

Interferómetro de Sagnac con selectividad espectral

D. MONZÓN, A.N. STARODUMOV, L.A. ZENTENO

A. BOYAIN Y GOITIA, E. DE LA ROSA

Centro de Investigaciones en Óptica A.C., 37150 León, Gto, México

Recibido el 27 de noviembre de 1996; aceptado el 12 de marzo de 1997

RESUMEN. Se presenta el modelo teórico, así como resultados experimentales, del interferómetro de Sagnac de fibra modificado, en el cual se observa selectividad espectral. Esta selectividad permite al interferómetro operar como un dispositivo de desmultiplexión de señales en longitud de onda. Se muestra un modelo experimental en el cual el ancho de banda es de alrededor de 0.5 nm y es independiente de la polarización. Además se analizan los efectos de la temperatura en la respuesta del interferómetro. Se observaron corrimientos de la longitud de onda con la temperatura de aproximadamente 1 nm/K.

ABSTRACT. We describe theoretically the modified Sagnac interferometer, which has spectrally selective output characteristic. Such a spectrally selectivity interferometer may operate as a wavelength division multiplexer (WDM). A polarization-independent Sagnac loop based WDM with bandwidth of 0.5 nm have been demonstrated experimentally. Spectral characteristic changes with temperature are analyzed. Temperature-induced wavelength shift of 1nm/K have been measured.

PACS: 42.65.Vh; 42.81.Bm; 42.81.Cn

1. INTRODUCCIÓN

Uno de los dispositivos de fibra óptica que ha demostrado su enorme potencialidad en sistemas de comunicación es el interferómetro de Sagnac de fibra óptica. Con este dispositivo ha sido posible conmutar señales de muy corta duración (en el rango de picosegundos) [1-3] mejorar la recepción de señales al usar el interferómetro como un filtro [4], amplificar pulsos [5] y construir dispositivos para sistemas de multicanalización (multiplexores y desmultiplexores) [6, 7].

En los sistemas de comunicación por fibra óptica, el multiplexor y desmultiplexor son una parte esencial del proceso de transmisión y recepción de información, ya que proveen la unión entre la información óptica, enviada en forma seriada, y el correspondiente paralelo de las señales puramente electrónicas. La multicanalización temporal puede llevarse a cabo mediante un sistema sencillo, usando únicamente componentes pasivos, sin embargo, la desmultiplexión requiere de un sistema electrónico bastante complicado. En cambio los sistemas de multiplexión y desmultiplexión por división de longitud de onda son sencillos, ya que no requieren una señal de sincronía y ambos se pueden llevar

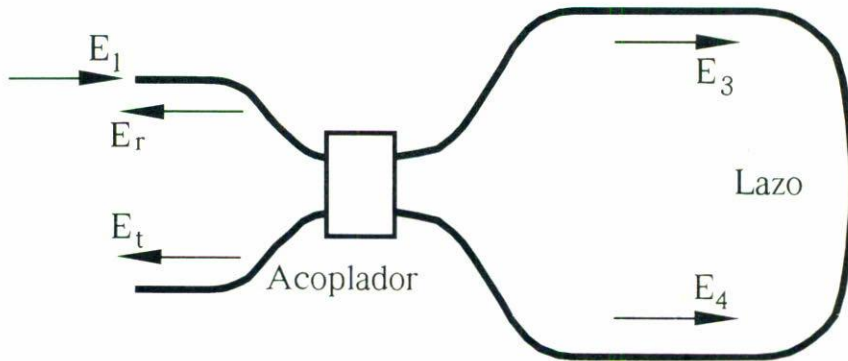


FIGURA 1. Configuración del interferómetro de Sagnac de fibra óptica

a cabo utilizando elementos pasivos, como acopladores. La principal limitante de este tipo de dispositivos es la dependencia de la polarización. Debido a que la polarización de las señales de comunicación varía aleatoriamente, es importante contar con dispositivos cuya respuesta sea independiente de la polarización.

El interferómetro de Sagnac consiste de un acoplador bidireccional de fibra con cuatro puertos, de los cuales dos, los puertos de salida han sido unidos para formar una trayectoria cerrada, como se observa en la Fig. 1. Cuando una señal entra al acoplador es dividida en dos campos de amplitud complementaria y con una diferencia de fase de $\pi/2$ entre ellas. Cada uno de estos campos sale por uno de los puertos de salida y se propagan a través de la trayectoria cerrada en direcciones opuestas. Dentro del lazo las dos señales sufren un corrimiento en fase a lo largo de la fibra, debido generalmente a algún cambio en las características del medio. Al volver a pasar por el acoplador, en donde la diferencia de fase entre los campos puede ser diferente de $\pi/2$, estas dos ondas interferirán dando lugar a las señales transmitida y reflejada, que podrán ser observadas a través de los puertos de entrada. Usualmente la respuesta del lazo no depende de la longitud de onda en una banda bastante amplia, aproximadamente de 100 a 200 nm. Este interferómetro es también conocido como espejo de fibra, ya que cuando la razón de acoplamiento $\alpha/(1 - \alpha)$ es 50/50 la señal que entra en el acoplador recorre todo el lazo y sale exactamente por el mismo puerto de entrada. Es decir $|E_r| = |E_1|$ y $|E_t| = 0$.

El experimento descrito aquí es la demostración de un dispositivo totalmente hecho de fibra óptica, basado en el interferómetro de Sagnac desbalanceado, en el cual la respuesta depende de la longitud de onda de la señal de entrada y es independiente de la polarización. Esta independencia de la polarización es importante porque en cualquier dispositivo en donde la interferencia está presente, los haces deben tener la misma polarización o la interferencia resulta incompleta. En dispositivos puramente ópticos, en los cuales la luz se controla con luz, la presencia de diversas polarizaciones con diferente trayectoria no funcionará [8]. Por otro lado el contar con un dispositivo en el cual no se tome en cuenta la polarización de la luz, nos permite operar señales de cualquier polarización [9]. El modelo físico del dispositivo consta de un acoplador variable, fabricado con fibra monomodal birrefringente que mantiene la polarización. Los dos puertos de salida del acoplador se unen procurando que los dos tramos de fibra, L_1 y L_2 , sean de

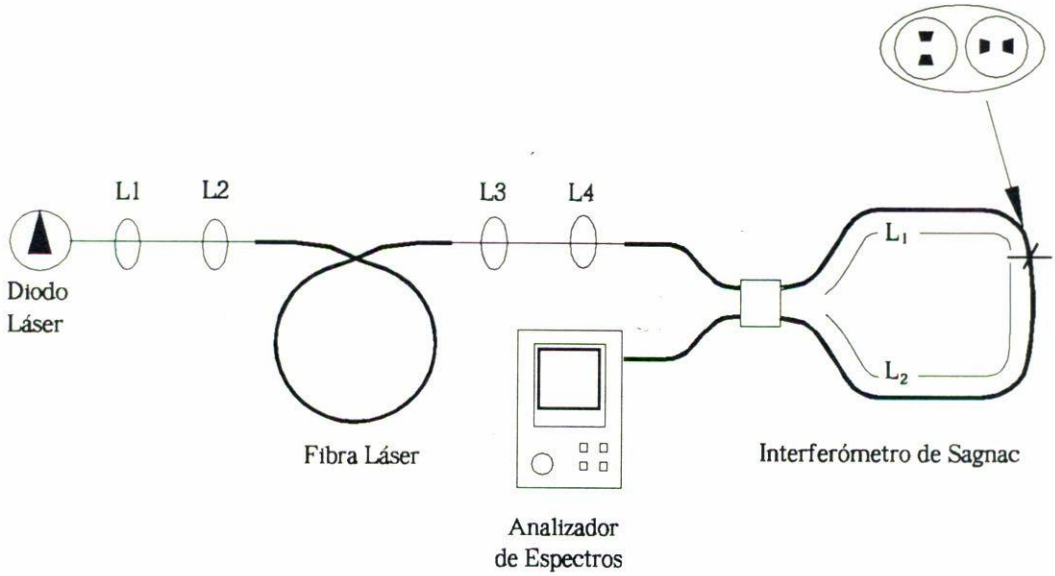


FIGURA 2. Arreglo experimental para medir la transmitancia del interferómetro.

longitudes diferentes. Además se debe tener la precaución de unirlos de tal manera que el eje lento de la fibra L_1 coincida con el eje rápido de L_2 y viceversa, como se observa en la Fig. 2. Esta rotación provoca un cambio en la constante de propagación de los modos mutuamente ortogonales de los campos que viajan en el lazo. Para determinar la respuesta del dispositivo, considérese un campo de entrada linealmente polarizado, con un ángulo θ con respecto al eje rápido de la fibra:

$$E_1 = (x \cos \theta + y \operatorname{sen} \theta) E_l. \tag{1}$$

El acoplador divide la amplitud de E_1 en dos señales, una de las cuales continúa propagándose en la misma fibra por la que entró E_1 , mientras que la otra señal se transmitirá por la segunda fibra del acoplador. La amplitud de los campos depende de la razón de acoplamiento $\alpha/(1 - \alpha)$, como se observa en las relaciones siguientes:

$$\begin{aligned} E_3 &= \alpha^{1/2} E_1, \\ E_4 &= i(1 - \alpha)^{1/2} E_1. \end{aligned} \tag{2}$$

E_4 adquiere un cambio de fase de $\pi/2$ representado por i . Conforme E_3 y E_4 se propagan a lo largo de las fibras que forman el lazo, su fase cambia, pero no en la misma proporción debido a que las constantes de propagación son diferentes. Las características, tanto de la fibra como de la señal de entrada, se seleccionan de modo que la fase no se vea afectada por la presencia de efectos no lineales. Una vez que los campos han recorrido en su totalidad la trayectoria cerrada, tenemos

$$\begin{aligned}
 E_3 &= \alpha^{1/2} E_1 \left\{ x \cos \theta \exp \left[\frac{i2\pi(n_x L_1 + n_y L_2)}{\lambda} \right] + y \sin \theta \exp \left[\frac{i2\pi(n_x L_2 + n_y L_1)}{\lambda} \right] \right\}, \\
 E_4 &= i(1 - \alpha)^{1/2} E_1 \left\{ x \cos \theta \exp \left[\frac{i2\pi(n_x L_2 + n_y L_1)}{\lambda} \right] + \right. \\
 &\quad \left. y \sin \theta \exp \left[\frac{i2\pi(n_x L_1 + n_y L_2)}{\lambda} \right] \right\}, \quad (3)
 \end{aligned}$$

en donde n_x y n_y son el índice de refracción efectivo de los ejes rápido y lento de la fibra, como ya se mencionó L_1 y L_2 son las longitudes de las fibras con las que se forma el lazo y λ es la longitud de onda de la señal de entrada. Al pasar por el acoplador, los dos campos interfieren resultando en dos señales, la transmitida y la reflejada:

$$\begin{aligned}
 E_t &= \alpha^{1/2} E_3 + i(1 - \alpha)^{1/2} E_4, \\
 E_r &= i(1 - \alpha)^{1/2} E_3 + \alpha^{1/2} E_4. \quad (4)
 \end{aligned}$$

Tomando las expresiones para los campos E_3 y E_4 y usando las relaciones de E_t y E_r se obtienen las expresiones para T y R [10], la razón entre las intensidades $|E_t|^2/|E_1|^2$ y $|E_r|^2/|E_1|^2$, respectivamente,

$$\begin{aligned}
 T &= 1 - 2\alpha(1 - \alpha)[1 + \cos(\Delta\phi)], \\
 R &= 1 - T \quad (5)
 \end{aligned}$$

en donde la diferencia entre fases está dada por

$$\Delta\phi = \frac{2\pi(n_x - n_y)(L_2 - L_1)}{\lambda}; \quad (6)$$

T y R representan la respuesta del interferómetro. Tanto $\Delta n = (n_x - n_y)$ como $\Delta = (L_2 - L_1)$ son valores fijos en una prueba experimental, por lo tanto, los únicos parámetros que realmente modifican la transmitancia (T) y la reflectancia (R) del dispositivo son: la razón de acoplamiento, que afecta la amplitud de las señales, y la longitud de onda de la señal de entrada; que modifica el período de la modulación. Como se expuso en un principio, la polarización de la señal de entrada no tiene efecto alguno en el comportamiento del dispositivo.

La separación entre dos picos de amplitud consecutivos es uno de los parámetros experimentales más importantes. Esta separación determina la diferencia mínima, en longitud de onda, que debe existir entre dos señales enviadas por el mismo canal de comunicación y a las cuales se desea volver a separar. Esta separación se calcula teóricamente, partiendo del argumento del coseno de la función T, o R. El período del coseno es 2π , por lo tanto ésta es la separación entre dos longitudes de onda pico λ_p y λ_{p+1} consecutivas:

$$2\pi = 2\pi\Delta n\Delta L \left[\frac{1}{\lambda_{p+1}} - \frac{1}{\lambda_p} \right]. \quad (7)$$

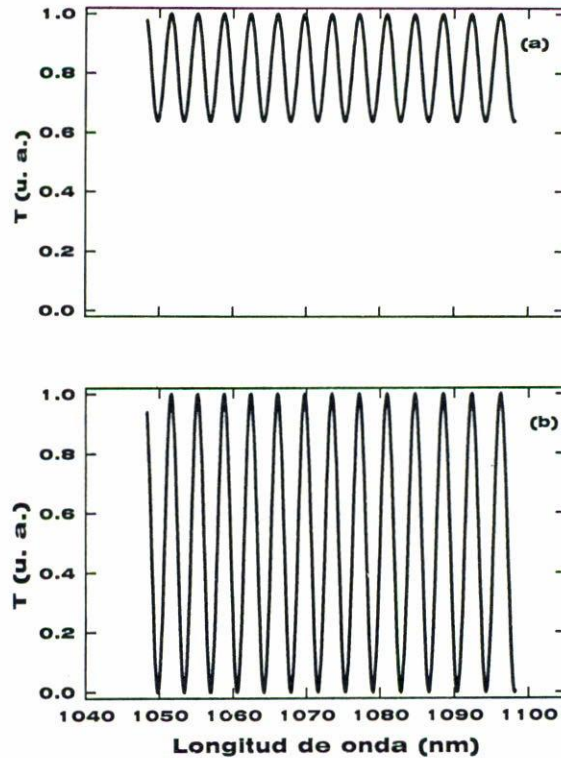


FIGURA 3. Transmitancia del interferómetro obtenida teóricamente para dos razones de acoplamiento diferentes (a)90/10 y (b) 50/50.

La separación en longitud de onda entre dos picos de amplitud se puede definir como $\Delta\lambda = \lambda_{p+1} - \lambda_p$. Si la separación entre dos picos satisface la condición $\Delta\lambda \ll \lambda_{p,(p+1)}$, es posible hacer la aproximación $\lambda_p \cong \lambda_{p+1}$, y por lo tanto la expresión para la separación espectral entre dos picos se puede escribir de la siguiente manera :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_p^2}{\Delta n \Delta L} \tag{8}$$

En la Fig. 3 se muestra la transmitancia (T) teórica del interferómetro con los parámetros siguientes: $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $\Delta n = 8.3 \times 10^{-4}$, $\Delta L = 0.387 \text{ m}$, la razón de acoplamiento es para (a) de 90/10 y de 50/50 para (b). Se puede observar claramente que α afecta directamente en la amplitud de la modulación.

Hasta ahora se ha supuesto un ambiente controlado y sin cambios de presión y/o de temperatura, sin embargo sabemos lo difícil que resulta en la práctica tener estas condiciones. Por lo tanto, para tener un modelo lo más cercano a la realidad, es necesario establecer cuales son los parámetros ambientales con efecto en la respuesta del interferómetro.

Es bien conocida la alta sensibilidad a los cambios de temperatura y de presión del interferómetro de Sagnac cuando se usa un tipo de fibra óptica en la cual los esfuerzos laterales internos son fuertes [11]. Para propósitos de estudio sobre los efectos de la

temperatura en la respuesta del interferómetro, supongamos que la fibra que forma el lazo está libre de esfuerzos inducidos. Además los cambios de presión atmosféricos son tan pequeños que para todo fin práctico son despreciables; en otras palabras se puede suponer que el dispositivo está libre de esfuerzos externos.

Bajo estas condiciones la temperatura es el único parámetro externo modificador de la fase de los campos que se propagan a lo largo del lazo. En este tipo de interferómetros la respuesta de la fase es proporcional a la longitud L de la sección de fibra expuesta a los cambios de temperatura. Por lo tanto se considerarán únicamente los cambios en la diferencia de fase por unidad de longitud $L^{-1}d\Delta\phi/dT$ [11]. Los cambios de temperatura afectan tanto a Δn como a ΔL , tal como se observa en la siguiente ecuación:

$$\frac{1}{\Delta L} \frac{d\Delta\phi}{dT} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{d\Delta n}{dT} + \frac{\Delta n}{\Delta L} \frac{d\Delta L}{dT} \right], \quad (9)$$

donde $\Delta L^{-1}d\Delta\phi/dT$ es la sensibilidad de la fase. El primer término en la derecha de la Ec. (9) se debe a que los esfuerzos tienen un coeficiente de expansión térmica diferente al resto del material que forma el recubrimiento de la fibra, los cambios de temperatura modifican de forma directa los esfuerzos laterales internos, y por consiguiente también la birrefringencia [11]. El segundo término puede despreciarse en razón a que la longitud de los tramos L_1 y L_2 no sufren un cambio significativo. La longitud de onda del pico de transmisión cambia al modificar la birrefringencia, de aquí que la sensibilidad se puede expresar tomando en cuenta los desplazamientos en la longitud de onda pico con la temperatura. Derivando $\Delta\phi$ con respecto a la temperatura y usando la relación para $\Delta\lambda$ se obtiene la expresión para los desplazamientos de la longitud de onda con los cambios de temperatura:

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{\lambda^2}{2\pi\Delta n} \frac{1}{\Delta L} \frac{d\Delta\phi}{dT}. \quad (10)$$

Esta relación resulta más conveniente porque la sensibilidad del interferómetro está relacionada exclusivamente con parámetros cuyo valor ya está determinado de antemano y con $d\lambda/dT$ que puede obtenerse experimentalmente de los espectros de transmisión o de reflexión.

El corrimiento del espectro con la temperatura resulta en una inestabilidad que puede ser aprovechada, no así un cambio en el ancho de banda del interferómetro [12]. Este cambio en la separación espectral puede calcularse mediante el mismo procedimiento usado para obtener la Ec. (10), y se tiene

$$\frac{d\Delta\lambda}{dT} = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{d\lambda}{dT}. \quad (11)$$

De acuerdo a la relación $\Delta\lambda \ll \lambda$ el cambio en el ancho de banda con la temperatura es poco significativo comparado con los corrimientos en la longitud de onda pico, por lo tanto puede considerarse despreciable. El hecho de que el interferómetro presente un ancho de banda estable ante cambios de temperatura contribuye en gran medida a un buen desempeño como desmultiplexor.

El estudio de la sensibilidad térmica del interferómetro deja ver dos aspectos importantes: primero, es posible desplazar el espectro de transmisión, y por consiguiente el de reflexión, hacia una longitud de onda determinada variando la temperatura. Segundo, la temperatura no modifica el período del espectro del interferómetro.

Los efectos de diafonía en un sistema de comunicación son uno de los parámetros a considerar en el diseño. Si se pretende tener un dispositivo desmultiplexor en el cual los efectos de diafonía sean menores de -20 dB, los cambios en la transmitancia deben de ser tales que la razón entre el valor mínimo y el valor máximo deben cumplir la condición siguiente:

$$\frac{T_{\min}}{T_{\max}} \leq 0.01. \quad (12)$$

Esta condición a su vez, establece que las variaciones en la diferencia de fase ($\delta\Delta\phi$), debido a cambios de temperatura, deben estar dentro de los límites establecidos por

$$\delta\Delta\phi \leq 0.2. \quad (13)$$

Estas variaciones en la diferencia de fase están relacionadas con la sensibilidad térmica de la siguiente manera:

$$\delta\Delta\phi = \frac{1}{\Delta L} \frac{d\Delta\phi}{dT} \delta T \Delta L. \quad (14)$$

La sensibilidad térmica para $\lambda = 1060$ nm, $\Delta n = 8.3 \times 10^{-4}$ y $d\lambda/dT = 1$ nm/K es de 6.4 rad/nmK. Al sustituir este valor y la condición para $\delta\Delta\phi$ en la Ec. (14) se obtiene un valor para $\delta T \leq 0.08$ K, que establece las variaciones de temperatura en las cuales es posible tener un dispositivo con diafonía dentro de los parámetros especificados. Esto no significa que los cambios de temperatura mayores a 0.08K estén prohibidos, es posible hacer variaciones mayores a 1K y el interferómetro tendrá exactamente la misma respuesta que la predicha por las Ecs. (5), (8) y (10). Sin embargo, si el interferómetro actúa como desmultiplexor, la diafonía tendrá niveles superiores a -20 dB, disminuyendo la calidad del dispositivo.

El arreglo experimental usado para probar experimentalmente estos resultados teóricos se muestra en la Fig. 2. Un diodo láser a 809 nm fue usado para excitar los iones de Nd^{+3} de la fibra láser. El espectro de emisión espontánea de la fibra está centrado en 1060 nm, que es la longitud de onda a la cual el acoplador tiene una mejor respuesta. La longitud total del lazo es de 1.97 m y la diferencia de longitud entre L_1 y L_2 fue de 0.387 m. Para unir las fibras se emplearon empalmes mecánicos rotatorios (AT&T). No obstante que estos empalmes presentan un factor de pérdida mayor al de los empalmes por fusión tienen la ventaja de que no son permanentes y permiten al usuario hacer un acoplamiento activo, lo que ayuda en este caso a que los ejes de una de las fibras tengan una rotación muy cercana a 90° con respecto de los ejes de la otra. La fibra empleada es del tipo *Fibercore HB1000*, y es la misma con la que se fabricó el acoplador. En las Figs. 4 y 5, se muestra el espectro de emisión espontánea de la fibra láser y una gráfica experimental de la transmitancia (T) del interferómetro, respectivamente, la razón de acoplamiento es de 50/50, a una temperatura de 25°C . Los espectros se observaron

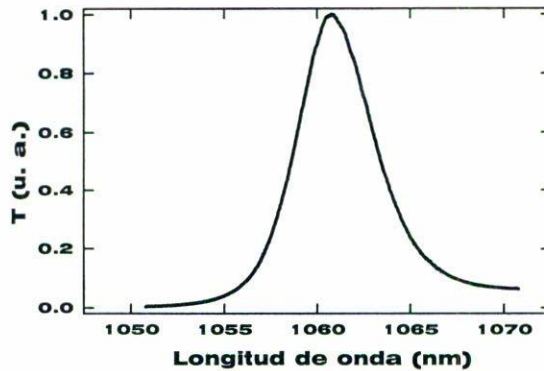


FIGURA 4. Espectro de emisión espontánea de la fibra láser.

mediante un analizador de espectros cuya resolución máxima de 0.1 nm; para medir la posición de las longitudes de onda pico, el instrumento cuenta con una tecla que lo hace de manera automática. En la Fig. 5 se puede ver que la separación entre dos longitudes de onda pico consecutivas es de 3.71 nm. El valor teórico calculado es $\Delta\lambda = 3.63$ nm. La discrepancia entre estos dos valores puede atribuirse a el valor de Δn considerado.

Usando el mismo arreglo de la Fig. 2 se hicieron mediciones para determinar experimentalmente los efectos de la temperatura en la respuesta del interferómetro. Para esto, el lazo de fibra se colocó en un horno y se sometió a cambios de temperatura en intervalos de aproximadamente 1°C . Se utilizó un termistor, con una tolerancia de $\pm 5\%$ en el valor de resistencia leído, para registrar los cambios de temperatura del horno. De acuerdo a lo que se esperaba, el espectro sufrió un corrimiento cuando la temperatura en la fibra aumentaba o disminuía. Este corrimiento se observa en la Fig. 5, donde se muestra el comportamiento de la transmitancia (T) a una temperatura de 27°C .

Con el fin de cuantificar el valor del desplazamiento $d\lambda/dT$, se observó el espectro de transmisión del interferómetro variando la temperatura desde 25 hasta 110°C . Se encontró que los picos de intensidad se desplazaban a razón de 1 nm/ $^\circ\text{K}$. Los desplazamientos se midieron tomando en cuenta únicamente la parte plana del espectro, alrededor de 1080 nm, porque la respuesta del interferómetro a estas longitudes de onda no se ve afectada por la forma del espectro de la señal de entrada. De hecho, en la parte no plana del espectro, la separación entre dos picos consecutivos puede variar con respecto a la separación medida en otros dos picos cercanos.

En conclusión se ha establecido la posibilidad que existe de construir un dispositivo apto para separar dos señales de diferente longitud de onda enviadas a través de la misma fibra óptica usando un interferómetro de Sagnac de fibra. Este dispositivo posee la ventaja de ser insensible a la polarización de la luz. Los efectos de diafonía entre canales son menores a -20 dB y la separación entre canales es de 1 nm. Experimentalmente, la profundidad de modulación es de aproximadamente 75% y es la mejor que se pudo observar, esto puede atribuirse a tres factores: la rotación entre los ejes no es exactamente 90° , los conectores usados para hacer el empalme no mantienen la polarización y el ajuste del acoplador a una razón de acoplamiento determinada, 50/50 por ejemplo, es muy difícil de lograr. La alta sensibilidad de este interferómetro a los cambios de temperatura

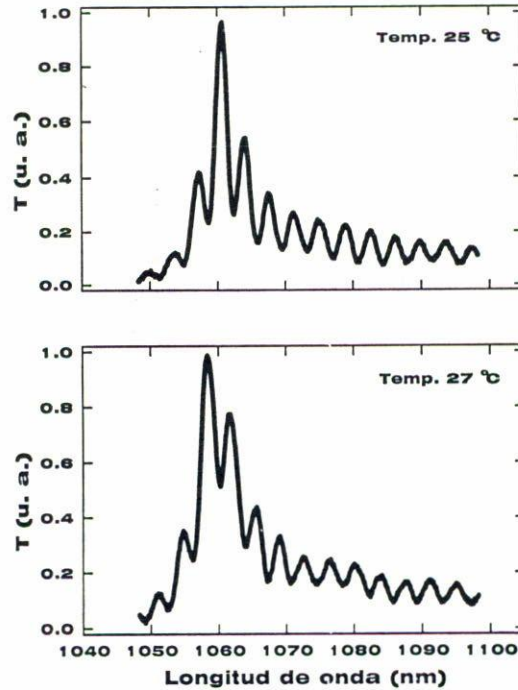


FIGURA 5. Espectro de la transmitancia del interferómetro obtenida experimentalmente a dos temperaturas (b) 25°C y (c) 27°C.

puede aprovecharse y ayudar en la sintonización de la respuesta del dispositivo a una longitud de onda determinada o bien emplear el interferómetro mismo como un sensor de temperatura.

REFERENCIAS

1. N.J. Doran and D. Wood, *Opt. Lett.* **13** (1988) 56.
2. J.D. Moores, K. Bergman, H.A. Haus, and E.P. Ippen, *J. Opt. Soc. Am. B* **8** (1991) 594.
3. Jinno Masahiko and Takao Matsumoto, *Journal of Quantum Electronics* **28** (1992) 875.
4. N.J. Smith and N.J. Doran, *Electron. Lett.* **30** (1994) 1084.
5. F.E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, *Opt. Lett.* **15** (1990) 752.
6. N.A. Whitaker, Jr. et al., *Opt. Lett.* **16** (1991) 1838.
7. I.J. Wilkinson, *Opt. Lett.* **16** (1991) 1159.
8. N.A. Whitaker, Jr., P.M.W. French, M.C. Gabriel, and H. Avramopoulos, *IEEE Photonics Technology Lett.*, **4** (1992) 260.
9. K. Uchiyama et al., *Electron. Lett.* **28** (1992) 1864.
10. A.N. Starodumov, L.A. Zenteno, D. Monzón, and A. Boyain y Goitia, *Proc. SPIE* **2730** (1995) 509.
11. W. Eickhoff, *Opt. Lett.* **6** (1981) 204.
12. A.N. Starodumov, L.A. Zenteno, D. Monzón, and E. de la Rosa, *Appl. Phys. Lett.*, in press.