

Construcción de un amplificador óptico de semiconductor a partir de un laser de semiconductor Fabry-Perot

E. García^{1,3}, H. Soto¹, H. Marquez², and N. Valles-Villarreal²

¹*Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones*

²*Departamento de Óptica*

División de Física Aplicada, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada

Km. 107, Carretera Tijuana-Ensenada, 22860 Ensenada, Baja California, Mexico

e-mail: ³egarcia@cicese.mx

Recibido el 10 de agosto de 1998; aceptado el 2 de diciembre de 1999

Se presenta la metodología para obtener un amplificador óptico de semiconductor (AOS) a partir de un láser de semiconductor Fabry-Perot (LS-FP), por medio del depósito de películas antirreflectoras en los extremos de la región activa del láser. Para llevar a cabo el proceso se instrumentó una técnica original, la cual consiste en el monitoreo de la densidad espectral de potencia del láser utilizado durante el depósito de las películas, lo que permite determinar el momento exacto en que la reflectividad de las facetas es mínima. El AOS resultante fue caracterizado, observando su espectro de emisión espontánea amplificada para diferentes corrientes de polarización.

Descriptores: Láser de semiconductor Fabry-Perot (LS-FP); densidad espectral de potencia del láser

A methodology to convert a semiconductor laser Fabry-Perot (SL-FP) in a semiconductor optical amplifier (SOA) is presented. In order to suppress the cavity resonant an optical thin film coating was deposited on the facets of the SL-FP. The experiment was carried out putting on service a new monitoring technique that consist in the observation of the laser power spectrum during the antireflection coatings deposition. This allows to determine the moment where the facets reflectivity is minimum. The SOA obtained was characterized for different polarization currents.

Keywords: Semiconductor laser Fabry-Perot (SL-FP); laser power spectrum

PACS: 85.60.Jb; 85.60.Me

1. Introducción

Actualmente, los principales laboratorios de investigación en telecomunicaciones, están trabajando en la concepción de los sistemas de comunicaciones ópticas del futuro, en donde el objetivo es transportar la mayor cantidad de información en el menor tiempo y a la mayor distancia posible [1, 2]. Todo parece apuntar hacia los sistemas que utilizan dispositivos totalmente ópticos, los cuales permiten incrementar la capacidad de transmisión desde unos cientos a miles de GHz-Kilómetro por segundo [3, 4]. Un elemento fundamental dentro de este escenario, es el amplificador óptico de semiconductor (AOS) [5–8].

Un AOS, además de su función básica de amplificación de señales ópticas, puede utilizarse para una gran cantidad de aplicaciones, tales como: recuperación de reloj [9], modulación en fase [10, 11], modulación de amplitud [12], implementación de compuertas lógicas [13], amplificación de impulsos breves [14], recepción óptica [15], conversión de la longitud de onda [16–19], translación del formato de modulación [20–24], modulación de señales con coeficiente de acoplamiento fase-amplitud negativo [25], compensación de la dispersión cromática de las fibras ópticas [26–28], etc. Por todas estas razones, es entonces indispensable contar con la tecnología para producir amplificadores ópticos de semiconductor.

El estudio de los AOS se remonta desde la década de los setenta, poco tiempo después de la invención de los LS-FP.

Esta coincidencia no es fortuita, sino todo lo contrario, dado que un AOS, es un LS-FP sin las facetas reflectivas, es decir, es solo el medio amplificador diseñado en forma de guía de onda óptica. En esta época, los primeros AOS eran los LS-FP que tenían problemas para oscilar, dada su construcción imperfecta. Con el perfeccionamiento de las técnicas de depósito de películas antirreflectoras, en 1986, Saitoh y Mukai, desarrollaron el primer AOS de ondas progresivas, para 1550 nm con una reflectividad residual de 10^{-5} [25]. Actualmente hay amplificadores que llegan a tener reflectividades residuales del orden de 10^{-6} [29].

Es necesario mencionar que existen diversas técnicas para el depósito de las películas antirreflectoras, entre las más comunes se pueden mencionar las siguientes: electrodepósito, bombardeo de electrones y evaporación térmica al alto vacío [30–33]. Actualmente los laboratorios que producen amplificadores ópticos de semiconductor (del orden de 5 en todo el mundo) utilizan la técnica de bombardeo de electrones y determinan el espesor idóneo de la película depositada a través del monitoreo de la emisión de potencia del láser por convertir [30]. Esta técnica ha dado excelentes resultados, sin embargo, la infraestructura necesaria para desarrollarla es excesivamente costosa. Por esta razón, en este trabajo se propone la utilización de la evaporación térmica al alto vacío, cuyos requerimientos de infraestructura son menos costosos en relación al bombardeo de electrones. Con el fin de superar este problema, en este trabajo se propone por vez primera, la

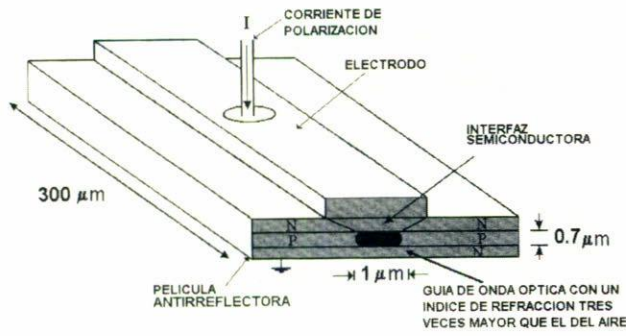


FIGURA 1. Diagrama de un AOS masivo guiado por índice. El semiconductor de la guía de onda es intrínseco, a diferencia de los semiconductores N y P que la rodean por completo, los cuales tienen un índice de refracción inferior y una energía prohibida mayor para producir un confinamiento de fotones y de portadores.

observación de la densidad espectral de potencia del láser por convertir. Así, se puede dar seguimiento a todo el proceso, desde la desaparición de los modos de la cavidad, hasta la visualización del mínimo rizo en la curva de emisión espontánea amplificada resultante.

2. Revisión de conceptos

En un LS-FP, la región activa es una guía de onda óptica que está limitada en sus extremidades por dos espejos que se forman naturalmente en el momento de clivar la estructura. Este corte perfecto de la estructura produce una interfase semiconductor-aire que refleja la luz que viaja dentro de la región activa, dado que el índice de refracción del semiconductor es aproximadamente 3 veces mayor que el índice de refracción del aire. Para obtener un AOS a partir de un LS-FP, es entonces necesario disminuir drásticamente la reflectividad de las facetas del láser. Esto se logra depositando películas antirreflectoras en las facetas del LS-FP [34].

Al depositar las películas y reducir la reflectividad de las facetas, el LS-FP se convierte en un AOS con amplificación de un solo paso, dado que no hay retroalimentación óptica. éste es comúnmente llamado amplificador de ondas progresivas (TWA, "traveling wave amplification") [34], su diagrama se observa en la Fig. 1, para un AOS masivo guiado por índice.

Específicamente, una película delgada es una capa de algún material que tiene por efecto producir interferencia entre las reflexiones producidas en cada interface por donde pasa la señal óptica, como se puede observar en la Fig. 2. Dependiendo de la fase de los haces reflejados estos pueden interferir entre sí de manera constructiva o destructiva, siendo el espesor óptico del material y el índice de refracción de las películas del semiconductor, los parámetros que rigen el defasamiento [31]. Evidentemente, para los fines de este trabajo, lo que interesa es tener una interferencia destructiva en la reflexión.

En la Fig. 3 se pueden ver para el caso general, los ángulos de refracción (θ_1, θ_2 y θ_3) que tiene la señal al pasar del

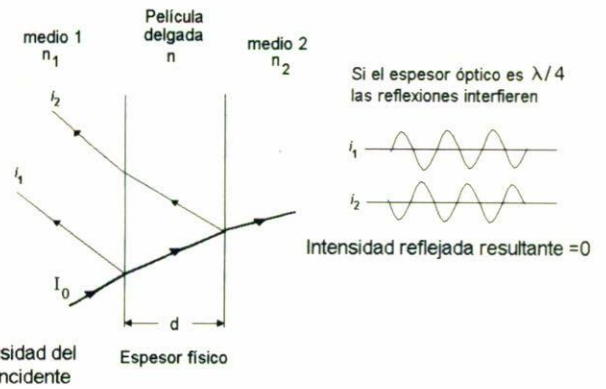


FIGURA 2. Película antirreflejo entre dos medios de propagación de índices n_1 y n_2 . i_1 e i_2 son las intensidades reflejadas de la señal incidente "I₀", en las fronteras de la película delgada.

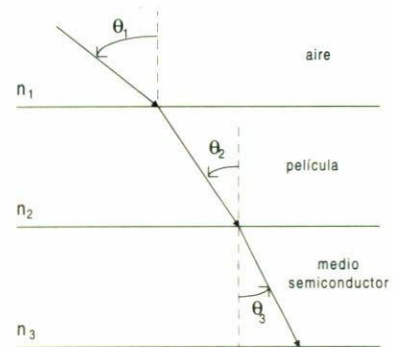


FIGURA 3. Recorrido del haz en el aire, en la película antirreflejo y en el semiconductor, donde n_1, n_2 y n_3 son los índices de refracción del aire, de la película antirreflejo y del semiconductor respectivamente. θ_1, θ_2 y θ_3 son los ángulos de incidencia entre la normal al plano y la trayectoria del haz de luz al pasar por los diferentes materiales.

aire, a la película antirreflejo y finalmente al medio semiconductor.

El cálculo de la reflectividad que presenta la película delgada se realiza a partir de la matriz característica $\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix}$ de una película antirreflejo. Dicha matriz es denotada de la forma siguiente [31]:

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & \frac{i \text{sen } \delta}{n_1} \\ in_1 \text{sen } \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ n_2 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

donde n_1 y n_2 son el índice de refracción de la película y del semiconductor, δ es el defasamiento producido por el viaje del haz dentro de la película, el cual es descrita por la siguiente ecuación:

$$\delta = \frac{2\pi n_1 d}{\lambda}, \quad (2)$$

donde d es el espesor físico (geométrico) de la película, λ es la longitud de onda de iluminación y $n_1 d$ es el espesor óptico.

Por otra parte la admitancia Y de la película está definida de acuerdo a la siguiente expresión:

$$Y = \frac{C}{B}, \quad (3)$$

la cual permite calcular el coeficiente de reflexión de la película establecido de la manera siguiente:

$$\rho = \frac{n_0 - Y}{n_0 + Y}, \quad (4)$$

donde n_0 es el índice de refracción del aire. Por otro lado la reflectividad R se define por

$$R = |\rho|^2. \quad (5)$$

De la Ec. (5) se puede ver que para que la reflectividad sea igual a cero, es necesario que ρ sea igual a cero. Esto se logra de acuerdo a la Ec. (4), cuando la admitancia es igual a 1, ya que $n_0 = 1$ (aire). Esta condición se puede cumplir cuando la diagonal de la matriz característica es igual a cero, es decir, cuando $\delta = \pi/2$ o bien cuando el espesor óptico es igual a $\lambda/4$. Una vez que $nd = \lambda/4$ y $\delta = \pi/2$ son sustituidos dentro de la Ec. (1), la admitancia definida por la Ec. (3) toma la forma

$$Y = \frac{C}{B} = \frac{n_1^2}{n_2}. \quad (6)$$

De aquí para que la admitancia sea igual a 1 es necesario depositar un material cuyo índice de refracción al cuadrado sea igual al índice de refracción del semiconductor. Cumpliendo esta condición se tiene una reflectividad teórica igual a cero de acuerdo a la Ec. (5).

Un LS-FP tiene a su salida un espectro de densidad de potencia distribuido en modos bien definidos. Conforme se deposita la película antirrefletores en sus facetas y sus espesores ópticos se acercan a $\lambda/4$, la reflectividad disminuye, los modos empiezan a perderse, hasta observar únicamente un espectro continuo correspondiente al espectro de emisión espontánea amplificada.

El material utilizado en este trabajo en las películas antirreflectoras fue el monóxido de Silicio (SiO). Como se verá mas adelante, este material tiene un índice de refracción adecuado para la caracterización del fenómeno de antirreflexión. Es necesario señalar que el SiO debe ser tratado con gran cuidado, dado que al exponerse al medio ambiente, éste puede absorber oxígeno y vapor de agua que se encuentra en el aire, lo cual modifica su índice de refracción [29].

2.1. Cálculo de la reflectividad residual en las facetas de un AOS

El depósito de las películas antirreflectoras en un LS-FP hace que se destruya la cavidad resonante de manera que la señal óptica no oscile longitudinalmente en la región activa. Lo ideal es que la reflectividad sea de un 0%, sin embargo, prácticamente esto es imposible de lograr, quedando siempre una reflectividad residual.

La reflectividad residual se calcula tomando en cuenta los índices de refracción del semiconductor y del material por evaporar, la expresión que define este parámetro es derivada de las Ecs. (3), (4) y (6), resultando que

$$R_f = \left(\frac{n_0 - \frac{n_1^2}{n_2}}{n_0 + \frac{n_1^2}{n_2}} \right)^2. \quad (7)$$

De esta manera, si se requiere de una reflectividad residual pequeña, se puede utilizar el SiO cuyo índice de refracción a 1300 nm es de $n_1 = 1.9$. La aplicación de este valor en la Ec. (7), en conjunto con el índice de refracción del GaAs ($n_2 = 3.3$) para 1300 nm, produce una reflectividad de 2×10^{-3} .

Como ya se estableció, el espesor de la película debe ser de $1/4$ de la longitud de onda de emisión. Si se toma en cuenta que la longitud de onda donde se tiene la ganancia máxima es de 1320 nm (para una corriente de polarización típica de 100 mA), entonces se tiene un espesor óptico de 330 nm.

Es evidente que un material con un índice de refracción mas cercano a la raíz cuadrada del índice de refracción del GaAs, producirá una reflectividad menor. En este trabajo se utilizó el SiO por que produce reflectividades residuales del orden de 10^{-4} , lo cual es un valor que se encuentra justo en el límite de una buena y una mala reflectividad.

Una determinación experimental precisa del espesor de la película depositada del SiO derivará en un AOS sin oscilaciones en su espectro de emisión espontánea amplificada. Sin embargo, una mala determinación del espesor producirá un AOS con rizos en su espectro de emisión espontánea amplificada, demostrando su alta reflectividad en sus facetas que tienden a favorecer la formación de una cavidad láser. Así, con el SiO como material antirreflejante, se hace flagrante la efectividad de la metodología utilizada en la determinación del espesor óptico de la película depositada cuando se observa el espectro de emisión espontánea amplificada.

3. Desarrollo experimental

El equipo utilizado en este trabajo fue el sistema de evaporación Edwards 306, cuyo diagrama esquemático se muestra en la Fig. 4.

Con este equipo se puede realizar el proceso de depósito de películas delgadas mediante evaporación térmica al alto vacío, en donde se pueden observar tres etapas principales:

1. Transición de una fase condensada del material a un estado gaseoso.
2. Desplazamiento del vapor desde su fuente hasta el sustrato (LS-FP en su momento) en donde se va a depositar.
3. Condensación del vapor sobre el sustrato formando la película.

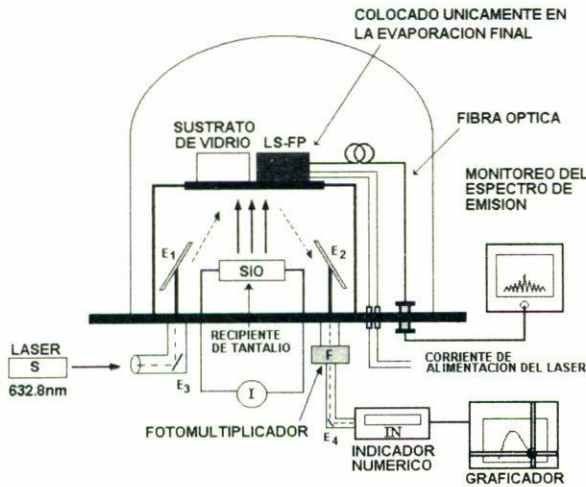


FIGURA 4. Sistema de vacío Edwards 306. S representa una fuente de luz monocromática colimada, E_1 , E_2 , E_3 y E_4 son un juego de espejos, F representa un fotomultiplicador e IN es un indicador numérico que da a conocer una medida proporcional al valor de la reflectividad en el sustrato utilizado.

El vapor que se desplaza hacia el sustrato, debe tener un camino libre de contaminación, por eso es importante lograr un vacío de por lo menos 1×10^{-5} Torr. Para lograr la evaporación del SiO, éste es colocado en un crisol de tantalio, al cual se le aplica una corriente eléctrica muy elevada, que lo calienta por arriba de la temperatura de fusión del SiO, véase Fig. 4.

Para monitorear el espesor de las películas durante los procesos de pruebas sin láser semiconductor, el equipo cuenta con un sistema de detección óptica que determina los cambios de reflectividad producidos por la película que se está creciendo en un sustrato de vidrio, en este caso y de manera contraria al semiconductor, el índice de refracción del sustrato de referencia (vidrio) es menor que el de la película por lo tanto se obtendrá el máximo de reflectividad cuando el espesor sea $\lambda/4$, donde λ es la longitud de onda de monitoreo. Lo anterior se puede constatar sustituyendo el valor del índice de refracción del vidrio por el del semiconductor en la Ec. (3) para obtener la admitancia del arreglo, la cual produce un coeficiente de reflexión que evoluciona de forma inversa al caso en el que el sustrato es el semiconductor.

El sistema monitor, está formado por una fuente de luz monocromática en conjunto con un sistema de detección, y funciona de la siguiente manera: desde la fuente S, se envía un haz de luz, para ser introducido a una cámara de vacío, la cual tiene en su interior un juego de espejos E que permiten dirigir la luz hacia el sustrato y después hacia un fotomultiplicador F. Las mediciones se pueden observar en un indicador numérico IN al cual se le puede conectar una graficadora. Como se sabe, la reflectividad es una función periódica del espesor de la película, por lo que el método gráfico es una herramienta que sirve para determinar el momento en el cual la evaporación debe ser detenida [35].

TABLA I. Temperatura que alcanza el sustrato durante la evaporación de SiO.

Tiempo (minutos)	Temperatura ($^{\circ}$ C)
0	28.0
1	34.4
2	38.3
3	41.9
4	45.3

3.1. Pruebas previas al experimento

3.1.1. Monitoreo de temperatura durante la evaporación del SiO

Para lograr la evaporación del SiO, es necesario que éste sea sometido a temperaturas del orden de los 1100° C [36]. Sin embargo, al subir el material evaporado, éste se enfría paulatinamente, de esta misma manera se espera que el funcionamiento del láser por convertir no sea afectado drásticamente.

Para comprobar la hipótesis anterior, se implementó el experimento de la Fig. 4 sin el LS-FP haciéndose una prueba de monitoreo de la temperatura que alcanza un sustrato de vidrio durante una deposición de SiO. Para tal efecto se introdujo un elemento sensor de temperatura, el cual se colocó próximo al sustrato y se procedió a hacer vacío hasta alcanzar una presión de 2×10^{-5} Torr. Esta presión proporciona al material a evaporar un camino libre de varios metros, dando como resultado un buen depósito [37].

Una vez alcanzado el vacío, se aplicó gradualmente corriente a los electrodos donde se tiene conectado el crisol de tantalio, pasando de 20 a 100 A en aproximadamente 60 segundos. Los datos se muestran en la Tabla I, en donde se puede apreciar que a pesar de la temperatura de fusión tan elevada del SiO, la temperatura del sustrato no rebasa los 50° C, comprobándose la hipótesis inicial.

3.1.2. Prueba de funcionamiento del LS-FP a temperaturas similares a las que estaría expuesto durante la evaporación del SiO

Teniendo las lecturas de temperatura, se procedió a someter a un LS-FP a condiciones similares con el fin de verificar su funcionamiento. Para ello se utilizó el horno Thermolyne 48000. El diodo láser utilizado es un dispositivo de $258.1 \mu\text{m}$ de longitud, fabricado por el Centro Nacional de Estudios en Telecomunicaciones (CNET) de Francia.

El láser se colocó en un montaje especial que permite su polarización eléctrica y el posicionamiento de una fibra óptica con una lente de índice de gradiente enfrente de una de sus facetas. El montaje en el interior del horno se puede observar en la Fig. 5. Así, el láser se polarizó por arriba del umbral a 100 mA y la fibra óptica de salida fue conectada a un analizador de espectros ópticos HP70951B. Posteriormente se procedió a incrementar la temperatura del horno calibra-

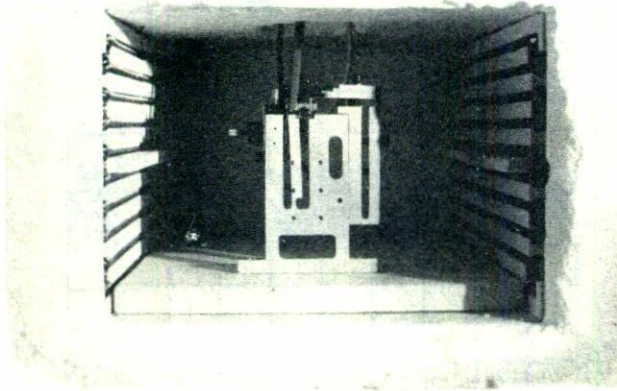


FIGURA 5. Montaje del LS-FP en el interior del horno durante el monitoreo de su funcionamiento a altas temperaturas.

brado con el mismo medidor de temperatura utilizado en la evaporación del SiO, desde una temperatura ambiente de 25 hasta 46°C, en intervalos de 2°C. El espectro del láser mostró un corrimiento hacia mayores longitudes de onda conforme se incrementa la temperatura, como puede observarse en las Figs. 6a, 6b y 6c. Esto se debe a que el cuasi nivel de Fermi del semiconductor de la región activa, es una función de la temperatura, el cual a su vez gobierna el pico de la curva de ganancia.

Durante la prueba, el LS-FP no sufrió daños, ya que al volver a la temperatura inicial el espectro se observa sin cambios con respecto al espectro de partida.

3.1.3. Monitoreo óptico del espesor de la película en un sustrato de referencia.

Con el fin de determinar el tiempo de evaporación y la cantidad de SiO necesario para el proceso, se depositaron varias

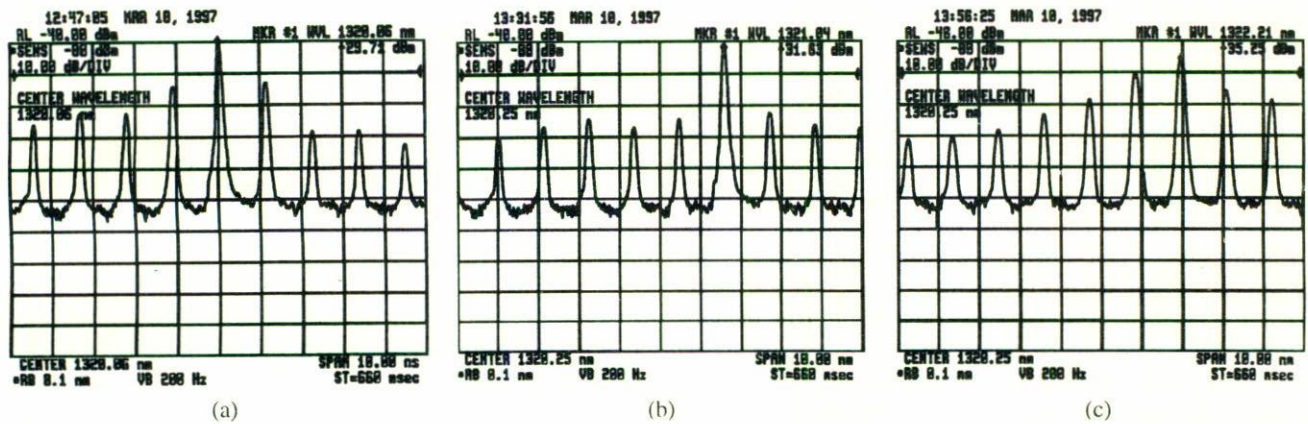


FIGURA 6. Espectro de emisión del LS-FP al variar la temperatura ambiente: a) $T = 26^\circ\text{C}$, b) $T = 36^\circ\text{C}$ y c) $T = 46^\circ\text{C}$. La corriente de polarización fue de 100 mA.

películas antirreflejantes en sustratos de vidrio. Para monitorear el espesor de la película depositada, se utiliza la técnica de monitoreo óptico en el modo de reflexión.

Como se puede observar en la Fig. 4, el monitoreo no se realiza en forma normal, sino que se realiza en forma oblicua. Debido a lo anterior es necesario realizar el cálculo en el corrimiento de la longitud de onda del monitoreo producido por efectuar un monitoreo insitu a incidencia diferente de la normal [31, 32].

Como puede observarse en la Fig. 7, el ángulo que existe entre la vertical y el haz que se refleja en el espejo E_1 y que va con dirección al sustrato, fue $\theta_1 = 31.6^\circ$. El haz de luz, al pasar al siguiente material, sufre una desviación debido a la diferencia en los índices de refracción. Al observar esta figura se puede ver que el ángulo de propagación del haz de luz con respecto a la normal, dentro de la película puede ser calculada aplicando la ley de Snell descrita en la ecuación siguiente:

$$\theta_2 = \arcsen\left(\frac{n_1 \sin \theta_1}{n_2}\right) = 16^\circ, \quad (8)$$

en donde se ha considerado $n_1 = 1$ (para el aire), $n_2 = 1.9$ (para el SiO), $\theta_1 = 31.6^\circ$ [31].

Ahora, si se tiene el ángulo de propagación del haz dentro de la película y se tiene como dato el espesor óptico deseado de la misma ($\lambda/4 = 330 \text{ nm}$), se puede calcular la distancia que recorre el haz en el interior de la película y por lo tanto, la longitud de onda a la cual se tiene que realizar el monitoreo para obtener un mínimo de reflectividad. Esto se calcula de acuerdo a la relación siguiente:

$$\lambda_m = (1320 \text{ nm}) \cos 16^\circ = 1268.7 \text{ nm}. \quad (9)$$

En este proceso, un espesor óptico $nd = \lambda/4 = 317.17 \text{ nm}$ puede ser fabricado por cualquiera de las siguientes formas: a) si se utiliza una longitud de onda de monitoreo de 1268.7 nm se requiere depositar una película $\lambda/4$ que produce un espesor óptico de 330 nm, o bien b) si se utiliza una longitud de monitoreo de $1268.7/2 = 634.4 \text{ nm}$ se requiere depositar una película $\lambda/2$ que produce un espesor óptico de 330 nm, lo cual es ópticamente equivalente.

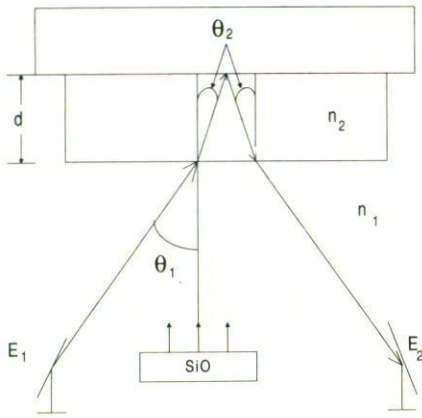


FIGURA 7. Diagrama del ángulo de desviación que sufre el haz de luz al entrar a la película antirrefleitora. n_1 y n_2 representan los índices de refracción del aire y del SiO respectivamente, θ_1 y θ_2 son los ángulos de propagación con respecto a la normal que observa el haz de monitoreo en el aire y dentro de la película.

Se eligió el monitorear con $\lambda' = 632.8$ nm por que los láseres de HeNe emiten a una longitud de onda muy cercana a la deseada (634.4 nm). Con esto se evita la utilización de un monocromador alimentado con una fuente de luz blanca.

Por otra parte, se hicieron pruebas para lograr un tiempo de evaporación mayor a 1 minuto. Esto es importante porque es necesario contar con el tiempo suficiente para observar con exactitud en el analizador de espectros, el momento en que la cavidad resonante desaparece. Una evaporación en un tiempo mayor a 1 minuto se logró incrementando muy lentamente la corriente aplicada a los electrodos, aproximadamente 20 amperes cada 15 segundos, hasta alcanzar los 100 A. Una vez realizada esta prueba, se procedió a la conversión del LS-FP en un AOS mediante el depósito de las películas antirreflectoras.

3.2. Experimento de conversión de LS-FP en AOS

Se montó el experimento de acuerdo al esquema de la Fig. 4. El recipiente de tantalio se llenó de gránulos de SiO. Se colocó el láser y junto con él, un sustrato de monitoreo dentro de la evaporadora. La corriente eléctrica para la polarización del láser (100 mA) se introdujo por un pasa muros eléctrico de vacío. Para obtener la emisión del láser colectada por una fibra óptica, se construyó un pasa muros óptico de vacío especial que sirvió de interfase entre la cámara de vacío y el exterior. Éste fue un tornillo con núcleo de resina epóxica, en cuyo centro se colocó una fibra óptica desnuda. Para recolectar la luz del láser, la fibra cuenta con un lente de índice de gradiente. El extremo contrario de la fibra fue conectado a un analizador de espectro óptico HP 70951B. Una vez que se observó perfectamente el espectro de emisión del LS-FP se cerró la campana de vacío y al obtener un vacío de 2×10^{-5} Torr, se procedió a iniciar la evaporación del SiO y ésta duró aproximadamente dos minutos. En el momento en que desaparecen los modos del espectro y se tiene el mínimo

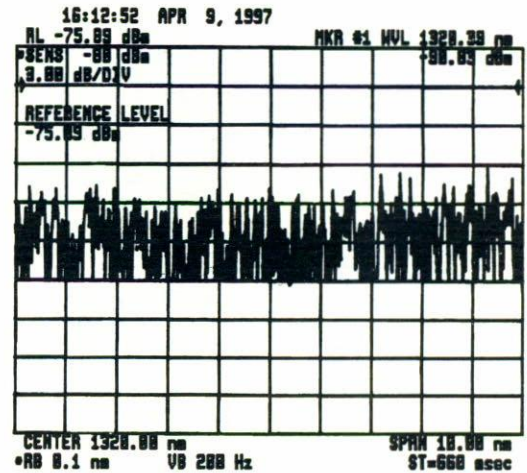


FIGURA 8. Espectro de emisión espontánea amplificada del AOS obtenida para una corriente de 100 mA después de haber evaporado las dos películas antirreflectoras.

de resonancias, se deduce que el coeficiente de reflexión es mínimo y se procede a concluir la evaporación.

Al mismo tiempo se observó en una graficadora la evolución del coeficiente de reflectividad del sustrato de vidrio. Los dos métodos utilizados para determinar el coeficiente de reflexión mínimo de la película depositada coincidieron en buena medida, siendo el método gráfico una excelente ayuda cualitativa del tiempo de terminación de la evaporación y el método que visualiza la densidad espectral de potencia del láser, la herramienta cuantitativa que determina con toda precisión, el momento de la conclusión de la deposición. Una vez terminado el proceso, se expone la otra faceta del láser a una evaporación similar a la descrita. Esta vez ya no hay modos resonantes al principio de la evaporación, sin embargo, hay un rizo en la curva de emisión, espontánea amplificada que disminuye conforme el coeficiente de reflexión decrece. El espectro de emisión antes de la primera evaporación es mostrado en la Fig. 6a y el espectro resultante después de la segunda evaporación es como se presenta en la Fig. 8. Como se puede observar, en la Fig. 6a, la escala de amplitud es de 10 dB/DIV con un nivel de referencia de -40 dBm, mientras que después del depósito de la segunda película (Fig. 8) se tiene una escala reducida a 3 dB/DIV con un nivel de referencia de -75 dBm y aun así no se observa un rizo apreciable en la señal, o bien este es enmascarado por el ruido provocado por la emisión espontánea amplificada, lo cual demuestra el excelente funcionamiento del método utilizado en este trabajo.

El AOS producido fue caracterizado para varias corrientes de polarización. Se inició con una corriente de 20 mA (que es la de menor amplitud) hasta llegar a los 120 mA, en incrementos de 20 mA. La Fig. 9 muestra el espectro de densidad de potencia de la emisión espontánea amplificada. Como se puede observar, en ningún caso hay evidencia de resonancia demostrándose el valor mínimo del coeficiente de reflexión obtenido. Nuevamente se puede observar que el pico de ga-

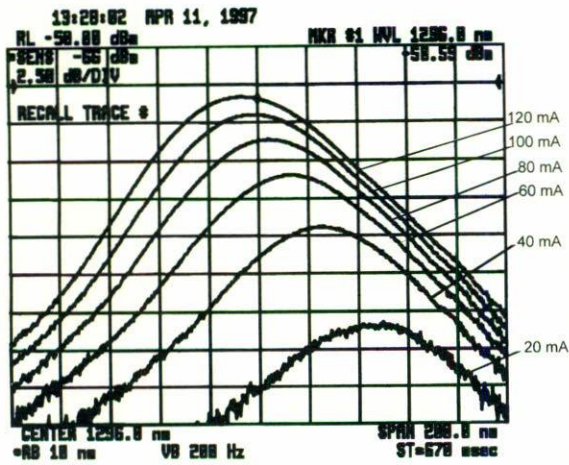


FIGURA 9. Espectro de emisión espontánea amplificada para diferentes corrientes de polarización.

nancia se desplaza conforme fluctúa la corriente de polarización, esto es debido a la dependencia del cuasi-nivel de Fermi con dicha corriente [38].

4. Conclusiones

En este trabajo se presenta una técnica original que permite obtener el coeficiente de reflexión mínimo que una película antirreflejante depositada en un faceta de un LS-FP es capaz de producir.

La metodología propuesta utiliza la técnica de evaporación al alto vacío, utilizando el monitoreo óptico como una herramienta cualitativa y el monitoreo del espectro de emisión del láser por convertir, como una herramienta cuantitativa para determinar el final de la evaporación.

La técnica propuesta es más económica y fácil de implementar que las técnicas basadas en cañones de electrones y monitoreo de potencia de emisión, las cuales, además de su complejidad, no observan directamente la desaparición de la cavidad láser, ni la minimización del rizo en la curva de emisión espontánea amplificada, siendo finalmente este último parámetro, el aspecto que determina la verdadera calidad de un AOS.

Este proyecto fué apoyado parcialmente por CoNaCyT, proyecto No. 3812P-A.

- C. Holtman, "Device development, characteristics and selected applications". *Series in Quantum Electronics*, (Hartung-Gorre Verlag Konstanz. Zürich, Eidgenössische Techn. Hochschule, Diss. ETH Nr.12195, 1997) p. 2.
- A. Saleh and H. Murray, OFC'95. ThE1.
- J. Ryan and R. Hankin Kent, *IEEE Communications Magazine* **36** (1998) 40.
- B.T. Mikkelsen *et al.*, *Electronics Letters* **29** (1993) 19.
- Borella, *Proceedings of the IEEE* **85** (1997) 1272.
- P.N. Freeman *et al.*, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **9** (1997) 46.
- B.T. Mikkelsen *et al.*, OFC '96, 121.
- R. Giles and Tingye Li, *Proc. IEEE* **84** (1996) 870.
- O. Kamatani and S. Kawanishi, *J. Lightwave Tech.* **14** (1996) 1757.
- Joergensen, *Electron. Lett.* **32** (1996) 367.
- J.P. Lacey *et al.*, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **8** (1996) 885.
- L. Guillner, *Proc.-J. IEEE* **139** (1992) 331.
- K.E. Stubkjaer *et al.*, *22nd European Conference of Optical Communication Oslo.* **4** (1996) 4.33.
- H. Soto and D. Erasme, *Optical and Quantum Electronics* **28** (1996) 669.
- C. Joergensen *et al.*, OFC'95 Technical Digest, TuO4
- H. Soto and D. Erasme, *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) 3698.
- K. Inoue, *Electron. Lett.* **32** (1996) 584.
- C. Joergensen *et al.*, *Electron. Lett.* **32** (4) (1996) 367.
- J.M. Wiesenfeld *et al.*, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **5** (1993) 1300.
- T. Durhuus *et al.*, OFC'95 Technical Digest. TuO6.
- T. Durhuus *et al.*, *J. Lightwave Tech.* **10** (1992) 1056.
- K. Obermann *et al.*, *J. Lightwave Tech.* **16** (1998) 78.
- S.B. Yoo, *J. Lightwave Tech.* **14** (1996) 955.
- M. Kovacevik and A. Acampora, *IEEE Journal on Selected Areas in Communication* **14** (1996) 868.
- H. Soto, Tesis doctoral. de la "Ecole National Superieure des Télécommunications". ENST 96 E 005. Paris, Francia (1996).
- M.C. Tatham *et al.*, *Electron. Lett.* **29** (1993) 1851.
- A.H. Gnauck *et al.*, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **5** (1993) 663.
- A.D. Ellis *et al.*, *Electron. Lett.* **31** (1995) 299.
- D.J. Gallant, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **9** (1997) 300.
- P.A. Besse, Tesis doctoral. del "Swiss Federal Institute of technology Zurich". Diss. ETH No. 9608. Zurich, Suiza. (1992).
- H.A. Macleod, *Thin Film Optics*, Second edition, (McGraw Hill, New York, 1989).
- Melles Griot Catalog. (1997-1998).
- J. Vassen and W. Kern, *Thin film processes*, (Academic Press, New York, 1978).
- T. Saitoh and T. Mukai, *Traveling-Wave Semiconductor Laser Amplifier. Coherence, Amplification and Quantum Effects in Semiconductor Lasers*, (Wiley & Sons, New York, 1991).
- D. Salazar, "Elaboración de películas delgadas en una evaporadora Edwards 306". Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, México, Reporte Técnico Interno CIOPT 9102.
- L. Holland, *Vacuum Deposition of thin films*, (John Willey & Sons, Inc., New York, 1956).
- O.S. Heavens, *Optical Properties of Thin Solid Films*, (Academic Press Inc., New York. 1955).
- G.P. Agrawal and N.K. Dutta, *Long-wavelength semiconductor lasers*, 10th edition, (Van Nostrand Reinhold, New York, 1986).