

ANÁLISIS INTERFEROMÉTRICO DE LA INFLUENCIA DE UN CAMPO MAGNÉTICO AXIAL SOBRE UNA ESTRUCTURA CILÍNDRICA DE CRISTAL LÍQUIDO

M.A. Muriel y J.A. Martín-Pereda
 Depart° de Electrónica Cuántica, E.T.S.I.Telecomunicación. Universidad Politécnica de Madrid.

En el estudio de la propagación transversal de una radiación luminosa a través de un capilar con cristal líquido nemático, y cuyas moléculas se encuentran orientadas homeotrópicamente con respecto a las paredes internas de dicho capilar es necesario conocer de forma exacta la distribución espacial del director de cada una de las moléculas contenidas en el mismo. Esta distribución ha sido obtenida de forma empírica por Scudieri (1), interpretando los resultados mediante la suposición de "lente delgada", (2). Experimentalmente, mediante técnicas interferométricas, se obtienen dos grupos de franjas correspondiendo uno al índice de refracción ordinario y siendo el otro función del ordinario y del extraordinario. El análisis de estas franjas es de una gran importancia a la hora de aplicar estructuras como la presente en Óptica Integrada, ya que de ellas se puede inferir cuál es la respuesta de las moléculas de cristal líquido frente a campos externos, conocidos los valores del índice de refracción.

En un estudio realizado previamente, (3), se demostró que, en presencia de un campo magnético axial, el ángulo ψ que formaba el director con el eje del capilar, verificaba la relación:

$$\tan \psi/2 = I_1(r/\xi) / I_1(R/\xi)$$

con ξ = longitud de coherencia magnética = $(\kappa/\chi_a)^{1/2} / H$

κ = constante promediada de Frank, χ_a = anisotropía magnética
 H = Campo magnético aplicado R = radio del capilar.

Para el cálculo de los desplazamientos de franjas, indicadores de la diferencia de caminos ópticos, se han obtenido los valores de los índices de refracción efectivos que originan los dos grupos de franjas. Dichos valores son

$$n_{ef}(\text{superior}) = n_e \left[\frac{(1 + \text{tg}^2 \psi)}{(1 + T) \text{tg}^2 \psi} \right]^{1/2}$$

con $T = (x^2 + a^2 y^2) / (x^2 + y^2)$, para el caso de polarización contenida en el plano formado por el director y el vector de onda, y

$$n_{ef}(\text{inferior}) = n_o$$

para una polarización perpendicular al plano formado por el director y el vector de onda.

En ambos casos es: n_e = índice de refracción extraordinario

n_o = Índice de refracción ordinario

$$y \ a = n_e / n_o$$

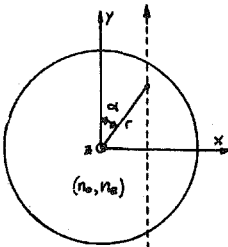


Fig. 1

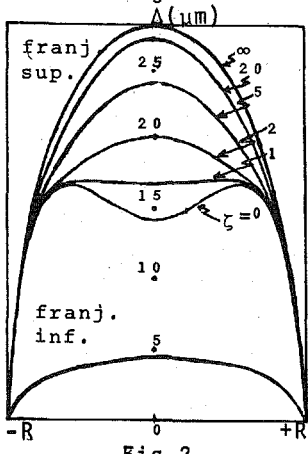


Fig. 2

Utilizando el sistema interferométrico de Mach-Zehnder, mostrado en (1), con la geometría de la Fig. 1, los desplazamientos de franjas vienen dados por:

$$\Delta(x)_s = 2 \int (n_{ef}(\text{sup}) - n_r) dy$$

$$\Delta(x)_i = 2 \int (n_{ef}(\text{inf}) - n_r) dy$$

donde ambas integrales se extienden de 0 a $(R^2 - x^2)^{1/2}$; n_r es el índice de refracción del medio de referencia.

Se ha considerado la radiación incidente, polarizada circularmente con vector de onda paralelo al eje y, siendo z el eje del capilar.

Los desplazamientos de franjas, obtenidos por cálculo numérico, aparecen representados en la Fig. 2, para diferentes intensidades de campo magnético aplicado (R/ξ). Los valores tomados han sido: $n_o = 1,537$; $n_e = 1,65$ y $n_r = 1,516$

Estos resultados concuerdan con los experimentales de Scudieri(4) para el caso de ausencia de campo magnético, y con los realizados en nuestro Laboratorio para los valores de campo representados en la Fig. 2. La concordancia en ambos casos, muestra la validez del modelo presentado. El radio del capilar empleado ha sido de $103,5 \mu$.

$$\zeta = R/\xi$$

BIBLIOGRAFIA

1. F. Scudieri, *Appl. Opt.*, **18**, 1455-1459 (1979)
2. M. E. Marhic et al., *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 574-575 (1975)
3. M. A. Muriel, F. J. Sansa y J. A. Martín Pereda. A ser publicado en *IEEE Journal of Quantum Electronics*.
4. F. Scudieri, Comunicación privada. 1.979.