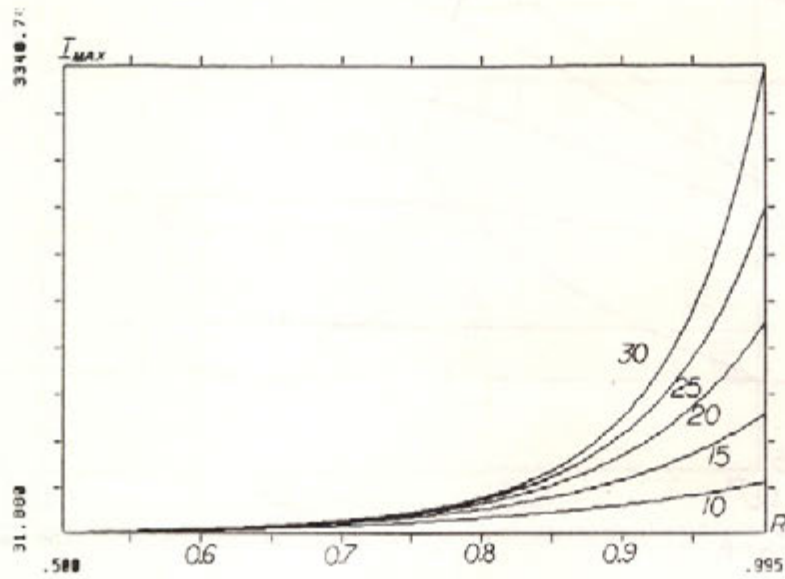


Figura 6. Irradiancias pico, en el centro de las franjas brillantes, como función de R y P.

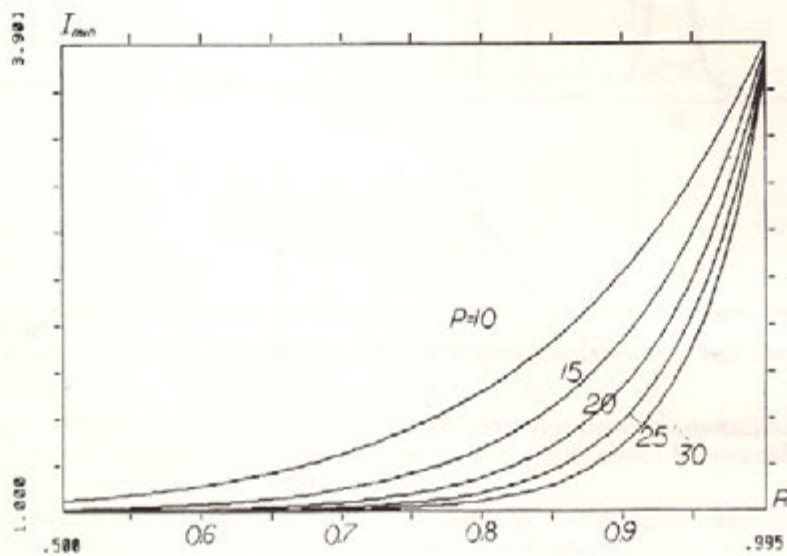


Figura 7. Valores mínimos en el centro de una franja oscura.

Obsérvese los valores notablemente mayores que la unidad en el centro de las franjas brillantes.
 El factor de contraste es una medida de lo distintivo de las franjas y se define usualmente como la razón entre la intensidad máxima y mínima:

$$C = \left\{ \frac{(1 - R^{P/2})(1 + R^{1/2})}{(1 - R^{1/2})(1 + R^{P/2})} \right\}^2$$

La figura 8 muestra este como función de la reflectancia y el número de rayos interferentes.

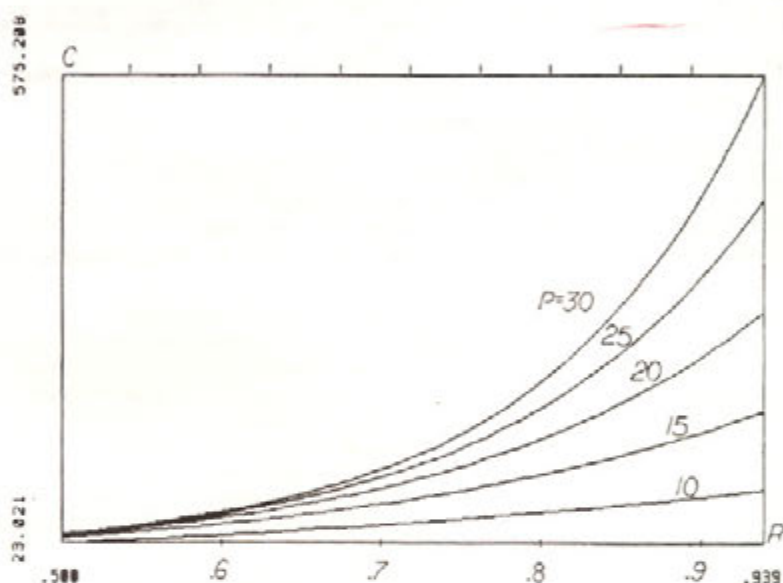


Figura 8. Coeficiente de contraste versus R.

IV CONCLUSION

Se ha analizado la respuesta de una placa de Lummer con un interfaz totalmente reflejante a iluminación monocromática de ondas planas. Los parámetros de franjas que caracterizan el desempeño funcional de tal dispositivo en la práctica se compara con los correspondientes a un IFP y se encuentra lo siguiente.

Contrastando los patrones convencionales, resultan franjas extraordinariamente luminosas en fondo relativamente brillante. De hecho, las intensidades pico resultan ser cientos de veces más altas que las de un IFP. Ello se debe al mejor aprovechamiento del flujo útil el cual produce un solo patrón de interferencia en contraposición del IFP y el ILG convencional donde se producen dos patrones redundantes.

La finura de franjas presenta una mayor dependencia con el número de haces interferentes que con respecto a la reflectancia superficial. Esta resulta aproximadamente igual en magnitud a este número.

Para una reflectancia típica de 90%, se requiere de más de 30 rayos interferentes para exceder la finura de un IFP ideal. Sin embargo, para $R = 0.80$ el mismo número de rayos producen una finura que excede la de aquel por un factor de dos, aproximadamente.

A pesar del fondo claro en que se encuentran las franjas, el factor de contraste es comparable al producido en interferómetros convencionales.

El efecto de hacer un interfaz totalmente reflejante con respecto al ILG convencional es virtualmente el de incrementar la reflectancia de este de un valor de R a $R^{1/2}$.

AGRADECIMIENTOS

Descamos expresar nuestro agradecimiento a D. Malacara por sus estimulantes comentarios e interés hacia el presente trabajo. A.F.J. Cuevas De La Rosa por su colaboración en la preparación de las figuras y al resto del personal del CIO que indirectamente contribuyo a su realización.

ARTICULO RECIBIDO POR EL COMITE EDITORIAL EN AGOSTO 1991

REFERENCIAS.

- [1]. C.Fabry and A. Perot, Theorie et applications d'une Nouvelle Methode de Spectroscopie Interferentielle. Ann. Chim. Phys (7),16 (1899),115.
- [2]. C. Fabry and A. Perot, On a New Form of Interferometer. Astrophys. J. 10,265, (1901)
- [3]. O. Lummer, Ueber eine Neue Interferenzscheinung an Planparallelen Glasplatten und eine Methode. die Planparallitaet Solcher Glaesser zu pruefe. Ann. Physik. Chem. 23, 49, (1884)
- [4]. O. Lummer, Eine Neun Interferenzmethode zur Aufloesung feinsten Spektrallinien. Verh. Deutsch. Phys. Ges, 3 (1901), 85
- [5]. O. Lummer and E. Gehrcke, Uber die Anwendung der Interferenzen an planparallelen Platten zur Analyze feinsten Spektrallinien. Ann. d. Physik, (4),10
- [6]. HP Waran, Proc. Roy. Soc. 100, 419-423 (Jan 1922)
- [7]. E. Lau, Zeits. F. Instrument. 49, 57-63 (1929)
- [8]. E. Lau, Zeits. F. Tech Phys. 8, 537-540 (1927)
- [9]. L. W. Blau y R.R. Thompson, Zeits. F. Instrument 49, 416,(1929)
- [10]. Candler, C. Modern Interferometers, Hilger and Watts, London, 1951
- [11]. Hernandez, G. " Fabry-Perot Interferometers", Cambridge University, Press, London, 1986

SENSORES DE FIBRA OPTICA

FRANCISCO JAVIER MENDIETA JIMENEZ.

CICESE-Km 103 Carr. Tij-Ensenada

Ensenada B.C. 22860

Texto de la ponencia presentada por el autor en el Primer Taller
Nacional de Óptica, Metepec Pue, 22-26 junio 1987

RESUMEN

En este trabajo se hace primeramente una revisión de los fenómenos ópticos utilizados en la transducción de variables físicas y de los principios de operación de los sensores de fibra óptica.

A continuación se consideran las configuraciones opto-electrónicas principalmente utilizadas para la detección de las propiedades del campo óptico afectadas por el mesurado, se mencionan las características de estos esquemas y sus limitaciones fundamentales. Finalmente, se presenta el estado actual de la investigación y aplicaciones, y se plantean las tendencias de desarrollo en este campo de la óptica.

ABSTRACT

In this work a review of the optical phenomena used in the transduction of physical variables and the principles of operation of optical fiber sensors are first made. Next the main optoelectronic configurations used for the detection of the optical field affected by the measurand are considered, mentioning the characteristic of these schemes and their fundamental limitations. Finally, the present state of the research and application is presented and the development tendencies in this field are given.

INTRODUCCION

Las fibras ópticas cuya aplicación se encuentra en el campo de las telecomunicaciones, presentan, además, características adecuadas para su utilización en la transducción de variables físicas. En efecto, el mesurado al interactuar con el campo óptico que se propaga en la fibra o en un elemento transductor externo, afecta alguna de sus propiedades tales como la amplitud, la fase, la frecuencia, la polarización o la dirección de propagación. La radiación luminosa modificada es detectada y procesada, obteniéndose una función del mesurado.

Usadas como sensores, las fibras presentan ventajas interesantes, entre las que pueden citarse: sensibilidad a gran cantidad de mesurados; alta sensibilidad; gran ancho de banda; posibilidad de mediciones con integración de línea; posibilidad de mediciones distribuidas; y baja atenuación de la luz con la propagación. Además el medio de medición es eléctricamente pasivo y fácilmente interconectable con enlaces de comunicaciones ópticas.

SENSORES BASADOS EN LA MODIFICACION DE LA INTENSIDAD LUMINOSA.

En esta categoría de sensores, el mesurado afecta la intensidad de la luz que se propaga en la fibra o en un transductor externo. La figura 1 y 2 ilustran el esquema utilizado; en este caso no se utiliza la referencia óptica proporcionada por los acopladores; se usa en general fibras ópticas multimodales.

Existen sensores de diferentes variables; por ejemplo: sensores de desplazamiento basados en cambios en la transmisividad de la luz entre dos fibras a causa del movimiento de una pantalla opaca o de una red de difracción situada entre ellas; sensores basados en variaciones en la potencia luminosa reflejada por el elemento cuyo desplazamiento se desea medir, utilizando ondas no planas; transductores de presión basados en variaciones de la potencia transmitida al modificarse las condiciones de reflexión total interna en la fibra al estar sometida a esfuerzos; sensores de concentración de gases, de detección de contaminantes, o de pH, utilizando la absorción espectral del elemento analizado; sensores de temperatura que emplean la fotoluminescencia de un material situado en el extremo de la fibra; sensores de radiación nuclear usando la atenuación suplementaria producida por aquella sobre la fibra.

La ventaja en este tipo de sensores es que requieren componentes relativamente simples y el procesamiento de la señal electrónica resultante es sencillo; sin embargo, son sensibles a variaciones de intensidad causadas por deformaciones en la fibra, fluctuaciones en la potencia óptica enviada y a condiciones de acoplamiento.

SENSORES BASADOS EN LA MODIFICACION DE LA FASE DEL CAMPO OPTICO

La operación de este tipo de sensores se basa en la detección de variaciones de fase causadas por cambios en la longitud de trayectoria óptica por acción del mesurado, a través de diversos fenómenos, tales como elastoóptico, electroóptico (Pockels, Kerr), magnetoóptico (Faraday), Doppler, Sagnac [1].

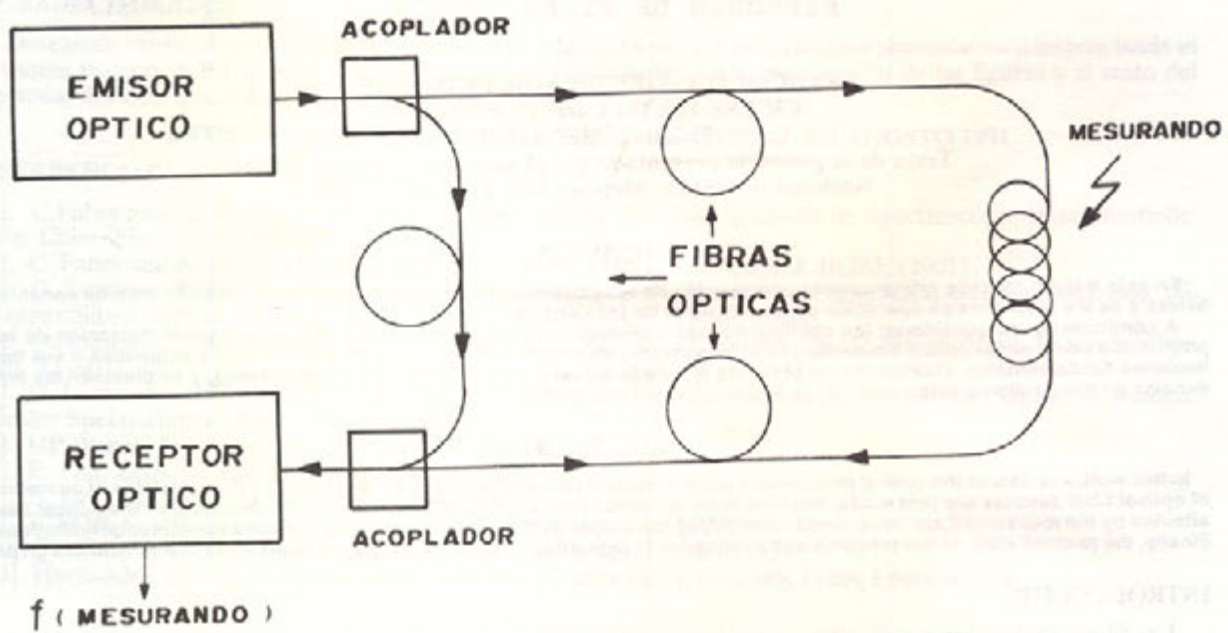


Figura 1. Sensor óptico intrínseco, en el que el medido afecta alguna de las propiedades de la luz que se propaga en la fibra.

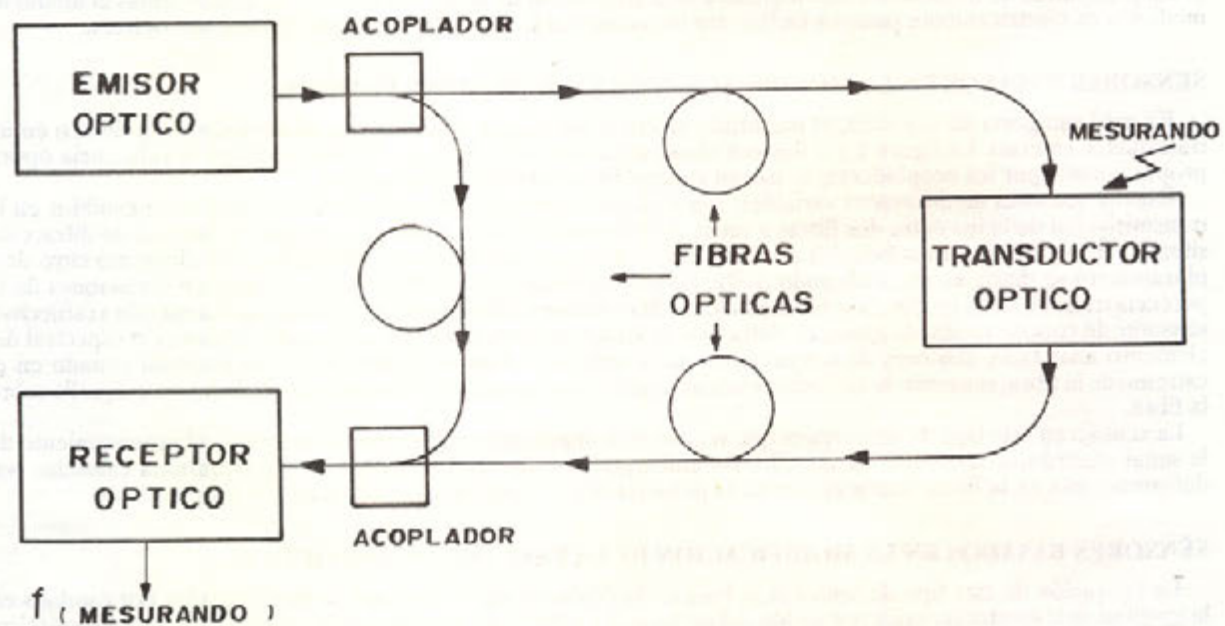


Figura 2. Sensor óptico Extrínseco en el que el medido afecta alguna de las propiedades de la luz que se propaga en un elemento transductor óptico externo.

Este tipo de sensores requiere de un montaje interferométrico que es, en general, de un tipo Mach-Zhender, con fibras ópticas unimodales, como se muestra en la figura 1 y 2, en las que el haz de referencia del interferómetro se deriva con acopladores ópticos.

La naturaleza unidimensional de la fibra óptica permite grandes longitudes de trayectoria de integración entre la luz y el mesurando, de modo que la acción de la variable medida es integrada a lo largo de la fibra, siguiendo la geometría deseada.

Esto constituye una ventaja debido a la gran sensibilidad obtenida al integrar el efecto sobre una trayectoria larga.

En este caso se tienen, por ejemplo, los hidrófonos y los giróscopos, los sensores de corriente (como integral de línea del campo magnético) y de voltaje (integral de línea del campo eléctrico).

Estos sistemas presentan gran sensibilidad y rango dinámico; sin embargo, requieren fuentes ópticas de bajo ruido y, frecuentemente, fibras con control de polarización y con recubrimientos especiales tales como magnetoestriectivo o piezoeléctrico; además, son sensibles a otras variables tales como temperatura y vibración. El procesamiento de la señal detectada es, en muchos casos, complicado [2].

SENSORES DE VARIABLES DISTRIBUIDAS

La determinación del valor de una variable en función de la posición a lo largo de una fibra óptica puede realizarse de manera discreta o continua. En el primer caso la medición se realiza en puntos o secciones de la fibra; los transductores pueden estar constituidos por fibras como parte integral de la fibra principal, o por elementos externos, con las fibras únicamente como elementos de conexión, como se ilustra en la figura 3.

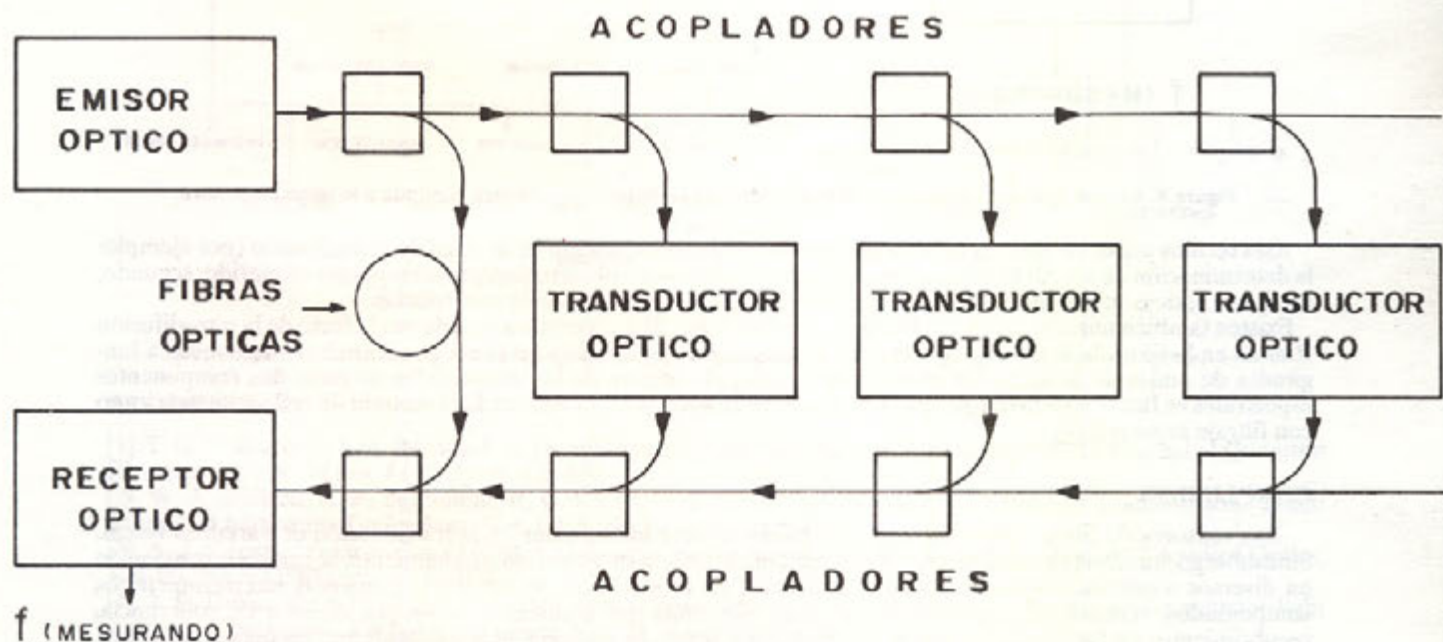


Figura 3. Sensor óptico cuasidistribuido en el que las variables son detectadas de manera discreta a lo largo de la fibra.

En los sistemas distribuidos continuos, la manera habitual de identificar las diferentes posiciones a lo largo de la fibra es utilizando los diferentes tiempos de propagación de la luz desde el extremo emisor. Esto puede hacerse en el dominio del tiempo, midiendo tiempos de propagación de un pulso óptico, como se ilustra en la figura 4 o en el dominio de la frecuencia, usando técnicas de modulación de la frecuencia óptica.

Una de las técnicas utilizadas es una extensión de la reflectometría óptica en el dominio del tiempo, incluyendo el análisis de la polarización de la luz retrodifundida [3], la resolución temporal permite determinar la distribución espacial de las propiedades de polarización de la fibra, lo que permite, a su vez la obtención de la distribución de cualquier mesurando que modifique dichas propiedades; por ejemplo: presión campo magnético, campo eléctrico.

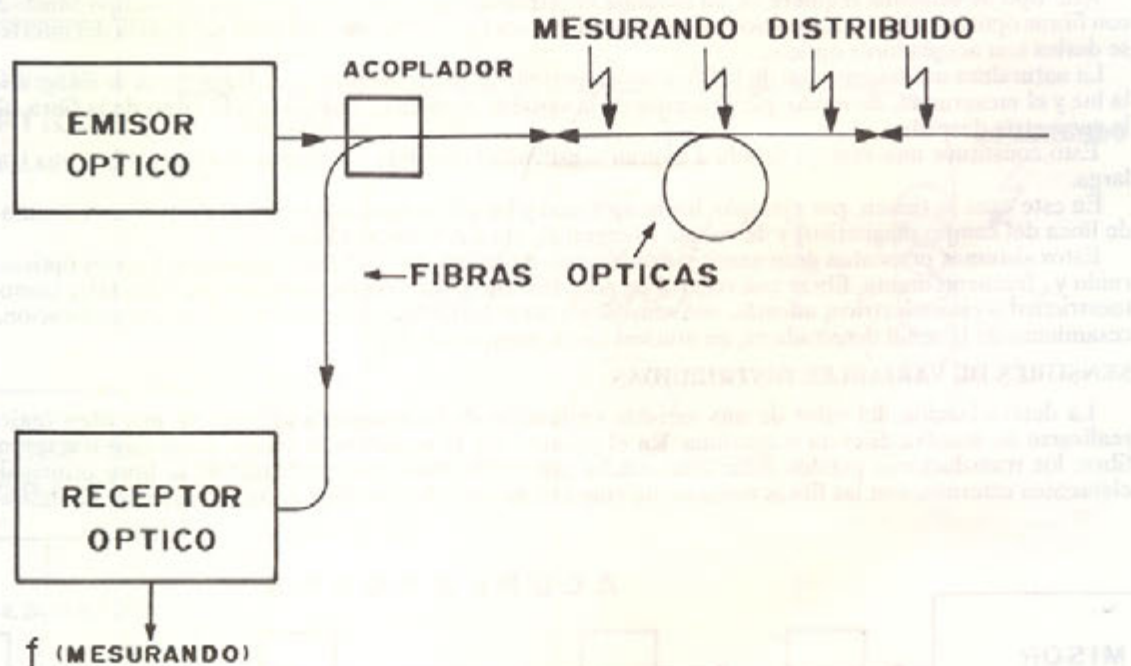


Figura 4. Sensor óptico distribuido en el que la variable se detecta de manera continua a lo largo de la fibra.

Esta técnica presenta algunas desventajas: primero, el procesamiento de la señal de retrodifusión (por ejemplo: la determinación de los parámetros de Stokes) debe realizarse en el corto tiempo de respuesta requerido; segundo, las fibras ópticas utilizadas deben presentar características de polarización controladas.

Existen también una técnica de medición de distribuciones de temperatura basada en el efecto de la retrodifusión Raman en la fibra; la densidad espectral de la potencia retrodifundida presenta una estructura de bandas a longitudes de ondas de Stokes y antistokes, entre otras; el cociente de las intensidades de estas dos componentes espectrales es función de la temperatura. Este efecto es aprovechado utilizando el método de reflectometría junto con filtraje espectral [4].

CONCLUSION

Los sensores de fibras ópticas ofrecen posibilidades muy interesantes en la transducción de variables físicas. Sin embargo, quedan por resolver problemas fundamentales en su operación. Actualmente, se realiza investigación en diversos aspectos: nuevos fenómenos utilizables en la medición de variables, esquemas interferométricos compensados, sensores de variables distribuidas, esquemas con multicanalización por división en coherencia, recubrimientos en las fibras, fibras con polarización controlada, componentes y subsistemas en óptica integrada.

A nivel industrial, actualmente se encuentran en operación sensores de tipo incoherente en el área eléctrica [5], química [6], médica [7] y navegación [8]. Los de tipo interferométrico aún no se encuentran a este nivel de utilización, exceptuando algunas aplicaciones militares y en la navegación. La figura 5 esquematiza algunas de las variables medibles con estas técnicas.

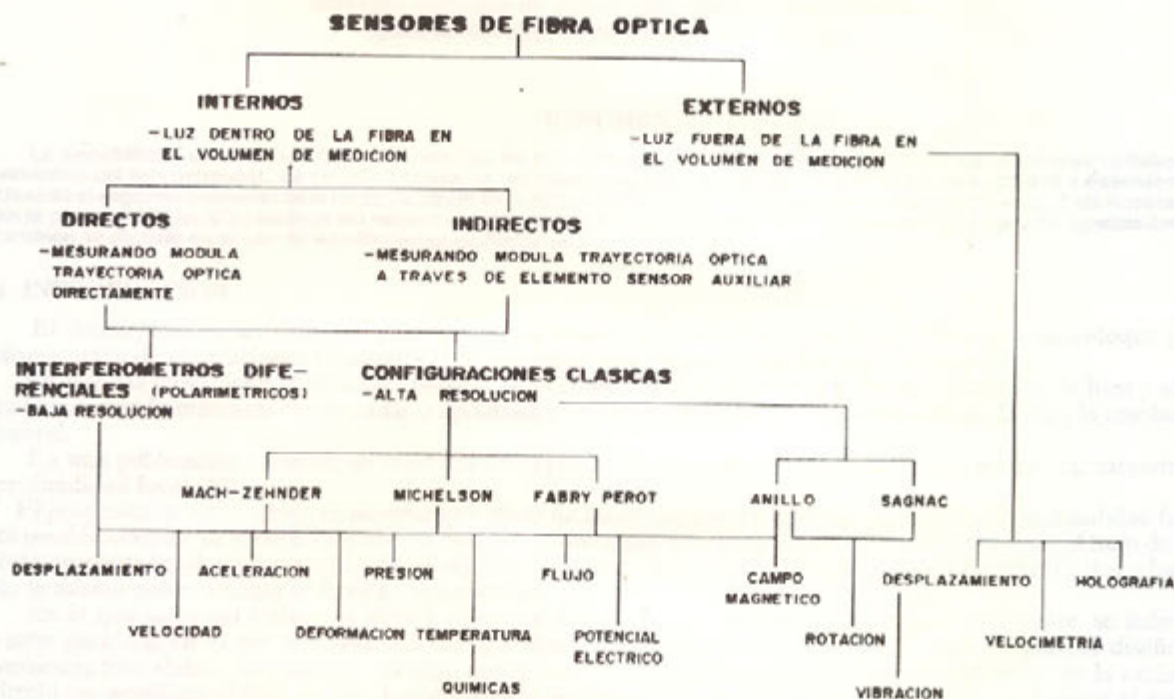


Figura 5. Tabla de alguna de las variables físicas que pueden medirse con sensores de fibra óptica.

REFERENCIAS

- [1]. T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro, J. A. Dandridge, " Optical Fiber Sensor Technology " IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 18 No. 4 (1982) pp. 626-633
- [2]. W. A. Stallard, A. R. Beaumont, R. C. Booth, " Integrated Optic Devices for Coherent Transmission " IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-4, No.7 (1986), pp. 852-857
- [3]. A. J. Rogers, "Polarization OTDR: a technique for the measurements of field distributions " Applied Optics, Vol. 20, No. 6 (1981), pp. 1060-1074.
- [4]. J. P. Dakin, D. J. PrTT, " Distributed optical fiber Raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector" , Electronics Letters, Vol. 21, No.13 (1985), pp 569-570.
- [5]. T. Yoshino, " Optical fiber sensors for the electrical industry " paper 798-27, Proc. 4th. Int. Symp. Opt. Optoelectro. Appl. Sci. Eng., SPIE, The Hague, The Netherlands (1987).
- [6]. R. T. Murray, D. E. Smith, P. G. Wright, " Fiber-Optic sensor for the chemical industry " Optics News, Vol. 12 (1986), pp. 31-33.
- [7]. A. M. Scheggi, "Optical Fiber in Medicine " Proc. 2nd. Int. Opt. Fib. Sensor Conf. VDE-Verlag GmbH, Berlin (1984), pp.93- 104.
- [8]. T. H. Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, J. H. Cole, " Optical Fiber sensors challenge the competition " IEEE Spectrum, Vol. 23, No. 9 (1986), pp 44-49.

ORGANIGRAMMA DEL SERVIZIO



Il servizio è organizzato in modo da garantire l'efficienza e la qualità dei servizi offerti. Le attività sono suddivise in diverse aree funzionali, ciascuna con specifici compiti e responsabilità. L'organizzazione è flessibile e si adatta alle esigenze del servizio.

Il servizio è organizzato in modo da garantire l'efficienza e la qualità dei servizi offerti. Le attività sono suddivise in diverse aree funzionali, ciascuna con specifici compiti e responsabilità. L'organizzazione è flessibile e si adatta alle esigenze del servizio.

Il servizio è organizzato in modo da garantire l'efficienza e la qualità dei servizi offerti. Le attività sono suddivise in diverse aree funzionali, ciascuna con specifici compiti e responsabilità. L'organizzazione è flessibile e si adatta alle esigenze del servizio.

APODIZADORES SIMETRICAMENTE RADIALES: UNIMODAL VS. SIMODAL

J. Ojeda-Castañeda y L.R. Berriel-Valdos
Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica
Apdo. Postal 216, 72000 Puebla, Pue., México

RESUMEN

La sensibilidad de sistemas ópticos a errores de enfocamiento se puede reducir utilizando apodizadores radialmente simétrico del tipo unimodal. La versión bimodal de los mismos apodizadores reduce aún más la sensibilidad a desenfoques. Usando el segundo momento de la razón de Strehl se concluye de forma general lo anteriormente mencionado. Este incremento en la profundidad focal se obtiene sin reducir el flujo de luz por el apodizador. Se analizan dos tipos de apodizadores y también se discute en el uso de apodizadores multimodales.

1. INTRODUCCION.

El desempeño de un sistema óptico puede mejorarse, ya sea reduciendo la sensibilidad a desenfoque [1] y disminución de aberraciones residuales [2] ó incrementando el poder resolutor del mismo [3].

En algunas publicaciones recientes [4-9] se tiene como objetivo reducir la influencia a errores de foco y aberraciones usando máscaras sombreadas o apodizadores con la condición de preservar el flujo de luz y la resolución lateral.

En una publicación reciente, se utiliza el concepto de superresolución para, de forma arbitraria, extender la profundidad focal [10].

El propósito de este trabajo es mostrar que, dado un apodizador unimodal que incrementa la profundidad focal, es posible obtener su versión bimodal, la cual incrementa aún más la profundidad focal sin reducir el flujo de luz. Esta propiedad se demuestra utilizando el segundo momento de la razón de Strehl versus la cantidad de desenfoque, de la misma manera como se lleva a cabo el criterio de calidad de imagen.

En lo que sigue del trabajo se lleva a cabo una discusión sobre la teoría básica: posteriormente, se indica la razón para sugerir el uso de apodizadores bimodales; a continuación se describe el método para el diseño de versiones bimodales. Se muestra, además, que la versión bimodal aumenta el segundo momento de la razón de Strehl sin modificar el flujo de luz. Los resultados se ilustran con dos ejemplos y finalmente, se sugiere el uso de apodizadores multimodales.

2. TEORIA

Considérese un sistema óptico con simetría radial, el cual tiene errores de enfocamiento. La función de punto extendido en amplitud asociada al sistema óptico es

$$p(r, W_{20}) = 2\pi \int_0^{\infty} p(\rho) \exp[i2\pi W_{20}(\rho/\Omega)^2] J_0(2\pi r\rho) \rho \, d\rho \quad (1)$$

donde r es la coordenada radial, W_{20} es el coeficiente de desenfoque, del cual, se mide en longitudes de onda λ .

La función $p(\rho)$ es la amplitud de transmitancia del apodizador. La variable ρ es la frecuencia espacial radial cuyo máximo valor es Ω , $J_0(2\pi r\rho)$ es la función de Bessel de orden cero y de primer tipo.

Para algunas aplicaciones prácticas, resulta suficiente verificar el desempeño del sistema óptico graficando la distribución de irradiancia normalizada (en función de la cantidad de error de enfocamiento), o razón de Strehl versus desenfoque:

$$S(W_{20}) = |p(r=0, W_{20})|^2 / |p(r=0, W_{20}=0)|^2 \quad (2)$$

Si se desea expresar la ecuación (2) en la versión unidimensional de la función de punto extendido, se requiere una transformación geométrica adecuada,

$$\xi = \xi(\rho/\Omega)^2 - 0.5 \quad \text{y} \quad q(\xi) = p(\rho) \quad (3)$$

de aquí que la ecuación (2) pueda escribirse como:

$$S(W_{20}) = |q(W_{20})|^2 / |q(0)|^2 \quad (4)$$

donde:

$$q(W_{20}) = \pi \Omega^2 \exp(i\pi W_{20}) \int_{-1/2}^{1/2} q(\xi) \exp(i2\pi W_{20}\xi) d\xi \quad (5)$$

De la ecuación (4) se observa que una profundidad de foco grande (e baja sensibilidad a desenfocamiento) significa que la función $S(W_{20})$ es su segundo momento, o momento de inercia, el cual se define como:

$$M = \int_{-\infty}^{\infty} W_{20}^2 S(W_{20}) dW_{20} \quad (6)$$

El momento de inercia también puede evaluarse por la siguiente fórmula:

$$M = |2\pi q(0)|^{-2} \int_{-1/2}^{1/2} \left| \frac{d}{d\xi} q(\xi) \right|^2 d\xi \quad (7)$$

como se puede ver en el apéndice 1. En la descripción que sigue, la ecuación (7) se usa para mostrar la mejora en la profundidad de enfocamiento de un apodizador bimodal, en comparación con su equivalente en su versión unidimensional.

3. APODIZADORES BIMODALES.

Para mejorar el desempeño de un sistema óptico a errores de enfocamiento, es común disminuir la pupila de salida con un diafragma circular que únicamente deje pasar luz por la parte central en una región cercana al eje óptico del sistema o atenuar las partes exteriores de la pupila con un filtro de sombra. Esto significa que los sistemas ópticos con simetría radial se apodizan con filtros espaciales unimodales, los cuales, tienen su máxima transmitancia en el origen.

Como anteriormente se indicó, una manera conveniente de analizar el desempeño de un apodizador por medio de su razón de Strehl, es llevar a cabo la transformación geométrica dada por la ecuación (3). Utilizando este cambio de variable los apodizadores unimodales se convierten en apodizadores asimétricos unimodales; la Fig.1 muestra lo anteriormente mencionado.

Sin embargo, en espectroscopía instrumental se conoce que para pupilas del tipo rectangular, apodizadores que tienen asociada una función real y par [11,12] son mejores que de otro tipo.

De lo cual, se infiere que funciones asimétricas $q(\xi)$ deban modificarse convenientemente para convertirlas en funciones simétricas $r(\xi)$. Nótese que las funciones asimétricas $q(\xi)$ corresponden a apodizadores unimodales p ; mientras que funciones simétricas r corresponden a apodizadores bimodales. (Ver Fig.1).

Mostraremos a continuación que versiones simétricas obtenidas por la transformación geométrica (Ver Fig.2)

$$v = 0.5\xi + 0.25, \quad \text{con} \quad r(v) = r(-v) = q(\xi) \quad (8)$$

con v y ξ dentro del intervalo (0,0,5) tienen un mejor desempeño en el aumento de la profundidad focal que las versiones asimétricas.

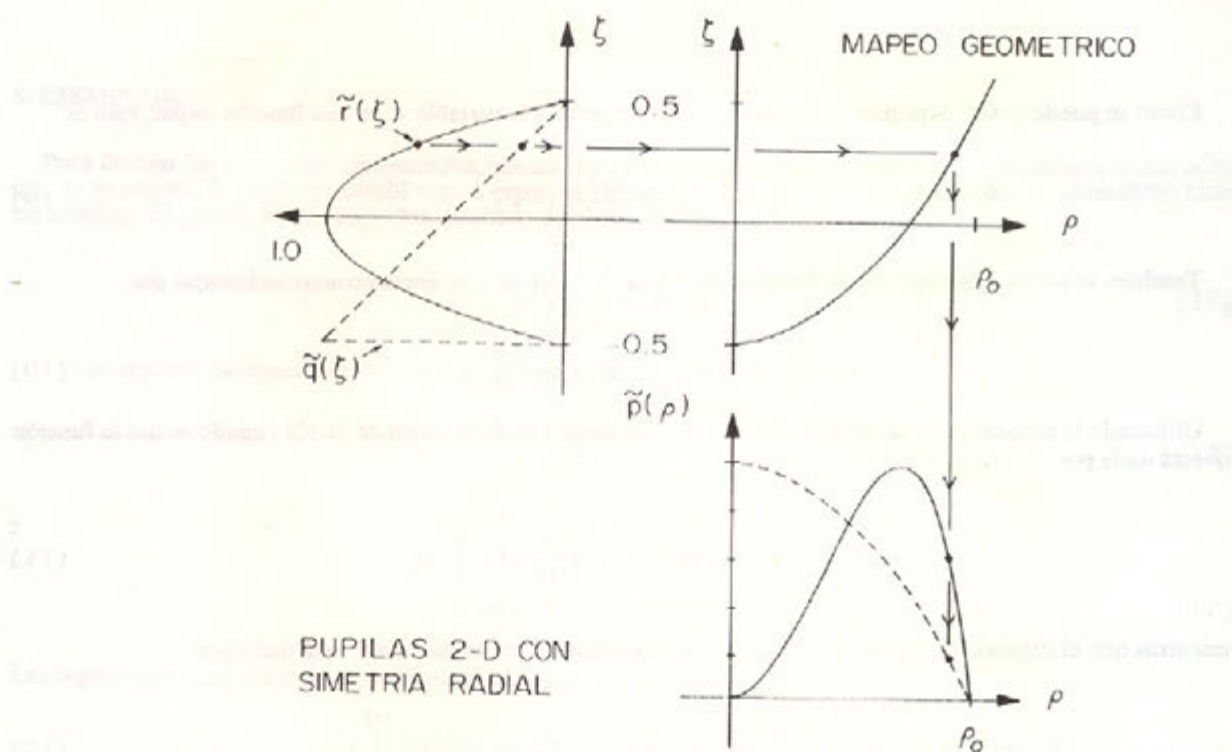


Fig.1 Apodizador bidimensional unimodales y bimodales que se transforman en apodizadores unidimensionales asimétricos y simétricos.

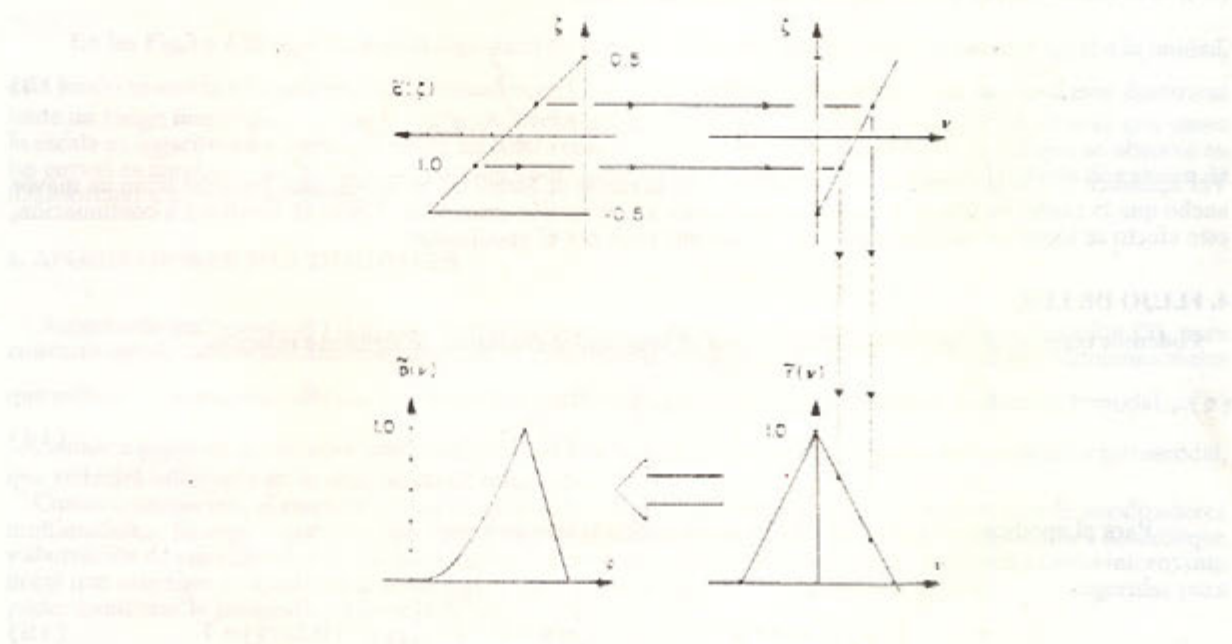


Fig.2 Transformación geométrica que se usa para obtener apodizadores unidimensionales simétricos de apodizadores unidimensionales asimétricos. La flecha gruesa indica la transformación geométrica en la Fig.1.

Como se puede notar, la primera derivada de r con respecto a la variable v es una función impar, esto es

$$\frac{d}{dv} r(v) = -\frac{d}{dv} r(-v) \quad (9)$$

También se puede observar que la derivada de r y la derivada de q se encuentran relacionadas por:

$$\frac{d}{dv} r(v) = \frac{d}{dv} \frac{d}{d\xi} q(\xi) = 2 \frac{d}{d\xi} q(\xi) \quad (10)$$

Utilizando la ecuación (7), se observa que el segundo momento de la razón de Strehl cuando se usa la función q está dada por

$$M = |2\pi q(0)|^2 \int_{-1/2}^{1/2} \left| \frac{d}{d\xi} q(\xi) \right|^2 d\xi \quad (11)$$

mientras que el segundo momento de la misma razón cuando se usa la función r está dado por:

$$M_r = |2\pi r(0)|^2 \int_{-1/2}^{1/2} \left| \frac{d}{dv} r(v) \right|^2 dv = 2 |2\pi r(0)|^2 \int_{-1/2}^{1/2} \left| \frac{d}{dv} r(v) \right|^2 dv \quad (12)$$

Usando el cambio de variable dado en la ecuación (8) y el resultado encontrado en la ecuación (11), la ecuación (12), la ecuación (13) se puede escribir de la siguiente forma:

$$M_r = 2 |2\pi r(0)|^2 \int_{(-1/2) \left| \frac{d}{d\xi} q(\xi) \right|^2 (0.5 d\xi)}^{1/2} \quad (13)$$

Ver apéndice 2. De la ecuación (13), se infiere que la razón de Strehl en un apodizador bimodal tiene un mayor ancho que la razón de Strehl del mismo apodizador en su versión unimodal. Como se mostrará a continuación, este efecto se logra sin sacrificio del flujo de luz que pasa por el apodizador.

4. FLUJO DE LUZ.

Podemos conocer el flujo de luz que pasa por el apodizador evaluando la siguiente relación:

$$T = \int_{-1/2}^{1/2} |q(\xi)|^2 d\xi \quad (14)$$

Para el apodizador $r(v)$ definido en la ecuación (8) tenemos que

$$T_r = \int_{-1/2}^{1/2} |r(v)|^2 dv = 2 \int_0^{1/2} |r(v)|^2 dv = 2 \int_0^{1/2} |q(\xi)|^2 (0.5 d\xi) = T \quad (15)$$

Por consiguiente, sin reducir el flujo de luz que pasa a través del apodizador, es posible incrementar aún más la profundidad focal por una transformación adecuada del apodizador unimodal.

5. EJEMPLOS.

Para ilustrar los resultados encontrados, calcularemos numéricamente la irradiancia normalizada en eje o, lo que es lo mismo, la razón de Strehl versus error de enfoque para el uso de dos apodizadores unimodales bien estudiados. El primer apodizador fué diseñado por Mino y Okano [1].

$$\rho(\rho) = 1 - (\rho/\Omega)^2 \quad (17)$$

Las representaciones asimétricas unidimensionales son, respectivamente

$$q(\xi) = 0.5 - \xi \quad (18)$$

y

$$q(\xi) = \exp(-3.5\xi) \quad (17)$$

Las representaciones simétricas unidimensionales son, respectivamente

$$r(\nu) = 1 - 2|\nu| \quad (20)$$

$$r(\nu) = \exp(-6|\nu|) \quad (21)$$

En las Fig.3 y 4 se representan el logaritmo de la razón de Strehl más un fondo constante igual a la unidad, este fondo se asocia a la apertura sin apodizador, $q(\xi)$ y $r(\nu)$. Como se puede apreciar, las versiones simétricas tiene un rango mayor para el cual la razón de Strehl es mayor o igual a 0.8. De las Figs. 3 y 4, se nota que como la escala es logarítmica y dado que existe un fondo constante uniforme unitario, el valor de 0.8 que se observa en las curvas es igual a la razón de Strehl para un valor de 0.63. Este valor está por debajo del criterio de calidad de 0.8 asociado a la razón de Strehl.

6. APODIZADORES MULTIMODALES.

Anteriormente se sugirió [7] el uso de transformaciones geométricas, como la dada en la ecuación (3), para convertir apodizadores unidimensionales que incrementan la profundidad focal en apodizadores bidimensionales que reduce la aberración esférica. Si comenzamos utilizando este procedimiento con el apodizador bimodal $p(\rho)$, obtenido a partir de apodizador unimodal $\rho(\nu)$ de la ecuación (8), terminaremos con un apodizador tetramodal, que reducirá influencia de la aberración de esféricidad.

Consecuentemente, el emplear varias veces el anterior procedimiento, se puede inferir el uso de apodizadores multimodales. Se espera que este tipo de apodizadores tengan la propiedad de reducir la influencia a desenfoque y aberración de esféricidad. Sin embargo, es de esperarse que el flujo de luz decrezca. También, resulta interesante notar que este tipo de apodizador se asemeja a las aperturas de múltiples ángulos que ya han sido sugeridas para poder aumentar la profundidad focal [13].

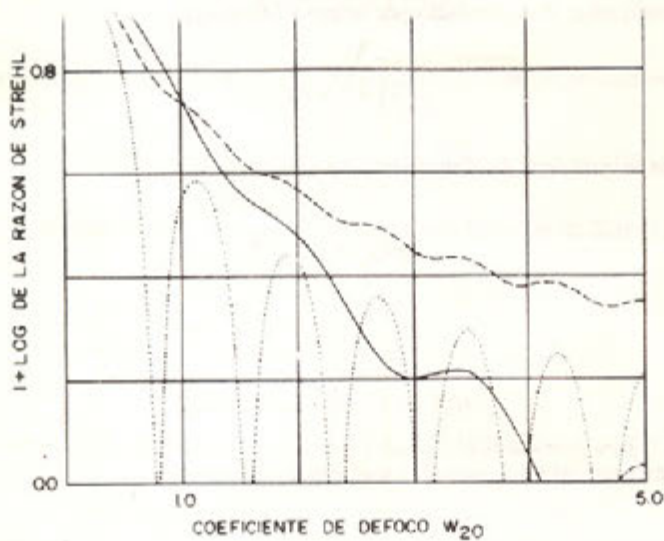


Fig.3 Gráfica logarítmica de la razón de Strehl versus enfocamiento para una apertura libre (línea punteada), el apodizador de Mino y Okano (línea cortada), y su versión bimodal (línea continua).

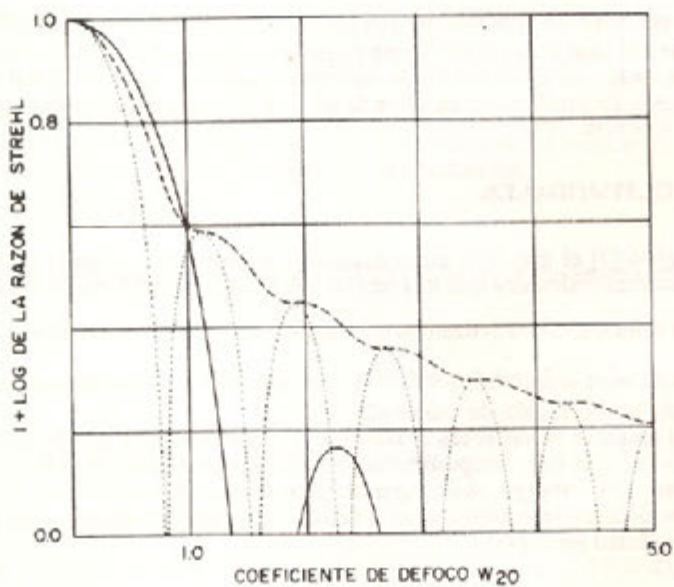


Fig.4 Lo mismo que la Fig.3, pero para el apodizador Gaussiano de Mills y Thompson.

7. CONCLUSIONES.

En este trabajo se consideró para sistemas ópticos con simetría rotacional, la analogía entre la razón de Strehl versus desenfoque y la misma razón con la función de punto extendido unidimensional, tal como se utiliza en espectroscopía instrumental. En base a dicha analogía, se sugiere simetrizar los perfiles unidimensionales de apodizadores bimodales. También se demostró, utilizando el segundo momento de la razón de Strehl, que las versiones bimodales asociadas a apodizadores producen mayor profundidad focal que sus versiones unimodales. Se demostró además, que estas versiones mejoradas no reducen el flujo de luz. Los resultados se ilustraron con dos ejemplos.

Finalmente, se sugirió el empleo de apodizadores multimodales para reducir la influencia a desenfoque y aberración esférica que pueda tener un sistema óptico.

APENDICE 1.

El espectro de Fourier de la razón de Strehl versus desenfoque, W_{20} , se puede definir de la siguiente forma

$$S(\mu) = \int_{-\infty}^{\infty} S(W_{20}) \exp(-i2\pi W_{20}\mu) dW_{20} \quad (A1)$$

De la definición de la razón de Strehl dada en las ecuaciones (4) y (5), la ecuación (A1) puede escribirse como

$$S(\mu) = \int_{-1/2}^{1/2} q(\xi + \mu/2) q^*(\xi - \mu/2) d\xi / |q(0)|^2 \quad (A2)$$

Tomando la segunda derivada de S con respecto a μ , podemos escribir las ecuaciones A1 y A2 como

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{d\mu^2} S(\mu) &= \int_{-\infty}^{\infty} (-i2\pi W_{20})^2 S(W_{20}) \exp(-i2\pi W_{20}\mu) dW_{20} \\ &= |q(0)|^{-2} \int_{-1/2}^{1/2} \frac{d}{d\xi} q(\xi + \mu/2) q^*(\xi - \mu/2) d\xi \end{aligned} \quad (A3)$$

Haciendo $\mu = 0$, de la ecuación A3 tenemos

$$-(2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} W_{20}^2 S(W_{20}) dW_{20} = |q(0)|^{-2} \int_{-1/2}^{1/2} \left| \frac{d}{d\xi} q(\xi) \right|^2 d\xi \quad (A4)$$

Consecuentemente, el segundo momento de la razón de Strehl se puede escribir como

$$M = -|2\pi q(0)|^{-2} \int_{-1/2}^{1/2} \left| \frac{d}{d\xi} q(\xi) \right|^2 d\xi \quad (A5)$$

tal cual se usa en el trabajo reportado.

APENDICE 2.

La transformada de Fourier de $r(v)$ se define como

$$r(W_{20}) = \int_{-1/2}^{1/2} r(v) \exp(i2\pi W_{20}v) dv \quad (A6)$$

su valor en el origen está dado por

$$r(0) = \int_{-1/2}^{1/2} r(v) dv$$

como $r(v)$ es una función par

$$= 2 \int_0^{1/2} r(v) dv$$

Sustituyendo la ecuación (80) en la ecuación A7, se tiene que

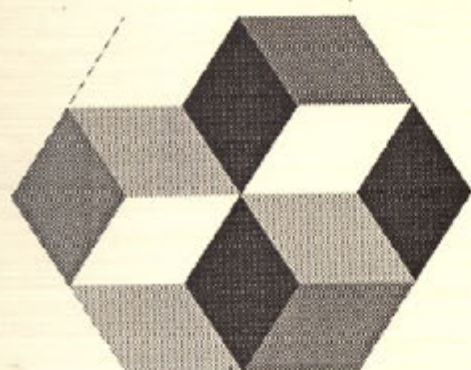
$$\begin{aligned} r(0) &= 2 \int_{-1/2}^{1/2} q(\xi) (0.5 d\xi) \\ &= q(0) \end{aligned} \quad (A8)$$

Este resultado se usa al pasar de la ecuación (11) a la ecuación (12).

ARTICULO RECIBIDO POR EL COMITE EDITORIAL EN AGOSTO 1991

REFERENCIAS.

- [1]. M. Mino y Y. Okano, Appl. Opt. 10, 2219 (1971).
- [2]. M. J. Yzuel y F. Calvo, Opt. Acta 26, 1397 (1979).
- [3]. B. R. Frieden, "Evaluation, design and extrapolation methods for optical signals, based on use of the prolate functions", in Progress in Optics IX, E. Wolf Ed. (North Holland, Amsterdam, 1971), p.317.
- [4]. W. B. Whitherel, "The calculation of image quality", in Appl. Opt. & Optical Engineering VIII, R. Shannon y J. C. Wyant Eds. (Academic Press, New York, 1980), p.271.
- [5]. J. Ojeda-Castañeda, L. R. Berriel-Valdos y E. Montes, Opt. Lett. 10, 520 (1985).
- [6]. J. E. Villeneuve, A. Boivin y S. C. Biswass, Can. J. Phy. 63, 287 (1985).
- [7]. J. Ojeda-Castañeda, P. Andres y A. Díaz, Opt. Lett., 11, 487 (1986).
- [8]. J. P. Mills y B.J. Thompson, J. Opt. Soc. Am A 3, 694 (1986).
- [9]. J. P. Mills y B.J. Thompson, J. Opt. Soc. Am A 3, 704 (1986).
- [10]. J. Ojeda Castañeda y L. R. Berriel-Valdos, Opt. Lett. (Submitted)..
- [11]. B. Dossier, Rev. d'Optique 33, 57, 147 y 267.
- [12]. P. Jaquinot y B. Roisen-Dossier, "Apodization" in Progress in Optics III, E. Wolf Ed. (North Holland, Amsterdam, 1964) p. 61.
- [13]. G. Indebetow y H. Bai, Appl. Opt, 23, 4299 (1984).



- SERVICIOS DE :
ALBERGUE
ASESORIA TECNOLÓGICA
ASESORIA ADMINISTRATIVA
ASESORIA FINANCIERA
MERCADOTECNIA
CAPACITACION

IEBT

INCUBADORA DE EMPRESAS CON BASE TECNOLÓGICA

Av Rufz #1704, 22800 Ensenada, B.C.
Tel. (667) 8 6850, 8 6660



HOLOTEC
TECNOLOGIA HOLOGRAFICA

Edificio IEBT
Av. Rufz # 1703
C.P. 22800, Ensenada, B.C.
MEXICO
Tel: (667) 868-50, 866-60, Ext.116
FAX: (667) 864-44

CON APOYO DE LA INCUBADORA DE EMPRESAS
CON BASE TECNOLÓGICA

HOLOGRAFIA

TIPOS DE PRODUCTO

Se comercializan cuatro tipos de productos:

- Hogramas comerciales
- Hogramas originales o maestros
- Máquinas semiautomáticas para reproducción en serie de hogramas comerciales.
- Hogramas embosados o placas para reproducción en serie.

Los productos mencionados cuentan con las siguientes características: bajo costo, versatilidad de diseño, alta calidad y confiabilidad, fácil manejo de operación, estabilidad de funcionamiento y materia prima accesible.

SERVICIOS

- Diseño de arte gráfico para obtener un holograma original.
- Capacitación en el manejo de la máquina replicadora.
- Mantenimiento.
- Venta de refacciones y materiales para la reproducción.

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



Microscopía de tunelaje y cátodos para SEM y TEM



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

J. SANCHEZ MONDRAGON
C.I.O.