

Capítulo 6

Caracterización de multicapas de silicio poroso

§6.1. Introducción

El silicio poroso —SP— es un material único que combina flexibilidad en sus propiedades ópticas y compatibilidad con la tecnología de la microelectrónica para su utilización en dispositivos fotónicos basados en silicio. La morfología y la escala de las estructuras del SP son características que dependen fuertemente de las condiciones de preparación. En este capítulo se describen las principales propiedades de las multicapas dieléctricas unidimensionales utilizando películas delgadas, y se detalla la técnica para la obtención de las multicapas de SP junto con sus características y propiedades. Con la información obtenida de las películas simples de silicio poroso del Capítulo 5, es posible diseñar y fabricar películas delgadas de SP con estructuras de multicapas específicas para obtener una respuesta óptica determinada.

Durante los últimos años hubo un gran número de trabajos de investigación abocados a modificar la tasa de emisión espontánea —Ecuación (1.1)—

$$R(\hbar\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i} |\langle f | \hat{H}_{i,f} | i \rangle|^2 G(\hbar\omega) P_i (1 - P_f) \delta[E(\mathbf{k}_f) - E(\mathbf{k}_i) - \hbar\omega],$$

mediante la reducción de la escala de los sistemas electrónicos —electrones confinados en pozos cuánticos, nanohilos y puntos cuánticos—, de forma tal que la densidad de estados electrónica cambie de acuerdo a la dimensión del sistema. Una alternativa que surge desde la fotónica es modificar la densidad de modos de fotones abriendo un campo denominado Electrodinámica de Cavidades Cuánticas —*Cavity Quantum Electrodynamics*—. Disminuyendo la dimensión de las estructuras se confinan los fotones en cavidades ópticas y los niveles de emisión alcanzados son más elevados [1].

Un cristal es un arreglo periódico de átomos y/o moléculas con simetría traslacional. Por lo tanto, un cristal presenta un potencial periódico para un electrón que se propaga a través de él, cuya geometría impone las propiedades de conducción. En particular, una red introduce zonas prohibidas —*gap*— dentro de la estructura de bandas de energía del cristal donde los electrones no pueden propagarse con ciertas energías y momentos. Si la prohibición ocurre para todas las direcciones de vector \mathbf{k} , se dice que la banda de energía prohibida es “completa”. Por ejemplo, un semiconductor tiene una banda de energía prohibida entre las bandas de valencia y conducción. El análogo óptico a estas estructuras periódicas son los cristales fotónicos, en los cuales el potencial periódico atómico se reemplaza por las funciones dieléctricas macroscópicas de los medios. Si el contraste entre las funciones dieléctricas de los medios es suficientemente grande y la absorción es pequeña, ocurren para los fotones fenómenos equivalentes a los efectos de estado sólido para electrones en cristales. En el caso de los electrones la aparición del fenómeno de bandas prohibidas se debe a interferencia producida por los átomos como centros de dispersión —*scattering*—. La longitud de onda de los electrones en un semiconductor es comparable a las distancias interatómicas. Efectos similares se pueden esperar para ondas electromagnéticas en medios dieléctricos periódicos con distancias entre centros de dispersión comparables a las longitudes de onda de la luz. Un cristal fotónico es un medio con función dieléctrica periódica y pérdidas bajas. Puede diseñarse de manera que posea bandas fotónicas que

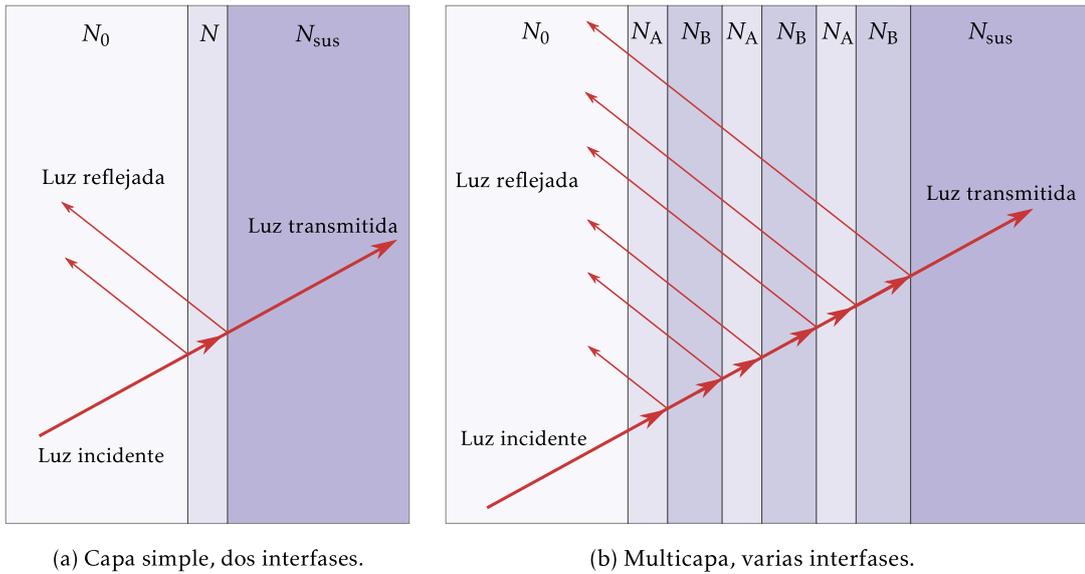


Figura 6.1: Esquema de la reflexión y transmisión de luz en una película delgada simple (a) y en una película delgada con configuración de multicapa (b). N_0 indica el índice de refracción del medio incidente, y N_{sus} denota el índice del medio saliente —sustrato—. En (a) la reflexión de la luz es la suma de las reflexiones en cada una de las dos interfases que limitan la capa con índice de refracción N , mientras que en (b) la reflexión es la contribución de las reflexiones en cada una de las interfases impuestas por cada capa en la multicapa.

previenen la propagación de la luz en ciertas direcciones con energías específicas en casi cualquier rango del espectro electromagnético [2].

Los reflectores de Bragg distribuidos —RBD— son estructuras periódicas que se construyen alternando capas dieléctricas con diferentes índices de refracción. Los RBD contruidos a partir de multicapas con estructura plana constituyen lo que se denomina un cristal fotónico unidimensional [2–5]. Los cristales fotónicos se caracterizan por una banda fotónica prohibida —*gap* fotónico— las cuales son análogas a las bandas electrónicas en los cristales convencionales. Estas bandas pueden modelarse cambiando los espesores ópticos y el contraste de índices de refracción de las capas que lo componen. Una microcavidad óptica es un cristal fotónico —RBD— con un defecto que rompe la simetría y genera resonancias debidas a la localización de los fotones dentro de la cavidad.

El confinamiento de fotones en multicapas planas está basado en el aumento de la amplitud del modo del fotón debido a las múltiples reflexiones. Los estados permitidos del fotón corresponden a las resonancias de sistemas del tipo Fabry-Pérot —FP— [1]. En analogía con los sistemas electrónicos, se pueden considerar los estados permitidos del fotón —resonancias— para los cuales la luz transmitida a través del FP está permitida, es decir, que existen fotones dentro de la cavidad. Por otra parte, están los estados prohibidos del fotón, aquellas regiones del espectro dentro de la banda fotónica prohibida del RBD, donde la transmisión de la luz a través del FP no está permitida y se refleja eficientemente. Una característica importante de los sistemas de fotones confinados es el acoplamiento de los fotones con las excitaciones electrónicas —polaritones—, el cual puede ser débil o fuerte, otorgando información relevante acerca de la tasa de emisión [1, 5, 6].

El transporte de luz en una multicapa está gobernado por los procesos de interferencia que ocurren cuando la luz interactúa con las interfases entre las distintas capas dieléctricas de la multicapa. En la Figura 6.1 se muestra un esquema donde se compara la reflexión de una capa simple y una multicapa. La luz es reflejada en cada interfase entre materiales con índices de refracción diferentes. En un esquema simple, el haz reflejado en una capa simple es el resultado de la interferencia de los dos haces reflejados en las interfases que limitan la capa. Para una película delgada de multicapas el haz reflejado resulta de la interferencia de los múltiples haces reflejados en cada una de las distintas interfases. Eligiendo en forma

adecuada los valores de espesores y de índices de refracción de cada capa es posible generar espectros de reflexión con respuesta específica en una determinada longitud de onda central [1]. El parámetro más importante de una multicapa es el espesor óptico de cada una de las capas individuales.

Al momento de brindar información sobre las multicapas es importante destacar la secuencia de capas que componen la estructura. Las multicapas descritas en esta tesis están compuestas por capas de SP simples con espesores ópticos diferentes alternadas en alguna secuencia dada. La secuencia de las multicapas se reportan indicando el número de capas con la secuencia de índices de refracción. Por otro lado, en el Capítulo 5 se mencionó que el índice de refracción efectivo de las capas de SP están determinadas por la porosidad y los índices de refracción de los componentes del medio en el que está embebido el material. Debido a esto, y a que generalmente son dos las capas alternadas que constituyen la multicapa, la notación utilizada para relevar la estructura de las multicapas se indicará con las porosidades p_A y p_B , donde A y B indican que una capa tiene una porosidad alta y la otra una porosidad baja, respectivamente. Hay que recordar que de acuerdo a las teorías de medio efectivo y para poros con índice de refracción menor que la estructura restante, a mayor porosidad la función dieléctrica efectiva —y por tanto el índice de refracción efectivo— disminuye. Entonces, la secuencia $10p_Ap_B$, por ejemplo, indica una estructura con 10 períodos —10 pares de capas— alternando dos capas con porosidades p_A y p_B , conformando un RBD de 10 períodos; mientras que la secuencia $5p_Ap_B - 2p_A - 5p_Bp_A$ simboliza una estructura con dos espejos de Bragg laterales de 5 períodos —10 capas— alternando capas de porosidades p_A y p_B , con un defecto de dos capas de porosidad p_A en el centro, lo que corresponde a una microcavidad óptica. Notar que esta última estructura de multicapa es simétrica. Asimismo, a menos que se indique lo contrario, todas las capas individuales tendrán espesores ópticos iguales a $\lambda_c/4$, donde λ_c es la longitud de onda central de la estructura fotónica. De esta forma, debido a que generalmente se alternan dos capas con diferentes porosidades, siempre se satisface la condición de Bragg.

§6.2. Interferencia de una película delgada simple

Teniendo en cuenta las múltiples reflexiones de una película delgada simple acotada por dos interfases planas paralelas parcialmente reflectantes —Figura 6.1a—, la intensidad de luz reflejada \mathcal{I}_R o transmitida \mathcal{I}_T resulta [7, 8]

$$\mathcal{I}_T = \mathcal{I}_0 \left(\frac{T^2}{1 - R^2} \right) \left(\frac{1}{1 + F \sin^2(\Phi/2)} \right), \quad (6.1)$$

donde Φ es el cambio de fase total —tiene en cuenta los cambios de fases entre dos haces sucesivos reflejados y en las interfases—, T la transmitancia y R es la reflectancia. La expresión anterior se denomina función de Airy, y

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2} \quad (6.2)$$

es el coeficiente de agudeza que mide la agudeza de las franjas de interferencia. En la Figura 6.2 se observa que la condición de interferencia constructiva es $\Phi = 2m\pi$, donde m es un entero conocido como orden de interferencia.

§6.3. Reflectores de Bragg Distribuidos

Un RBD es una estructura periódica con simetría traslacional, por lo tanto, también se denomina cristal fotónico. La periodicidad espacial de la estructura está dada en la repetición de una celda unidad que contiene un número dado de capas dieléctricas —Figura 6.1b—. La condición de máxima interferencia de Bragg¹ establece que la reflexión máxima se alcanza cuando el espesor óptico de la celda unidad es

¹Debido a la condición de máxima reflexión es que reciben el nombre de reflectores o espejos de Bragg.

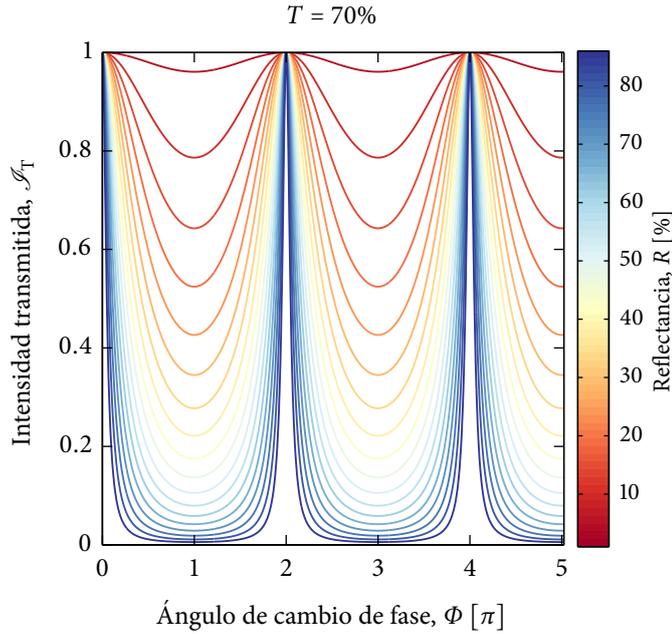


Figura 6.2: Intensidad transmitida —Ecuación (6.1)— para diferentes valores de reflectancia, en función del ángulo de fase Φ . El cálculo se realizó para una transmitancia igual al 70 %.

igual a $\lambda_c/2$, donde λ_c es la longitud de onda de referencia —o longitud de onda central—. Por ejemplo, considerar un RBD compuesto por un par de capas dieléctricas caracterizadas por sus índices de refracción reales η_A y η_B . En este caso, la celda unidad está formada por dos de estas capas con diferentes índices de refracción, y la condición de Bragg² se alcanza cuando los espesores ópticos de las capas son iguales a un cuarto de la longitud de onda central λ_c :

$$d_{\text{ópt,A}} = \eta_A d_A = d_{\text{ópt,B}} = \eta_B d_B = \frac{\lambda_c}{4}. \tag{6.3}$$

En las longitudes de onda dentro de la banda fotónica prohibida la reflexión se aproxima al 100 %. Esta propiedad es consecuencia de que los haces que son reflejados por las múltiples interfases tienen la misma fase cuando emergen de la multicapa, interfiriendo constructivamente. Para las longitudes de onda fuera de la banda fotónica la interferencia puede cambiar y, por lo tanto, la reflexión ya no será máxima.

Para generalizar el caso de la interferencia en una capa dieléctrica a una multicapa, teniendo en cuenta las múltiples reflexiones, se debe recurrir a una técnica como el método de matrices presentado en el Capítulo 4. El método de matrices de transferencia descrito es general para cualquier secuencia de capas.

En las Figuras 6.3 y 6.4 se observan comparaciones de espectros de reflectancia calculados para distinto número de períodos y diferente contraste de índices de refracción, respectivamente. Los índices de refracción se calcularon a partir de la teoría de medio efectivo de Looyenga —LLL— mencionada en la Sección §5.3.4,

$$\varepsilon_{\text{ef}}^{(1/3)} = p \varepsilon_1^{(1/3)} + (1 - p) \varepsilon_2^{(1/3)}.$$

donde ε_{ef} , ε_1 , y ε_2 son las funciones dieléctricas efectiva, y de cada componente del medio homogéneo, respectivamente. De esta forma, dada la porosidad p , se calcula el índice de refracción complejo efectivo como $N_{\text{ef}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{ef}}}$ —Capítulo 4—. Puede observarse que los espectros son asimétricos alrededor de la longitud de onda central. Esto ocurre en general debido a que la simetría es evidente cuando la escala

²La condición de Bragg se satisface siempre que el espesor óptico de la celda unidad sea igual a $\lambda_c/2$; sin embargo, cuando las multicapas se construyen alternando dos capas con índices de refracción diferentes, la mayor eficiencia en la respuesta óptica se alcanza cuando los espesores ópticos de cada capa son iguales a $\lambda_c/4$.

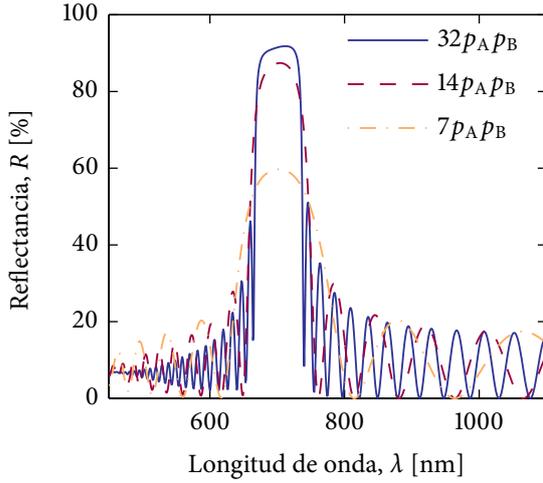


Figura 6.3: Comparación de la reflectancia de multicapas con la misma relación de porosidades $p_A = 80\%$ y $p_B = 70\%$ para distintos números de capas, centrando la banda fotónica en $\lambda_c = 700$ nm. Los índices de refracción se calcularon con la teoría de LLL. Cálculos a incidencia normal.

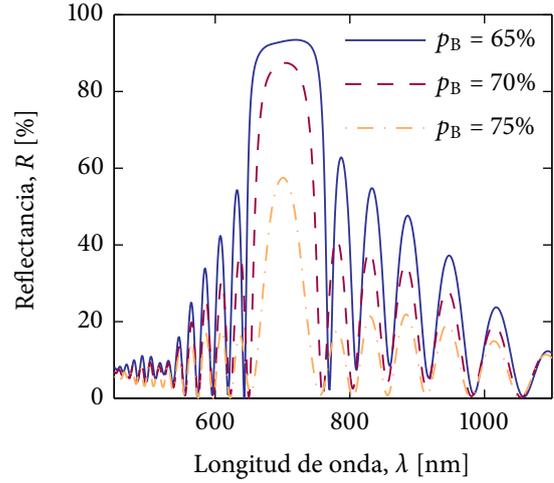


Figura 6.4: Comparación del ancho de la banda fotónica en los espectros de reflectancia de multicapas para distintos valores de relación de porosidades —manteniendo la capa de alta porosidad en $p_A = 80\%$ —, calculando los índices de refracción con la teoría de LLL, y centrando las estructuras en $\lambda_c = 700$ nm. Cálculos a incidencia normal.

horizontal está en número de onda en lugar de longitudes de onda. En los cálculos, tanto el medio incidente como el último medio detrás de los espejo de Bragg, es aire. La reflectancia en un RBD se ve afectada por varios factores:

- En la Figura 6.3 se observa que cuanto mayor es la cantidad de períodos —número de capas con distinto índice de refracción—, mayor es la reflectancia. El cálculo se realizó alternando capas con dos valores distintos de porosidad típicos para silicio poroso, satisfaciendo la condición de Bragg (6.3).
- Manteniendo el número de capas total constante, el ancho de la banda fotónica se incrementa cuanto mayor sea el contraste de índices de refracción de las capas. Además, la banda fotónica se agudiza en estas condiciones —Figura 6.4—.
- Incrementando el número total de capas, la banda prohibida se agudiza, y el espectro de reflectancia tiene bordes mejor definidos.
- Para materiales con alta absorción en las zonas de longitudes de onda bajas, la reflexión aumenta a medida que se incrementa la longitud de onda central. Este es el caso, por ejemplo, del SP.

El coeficiente de reflexión de un RBD semiinfinito para la longitud de onda central o de referencia, $\lambda = \lambda_c$, se puede escribir de la siguiente forma [5, 6]:

$$r = |r| \exp \left[\frac{i s_A s_B \lambda_c (\omega - \omega_c)}{2 s_0 (s_A - s_B)} \right] = |r| \exp \left[\frac{i l_{\text{RBD}} (\omega - \omega_c)}{s_0} \right],$$

donde $\omega = 2\pi/\lambda$, ω_c es la frecuencia que corresponde a la longitud de onda central λ_c , el coeficiente l_{RBD} es la longitud efectiva del RBD, s_0 la admitancia del medio incidente, s_A y s_B las admitancias de las capas que componen el RBD y que dependen del ángulo de incidencia —ver Capítulo 4—. El coeficiente l_{RBD} es similar pero no idéntico a la longitud de penetración \tilde{l} de la luz en un RBD, definida como sigue [4–6]:

$$\tilde{l} = \frac{d_A + d_B}{\ln \left(\frac{s_A}{s_B} \right)},$$

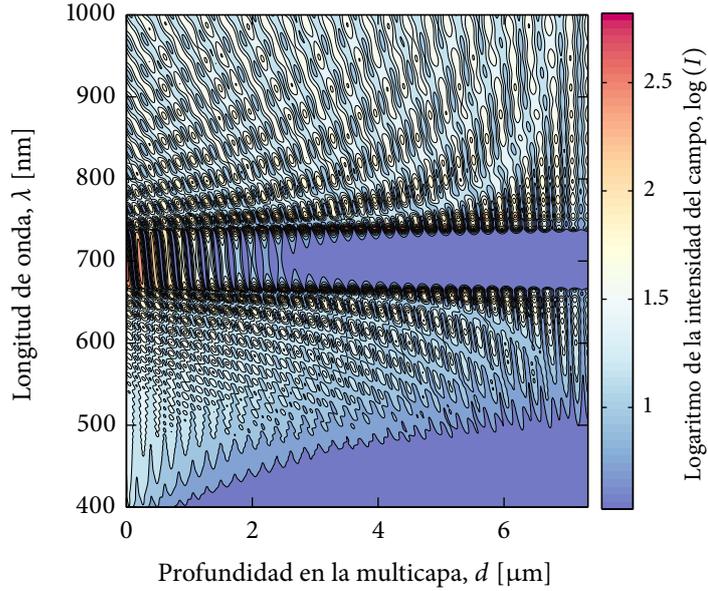


Figura 6.5: Cálculo de la intensidad del campo EM dentro de un RBD con secuencia de capas de $32p_A p_B$, con $p_A = 80\%$, $p_B = 70\%$, $\lambda_c = 700$ nm, y capas de espesores ópticos iguales a $\lambda_c/4$. Cálculo a incidencia normal, utilizando la teoría de matrices descrita en el Capítulo 4. Se observa la banda fotónica de primer orden alrededor de 700 nm. En los extremos del espejo de Bragg se consideró aire como medio semiinfinito. La intensidad de colores representa el logaritmo de la intensidad del campo EM.

donde d_A y d_B son los espesores de las capas. La amplitud del coeficiente de reflexión en la longitud de onda central se expresa como:

$$|r| = \left[1 - 4 \left(\frac{s_{\text{sus}}}{s_0} \right) \left(\frac{s_B}{s_A} \right)^M \right]^{1/2},$$

donde M es el número total de capas en el RBD, y s_{sus} es la admitancia del último medio en la multicapa —sustrato—. La frecuencia ω_c está definida por la ecuación siguiente:

$$\omega_c = \frac{\pi (s_A + s_B)}{2(d_A + d_B) (s_A s_B)}.$$

Reemplazando $\lambda_c = 2\pi\omega_c$, y utilizando la expresión anterior, la longitud efectiva del RBD queda determinada de la siguiente manera:

$$l_{\text{RBD}} = \frac{s_A s_B \lambda_c}{2(s_A - s_B)} = \frac{2(s_A s_B)^2 (d_A + d_B)}{(s_A^2 - s_B^2)}.$$

El coeficiente de reflexión para un RBD en λ_c es aproximadamente 1, lo que indica que las amplitudes de las ondas incidente y reflejada tienen el mismo signo e igual valor absoluto en la superficie del espejo. Como consecuencia, el valor máximo del campo eléctrico de la luz está en la superficie. Esto es así siempre que $s_A > s_B$; caso contrario el coeficiente de reflexión en la banda fotónica prohibida cambia su signo. En la Figura 6.5 se puede observar el cálculo de la distribución del campo electromagnético —EM— dentro del RBD con 32 períodos alternando capas con porosidades $p_A = 80\%$ y $p_B = 70\%$. El cálculo se realizó utilizando la teoría de matrices del Capítulo 4. Se aprecia que el campo es máximo en la superficie de la multicapa y comienza a atenuarse hacia las últimas capas.

En un reflector de Bragg finito, las amplitudes de los coeficientes de reflexión r y transmisión t dentro

de la banda fotónica están dados por [5]:

$$|r| = \frac{\left(\frac{s_A}{s_B}\right)^M - \left(\frac{s_{\text{sus}}}{s_0}\right)}{\left(\frac{s_A}{s_B}\right)^M + \left(\frac{s_{\text{sus}}}{s_0}\right)}, \quad \text{y} \quad |t| = \frac{\left(-\frac{s_A}{s_B}\right)^{M/2}}{\left(\frac{s_A}{s_B}\right)^M + \left(\frac{s_{\text{sus}}}{s_0}\right)},$$

Otra característica importante de un RBD es el ancho de la banda fotónica prohibida. Los límites de la primera banda —primer orden— están dados por la condición:

$$\frac{u_{1,1} + u_{2,2}}{2} = -1.$$

donde $u_{1,1}$ y $u_{2,2}$ son los elementos diagonales del operador de traslación definidos en el Apéndice A4 por la Ecuación (A4.63). Reemplazando los valores de $u_{1,1}$ y $u_{2,2}$ para dos capas distintas, y sustituyendo los elementos en la expresión anterior, se obtiene:

$$\cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \left(\frac{s_A}{s_B} + \frac{s_B}{s_A} \right) \sin^2 \varphi = -1,$$

donde $\varphi = \varphi_A = \varphi_B$. Reemplazando por la identidad trigonométrica $\sin^2 \varphi = 1 - \cos^2 \varphi$ en esta última expresión y resolviendo resulta:

$$\cos \varphi = \pm \left(\frac{s_A - s_B}{s_A + s_B} \right).$$

Esta separación de las soluciones es proporcional al ancho $\Delta\lambda$ de la banda fotónica [5, 6, 9]:

$$\Delta\lambda = \frac{4\lambda_c}{\pi} \arcsen \left(\frac{s_A - s_B}{s_A + s_B} \right).$$

Para que las ecuaciones de longitud de penetración, longitud efectiva, y la amplitud del ancho de la banda fotónica del RBD tengan sentido, se deben utilizar las partes reales de las admitancias, o lo que es equivalente, la parte real del índice de refracción complejo.

§6.4. Microcavidades ópticas planas

Utilizando dos espejos paralelos separados por una capa —generalmente denominada cavidad— es posible construir una clase particular de interferómetro denominado filtro de interferencia de Fabry-Pérot —FP—. En la Figura 6.6 se observa un esquema de un filtro de FP alternando películas dieléctricas. Estos filtros funcionan con reflexiones múltiples entre dos espejos paralelos, y presentan un máximos en la transmisión en la región limitada por los espejos.

Una de las características más importantes que distingue a una microcavidad óptica es el factor de calidad Q , definido como la relación de la longitud de onda de resonancia λ_c —o de la frecuencia de resonancia— dividido la amplitud media del modo —FWHM, $\Delta\lambda$ — [5]:

$$Q = \frac{\lambda_c}{\Delta\lambda} = \frac{\omega_c}{\Delta\omega}. \quad (6.4)$$

El factor Q es una medida de la velocidad de pérdida de energía óptica dentro de la cavidad debido a la absorción, dispersión o pérdida por espejos imperfectos. La cantidad inversa de Q da una idea de la fracción de energía perdida en las reflexiones de ida y vuelta de la cavidad. El número de fotones dentro de

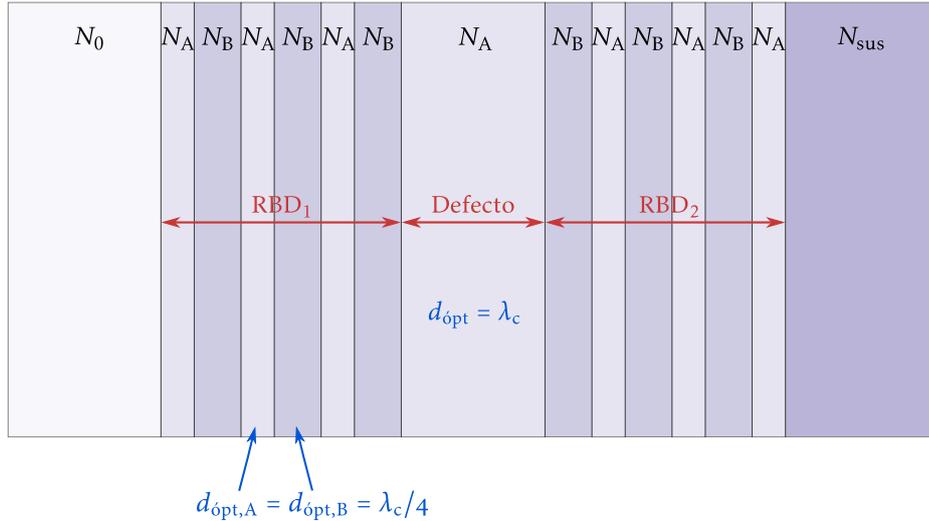


Figura 6.6: Esquema de una microcavidad óptica basada en dos RBD laterales separados por una capa con distinto espesor óptico —cavidad—.

la cavidad decae exponencialmente con un tiempo de vida $\tau = Q/\omega_c$. Para el caso de las microcavidades, también se tiene el parámetro de agudeza F dado por la Ecuación (6.2).

Una clase particular de filtros de FP son aquellos construidos con multicapas dieléctricas. Estos filtros funcionan sobre ordenes de interferencia bajos, alcanzándose valores de agudeza muy altos empleando las técnicas de crecimiento actuales. La idea subyacente para la construcción de un filtro de FP es utilizar dos RBD separados por una —o varias— capa del mismo material pero con un espesor óptico diferente de las capas que componen el RBD.

En este reporte, las microcavidades ópticas estarán construidas a partir de un RBD conformado por capas cuyos espesores ópticos serán de $\lambda_c/4$, mientras que los defectos estarán compuestos por capas con espesores ópticos en general más grandes. De esta forma, la capa del defecto puede tener índice de refracción igual al de una de las capas de los RBD pero espesor físico mayor.

El espectro de reflectancia de una microcavidad óptica tiene el aspecto que se observa en el Figura 6.7, en la que se presentan cálculos de reflectancia para distintos períodos de los RBD, utilizando el método de matrices. Como se observa, a medida que aumenta el número de períodos, la reflectancia del RDB aumenta y, por lo tanto, se obtiene una mejor agudeza en la respuesta de la microcavidad. Sin embargo, el aumento de la reflexión produce una disminución de la transmisión, y se requiere una relación de compromiso entre estas propiedades. Por otra parte, el espectro completo está mejor definido para mayor número de períodos. En la Figura 6.8 se observan cálculos de reflectancia de microcavidades manteniendo el número de períodos, para diferentes relaciones de porosidades —o en forma equivalente, de índices de refracción— típicas de silicio poroso. Cuanto mayor sea el contraste de porosidades, el espectro estará mejor definido, y mayor será la reflexión. La agudeza también es mayor al aumentar la relación de porosidades. En ambos casos, la transmitancia para la longitud de onda donde se produce la resonancia es distinta de cero, debido a que la estructura simulada es asimétrica —el medio incidente es aire, y el último medio es silicio—. Para corregir este problema se deben usar RBD con distintas reflectancias [1].

Una característica importante de las microcavidades ópticas son las resonancias en la respuesta espectral. Estas resonancias indican una intensificación del campo electromagnético dentro de la cavidad debido al denominado efecto Purcell [5, 6]. Este efecto ocurre cuando el campo electromagnético es confinado en una cavidad y como consecuencia la intensidad del campo aumenta en forma proporcional al factor de calidad. Esto se puede observar en la Figura 6.9, donde se presenta el cálculo de la intensidad del campo electromagnético para una microcavidad óptica.

Una particularidad es que si se agranda progresivamente el tamaño del defecto, primero se produce

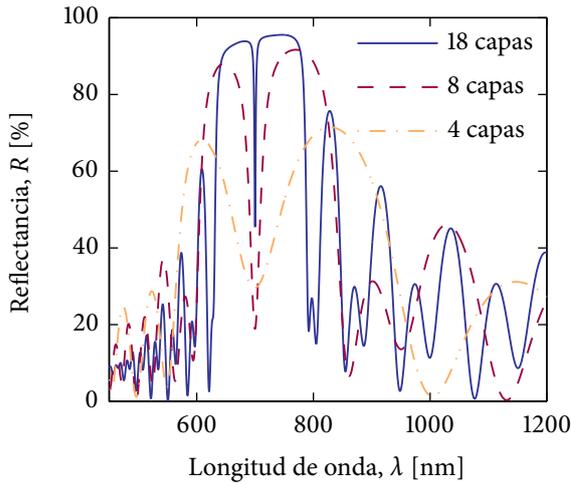


Figura 6.7: Comparación entre los espectros de reflexión de microcavidades ópticas para distintos número de capas en los RBD, manteniendo el defecto central con un espesor óptico de $\lambda_c/2$. La estructura está centrada en 700 nm, y los índices de refracción se obtuvieron con la teoría de LLL con porosidades de 80 % y 60 %. Cálculos realizados a ángulo de incidencia normal.

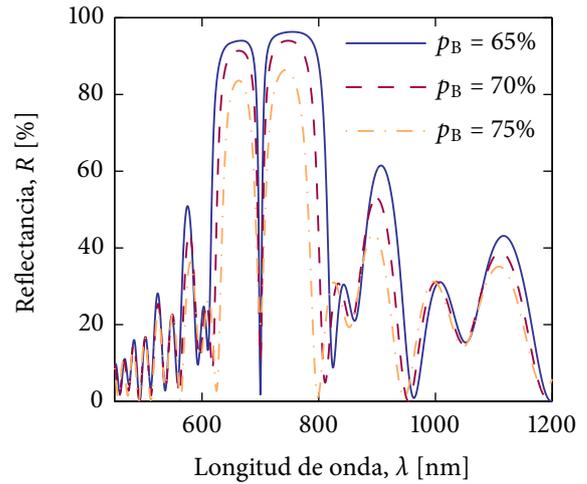


Figura 6.8: Comparación entre los espectros de reflexión de microcavidades ópticas para capas con distintos valores de porosidad baja en los RBD, manteniendo $p_A = 85\%$. La estructura está centrada en 700 nm, y los índices de refracción se obtuvieron con la teoría de LLL. La secuencia de la multicapa es $6p_A p_B - 2p_A - 6p_B p_A$. Cálculos hechos a ángulo de incidencia normal.

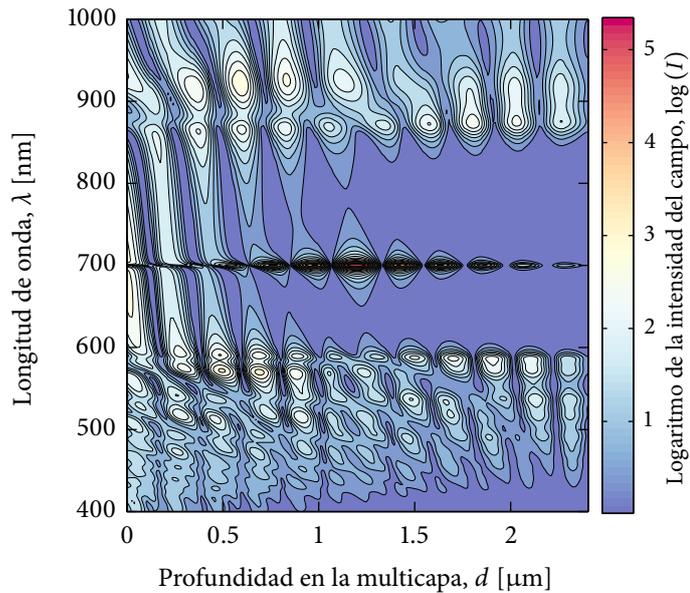


Figura 6.9: Cálculo de la intensidad del campo EM de una microcavidad con un RBD de 10 periodos, con porosidades 86 % y 54 %. Las capas de los RBD tienen un espesor óptico igual a $\lambda_c/4$, con $\lambda_c = 700\text{nm}$; mientras que la capa del defecto de porosidad 86 % tiene un espesor óptico de $\lambda_c/2$. La intensidad de colores representa el logaritmo de la intensidad del campo EM. Cálculo realizado a ángulo de incidencia normal.

un corrimiento de la resonancia hacia mayores energías, y luego aparece una segunda resonancia. El número de resonancias que aparecen en los espectros de reflexión —y por lo tanto, también en el de transmisión— se puede aumentar con el incremento del espesor óptico del defecto siempre que no sea múltiplo de $\lambda_c/2$, o bien introduciendo un mayor número de defectos. En este caso la causa de que aparezcan más resonancias es distinta, y se debe a efectos de acoplamiento entre las cavidades múltiples. En las Figuras 6.10 se pueden observar los espectros de reflectancia medidos de microcavidades ópticas con un defecto de espesor óptico igual a $5\lambda_c/2$, y con tres defectos de espesores ópticos iguales a $\lambda_c/2$,

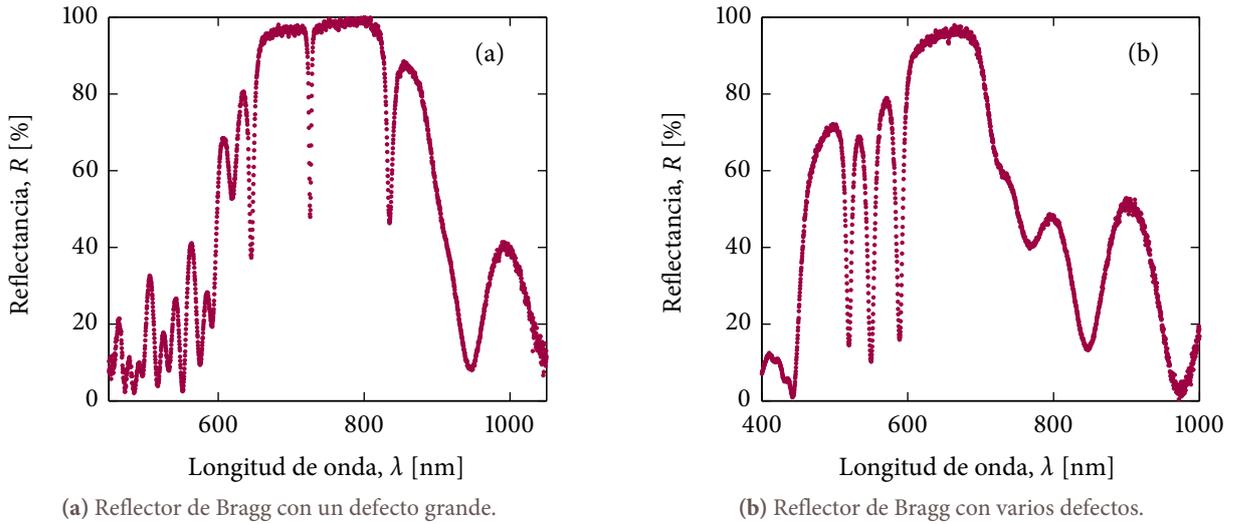


Figura 6.10: Espectros de reflectancia medidos de microcavidades ópticas con resonancias acopladas, fabricadas con el procedimiento explicado en la Sección §6.6. (a) Microcavidad con un defecto central de $5\lambda_c/2$. Los RBD laterales tienen 4 períodos, con capas de espesor óptico igual a $\lambda_c/2$. Las porosidades de cada capa son 86 % y 54 %, respectivamente. El valor el espesor óptico elegido produce resonancias acopladas en la respuesta óptica. (b) Microcavidad acoplando varios defectos de espesores ópticos iguales a $\lambda_c/2$.

respectivamente. En la Figura 6.10a se observa que con un defecto de espesor óptico igual a $5\lambda_c/2$ se produce un acoplamiento a la resonancia principal en $\lambda_c = 730 \text{ nm}$, de otras dos resonancias dentro de la banda fotónica. La secuencia de la estructura de reflectancia medida en la Figura 6.10a es $8p_Ap_B - 10p_A - 8p_Bp_A$. Por otro lado, en la Figura 6.10b se observa que introduciendo tres defectos en el cristal, con una secuencia $6p_Ap_B - 2p_A - p_Bp_Ap_Bp_Ap_B - 2p_A - p_Bp_Ap_Bp_Ap_B - 2p_A - p_Bp_Ap_Bp_Ap_B - 6p_Bp_A$, se visualizan tres resonancias acopladas. La separación de los modos en la Figura 6.10b es más pequeña a medida que se incrementa la cantidad de capas entre las cavidades. Se observa también que la separación de los modos es mayor en el caso de la Figura 6.10a que en la b.

§6.5. Estructura de bandas fotónicas

Una forma alternativa de entender el comportamiento de la luz en los cristales fotónicos es mediante el estudio de la estructura de bandas fotónicas. Bajo este contexto, las multicapas se describen como cristales fotónicos cuyas estructuras de bandas se puede obtener resolviendo la siguiente ecuación [2]:

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathcal{H}(\mathbf{r}) \right] = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathcal{H}(\mathbf{r}). \tag{6.5}$$

La estrategia de resolución es la siguiente: dada una estructura de funciones dieléctricas en el espacio $\epsilon(\mathbf{r})$, se resuelve la Ecuación (6.5) para encontrar los modos $\mathcal{H}(\mathbf{r})$ a una dada frecuencia, sujeto a la condición de transversalidad $\nabla \cdot \mathcal{H} = 0$. Luego, el campo eléctrico se calcula a partir de la siguiente expresión:

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}) = -\frac{ic}{\omega \epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathcal{H}(\mathbf{r}).$$

La Ecuación (6.5) se puede escribir como una ecuación de autovalores, donde el lado izquierdo queda definido por el operador Θ :

$$\Theta \mathcal{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathcal{H}(\mathbf{r}).$$

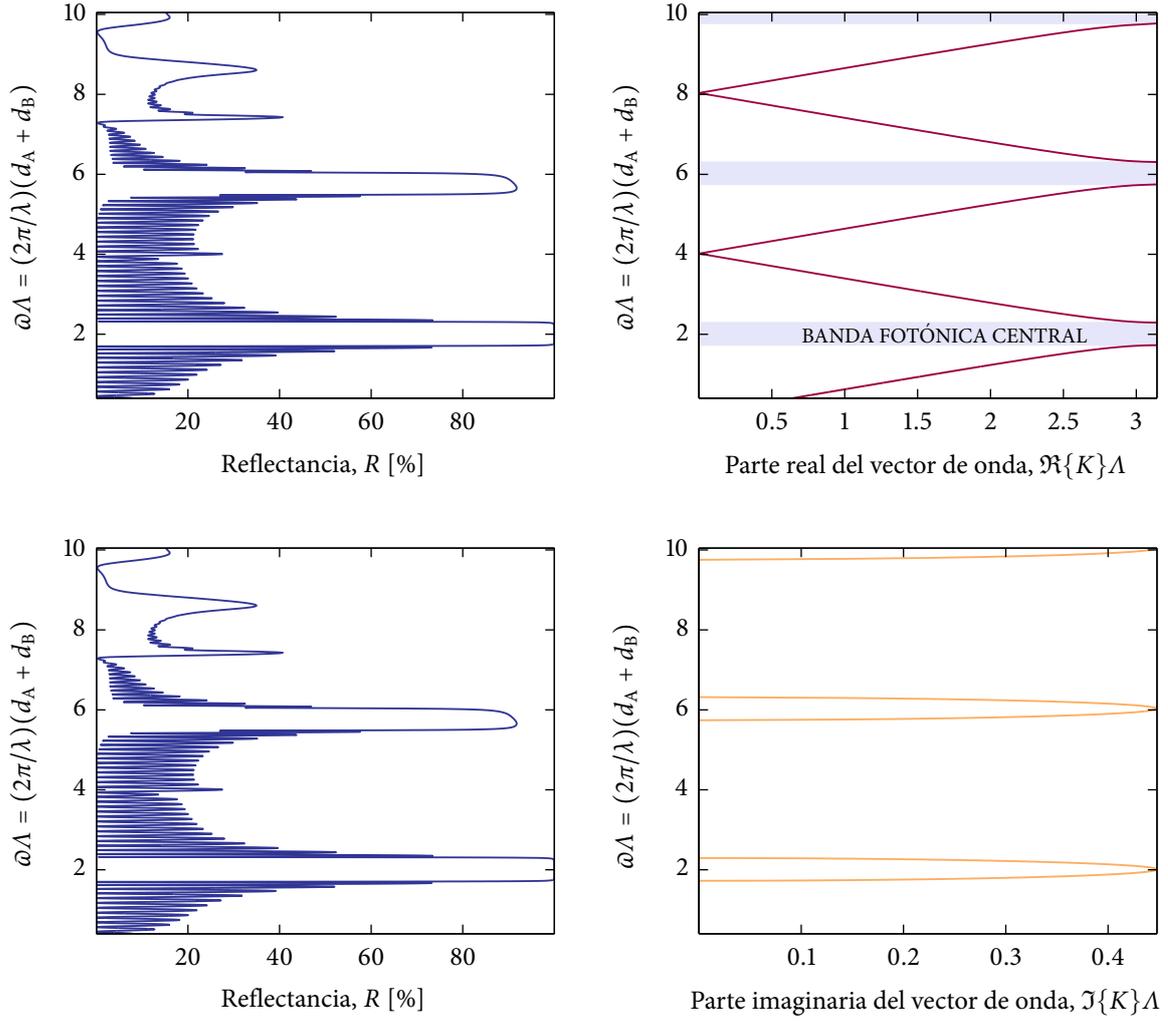


Figura 6.11: Cálculo de la estructura de bandas fotónicas para una RBD compuesto por capas con porosidades de 86 % y 54 %, con 15 períodos y $\lambda_c = 2000$ nm. Cálculo a incidencia normal, donde $\omega = 2\pi/\lambda$ es la frecuencia, $\Lambda = d_A + d_B$ es el tamaño del período de la multicapa fotónica, y para los medios incidente y del sustrato se consideró aire.

Los autovectores $\mathcal{H}(\mathbf{r})$ son los modos armónicos que describen el patrón del campo magnético, y los autovalores $(\omega/c)^2$. El operador Θ es hermitiano y cumple con las propiedades matemáticas que le corresponden como tal [10].

Existen varios métodos para la resolución de la Ecuación (6.5) en forma numérica, como la técnica de expansión de ondas planas, o el método de elementos finitos [2, 11]. Sin embargo, para el caso de estructuras planas periódicas que se repiten infinitamente como los RBD —independientes del tiempo—, se puede obtener la relación de dispersión, o lo que se denomina la estructura de bandas fotónicas utilizando el método de matrices descrito en la Sección A4.8.12, empleando la expresión

$$K(\omega, k_z) = \frac{1}{\Lambda} \arccos [\text{tr}(U)] = \frac{1}{\Lambda} \arccos \left[\frac{1}{2} (u_{1,1} + u_{2,2}) \right].$$

donde K es el vector de onda de Bloch, $\Lambda = d_A + d_B$ es el tamaño de la celda unidad, y la matriz U representa un operador de traslación de la celda unitaria. En la Figura 6.11 se puede observar la estructura de bandas de un cristal fotónico de 15 períodos alternando capas con porosidades de 54 % y 86 %, utilizando la teoría de LLL para el cálculo del índice de refracción efectivo, centrando la multicapa a una longitud de onda de 2000 nm. De la ecuación anterior se deduce que cuando $|2(u_{1,1} + u_{2,2})|^{-1} > 1$, el vector de onda de Bloch es complejo y las ondas son evanescentes. Por otro lado, las bandas de frecuencia donde $|2(u_{1,1} + u_{2,2})|^{-1} < 1$,

son bandas permitidas. La estructura que se observa en los vectores de onda de Bloch coincide con la banda fotónica de la reflectancia. En el espectro de frecuencias se observa una banda prohibida que indica que no existe ningún modo dentro de este rango, denominada banda fotónica prohibida. La aparición de estas bandas prohibidas se debe a que los modos de menor frecuencia concentran su energía en la zona de mayor función dieléctrica ϵ —por debajo de la banda prohibida—, y los modos de mayor frecuencia en regiones de menor ϵ —por encima de la banda prohibida— [2], en forma similar a las bandas electrónicas en un cristal convencional [12].

§6.6. Multicapas dieléctricas de silicio poroso

Las multicapas de SP pueden obtenerse de dos formas: modificando periódicamente los parámetros de anodizado —densidad de corriente y tiempo— durante el ataque, o bien utilizando sustratos periódicamente dopados. El primer método es el más fácil y económico, por lo tanto, es el más utilizado. Todas las multicapas de SP fabricadas durante esta tesis están fabricadas utilizando la primera técnica. La idea de fabricación de multicapas con SP tiene su base en los siguientes argumentos:

- Debido a que el ataque ocurre principalmente en la punta de los poros —la parte más profunda—, el proceso electroquímico es autolimitado: una vez que una capa porosa se formó, un cambio en las condiciones de preparación no la modifica.
- La porosidad depende de la densidad de corriente, por tanto se la puede controlar con este único parámetro si se mantienen las demás variables operacionales constantes.
- El índice de refracción efectivo depende de la porosidad.

Con estas propiedades del proceso de fabricación es posible modular la porosidad en la dirección del frente de ataque, modificando la densidad de corriente durante el anodizado. De esta forma, un perfil de densidad de corriente en el tiempo, se transfiere a un perfil de porosidades —o índices de refracción— en profundidad de la capa. En la Figura 6.12 se puede observar esquemáticamente como los cambios en la densidad de corriente en cada paso producen una capa de distinta porosidad en profundidad, dando lugar a la fabricación de una multicapa de SP. En el Capítulo 3 se mostró un ejemplo de un perfil de corrientes en función del tiempo para la preparación del cristal fotónico que se observa en la Figura 6.13.

La técnica de fabricación de las multicapas de SP usada en esta tesis subyace en la información obtenida en una etapa previa, donde se fabrican capas simples de SP con tiempos de anodizado y densidades de corrientes conocidos. Esto es, empleando densidades de corrientes diferentes y varios tiempos de anodizado, se determinan los valores de espesores y porosidades mediante el análisis de los espectros de reflexión descritos en el Capítulo 5 para cada capa. De esta forma, cada capa relaciona un espesor con un tiempo determinado, y una densidad de corriente con una porosidad específica, manteniendo los demás parámetros de fabricación. Luego, usando los valores de espesor físico encontrados para diferentes tiempos se obtienen las velocidades de crecimiento para cada densidad de corriente. Conociendo la velocidad de formación y la porosidad en función de la densidad de corriente se puede programar cualquier multicapa prediseñada, por ejemplo capas de cuarto de onda. Estos tiempos y densidades de corriente se emplean para fabricar la multicapa en la longitud de onda especificada o longitud de onda central. Para cada valor de densidad de corriente deben realizarse una serie de mediciones de capas simples, y obtener así los valores de velocidad de crecimiento y porosidades correspondientes. Una vez obtenidos estos valores pueden usarse para cualquier multicapa que emplee esos mismos valores de porosidades, bajo las mismas condiciones de operación. Esta información también permite utilizar las teorías de medio efectivo —la misma empleada en el ajuste de capas simples— junto con el método de matrices, y diseñar las estructuras de multicapas antes de construirlas para predecir sus respuestas ópticas.

El índice de refracción y la velocidad de crecimiento se ven diferentes en una estructura de multicapas respecto de su comportamiento en capas simples debido a que los gradientes de porosidad en las multicapas

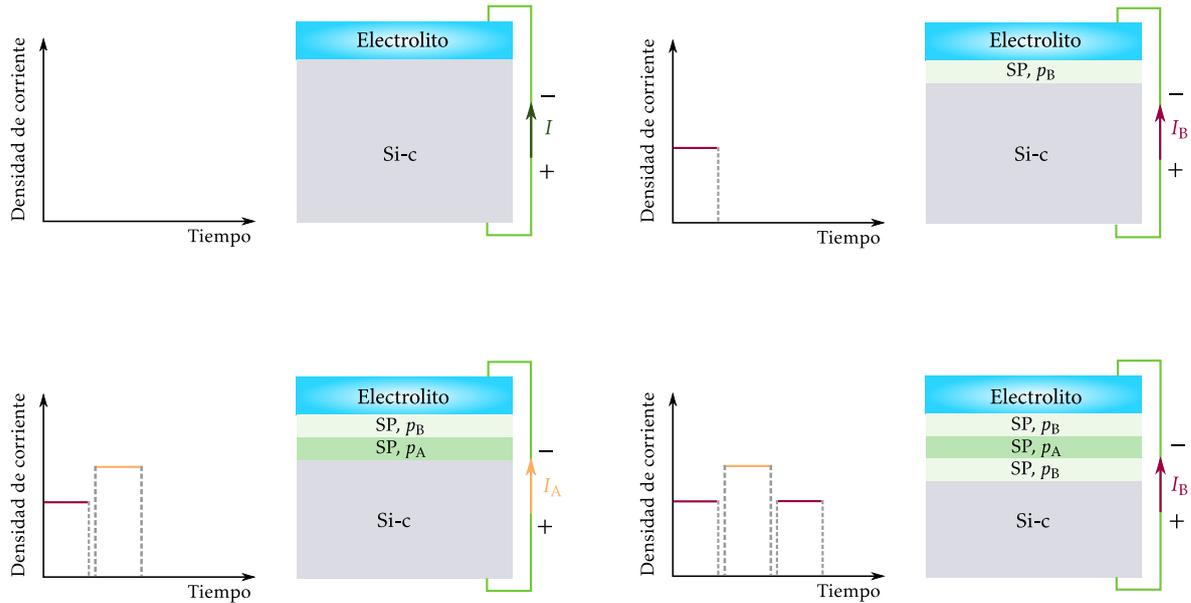


Figura 6.12: Esquema de la formación de las multicapas de SP por anodizado electroquímico de Si-c. A medida que se entrega un pulso de corriente por un determinado tiempo, se produce el crecimiento en profundidad de una capa con una porosidad dada. Luego de cada pulso se introduce una pausa de unos pocos segundos para regenerar el flujo de electrolito y prevenir gradientes de porosidad.

son más importantes, y el valor de porosidad es menor [13]. Para evitar este inconveniente se ha propuesto en la literatura determinar el índice de refracción y el espesor óptico en forma independiente midiendo el máximo de la transmitancia en función del ángulo de incidencia, ajustando la siguiente expresión [1]:

$$\lambda = 2 \eta d \left[1 - \left(\frac{\text{sen } \theta}{\eta} \right)^2 \right]^{1/2},$$

donde η y d se refieren a parámetros de la capa central, y θ es el ángulo de incidencia respecto de la normal a la superficie. Si bien el método es innovador y produce resultados aceptables, es bastante engorroso de implementar para cada capa de SP que se quiera fabricar, ya que para medir la transmitancia se deben medir en el rango infrarrojo aquellas películas con sustrato de Si-c, o bien removerse del sustrato original con una corriente de electropulido y transferirse a un sustrato transparente para el rango deseado. Pese a este método para mejorar la obtención de los parámetros de porosidad y espesor físico en forma independiente, el valor más importante para el diseño de las multicapas es el espesor óptico cuyo comportamiento transferido desde las capas simples a las multicapas es muy robusto.

§§6.6.1. Reflectores de Bragg de silicio poroso

Las multicapas en películas delgadas tienen propiedades muy diferentes de las capas simples, con un aspecto muy colorido y brillante a simple vista —Figura 3.7—, debido a la banda de alta reflexión.

En la Figura 6.13 se pueden observar imágenes de Microscopía de Barrido Electrónico —SEM— de un corte de un espejo de Bragg fabricado alternando capas de silicio poroso con diferentes porosidades, a diferente magnificación. La configuración de esta estructura es la de un cristal fotónico unidimensional de 80 capas, con una secuencia de $40p_Bp_A$. Las capas de alta porosidad p_A son las que aparecen más oscuras, y las interfases entre las capas diferentes están bien marcadas en el orden de los nanómetros. En las Figuras 6.13a y b se aprecia claramente la diferencia de tamaño de las estructuras correspondientes a diferentes porosidades. EL RBD se fabricó por medio de anodizado electroquímico de una oblea de silicio cristalino dopado tipo p —Si-p—. Las densidades de corrientes utilizadas fueron $5 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ durante

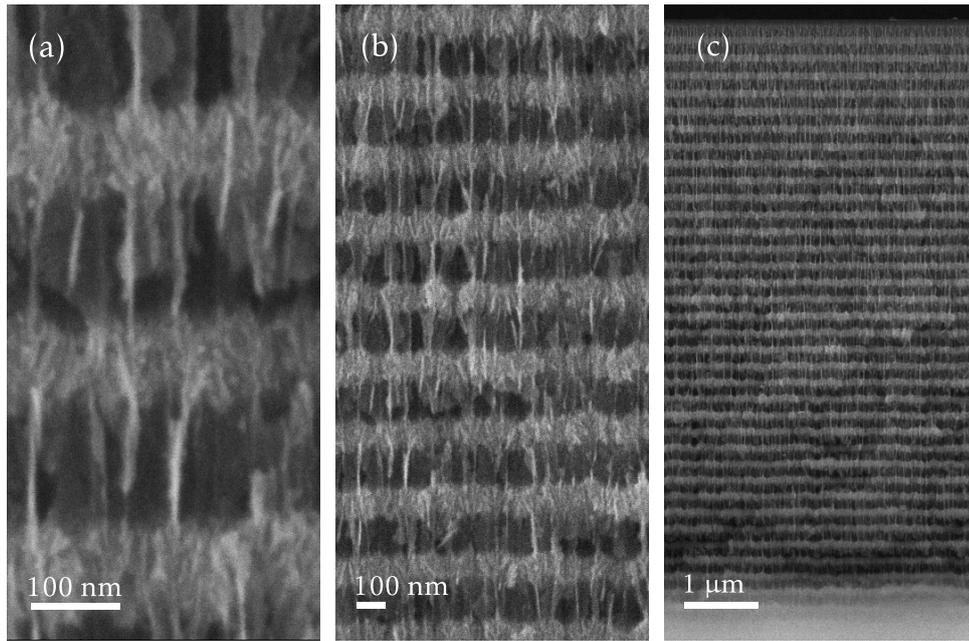


Figura 6.13: Micrografías SEM con diferente magnificación de un corte lateral de un reflecto de Bragg fabricado alternando capas de SP con distinta porosidad. La secuencia de capas es $40p_B p_A$.

17 s para cada capa de baja porosidad, y $60 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ durante un lapso de 3.6 s para las capas de alta porosidad. Todas las capas tienen un espesor óptico igual a $\lambda_c/4$, con $\lambda_c = 675 \text{ nm}$.

En la Figura 6.14 se muestran los espectros de reflectancia medido y ajustado de un espejo de Bragg fabricado alternando capas de SP con una secuencia $9p_B p_A$ centrada en 632 nm. El RBD se construyó a partir de ajustes de espectros de reflectancia de capas simples fabricadas con las mismas condiciones de preparación que los respectivas multicapas. Se observa una buena correspondencia entre la longitud de onda central a la que fue diseñado el espectro, y el medido. El espectro ajustado se calculó utilizando la teoría de matrices junto con la teoría de medio efectivo de LLL. La predicción del ajuste es relativamente buena con respecto a la medida de reflexión, sin embargo, en la parte de los lóbulos laterales a la banda fotónica el ajuste no reproduce perfectamente la medición. Como se mencionó en la sección anterior, los valores ajustados de porosidad y de espesor físico para cada capa en una multicapa se diferencian de aquellos obtenidos para las capas simples. En este caso los parámetros ajustados de porosidad y espesor físico se ven modificados en un 6 % respecto de aquellos valores obtenidos en el ajuste de las capas simples para las correspondientes densidades de corrientes.

Una posible mejora para el ajuste obtenido es considerar que los espesores de las capas individuales disminuyen a medida que avanza en profundidad el frente de ataque electroquímico dentro de la oblea de silicio cristalino. De esta manera, el espesor d de cada capa j disminuye con un factor α^j , donde α es un parámetro cercano a 1. Un análisis del contraste de la imagen de SEM 6.13c evidencia que las capas disminuyen su espesor a medida que aumenta la profundidad del espejo de Bragg. En la Figura 6.15 se puede observar el análisis del contraste de colores de cada capa en función de la profundidad de la multicapa, reflejando el perfil de índices de refracción de cada capa —las más oscuras corresponden al índice más bajo o porosidad más alta en la multicapa—. La escala de grises comienza con el valor cero —color negro correspondiente al vacío— y termina en 1 —color blanco correspondiente al Si masivo—. Observando en forma detallada la Figura 6.13c se puede ver una pequeña capa muy oscura al inicio del proceso de anodizado en la superficie. Esta capa resulta del proceso de fabricación y se la asigna a un fenómeno de iniciación de poros, cuya porosidad difiere de aquellas con las que se diseña la multicapa. Se ha reportado en la literatura un método para minimizar este efecto comenzando el proceso de anodizado con una densidad de corriente muy alta para producir una capa denominada “capa de sacrificio”, de manera tal que

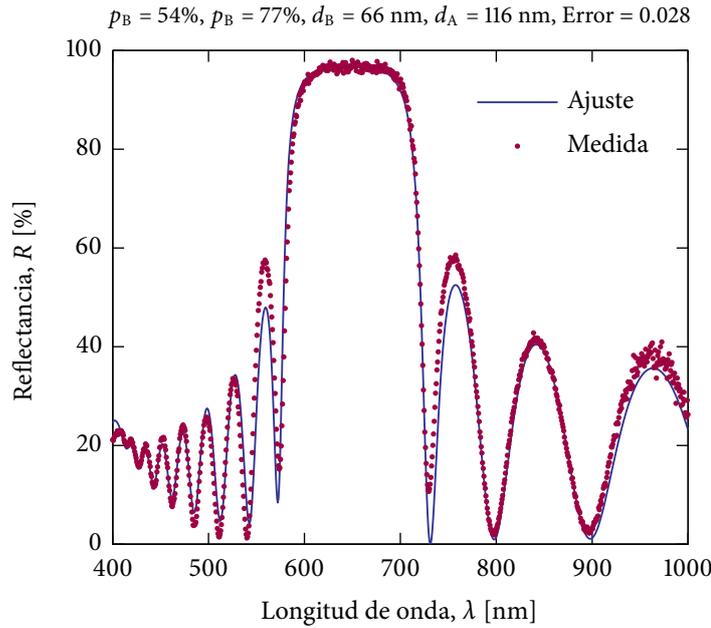


Figura 6.14: Espectro de reflexión medido y ajustado de un espejo de Bragg fabricado con una secuencia de $9p_Bp_A$, centrado en 632 nm. Se presentan los parámetros resultantes del ajuste. El error es la diferencia media absoluta entre la reflectancia medida y la predicha por el ajuste.

no afecte al resto de la estructura [14]. Esta pequeña capa inicial se evidencia al inicio en la Figura 6.15, antes de que comience el perfil deseado.

Para corroborar el efecto de la disminución del espesor de cada capa en función de la profundidad de la multicapa, se calculó el espesor de las capas utilizando la información obtenida con el procesamiento de la imagen de SEM en la Figura 6.15. En la Figura 6.16 se presenta la tendencia de los espesores de cada capa en función de la profundidad expresada como el número de capas desde la superficie. La línea recta que se observa es el ajuste que indica la evolución de los espesores de las capas en forma decreciente con la profundidad de la multicapa, donde la pendiente del ajuste resulta de 0.9975.

Considerando el efecto de cambio de velocidad de formación en función de la profundidad se realizó un nuevo ajuste del espectro de reflectancia del RBD de la Figura 6.14, el cual se presenta en la Figura 6.17. Se observa un error menor entre la reflectancia medida y la calculada que en el ajuste original. En los valores de porosidad no se aprecia diferencia significativa mientras que los espesores físicos de las dos primeras capas resultan levemente mayores y disminuyen por el factor α a medida que aumenta la profundidad. Hay que remarcar que el parámetro α obtenido es consistente con la tendencia que se muestra en la disminución del espesor en función de la profundidad en la Figura 6.16. Por otra parte, la reproducción del espectro presenta una mejora respecto de aquel de la Figura 6.14 en la zona de los lóbulos laterales de la banda fotónica.

Es posible que el efecto de la disminución del espesor en cada capa tenga una dependencia del espesor total de la multicapa y no de la cantidad de capas —interfases— que la componen. Por ejemplo, el efecto se observaría también en multicapas compuestas por un número menor de interfases, pero centradas a longitudes de onda mayores, con lo cual el espesor físico es mayor si se mantienen los índices de refracción³. Este efecto producido por el ataque electroquímico para la iniciación de los poros se puede asimilar con el mismo comportamiento que se expuso para una capa simple en la Sección 5.6. Debido a esto, es necesario destacar nuevamente la robustez del espesor óptico en el momento de construir una multicapa de SP. En general, un pequeño cambio en los parámetros de diseño producen corrimientos espectrales de la banda

³Por ejemplo, un análisis sistemático de los espectros de reflectancia o transmitancia en distintas posiciones aportaría información acerca de esto.

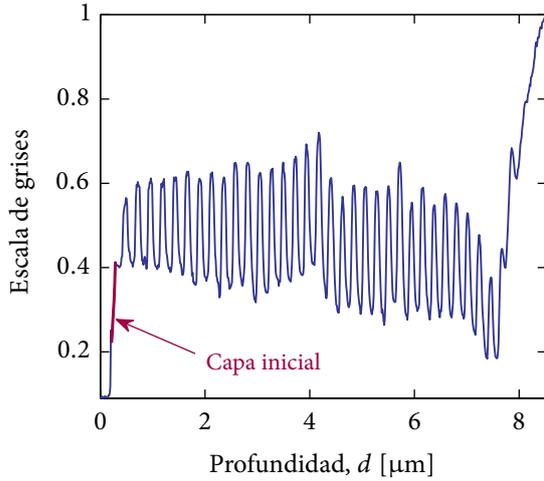


Figura 6.15: Perfil del contraste de colores de la Figura 6.13c en función de la profundidad de la multicapa. El valor cero en el eje vertical representa el vacío —color negro de la imagen— y el valor 1 representa el silicio —color blanco—.

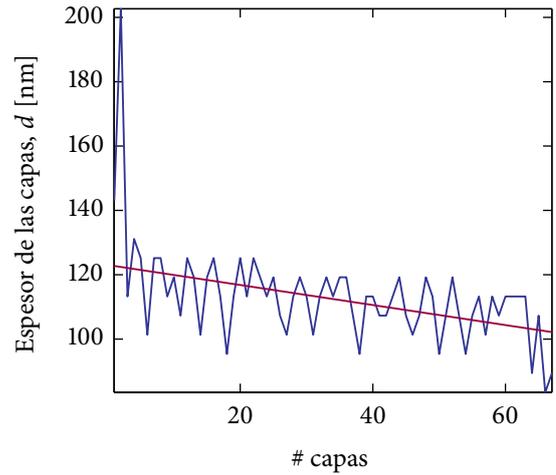


Figura 6.16: Tendencia del espesor de las capas en función del número de extremos de la Figura 6.15 —equivalente a la profundidad de la multicapa—. La pendiente del ajuste lineal que se muestra en esta figura, es de 0.9975. Este valor es consistente con el valor ajustado en el espectro de reflectancia de la Figura 6.17.

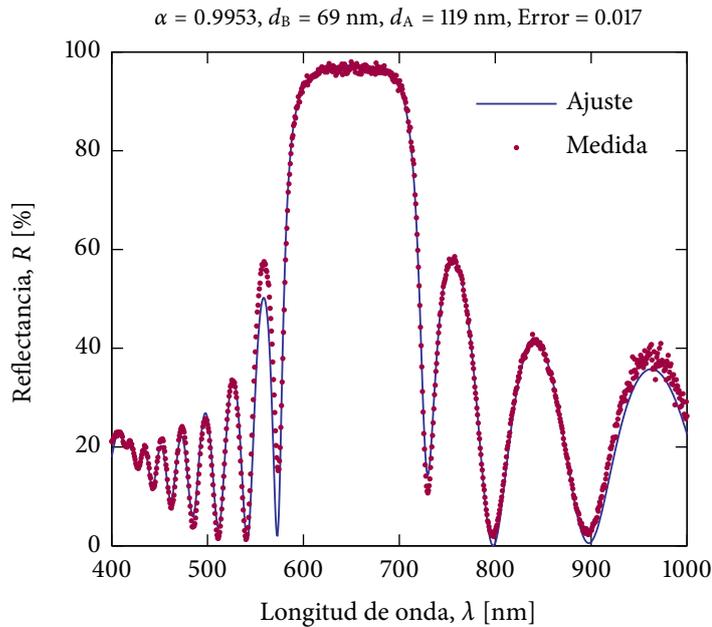


Figura 6.17: Espectro de reflexión medido y ajustado del espejo de Bragg de la Figura 6.14, considerando una disminución de los espesores físicos de las capas proporcional a la potencia de su ubicación en la multicapa. Se presentan los espesores que resultan del ajuste, y α es el parámetro que afecta a los espesores a medida que la multicapa crece en profundidad. Los valores de porosidades son idénticos al ajuste inicial. El error es la diferencia media absoluta entre la reflectancia medida y la predicha por el ajuste.

prohibida respecto de las posiciones para las que fueron diseñados, sin embargo, siempre habrá una banda fotónica prohibida.

§§6.6.2. Microcavidades ópticas de silicio poroso

Al igual que un reflector de Bragg con silicio poroso, la facilidad de preparación de las multicapas permite construir estructuras del tipo filtros de Fabry-Pérot, como las microcavidades ópticas. Con un diseño de un perfil de corrientes adecuado se pueden construir cavidades con capas de espesores ópticos

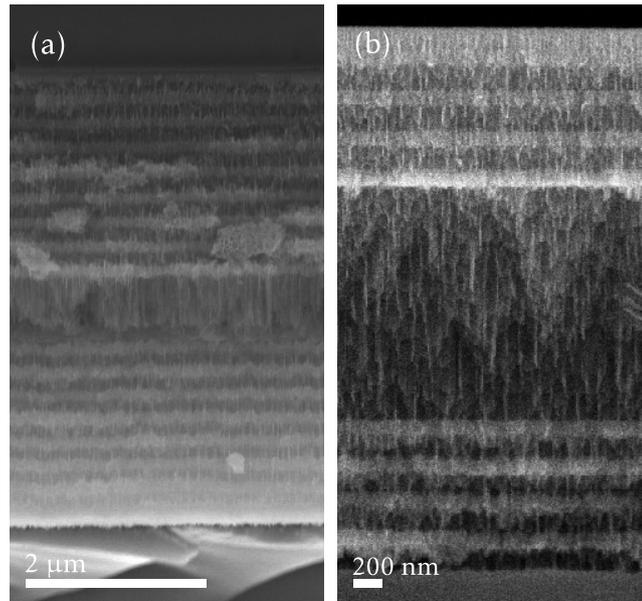


Figura 6.18: Micrografías SEM dos microcavidades ópticas fabricadas con SP. (a) Microcavidad con dos RBDs laterales de 8 períodos con una defecto central de $3\lambda_c/4$. (b) Microcavidad con RBDs laterales de 4 períodos cada uno y una capa central con un espesor óptico de $5\lambda_c/2$.

diferentes encerradas entre RBDs con capas de $\lambda_c/4$. En la Figura 6.18a se puede observar una micrografía en vista de corte de una microcavidad fabricada a partir de SP con un RBD de 16 períodos y un defecto central de $3\lambda_c/4$. En la Figura 6.18b se presenta una imagen SEM de corte transversal de una microcavidad con dos RBDs de 4 períodos cada uno, separados por una cavidad central de $5\lambda_c/2$, cuyo espesor se observa perfectamente en el centro de la imagen. Es de notar aquí también el efecto de la capa inicial en la Figura 6.18b, cuya porosidad fue diseñada preliminarmente para tener un valor alto, aunque del contraste de la micrografía se observa que la porosidad es similar a aquella de la capa correspondiente a baja porosidad. Esta microcavidad de SP correspondiente a la Figura 6.18b se fabricó por anodizado electroquímico de una oblea de Si-p. La multicapa se diseñó con una secuencia $4p_A p_B - 2p_A - 4p_B p_A$, centrada en $\lambda_c = 700$ nm, en la cual cada capa tiene un espesor óptico de $\lambda_c/4$. El factor de calidad deducido de la reflectancia medida para la microcavidad óptica es $Q \approx 70$.

En la Figura 6.19 se muestra el espectro de reflectancia medido, junto con su respectivo ajuste, de la microcavidad óptica presentada en la Figura 6.18. En el título de la Figura 6.19 se presentan los parámetros obtenidos del ajuste. Tanto los valores de porosidad como de espesor físico difieren en un 5% de los utilizados en el diseño de la multicapa. Con el objetivo de mejorar el ajuste del espectro de reflectancia, se decidió analizar el espectro medido de esta figura considerando una disminución en el espesor con la profundidad de la microcavidad. Suponiendo nuevamente un decremento del espesor físico de las capas por un factor α^j —donde j es la posición de la capa en la multicapa—, se realizó un nuevo ajuste sobre la reflectancia medida, el cual se presenta en la Figura 6.20. El ajuste resulta con un error menor que en el caso ideal —el error aquí también es la diferencia media absoluta entre la reflectancia medida y la predicha por el cálculo—. Este error se corresponde con un conjunto de parámetros cuyos valores son más cercanos a aquellos empleados para el diseño de la multicapa, con un 3% de desviación. Se observa que el valor del parámetro α es 0.995, similar al obtenido para el espejo de Bragg de la Figura 6.17. Esto indica que el efecto de la disminución de la velocidad de crecimiento del espesor de cada capa en la multicapa es un fenómeno relevante, y que merece un estudio sistemático más detallado, dado que tiene influencia en las características de las multicapas. Este nuevo ajuste con el parámetro α reproduce la medida de la reflectancia de una mejor manera en las longitudes de onda más grandes del espectro medido.

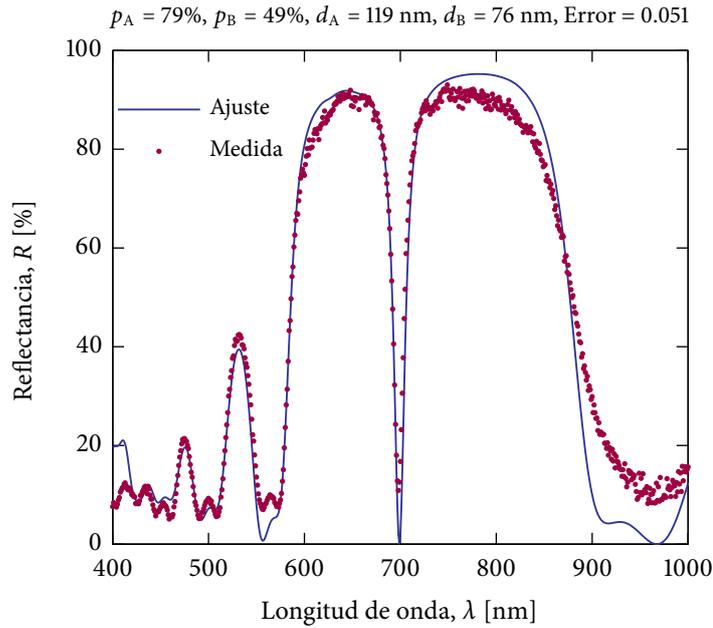


Figura 6.19: Espectros medido y ajustado de reflectancia de una microcavidad óptica de SP con secuencia $4p_A p_B - 2p_A - 4p_B p_A$, centrada en $\lambda_c = 700$ nm. El $Q \approx 70$ del espectro medido coincide con el predicho por el ajuste. En la parte superior se observan los parámetros que resultan del ajuste.

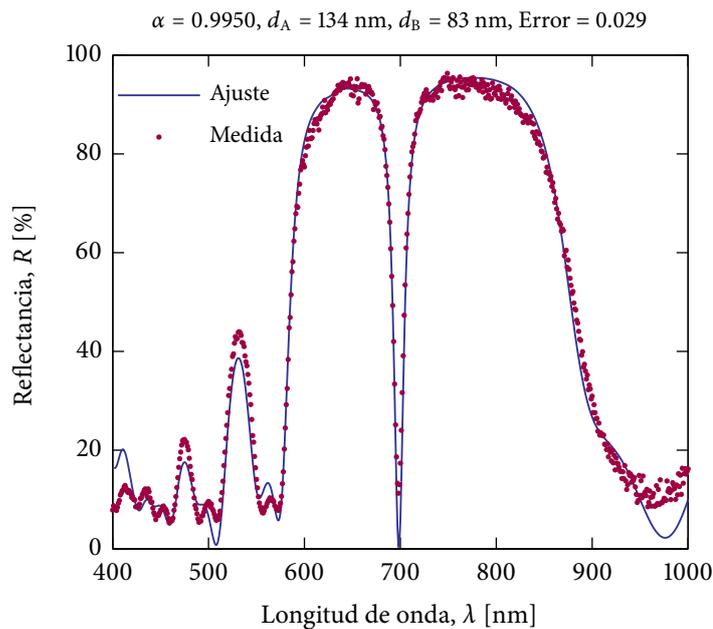


Figura 6.20: Ajuste del espectro de reflectancia de la microcavidad óptica de SP correspondiente a la medición de la Figura 6.19. En la parte superior se observan los parámetros que resultan del ajuste. Los valores de porosidades son similares al ajuste inicial. El parámetro α indica la disminución del espesor en función de la profundidad, al igual que en el caso de los reflectores de Bragg.

§§6.6.3. Propiedades de las multicapas de silicio poroso

Las microcavidades ópticas de SP poseen una gran cantidad de aplicaciones y características [1, 14–17]. Aquí se presentan algunas de esas características que luego serán importantes en el momento del diseño de sensores fotónicos basados en SP.

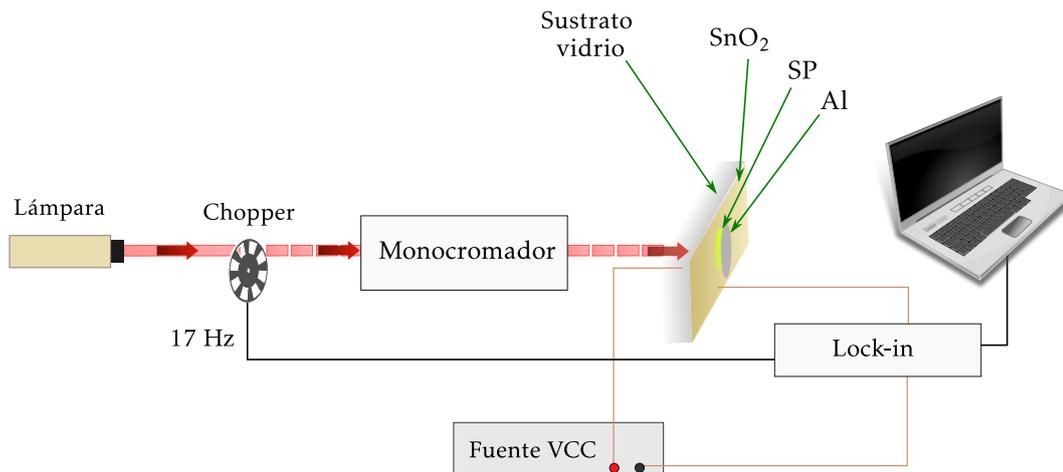


Figura 6.21: Esquema de la configuración experimental para la medición de la fotocorriente de una microcavidad de SP. La luz blanca de una lámpara de tungsteno intermitente en 17 Hz ingresa a un monocromador, y luego incide sobre la parte trasera del sustrato transparente. El sustrato es de vidrio, que tiene depositado una capa conductora transparente de SnO_2 en la superficie, y la microcavidad de SP encima del óxido conductor. Por último se evaporó una capa de aluminio para el contacto posterior. La señal de fotocorriente se mide usando un amplificador *lock-in* sincronizado con un *chopper* a 17 Hz, y se registra mediante una computadora. Con una fuente de alimentación se aplica un voltaje constante para la medición de la respuesta espectral de la fotocorriente.

§§§6.6.3.1. Fotocorriente dependiente del campo electromagnético

En capítulos anteriores se dijo que los sensores eléctricos de SP se construyen a partir de películas delgadas simples. A pesar de esto, el uso de las microcavidades de SP como sensores eléctricos también tiene sus ventajas. Las resonancias de las microcavidades ópticas son una característica importante, ya que indican una intensificación del campo electromagnético dentro de la cavidad. Este efecto —efecto de Purcell— en microcavidades de silicio poroso posibilita la utilización de este tipo de estructuras complejas como sensor eléctrico a partir de la sintonización de su respuesta espectral por efectos del campo eléctrico. Se estudió la fotocorriente de una microcavidad fabricada generando un patrón de corriente con una fuente controlada por computadora. La cavidad de espesor óptico $\lambda_c/2$ y porosidad 52 % se centró en 700 nm, y se confinó entre dos reflectores de Bragg de 8 capas cada uno. Estos espejos de Bragg se prepararon alternando capas con porosidades baja — $p_B = 52\%$ — y alta — $p_A = 88\%$ —, todas con espesores ópticos iguales a $\lambda_c/4$. Una vez fabricada la microcavidad se aplicó un pulso de corriente de electropulido para separar la película porosa del sustrato de Si cristalino. Luego, esta película autosostenida se transfirió a un sustrato de vidrio cubierto con una capa conductora de dióxido de estaño — SnO_2 —. Por último se evaporó una capa de aluminio como contacto encima de la microcavidad. Como se muestra en la Figura 6.21, la microcavidad se iluminó a través del contacto transparente con un haz de luz monocromático intermitente en 17 Hz, utilizando una lámpara halógena de tungsteno, un *chopper*, y un monocromador con ancho espectral menor a 1 nm y apertura numérica del haz de 1/20. Luego, se aplicó un voltaje de 60 mV CC entre los contactos, y se midió la fotocorriente en función de la longitud de onda con un amplificador *lock-in* [16, 17].

El pico que se observa en el espectro de la fotocorriente tiene un ancho a altura media —FWHM— de alrededor de 17 nm. Esta característica puede atribuirse a la resonancia que presenta el espectro de transmitancia de la microcavidad, como se observa en el inserto de la Figura 6.22a. El espectro fue calculado utilizando el método de matrices presentado en el Capítulo 4. La respuesta espectral de la conductancia es el resultado de la intensificación del campo electromagnético dentro de la cavidad. La Figura 6.22b muestra la ganancia en la intensidad del campo como función de la longitud de onda y la posición dentro de la multicapa. Como puede observarse, se produce una gran amplificación —más de un orden de magnitud— para un pequeño rango de longitudes de onda cercanas a las resonancias de la microcavidad. La existencia

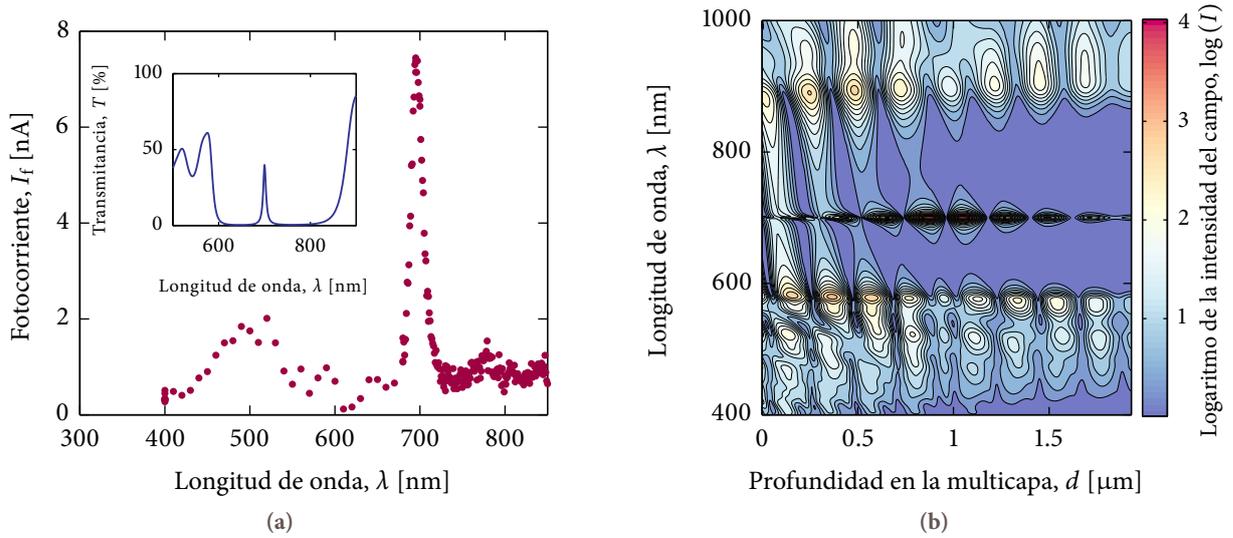


Figura 6.22: (a) Espectro de fotocorriente de una microcavidad óptica de $\lambda_c/2$ centrado en 700 nm. En el detalle se muestra el espectro de transmitancia calculado para la multicapa. Se observa una banda de gran reflectancia correspondiente a la banda fotónica prohibida, que contiene la resonancia asociada al defecto, y también se observan bandas laterales —*side lobes*— que corresponden a interferencia no resonante. (b) Cálculo de la intensidad del campo electromagnético utilizando los parámetros elegidos para la microcavidad fabricada. Figuras adaptadas de las Referencias [16, 17].

de dos picos en la posición del defecto se debe a las condiciones de borde elegidas. Si, en cambio, el defecto se elige con la porosidad alta, sólo aparece un pico en el campo electromagnético. Los picos restantes en la región de longitudes de onda menores a 500 nm se deben a las condiciones de borde que impone la distribución de capas elegida [16, 17].

Para estimar el comportamiento de la fotoconductividad de la microcavidad se utilizó un modelo sencillo considerando que el producto entre la movilidad μ de los portadores y el tiempo de recombinación τ , es independiente de la intensidad de luz. En este modelo es posible considerar la fotoconductancia de cada capa para una dada intensidad, como proporcional al coeficiente de absorción α . Suponiendo baja dispersión, α se puede aproximar al coeficiente de extinción κ . La dependencia con la intensidad de luz puede tenerse en cuenta utilizando el parámetro de Rose [16, 17]. De esta forma, la conductancia G de cada capa j puede calcularse mediante la siguiente ecuación:

$$G_j(\lambda) \propto \frac{1}{d_j} \left[\frac{I_j \kappa_j(\lambda)}{\lambda} \right]^\gamma,$$

donde κ_j y d_j son el coeficiente de extinción y el espesor de la capa j , respectivamente, e I_j es la intensidad del campo electromagnético calculada con la teoría de matrices del Capítulo 4. Finalmente, la fotocorriente I_f es proporcional a la conductancia del conjunto completo de capas entre los electrodos, y puede expresarse de la forma:

$$I_f \propto \left[\sum_{j=1}^M G_j^{-1} \right]^{-1}.$$

La Figura 6.23 muestra los valores de I_f calculados utilizando esta última expresión y asignando un valor al factor de Rose de $\gamma = 0.75$. En la misma figura se muestran los valores experimentales de la fotocorriente resuelta en longitud de onda. En este caso se presentan los valores corregidos por el espectro de emisión de la lámpara utilizada y por la respuesta del sistema de detección. La escala vertical se ajustó de forma tal que coincidiera con el espectro. Cabe destacarse que el modelo propuesto reproduce

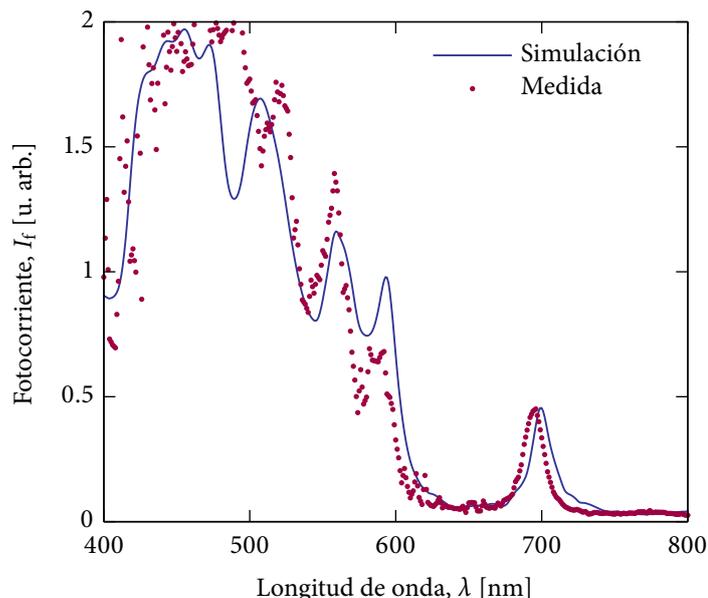


Figura 6.23: Comparación entre los espectros medido y simulado de la fotocorriente para los parámetros elegidos de la microcavidad fabricada, empleando un valor del factor de Rose igual a 0.75.

bastante bien el comportamiento general del espectro de la fotocorriente. Es importante notar que la conductancia para longitudes de onda menores a 600 nm está gobernada por la dependencia en energía del coeficiente de extinción del SP, y no por el incremento del campo eléctrico. Las longitudes de onda menores a 600 nm corresponden a energías mayores que la banda prohibida del SP, consecuentemente la probabilidad de generación de pares electrón-hueco es mayor que para longitudes de onda mayores, correspondientes a la absorción subbanda.

Los resultados mostrados en esta sección fueron publicados en *Anales AFA* 20:110 (2008) [16], y en *Journal of Physics: Conference Series* 167(1):012005 (2009) [17].

§§§6.6.3.2. Dependencia con la polarización incidente

Se fabricó una microcavidad de SP con un defecto óptico de $5\lambda_c/2$, centrada en $\lambda_c = 730$ nm. La estructura de la multicapa es de $6p_A p_B - 10p_A - 6p_B p_A$. Cada capa tiene un espesor óptico $d_{\text{opt}} = \lambda_c/4$. Las porosidades y los tiempos de anodizado son $p_A = 86\%$, $t_A = 3.13$ s, $p_B = 54\%$ y $t_B = 13.52$ s; mientras que los valores de densidad de corriente aplicados para producir los valores de porosidades alta y baja fueron $J_A = 128$ mA/cm² y $J_B = 12.4$ mA/cm², respectivamente. La muestra se preparó por anodizado electroquímico de un sustrato de silicio cristalino dopado tipo p con boro y de resistividad 1 a 4 mΩ · cm. Una vez obtenida la muestra se aplicó una densidad de corriente de electropulido, lo que permitió separar la muestra de SP del sustrato de Si-c y depositarla sobre un portaobjeto de vidrio, obteniéndose una muestra de SP autosostenida.

En la Figura 6.24 se aprecia el espectro de transmitancia medido de la microcavidad fabricada, a un ángulo de incidencia $\theta = 8^\circ$. Puede observarse la resonancia que presenta el espectro de transmitancia en λ_c . Las resonancias que aparecen alrededor de 730 nm, cerca de 645 y 845 nm, son consecuencia del elevado valor del espesor óptico del defecto.

Para el análisis de la polarización de la luz incidente, se midieron espectros de transmitancia con un esquema experimental como se ve en la Figura 6.25. Un haz de luz blanca que atraviesa una lente delgada esférica incide sobre la microcavidad fabricada montada en un soporte giratorio. Este soporte comandado con un motor paso a paso controlado por computadora, permite a su vez medir la transmitancia en función del ángulo de incidencia θ . Por lo tanto, utilizando el espectrómetro se midió para cada θ la señal transmitida en función de la longitud de onda. En las Figuras 6.26 se pueden observar medidas de la

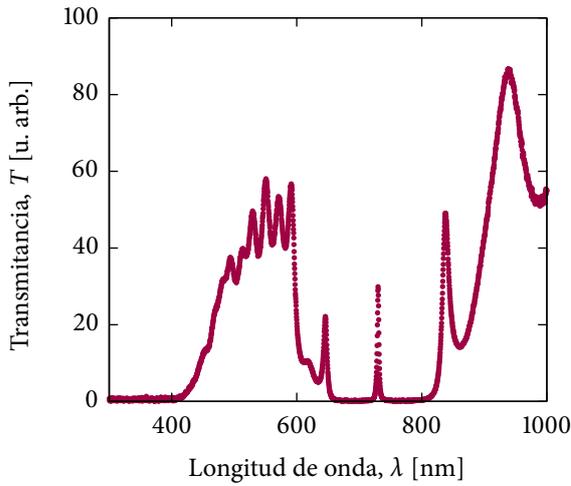


Figura 6.24: Espectro de transmitancia medido de la microcavidad fabricada con 24 capas de SP, con porosidades $p_A = 86\%$, y $p_B = 54\%$, y 10 capas conformando el defecto central de alta porosidad. La estructura está centrada en 730 nm. Medición a $\theta = 8^\circ$.

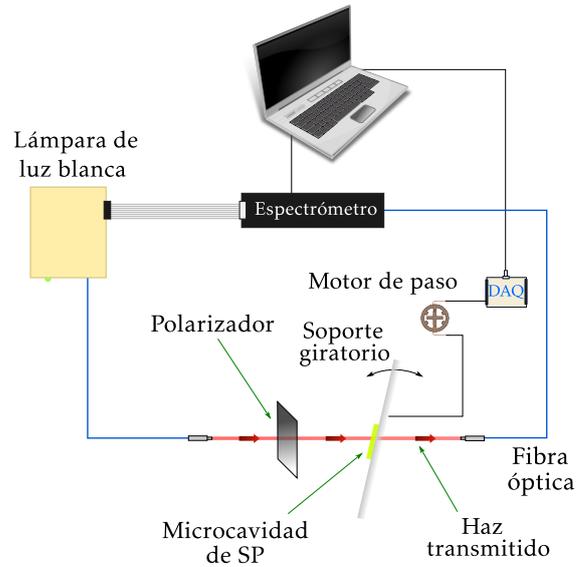


Figura 6.25: Esquema del sistema utilizado para la medición de los espectros de transmitancia, en función del ángulo de incidencia de la luz.

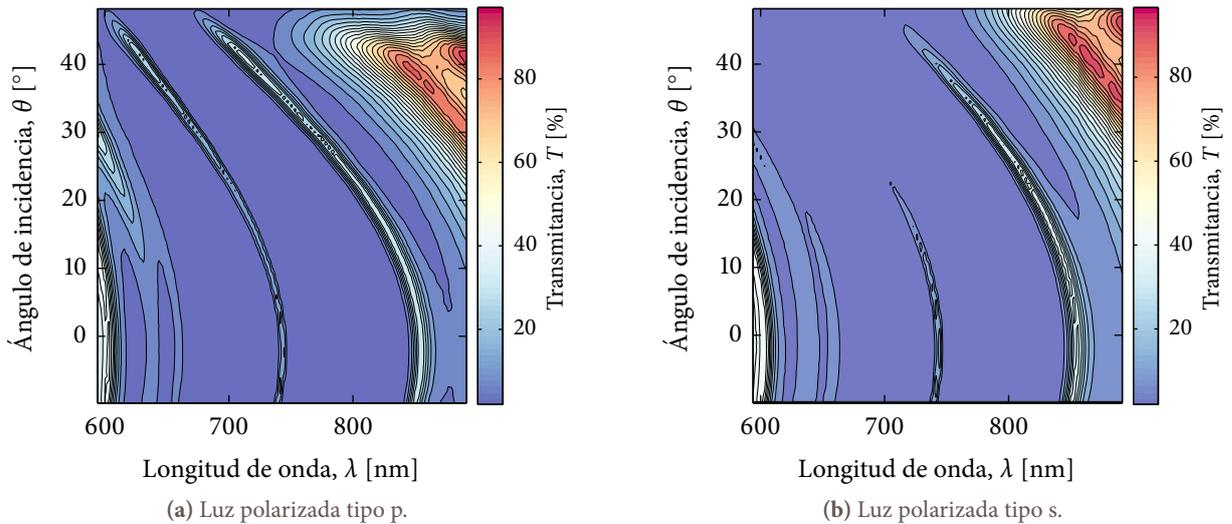


Figura 6.26: Medida de la transmisión de la microcavidad fabricada, en función de la longitud de onda y del ángulo de incidencia de la luz, para ambos tipos de polarización.

transmitancia en función de la longitud de onda y del ángulo de incidencia, con luz polarizada tipo p y s. En ambas figuras se aprecia que el cambio en ángulo produce un corrimiento en los espectros hacia mayores energías. Esto se puede observar comparando las resonancias características de la microcavidad fabricada con el espectro de transmitancia de la Figura 6.24. En general, la estructura de los espectros es similar para los dos tipos de polarizaciones, aunque los cambios en intensidades son notorios para algunos ángulos y longitudes onda. La intensidad de los picos es casi un orden de magnitud mayor en el caso de la luz polarizada tipo p, respecto de la tipo s, aún cuando el ángulo de incidencia es grande. Se ve que el pico correspondiente a $\lambda_c = 730$ nm es intenso a medida que cambia de posición por el cambio del ángulo. Sin embargo, en el espectro con la onda s, el pico central se disipa a partir de $\theta = 25^\circ$.

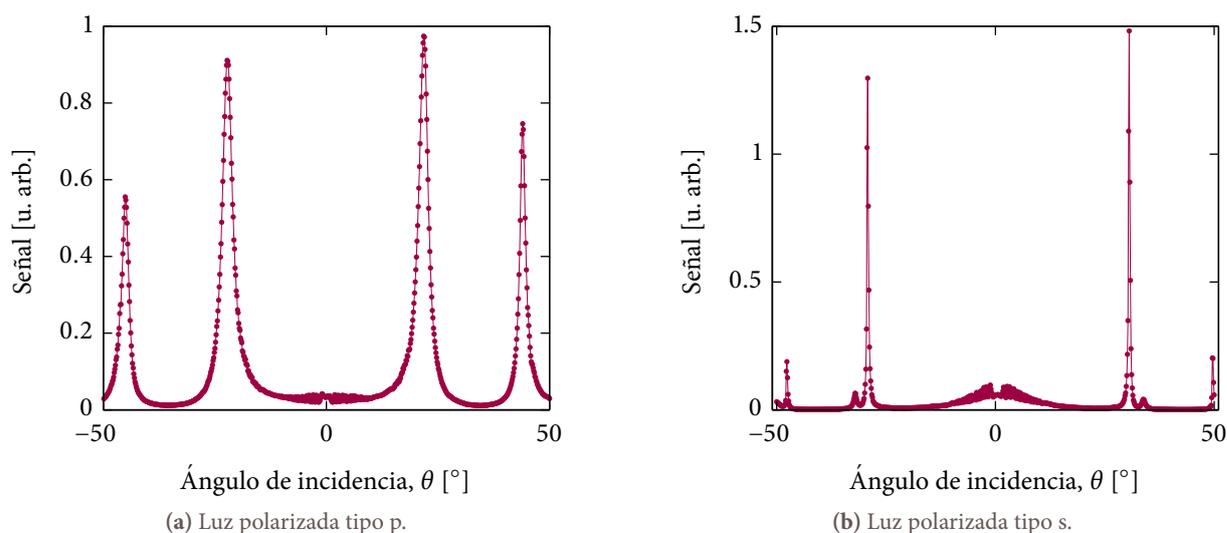


Figura 6.27: Medida de la transmisión de la microcavidad fabricada, en función del ángulo de incidencia del haz, polarizado tipo p (a), y tipo s (b). El láser empleado tiene un longitud de onda de 675 nm.

Empleando el sistema de medición presentado en la Figura 6.25, pero cambiando la lámpara de luz por un láser de longitud de onda de 675 nm, y sustituyendo el espectrómetro por un fotodetector, se midió la transmisión en función del ángulo de incidencia, con una mayor resolución. En la Figura 6.27 se pueden observar estas mediciones. La resonancia que ocurre en $\lambda = 730$ nm en la Figura 6.24 se corresponde con el pico de transmitancia en el ángulo $\theta = 30^\circ$ en la Figura 6.27a, mientras que la resonancia en 845 nm se relaciona con el pico en 47° . Para el caso de la onda s, el segundo pico no se distingue del fondo sobre el que está montado el espectro. La razón es que la señal transmitida cuando se utiliza la onda p es casi un orden de magnitud más intensa que el caso de la onda s. Una característica que se distingue en la transmisión medida con la onda s es un pequeño pico junto al pico principal, en $\theta = 34^\circ$. La aparición de este pequeño hombro ocurre debido a una contribución de la onda p, aún cuando el polarizador está bien alineado. La situación inversa —una evidencia de la onda s en la medida con onda p— no ocurre debido a la diferencia en la intensidad de la señal transmitida entre ambas polarizaciones. El ancho medio del pico alrededor de 32° para la medida utilizando luz polarizada tipo p es de 1° , mientras que para el caso de la onda s en 30° es de 0.42° . La banda que se observa en la parte central en estas dos figuras — $\theta \approx 0$ — se debe a la interferencia de la luz con el portaobjeto de vidrio donde se depositó la microcavidad.

§§6.6.3.3. Estudio de modos vibracionales con multicapas de silicio poroso

Las intensidades en los espectros infrarrojos —IR— y Raman de las películas delgadas simples se ven afectados por la interferencia óptica cuando el espesor de la capa es comparable con la longitud de onda. Una interacción mayor y un aumento adicional puede lograrse empleando multicapas de SP [18]. El empleo de estructuras complejas de multicapas posibilitan el estudio de los modos de vibración sin el efecto de la interferencia.

En la Figura 6.28 se observa un espectro de reflectancia de un cristal fotónico construido con SP centrado alrededor de 2100 cm^{-1} . En la misma se observan los picos asociados a la absorción de los modos de vibración de estiramiento —*stretching*— de los enlaces Si–H, Si–H₂, y Si–H₃. Por otra parte, en la Figura 6.29 se observa un espectro de reflectancia infrarroja de una película de SP, donde se aprecian los modos vibracionales asociados a la absorción de los mismos enlaces. Comparando estas dos figuras, puede observarse que para la sustracción de la línea de base es preferible la utilización de multicapas de SP en lugar de una película simple. Esto es así, debido a que en estas últimas los modos vibracionales se ven afectados por los fenómenos característicos de interferencia en una capa simple.

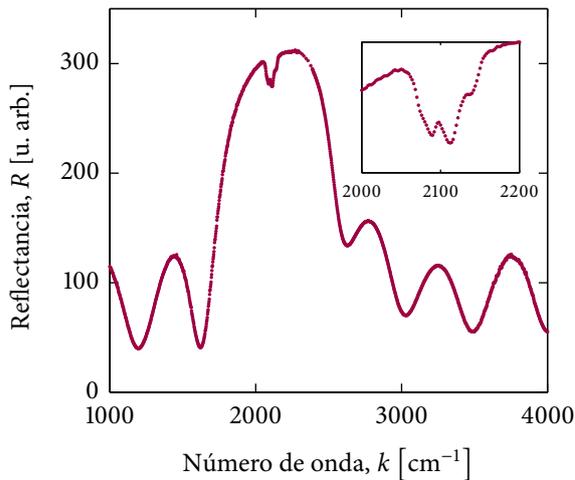


Figura 6.28: Espectro de un cristal fotónico de SP fabricado con la banda fotónica prohibida en el IR. En el detalle se observan los picos asociados a la absorción de los enlaces Si-H, Si-H₂, y Si-H₃ alrededor de 2100 cm⁻¹.

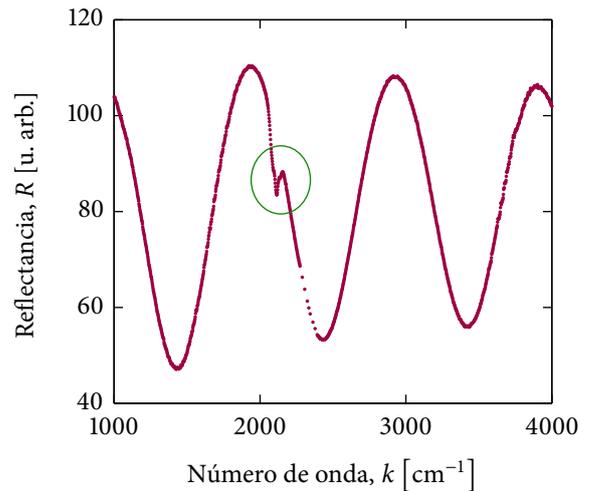


Figura 6.29: Espectro IR de una película delgada simple de SP. Se observa que los mismos modos vibracionales que aparecen en el espectro de la Figura 6.28 debidos a la absorción de los enlaces silicio-hidrógeno aparecen afectados por la interferencia óptica en este caso. Los modos están encerrados en un círculo alrededor de 2100 cm⁻¹.

Los cristales fotónicos de SP pueden utilizarse para efectuar estudios de los modos vibracionales que aparecen en los espectros FTIR, por lo que el estudio sistemático de este fenómeno merece un análisis más detallado. Por otra parte, aprovechando el empleo de microcavidades pueden intensificarse las intensidades de estos modos y estudiar los aspectos fundamentales entre el acoplamiento de la luz con los modos de vibración.

Estos resultados fueron publicados en la *Revista del 8vo. Congreso de Metalurgia y Materiales* (CONA-MET - SAM 2008) [19], en el libro de la conferencia internacional *Euroensors XXII* realizada en Dresden, Alemania (2008) [20], y en los *Anales AFA* 20:139–142 (2008) [21].

§6.7. Conclusiones

Un estructura de capas secuenciada en forma apropiada da lugar a una multicapa. Las multicapas tienen respuestas ópticas muy específicas en sus espectros de reflectancia y de transmitancia como resultado de las múltiples reflexiones en cada una de las interfases. El confinamiento de los fotones en regiones determinadas del espectro le otorga a las multicapas una respuesta óptica específica de acuerdo a la estructura. Se mostró que la fabricación de las multicapas de SP es posible debido a la flexibilidad para modelar la porosidad —índice de refracción— a través de las condiciones de preparación aprovechando el efecto autolimitado del proceso de fabricación, empleando la información obtenida mediante el estudio previo de las capas simples que la componen. Con las propiedades mencionadas de las multicapas es posible diseñar y fabricar sensores con estructuras fotónicas basadas en SP, como verá en los capítulos posteriores.

Referencias — 6

- [1] L. Pavesi. Porous silicon dielectric multilayers and microcavities. *Rivista del Nuovo Cimento*, 20(10):1–76, 1997. doi:10.1007/BF02877374.
- [2] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade. *Photonic crystals - Molding the flow of light*. Princeton University Press, 2nd edition, 2008.
- [3] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, New Jersey, 2nd edition, 2007.
- [4] A. Yariv and P. Yeh. *Photonics: Optical electronics in modern communications*. Oxford University Press, New York, 6th edition, 2007.
- [5] A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy. *Microcavities*. Oxford University Press, New York, 1st. edition, 2007.
- [6] A. V. Kavokin and G. Malpuech. Cavity polaritons. In *Thin Film and Nanostructures*, volume 32. Academic Press, 1st edition, 2003.
- [7] J. I. Cisneros. *Ondas Eletromagnéticas. Fundamentos e aplicações*. Editora da UNICAMP, Campinas, SP Brasil, 2001.
- [8] K. Iizuka. *Elements of Photonics: In Free Space and Special Media*, volume 1. John Wiley & Sons, New York, 1st edition, 2002.
- [9] Z. Knittl. *Optics of Thin Films (An Optical Multilayer Theory)*. John Wiley & Sons, New York, 1976.
- [10] P. Atkins and R. Friedman. *Molecular quantum mechanics*. Oxford University Press, Oxford, Great Britain, 4th edition, 2005.
- [11] K. Sakoda. *Optical Properties of Photonic Crystals*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1st edition, 2001.
- [12] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley & Sons, 8th edition, 2004.
- [13] M. G. Berger, C. Dieker, M. Thonissen, L. Vescan, H. Luth, H. Munder, W. Theiß, M. Wernke, and P. Grosse. Porosity superlattices: a new class of si heterostructures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 27(6):1333, 1994. doi:10.1088/0022-3727/27/6/035.
- [14] Jarkko J. Saarinen, Sharon M. Weiss, Philippe M. Fauchet, and J. E. Sipe. Reflectance analysis of a multilayer one-dimensional porous silicon structure: Theory and experiment. *Journal of Applied Physics*, 104(1):013103, 2008. doi:10.1063/1.2949265.
- [15] W. Theiß. Optical properties of porous silicon. *Surface Science Reports*, 29(3-4):91 – 192, 1997. doi:10.1016/S0167-5729(96)00012-X.
- [16] R. Urteaga, O. Marín, L. N. Acquaroli, D. Comedi, J. A. Schmidt, and R. R. Koropecski. Enhanced photoconductivity and fine response tuning in nanostructured porous silicon microcavities. *Journal of Physics: Conference Series*, 167(1):012005, 2009. doi:10.1088/1742-6596/167/1/012005.
- [17] R. Urteaga, O. Marín, L. N. Acquaroli, D. Comedi, J. A. Schmidt, and R. R. Koropecski. Aumento de la fotoconductividad y sintonización fina de la respuesta en microcavidades de silicio poroso nanoestructurado. *Anales AFA*, 20:110, 2008.
- [18] G. Mattei, A. Marucci, and V.A. Yakovlev. Splitting of porous silicon microcavity mode due to the interaction with Si-H vibrations. *Materials Science and Engineering: B*, 51(1-3):158 – 161, 1998. doi:10.1016/S0921-5107(97)00251-1.
- [19] L. N. Acquaroli, L. C. Lasave, R. R. Koropecski, R. D. Arce, G. Priano, and F. Battaglini. Estudio por FTIR de especies químicas en multicapas de silicio poroso nanoestructurado. *Revista del 8vo. Congreso de Metalurgia y Materiales (CONAMET-SAM)*, 2008.
- [20] G. Priano, L. N. Acquaroli, L. C. Lasave, F. Battaglini, R. D. Arce, and R. R. Koropecski. Sensors based in rationally structured porous silicon. *Euroensors XXII. ISBN: 978-3-00-025217-4. Dresden, Germany*, pages 1515–1518, 2008.
- [21] L. N. Acquaroli, L. C. Lasave, R. D. Arce, R. R. Koropecski, G. Priano, and F. Battaglini. Espectros FTIR de modos vibracionales en multicapas de silicio poroso nanoestructurado. *Anales AFA*, 20:139–142, 2008.