

Conversión paramétrica en un cristal fotónico no-lineal

M. Torres-Cisneros^(a,b), J.W. Haus^(b), P. Powers^(b), P. Bojja^(b), M. Scalora^(c), M.J. Bloemer^(c), N. Akozbek^(d),
L.A. Aguilera-Cortés^(a), R. Guzmán-Cabrera^(a), R. Castro-Sánchez^(a), M.A. Meneses-Nava^(e),
J.A. Andrade-Lucio^(a) y J.J. Sánchez-Mondragón^(f)

^a FIMEE, Universidad de Guanajuato,
Salamanca, Guanajuato; 36730 México

^bElectro-Optics Program, University of Dayton,
Dayton, Ohio; 45469-0245 USA

^cWeapons Sciences Directorate, AMSMI-RD-WS-ST, Research, Development and Engineering Center,
U.S. Army Aviation and Missile Command, Huntsville, AL 35898-5248

^dTime Domain Corp, Cummings Research Park,
7097 Old Madison Pike, Huntsville, AL 35806

^eCentro de Investigaciones en Óptica,
Loma del Pocito S/N, León GTO. México.

^fFotónica y Física Óptica, INAOE,
Tonantzintla, Puebla

e-mail: mtorres@salamanca.ugto.mx

Recibido el 11 de mayo de 2004; aceptado el 9 de julio de 2004

En este trabajo presentamos un nuevo diseño de fuente de ondas milimétricas coherentes basada en la conversión paramétrica hacia abajo en un cristal fotónico unidimensional. Nuestra propuesta se basa en la sintonización del campo eléctrico en la orilla de la banda o en el modo de un defecto localizado al centro de la banda prohibida. Los resultados numéricos muestran que con este diseño es posible obtener radiación coherente en una variedad de intensidades y anchos de banda en toda la región del espectro terahertz. Esto puede ser llevado a cabo variando el número de periodos y/o el contraste del índice de refracción entre las capas del cristal.

Descriptores: Cristales fotónicos; óptica no lineal; fuentes de terahertz; conversión paramétrica.

In this work we present a novel coherent source of millimeter wavelength waves based on parametric down-conversion in an one-dimensional photonic crystal. Our proposal is based either on the band edge or on defect-mode field enhancement phenomena near a photonic band gap. The numerical results have been showed that a wide range of intensities and bandwidths of coherent radiation can be obtained as we vary either the number periods or the refraction index contrast between layers of the crystal array.

Keywords: Photonic Crystals; Nonlinear Optics; Terahertz Sources; Parametric Conversion.

PACS: 160.4330 190.2620, 230.6080

1. Introducción

En el último siglo, los inventos del láser y del magnetrón nos permitieron construir numerosas y confiables fuentes, tanto en la región visible así como en la región de microondas del espectro electromagnético. Sin embargo, entre ambas regiones [de 10^{-6} a 10^{-3} metros], existe un vacío respecto a la existencia de una fuente confiable, que ha tratado de ser llenado con nuevos diseños en los últimos 30 años. El interés en crear una fuente de frecuencias en el intervalo terahertz (THz) se debe principalmente al enorme número de potenciales aplicaciones en las cuales podría ser aplicada. Los diseños actuales de fuentes en este intervalo de frecuencias están basadas en esquemas novedosos o utilizan efectos ampliamente estudiados. Cada uno de estos diseños tiene características distintas y trabajan preferentemente en un corto intervalo de la región THz [0.1-10 THz]. Por ejemplo, las fuentes basadas en dispositivos de estado sólido pasivo [1] trabajan muy bien en la parte baja del espectro THz. Por otro lado, existen excelentes propuestas que involucran efectos ópticos como fotoconducción [2,3], oscilación paramétrica óptica [4,5], ge-

neración paramétrica óptica [6], rectificación óptica [7–10], fotomezclado [11,12] y modelado de femtopulsos [13]. Los láseres de cascada cuántica representan otra activa rama referente al desarrollo de dispositivos en el intervalo de terahertz [14]. En general, la potencia de salida de estas fuentes varía entre los miliwatts a los nanowatts.

Algunas de estas fuentes han sido ya aplicadas para la solución de diversos problemas, tales como; espectroscopía coherente en dominio temporal [15], análisis de semiconductores [18,19], monitoreo ambiental [20], así como para estándares de frecuencia [21].

De todos los diseños mencionados, quizá el más comúnmente utilizado es aquel que se basa en el efecto de rectificación óptica. El uso de la rectificación óptica, o el de conversión paramétrica hacia abajo, es quizá mejor ilustrado en los cristales de neobato de litio periódicamente orientado (PPLN, por sus siglas en inglés). Algunas de las razones de la popularidad de este tipo de cristales pueden ser: su simple arreglo experimental, su diseño compacto y su ancho de banda relativamente angosto. Cabe mencionar que dicha po-

pularidad existe aun a pesar de su baja eficiencia que resulta en una pobre potencia de salida [22].

Por otro lado, hace casi tres décadas se descubrió que una estructura periódica puede suprimir el paso de ciertas frecuencias de luz, generando una banda de frecuencias prohibidas. Estos materiales fueron llamados cristales fotónicos o estructuras de banda fotónica (PGB, por sus siglas en inglés), por su comportamiento análogo al de los semiconductores. Dichas estructuras periódicas pueden ser diseñadas en 1, 2 ó 3 dimensiones. En una dimensión, por ejemplo, el diseño de estos materiales trata de utilizar la propiedad de interferencia que ocurre por las múltiples reflexiones que se dan entre las capas. Esto permite, entre otras cosas, suprimir frecuencias de luz específicas o manejar la dispersión para reconfigurar pulsos o empatar la fase de señales con diferentes longitudes de onda, todo ello inmerso en un material no lineal.

En un trabajo reciente, Yan-qing Lu *et al.* [23] propuso el uso de un cristal fotónico no lineal para generar radiación coherente en el intervalo de microondas utilizando el efecto de rectificación óptica. En ese trabajo, los autores utilizan las características de dispersión en el PGB con la finalidad de resolver el problema de empate de fase. Sin embargo, ellos no consideraron los efectos de amplificación en la orilla de la banda, como tampoco discutieron los efectos de utilizar diferentes fuentes con diversos ángulos de incidencia para sintonizar la radiación THz generada.

Este trabajo reporta la generación de radiación coherente en el intervalo de THz utilizando un cristal fotónico. Sin embargo, esta propuesta se basa en el mecanismo de amplificación local, el cual sucede sintonizando los campos en la orilla de la banda o sobre el modo de un defecto localizado en la misma. El fenómeno de campo local involucra la amplificación resonante del campo así como el incremento en la densidad de estados [24]. La combinación de estos efectos puede proveer una gran flexibilidad en el diseño de nuevas fuentes para generación de ondas sub-terahertz a terahertz. En la Sec. 2 se muestra el arreglo y características de un cristal fotónico unidimensional así como la evolución de sus campos cuando inicialmente éstos son sintonizados en la orilla de la banda o en el modo del defecto. Adicionalmente, también se muestra la dependencia de la frecuencia de la señal generada con respecto al ángulo de incidencia de los campos. En la Sec. 3 se presenta un cálculo que permite estimar la potencia de la señal terahertz obtenida en función de la potencia incidente. Finalmente, la Sec. 4 muestra las conclusiones de nuestro trabajo.

2. Arreglo básico

Un cristal fotónico unidimensional consiste de un arreglo de m capas delgadas depositados sobre un sustrato, como lo muestra la Fig. 1. Un periodo de la estructura mostrada consta de 1 capa de arsenuro de galio (GaAs) seguida de una de arsenuro de aluminio (AlAs), ambas capas tienen un grosor de un cuarto de onda. Para el sustrato es posible también utilizar

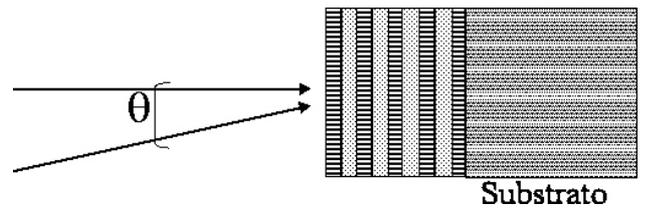


FIGURA 1. Geometría del arreglo: m periodos de GaAs/AlAs depositados sobre un sustrato de GaAs. Cada periodo consiste de una capa de GaAs seguida por otra capa de índice de refracción menor (se ha considerado capas de AlAs, Al_2O_3 e incluso aire). El grosor del sustrato se ha supuesto infinito.

GaAs, sin embargo también existe la posibilidad de eliminar dicho sustrato para tener una interfaz de aire por ambos lados del arreglo.

El análisis teórico involucra la aplicación del método de matriz de transferencia para calcular la magnitud de 2 campos eléctricos sintonizados a distinta longitud de onda en el interior del cristal fotónico. La diferencia de longitud de onda nos permitirá obtener la diferencia de frecuencia deseada. Ambos campos son sintonizados en la cercanía del pico de transmisión resonante en la estructura. Estas características fueron consideradas en un código numérico, realizado en MatLab©, para estimar el funcionamiento de la fuente de terahetz propuesta. Las propiedades dieléctricas dispersivas de los materiales fueron incorporados dentro del programa.

2.1. Amplificación en la orilla de la banda

El espectro de transmisión obtenido para un arreglo de capas de cuarto de onda GaAs/AlAs se muestra en la figura 2. El diseño fue seleccionado de tal manera que el pico de transmisión en la orilla de la banda con mayor longitud de onda fuera cercana a $1 \mu\text{m}$. El sustrato para la muestra fue de GaAs, con un grosor de 71.42 nm para las capas de GaAs y de 85.64 nm

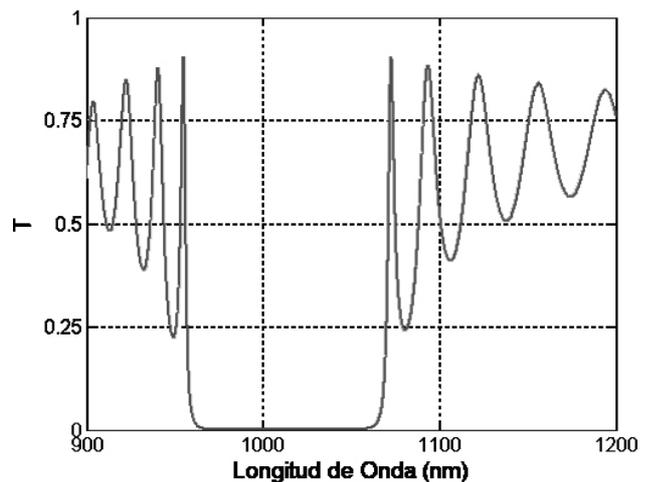


FIGURA 2. Gráfica del espectro de transmitancia para un arreglo con 30 periodos (60 capas). Los parámetros físicos son descritos en el texto del trabajo. Los dos materiales utilizados son GaAs/AlAs colocados sobre un sustrato de GaAs.

para las de AIs. Finalmente, el arreglo PGB consta de 30 periodos, esto es, 60 capas.

La longitud de onda del primer campo debe ser sintonizada en el primer pico de resonancia del espectro de transmitancia en el lado de longitud de onda mayor de la banda. El valor de ésta para la que se alcanza el pico de la transmitancia es 1074.4 nm. Para este caso, la envolvente del campo presenta sólo un máximo, mientras que la amplificación obtenida del campo es modesta (< 2), sin embargo el valor pico del máximo se incrementa notablemente conforme más periodos son incluidos en la estructura PGB. De hecho, posteriormente mostraremos que la razón de amplificación puede incrementarse de dos maneras; al aumentar el número de capas del arreglo o incluyendo un defecto entre un par de estructuras PGB.

Con el objetivo de generar radiación coherente en la región THz, dos campos coherentes son mezclados en un material que posea una característica óptica no lineal de segundo orden. La señal de salida convertida hacia abajo es proporcional al producto de los dos campos en el interior de la estructura PBG. El grosor de la muestra es mucho menor que la longitud de onda de la señal deconvertida, por lo que los efectos de propagación pueden ser despreciados. Esto también elimina la necesidad de igualar la fase de los campos. Tomando el producto de los campos a diferente longitud de onda e integrando sobre la longitud de la muestra, podremos determinar el factor de amplificación de la señal de salida, la cual puede ser expresada como

$$\eta = \frac{\left| \int_0^L E_1 E_2^* dz \right|^2}{L^2} \quad (1)$$

donde E_1 y E_2 representan la amplitud compleja de los campos eléctricos incidentes, mientras que L representa la longitud de la muestra sobre la cual es integrado el producto.

El factor de amplificación para el caso originalmente planteado, puede ser obtenido a partir de la Fig. 3. En este caso las fuentes láser inciden de manera normal sobre la estructura PBG. La longitud de onda de uno de los láseres es sintonizada en el primer máximo de transmisión del arreglo, mientras que el segundo láser se sintoniza de manera continua alrededor de dicho máximo. El máximo de la señal ocurre cerca de la frecuencia de degeneración de los dos láseres, debido a que el traslape de ambos campos es perfecto. Conforme el segundo láser sale de sintonía, el traslape cambia tanto en amplitud como en fase, por lo que rápidamente la amplificación decae a cero. Observando con detenimiento la Fig. 3, se puede ver que el máximo de la amplificación no ocurre cuando ambos láseres se sintonizan a la misma frecuencia (ya que uno de los láseres permanece sintonizado en la longitud de onda del primer máximo de la transmitancia). Esto es debido a que el máximo de la densidad de estados es ligeramente desplazado respecto al máximo de transmisión, manifestándose por medio de un ligero incremento en la energía almacenada por la estructura PGB.

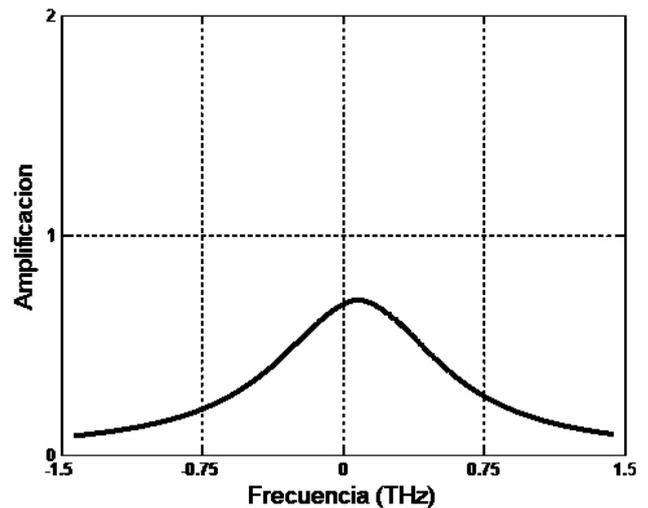


FIGURA 3. La amplitud del campo eléctrico en el interior del arreglo PGB colocado sobre un sustrato de GaAs. La longitud de onda fue sintonizada en el primer máximo en la orilla de la banda, que posee la longitud de onda más larga. Para este caso, dicha longitud fue de 1074.4 nm.

La Ec. (1) es una aproximación que supone que la no linealidad de segundo orden es la misma en ambos materiales. La normalización representa la señal a baja frecuencia esperada cuando la muestra es perfectamente empatada en fase en una muestra homogénea de igual longitud e igual coeficiente no lineal. Hemos también extendido esto para incluir el caso cuando el segundo material no posea una respuesta óptica no lineal, lo cual permitiría incluir materiales como aluminio o aire. Para estos casos, la Ec. (1) tendría que ser modificada de modo que la integral solamente incluya las capas de arseniuro de galio.

La amplificación obtenida para este caso es sumamente pobre, pero ésta puede aumentar en un 58% si cambiamos el sustrato del PGB por aire. El ancho de banda de la resonancia es cercano a 1 THz. Conforme el número de periodos se incrementa, el factor de amplificación crece rápidamente, mientras que el ancho de banda de la resonancia decrece.

Con la finalidad de evidenciar el efecto causado por la modificación del número de capas en las muestras PGB, la Fig. 4 muestra una comparación de la amplificación en la orilla de la banda alcanzada para muestras con 20 y 30 periodos (esto es, 40 y 60 capas). Los parámetros de dichas muestras son las mismas que para el primer ejemplo presentado, excepto que para este caso hemos modificado el contraste del índice de refracción entre las capas, cambiando el segundo material. Los pares de capas están entonces conformados por: arseniuro de galio (GaAs)/óxido de aluminio (Al_2O_3) y utilizando aire como sustrato y superestrato de la muestra. El grosor de cada capa es de 71.42 nm para el arseniuro de galio y de 166.66 nm para el óxido de aluminio. Para el caso de tener 40 capas (*i.e.*, 20 periodos), el factor de amplificación correspondiente para la señal THz es cercano a 35; además si incrementamos el número de capas en un 50% implicaría que el factor de amplificación pico aumente en un factor de 4.

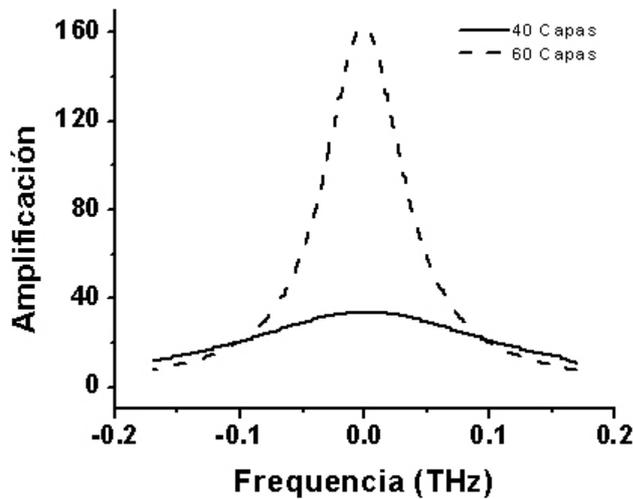


FIGURA 4. Ensanchamiento en la orilla de la banda contra frecuencia para dos casos: 20 y 30 periodos. En este caso, se usó un mayor contraste entre las capas que conforman un periodo; i.e. cada periodo se compone por capas de GaAs/Al₂O₃; mientras que el sustrato de GaAs fue removido. Los otros parámetros fueron discutidos en el texto.

También, a partir de la gráfica mostrada en la Fig. 4, podemos observar una relación recíproca entre la amplificación y el ancho de banda; de tal manera que, cuando el factor de amplificación se incrementa, el ancho de banda de la señal de salida disminuye. El comportamiento del factor de amplificación y del ancho de banda contra el número de capas se muestra en la Fig. 5. En ésta última, se han utilizado los valores de parámetros idénticos a los utilizados en la Fig. 4. Como puede verse, la amplificación se logra a costo de sacrificar el ancho de banda. Para un número de capas del orden de 40, el ancho de banda correspondiente es de aproximadamente 250 GHz. Dicho valor se reduce a alrededor de 71 GHz si el número de capas se incrementa a 60.

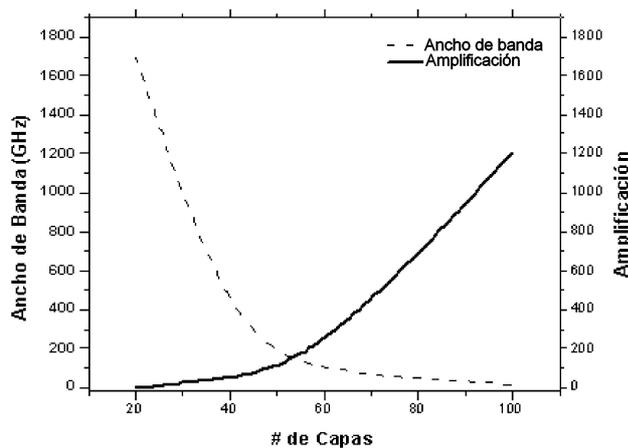


FIGURA 5. Amplificación de la señal reconvertida y su ancho de banda contra el número de pares de capas para un arreglo PGB formado por GaAs/Al₂O₃. Los parámetros son los mismos que los utilizados en la Fig. 4.

Ahora analizemos la amplificación del campo eléctrico para el mismo número de periodos (30), pero observando el contraste de los índices de refracción de los materiales utilizados. Esto es, si se observa la amplificación obtenida para el par de materiales dado por GaAs/AlAs, que es mostrada en la Fig. 3, y se compara con la correspondiente al periodo formado por GaAs/Al₂O₃, que es mostrado en la Fig. 4. Es decir, se ha sustituido arsenuro de aluminio (AlAs) (con un índice de 2.919 a 1.378 μm) por el óxido de aluminio (Al₂O₃) (cuyo índice de refracción es 1.5 a una longitud de onda de 1.4 μm). Este simple hecho implica que el factor de amplificación de la intensidad del campo se incrementa por más de un orden de magnitud, ya que el número de capas es constante en ambos casos. También se encontró que la amplificación del campo para el par de materiales GaAs/Al₂O₃ es mucho mayor que para el correspondiente caso cuando la muestra no presenta sustrato. Otra diferencia apreciable para este caso (GaAs/Al₂O₃) es que los picos de resonancia en la orilla de la banda del espectro de transmisión tienen pendientes más pronunciadas. En ambos casos, el cálculo de amplificación sólo incluye el material de arsenuro de galio. Para finalizar podríamos remarcar que la utilización de mayores contrastes en los índices de refracción de los materiales nos permitirá la obtención de mayores factores de amplificación del campo eléctrico en el interior de la estructura. Sin embargo, este último hecho implicará una reducción en el ancho de la banda de resonancia. Por otro lado, un número reducido de capas implicará menores costos de fabricación de los dispositivos al simplificar su producción, al no requerirse el control de un gran número de capas.

2.2. Sintonización por ángulo

La frecuencia de la señal deconvertida puede ser sintonizada por la intersección de dos fuentes láser no colineales. Suponga que un láser incide de manera normal sobre la muestra y que un segundo láser presenta un ángulo de incidencia sobre la normal. Esto último produce que el espectro de transmitancia sufra un corrimiento proporcional al ángulo de incidencia. Los parámetros de la muestra utilizados para este caso son: número de periodos (N) igual a 60, grosor de la capa de arsenuro de galio (GaAs) es 71.42 nm y finalmente, el grosor de la capa de óxido de aluminio (Al₂O₃) es de 166.66 nm. Cuando los ángulos de incidencia no son normales, el espectro de transmisión es diferente para las polarizaciones tipo "s" y "p". En este caso, se encontró que la polarización tipo "p" presenta un corrimiento mayor en el espectro de transmitancia comparado con el que presenta la polarización tipo "s". Además se observó que los anchos de ambos picos de resonancia no son apreciablemente distintos y, de la misma manera, encontramos que el campo amplificado en el interior del arreglo PGB es similar para ambos casos.

La Fig. 6 resume nuestros resultados sobre la dependencia de la emisión de THz con respecto al ángulo de incidencia. Las polarizaciones son degeneradas a incidencia normal y tienen su máximo cerca de la frecuencia cero. Sintonizando,

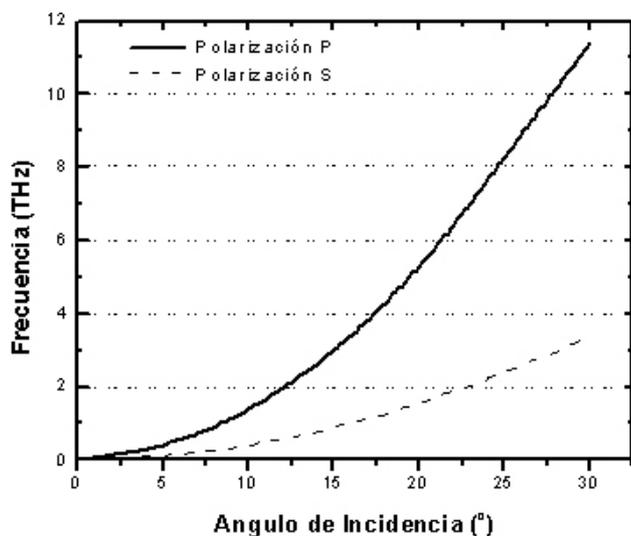


FIGURA 6. La frecuencia de la señal obtenida al ser sintonizado uno de los haces incidentes al variar el ángulo de incidencia. La línea continua muestra la correspondencia para la polarización del tipo “p”, mientras que la punteada muestra para el tipo “s”.

es decir, moviendo el ángulo de incidencia de manera continua hasta 30 grados respecto a la normal, la frecuencia de la señal en el máximo factor de amplificación es cercana a 11.5 THz para la polarización tipo “p” y de 3.5 THz para la polarización tipo “s”. En todo el intervalo de sintonización, la amplificación pico para ambas polarizaciones permaneció en el orden de 2 órdenes de magnitud, mientras que los valores para el ancho de banda de la amplificación pico se mantuvo alrededor de 75 GHz.

2.3. Amplificación por defecto localizado

Un defecto localizado puede ser explotado como un mecanismo de amplificación para las señales THz generadas en el arreglo PGB. Típicamente, un defecto se establece colocando una capa cuyo grosor es algún múltiplo de mitad de onda, entre dos arreglos multicapas de grosor de cuarto de onda. El número de capas alrededor del defecto no tiene que ser necesariamente el mismo.

Al igual que el caso de amplificación en la orilla de la banda, la amplificación utilizando un modo generado por un defecto es muy sensible al número de capas (M para la parte superior del arreglo y N para el fondo del arreglo en este caso). Con el propósito de contar con una referencia experimental posterior, hemos fijado el número de periodos superiores (M) al defecto a 18 de GaAs/AlAs, mientras que el número de periodos inferiores al defecto (N) es de 22 periodos formados por capas de AlAs/GaAs. Cada periodo está constituido de dos capas de grosor de cuarto de onda. El grosor de las capas de GaAs es de 112.42 nm mientras que el grosor para las capas de AlAs es de 130.45 nm. La capa que funge como defecto es de GaAs con un grosor de 1,349 nm, mientras que el sustrato es considerado como infinitamente grueso (no se considera reflexión del mismo). Estos parámetros se escogieron de una muestra disponible, pero que fue diseñada para

otro experimento. La banda cae en la región IR; esto es, se extiende desde 1400 nm hasta 1700 nm.

La Fig. 7 muestra el espectro de transmisión para la muestra, en la cual y a diferencia de la Fig. 2, puede visualizarse la presencia del modo localizado a la mitad de la banda prohibida. El modo incluido por el defecto es extremadamente angosto y está localizado en 1518.87 nm. Para este caso, la intensidad resonante es incrementada por dos órdenes de magnitud. A incidencia normal, la magnitud de la amplificación del campo obtenida es de alrededor de 550. Esto representa casi tres órdenes de magnitud mayor comparado con la amplificación lograda en el caso del pico en la orilla de la banda mostrado en la Fig. 3. En este caso, existe una dependencia del grosor del defecto con respecto al factor de amplificación obtenido, como se muestra en la Fig. 8. El ancho de resonancia para el pico de la amplificación es de alrededor de 40 GHz, lo cual es suficientemente ancho para minimizar los defectos de los anchos de banda de los láseres utilizados. Sin embargo, variando el ángulo de uno de los láseres que inciden sobre la muestra, también podemos observar un desplazamiento en la posición de resonancia para ambas polarizaciones. Sin embargo, en esta ocasión, el corrimiento es mucho menor comparado con el obtenido para el caso de orilla de banda discutido en la sección previa (2.2). A 30 grados de incidencia sobre la normal, la amplificación pico ocurre a 2.3 THz, pero la amplificación de dicha amplificación es cerca de 420 para el caso de la polarización tipo “p” y permanece casi sin variación conforme variamos el ángulo de incidencia. El corrimiento para la polarización tipo “s” es idéntica a la que sufre la polarización “p” en este caso. El ancho de banda obtenido es muy angosto. De manera semejante al caso anterior, utilizando mayores ángulos de incidencia la frecuencia resultante puede correrse hacia valores mayores, sin embargo permanece por debajo de los 10 THz aun para ángulos de incidencia alrededor de 80 grados respecto a la normal.

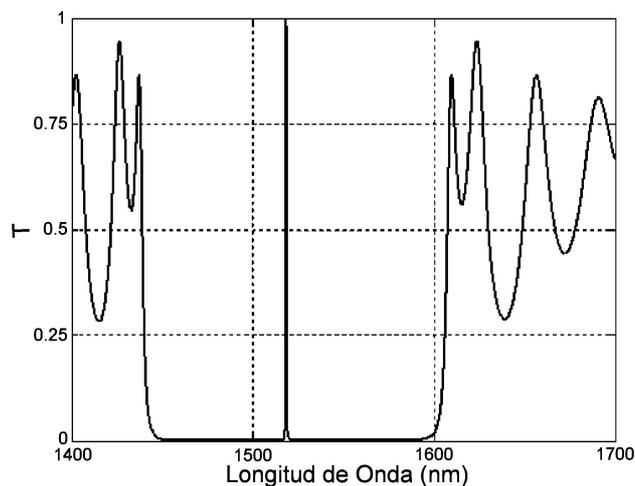


FIGURA 7. Espectro de transmisión para una muestra de GaAs/AlAs que posee un defecto en su estructura de GaAs. En este espectro se puede observar el modo localizado en el centro de la banda prohibida causado por la presencia del defecto en la muestra.

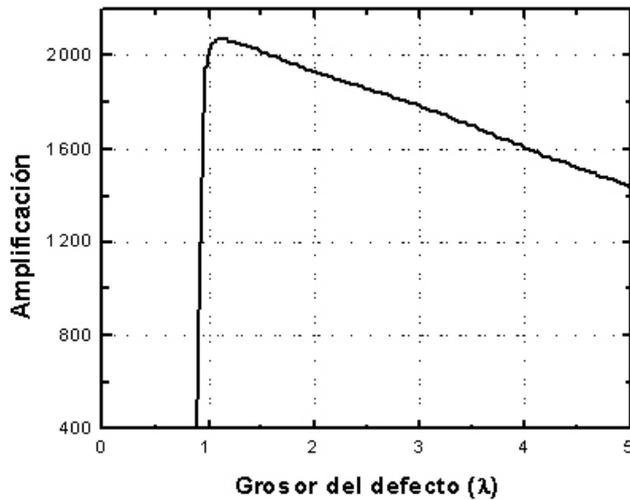


FIGURA 8. Dependencia del factor de amplificación contra el grosor del defecto localizado en la muestra (en longitudes de onda). El ángulo de incidencia de ambos haces es normal con respecto a la superficie de la muestra.

3. Conversión de potencia

La eficiencia en la conversión de potencia para este proceso puede ser burdamente estimada. Tomando en cuenta que la intensidad del láser y la intensidad de la señal THz obtenida en el espacio libre en el sistema MKS es

$$I = \frac{c\varepsilon_0}{2} |E|^2. \quad (2)$$

Entonces para una señal THz con una potencia de 1 mW enfocada sobre un punto con un área de 10^{-3} cm^2 le correspondería una amplitud de campo eléctrico alrededor de $0.2 \times 10^4 \text{ V/m}$, por lo que el campo eléctrico de la señal THz generada en el arreglo PGB puede ser estimada por medio de una aproximación de la ecuación de modos acoplados, cuya expresión es

$$E_{THz} = \frac{2\pi}{\lambda} \chi^{(2)} \int_0^L E_1 E_2^* dz. \quad (3)$$

Por lo tanto, la intensidad THz esta dada por

$$I_{THz} = \frac{c\varepsilon_0}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} L \right)^2 \eta \left(\chi^{(2)} E^2 \right)^2. \quad (4)$$

Para estimar la eficiencia de conversión hemos usado: una longitud de muestra (L) de $10 \mu\text{m}$, la frecuencia (ν) de la señal generada de 1 THz ($\lambda=300 \mu\text{m}$), la susceptibilidad no lineal del material ($\chi^{(2)}$) de 10^{-11} m/V y finalmente $\eta=10^2$. Con estos valores la potencia de la señal THz generada es del

orden de 10 pW. Este resultado puede ser escalado como proporcional al cuadrado de la potencia de bombeo, entonces, para una potencia de entrada del láser de 1 W, la potencia correspondiente de la señal THz obtenida oscilará alrededor de $10 \mu\text{W}$. Dado que la eficiencia promedio es inversamente proporcional a la longitud de onda THz, esto implica que mayores frecuencias serán generadas con mayores potencias. Una gran proporción (más de dos órdenes de magnitud) de la ineficiencia es debida a la eficiencia cuántica del proceso de conversión hacia abajo.

4. Conclusiones

Hemos demostrado que es posible generar señales terahertz de manera coherente y sintonizable en todo el intervalo THz a partir de un cristal fotónico o estructura PGB. Este diseño se basó en la utilización de los picos de transmitancia en la orilla de la banda o el correspondiente a un defecto localizado en la parte central de la banda. Variando el número específico de capas, así como el contraste del índice de refracción, prácticamente es posible seleccionar el ancho de banda así como la intensidad de la señal resultante. Las longitudes de onda de excitación son determinadas únicamente por el grosor de las capas y por lo tanto se pueden escoger los materiales adecuados a las fuentes disponibles o viceversa.

Al utilizar materiales con bajo índice de refracción la amplificación de la señal puede incrementarse hasta por un orden de magnitud. También encontramos que el modo generado por la inclusión de un defecto es muy efectivo para proveer grandes valores de factores de amplificación, sin embargo, el corrimiento del espectro es menor. En este caso, el espectro de transmitancia para ambas polarizaciones “p” y “s” tiene igual corrimiento.

Los valores de amplificación obtenidos nos permiten obtener señales en el orden de GHz o incluso THz cuyos niveles de potencia se establecen alrededor de los $10 \mu\text{W}$ utilizando láseres continuos de 1 W de potencia. La eficiencia podría aumentar sobre un pequeño intervalo, típicamente del orden de unas pocas decenas de GHz; sin embargo, en casi todo el intervalo de THz, dicha señal es obtenida al sintonizar los campos en los correspondientes espectros de transmisión por separado.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado parcialmente por una beca DARPA, una beca NSF ECS-0140109 y la Universidad de Guanajuato a través de su programa “Apoyo a la Investigación 2003”. También, uno de los autores, (MTC) agradece al Dr. Haus y al programa de EO en U.D. por su hospitalidad.

1. T.W. Crowe, T.C. Grein, R. Zimmermann, and P. Zimmermann, *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, **6** (1996) 207.
2. P.R. Smith, D.H. Auston and M.C. Nuss, *J. Quantum Electron.* **24** (1988) 255.
3. P.K. Benicewicz, A.J. Taylor, *Opt. Lett.* **18** (1993) 1332.
4. M.A. Piestrup, R.N. Fleming, *Appl. Phys. Lett.* **26** (1975) 418.
5. H. Minamide, K. Kawase, K. Imai, A. Sato y H. Ito, *Rev. Laser Eng.* **29** (2001) 744.
6. A. Sato *et al.*, *Opt. Comm.* **207** (2002) 353.
7. M. Bass, P.A. Franken, J.F. Ward y G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 446.
8. K.H. Yang, P.L. Richards y Y.R. Shen, *Appl. Phys. Lett.* **19** (1971) 320.
9. L. Xu, X.-C. Zhang y D.H. Auston, *Appl. Phys. Lett.* **61** (1992) 1784.
10. S.L. Chuang, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 102.
11. R.L. Aggarwal, B. Lax, H.R. Fetterman, P.E. Tannenwald y B.J. Clifton, *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 3972.
12. E.R. Brown, K.A. McIntosh, K.B. Nichols y C.L. Dennis, *Appl. Phys. Lett.* **66** (1995) 285.
13. A.M. Weiner y D.E. Leaird, *Opt. Lett.*, **15** (1990) 51.
14. A. Tredicucci *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **73** (1998) 2101.
15. D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter y Ch. Fattinger, *J. Opt. Soc. Am. B* **7** (1990) 2006.
16. B.B. Hu, M.C. Nuss, *Opt. Lett.* **20** (1995) 1716.
17. R.A. Cheville y D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 1960.
18. W. Sha, J. Rhee, T. Norris y W.J. Schaff, *IEEE J. Quantum Electron.* **28** (1992) 2445.
19. Brener *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **11** (1994) 2457.
20. D.R. Dykaar y S.L. Chuang, *J. Opt. Soc. Am. B* **11** (1994) 2454.
21. A. Godone y C. Novero, *Metrologia* **30** (1993) 163.
22. Y.-S. Lee, T. Meade, M. DeCamp, T.B. Norris y A. Galvanauskas, *Appl. Phys. Lett.* **76** (2000) 2505.
23. Yan-qing Lu, Min Xiao y G.J. Salamo, *J. of Quantum Electronics* **38** (2002) 481.
24. M. Scalora *et al.*, *Phys. Rev. A* **56** (1997) 3166.