

## Optimización de los patrones de campo cercano y lejano en láseres de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

Juan A. Martín, Elis Mon<sup>a</sup> y M. Sánchez<sup>b</sup>

Facultad de Informática, Universidad de Ciego de Ávila “Máximo Gómez Báez”, Carretera a Morón, Km 9, Ciego de Ávila, Cuba.

a) Universidad de Ciencias Informáticas, Carretera San Antonio, Km 2½ Torrens, Boyeros, La Habana, Cuba.

b) Facultad de Física, Universidad de La Habana, Cuba; maruchy@fisica.uh.cu†

†autor para la correspondencia

Recibido el 02/02/2009. Aprobado en versión final el 25/07/2009.

**Sumario.** En este trabajo se analiza la influencia del espesor de las capas  $n$  y  $p$ -GaN sobre los patrones de campo cercano y lejano de estructuras láser de  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  con pozos cuánticos múltiples (MQW). Se estudiaron estructuras con dos cavidades ópticas diferentes, la convencional de confinamiento separado con variación tipo escalón del índice de refracción (SCH-recta) y otra de índice gradado con variación parabólica del contenido de Al en las capas de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  (GRIN-SCH). Se encontró que con combinaciones adecuadas de los espesores de las capas de GaN las oscilaciones que aparecen en los patrones de campo cercano y lejano debido al insuficiente espesor de las capas cladding de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  pueden ser eliminadas, lo que representa una solución alternativa al problema tecnológico que existe para crecer capas anchas de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  con alto contenido de Al ( $x > 0.13$ ).

**Abstract.** In this work, the influence of the thickness of the  $n$  and  $p$ -GaN layers over near and far field patterns is analyzed for  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  multiquantum well (MQW) laser structures. Two different optical cavities were considered, the conventional step separate confinement heterostructure (SCH-recta) and a graded-index (GRIN-SCH) structure with a parabolic variation of the Al content in the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  guide layers. We found that for specific combinations of the thicknesses of the GaN layers the undesired ripples in the near and far-field patterns due to the insufficient  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  cladding layer thickness can be eliminated, being this an alternative solution to the problem to growth thick  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  cladding layers with higher aluminium content ( $x > 0.13$ ).

**Palabras clave.** Diode lasers, 42.55.Px, Optical waveguides, 42.82.Et

### 1 Introducción

La entrada al mercado de láseres en base a  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  que emiten en la región de longitudes de onda corta (violeta-azul), ha permitido aumentar considerablemente la densidad de almacenamiento de datos en los discos ópticos. Sin embargo, estos dispositivos todavía están lejos de ser optimizados. Uno de los problemas es la dificultad para crecer capas *cladding* de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  con contenido de Aluminio  $x > 0.13$ <sup>1</sup> y lo suficientemente anchas para ga-

rantizar el confinamiento óptico necesario. Esto se debe a la diferencia de constante de red entre el  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  y el GaN. La utilización de capas *cladding* estrechas unida al uso de capas de contacto de GaN con alto índice de refracción provoca la aparición de modos transversales de orden superior indeseables en los patrones de campo lejano<sup>1,2</sup> y altas pérdidas ópticas debido a la penetración del campo óptico dentro del sustrato y la capa de contacto p-GaN.

La influencia del ancho de las capas *cladding* en los patrones de campo cercano (NFPs) y de campo lejano

(FFPs) ha sido estudiada por varios autores<sup>1, 3-6</sup> comprobándose que el aumento del ancho de estas mejora considerablemente las características de ambos al disminuir los efectos de las anti-guías que se forman en las capas de GaN<sup>1, 3</sup>, pero como se señaló con anterioridad debido a la diferente constante de red del AlN y del GaN no se pueden crecer capas anchas de Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N con altos contenidos de aluminio porque se relajan y aparecen dislocaciones<sup>1</sup>.

En [6] mediante simulación numérica demostramos que con pequeñas variaciones de los espesores del MQW es posible atenuar los efectos negativos de las anti-guías, siendo esta una de las formas de evitar crecer capas cladding muy gruesas. Sin embargo de esta manera puede variar la longitud de emisión de la estructura desviándose del valor deseado.

En este trabajo, se analiza mediante simulación numérica la influencia del espesor de las capas exteriores a la guía de ondas sobre los patrones de campo cercano y lejano en estructuras MQW de In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N con dos tipos de cavidad óptica, la típica con variación escalonada de índice de refracción (SCH-recta) y otra con variación gradual de este parámetro (GRIN-SCH). La comparación se hace en cuanto a factor de confinamiento y los patrones de campo cercano y lejano.

## 2 Estructura del diodo láser; parámetros usados en la simulación

En la figura 1 se representan esquemáticamente las estructuras simuladas, junto a los perfiles de índice de refracción correspondientes. Estas son, la estructura SCH-recta y la GRIN-SCH. La zona activa (ZA) está formada por 3 pozos de In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N confinados por 4 barreras de In<sub>0.02</sub>Ga<sub>0.98</sub>N, en la tabla I se dan los espesores L<sub>w</sub> de los pozos y las barreras L<sub>B</sub>. La ZA está embebida en la guía formada por dos capas simétricas n y p de GaN de 0.1 μm para la estructura recta, mientras que para la GRIN son de Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N con 0 ≤ x ≤ 0.15. A ambos lados de la guía se encuentran las capas *cladding* o barreras ópticas n y p-Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N de 0.4 μm de ancho, rodeadas por una capa buffer n-GaN de 6 μm y otra p-GaN de 1 μm para facilitar el contacto ohmico. La estructura se completa con un sustrato de zafiro y metalización p, que se asumen infinitas.

Para hacer los cálculos es necesario conocer la dependencia de la energía de la banda prohibida E<sub>g</sub> y el índice de refracción con la composición de las soluciones sólidas de Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N y e In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N. En el caso del In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N calculamos el valor de E<sub>g</sub> según la expresión reportada por Wu<sup>7</sup> válida en el rango 0 ≤ x ≤ 1:

$$E_{g\text{InGa}}(x) = 0.77x + 3.42(1-x) - 1.43x(1-x) \quad (1)$$

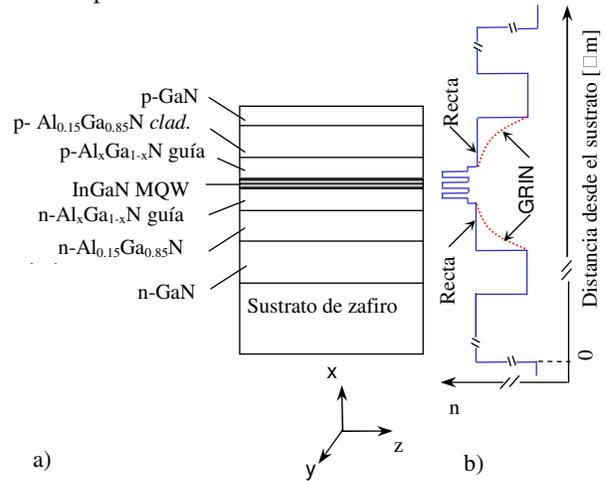
Para el Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N ajustamos los datos experimentales<sup>8-15</sup> según la siguiente expresión:

$$E_{g\text{AlGa}}(x) = 6.2x + 3.42(1-x) - b(x)x(1-x), \quad (2)$$

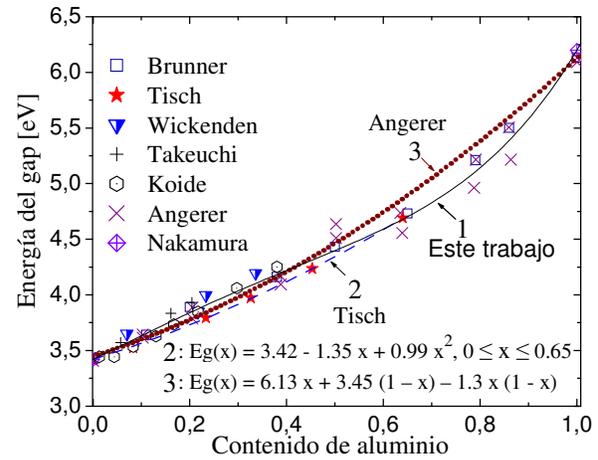
con b(x) = 0.7 + 3.8x<sup>2</sup>.

Esta expresión se obtuvo considerando variable el pa-

rámetro de curvatura y es válida para 0 ≤ x ≤ 1. En la figura 2 esta expresión se compara con datos y otros ajustes reportados<sup>8, 9</sup> observándose que reproduce mejor los datos experimentales.



**Figura 1.** a) Esquema de la estructura analizada junto al sistema de coordenadas empleado, b) índices de refracción en cada capa para las estructuras SCH-recta y GRIN.



**Figura 2.** Ajuste de E<sub>g</sub> del Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N según 1 (línea sólida). Los símbolos corresponden a datos reportados en las referencias 8-15 y las líneas a ajustes propuestos en 8 y 9.

Para determinar los niveles de energía en el MQW se asumió la razón de desacople entre bandas de Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N / In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N como: ΔE<sub>c</sub> / ΔE<sub>v</sub> = 0.7 / 0.3<sup>16</sup>. Las masas efectivas de electrones, huecos pesados y ligeros se calcularon mediante las expresiones<sup>16</sup>:

$$m_{e, \text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = m_{e, \text{GaN}} + x(m_{e, \text{InN}} - m_{e, \text{GaN}}) \quad (3)$$

$$m_{hh, \text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = m_{hh, \text{GaN}} + x(m_{hh, \text{InN}} - m_{hh, \text{GaN}}) \quad (4)$$

$$m_{hh, \text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = m_{hh, \text{GaN}} + x(m_{hh, \text{InN}} - m_{hh, \text{GaN}}) \quad (5)$$

donde m<sub>e, InN</sub> = 0.1m<sub>0</sub>, m<sub>e, GaN</sub> = 0.151m<sub>0</sub>, m<sub>hh, InN</sub> = 1.449m<sub>0</sub>, m<sub>hh, GaN</sub> = 1.595m<sub>0</sub>, m<sub>lh, InN</sub> = 0.157m<sub>0</sub> y m<sub>lh, GaN</sub> = 0.261m<sub>0</sub>

El índice de refracción del In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N se calculó según la expresión dada por Bergmann y Casey Jr<sup>17</sup>:

$$n_{InGaN}(x, E) = n_{GaN} (E - [E_g(x) - E_g(GaN)]) \quad (6)$$

donde  $x$  es el contenido de Indio,  $n_{GaN}(E)$  es el índice del GaN<sup>18</sup> y  $E_g$  es la energía del *gap* del In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N calculada según (1). El índice de refracción del Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N se obtuvo por la expresión reportada para  $0 \leq x \leq 1$ <sup>6</sup>:

$$n(x, \lambda) = \sqrt{a(x) + \frac{b(x)\lambda^2}{\lambda^2 - c^2(x)}}, \quad (\lambda \text{ en nm}) \quad (7)$$

donde:  $a(x) = 4.875 - 4.175x + 10.92x^2 - 24.528x^3$ ,  $b(x) = 0.545 + 2.144x - 9.997x^2 + 27.571x^3$  y  $c(x) = 326.24 - 366.687x^2 - 2174.196x^3$  [nm].

Con estos datos se calcularon, el factor de confinamiento y los patrones de campo cercano y lejano de las estructuras en estudio. El patrón de campo cercano  $E_y(x)$ , de los modos transversales eléctricos se obtiene de la solución de la ecuación de onda<sup>19</sup>:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta_m^2] E_y = 0 \quad (8)$$

donde  $n(x)$  es la dependencia el índice de refracción con  $x$ ,  $\beta_m = k_0 Nm$  es la constante de propagación,  $Nm$  es el índice efectivo del modo  $m$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  es el número de onda y  $\lambda$  la longitud de onda. La ecuación 8 se resuelve de manera exacta en las capas de índice constante y por métodos numéricos en las capas de índice variable.

El campo lejano es el producto de la transformada de Fourier del campo cercano y un factor oblicuo y su intensidad relativa al ángulo  $\theta = 0$  está dada por<sup>19</sup>:

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \frac{\cos^2 \theta \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E_y(x) \exp[ik_0 x \sin \theta] dx \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} E_y(x) dx \right|^2} \quad (9)$$

Como parámetro de comparación utilizamos el ancho a la mitad de la intensidad máxima del campo lejano:  $FWHM = 2\theta_{1/2}$ , donde  $\theta_{1/2}$  es la solución de la ecuación  $I(\theta) = 1/2 I_{max}$ .

### 3 Resultados de la simulación

En la tabla I se presentan las longitudes de onda de emisión obtenidas para una estructura de 3QW-In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N/In<sub>0.02</sub>Ga<sub>0.98</sub>N, con diferentes combinaciones de ancho de pozo ( $L_w$ ) y barrera ( $L_B$ ). Como se observa los valores de  $\lambda$  tienen una dependencia más fuerte con el valor de  $L_w$  que con  $L_B$ . En la tabla I también se muestran los valores del índice de refracción en las capas obtenidos con las expresiones (6) y (7) para cada  $\lambda$ . El índice de refracción del sustrato de zafiro se fijó en 1.785 y el del electrodo metálico  $p$  en 0.9.

En cada caso se calcularon el Factor de confinamiento y el FWHM del patrón de campo lejano, valores que se reportan en la tabla II. Como se observa hay combinaciones de  $L_w$  y  $L_B$  que conducen a un valor más favorable (mayor) de  $\Gamma$  tanto para la estructura SCH-recta como para la GRIN-SCH. Un comportamiento similar se

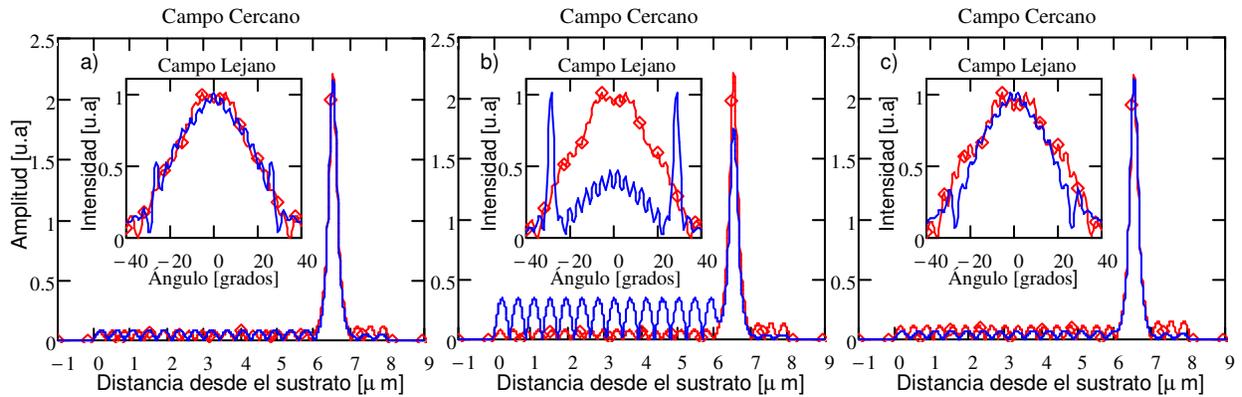
aprecia con los valores del FWHM que en este caso se desean sean lo mas pequeño posible. El dominio de una estructura sobre la otra también depende de la combinación de anchos de pozo y barreras que se utilice.

Caso	Espesor (nm)		$\lambda$ [nm]	Índice de refracción			
	$L_w$	$L_B$		pozo	barrera	guía	cladd.
a	2	5	408	2.631	2.575	2.547	2.427
b	2	6	408	2.631	2.575	2.547	2.427
c	2	7	408	2.631	2.575	2.547	2.427
d	2.5	5	414	2.65	2.56	2.535	2.419
e	2.5	6	414	2.649	2.56	2.535	2.419
f	2.5	7	414	2.649	2.56	2.535	2.419
g	3	5	418	2.667	2.55	2.527	2.413
h	3	6	418	2.666	2.55	2.527	2.413
i	3	7	418	2.665	2.551	2.527	2.414

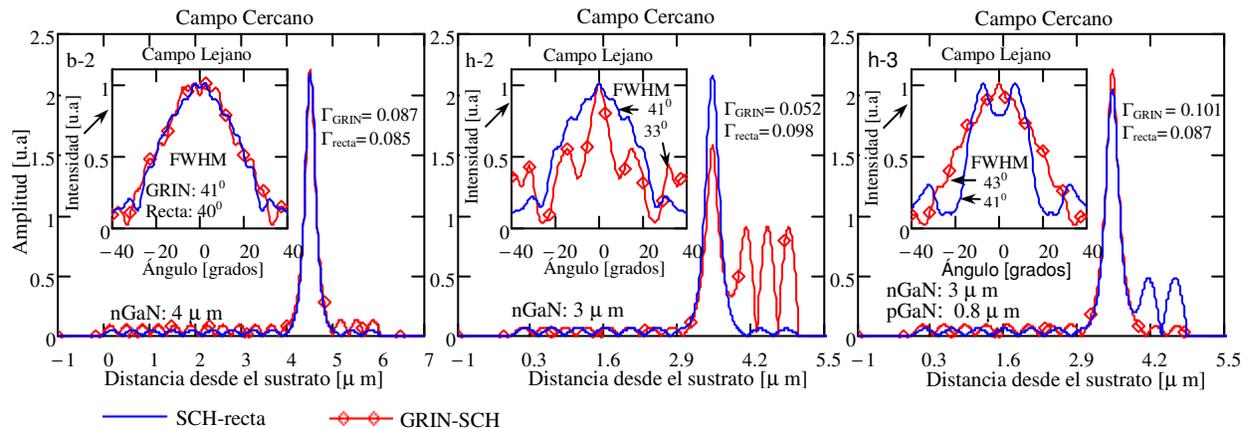
Caso	Espesor (nm)		$\Gamma$		FWHM [grados]	
	$L_w$	$L_B$	Recta	GRIN	Recta	GRIN
a	2	5	0.074	0.077	53	42
b	2	6	0.055	0.087	61	48
c	2	7	0.093	0.095	41	50
d	2.5	5	0.081	0.050	41	74
e	2.5	6	0.091	0.086	42	53
f	2.5	7	0.099	0.094	49	56
g	3	5	0.088	0.072	51	62
h	3	6	0.089	0.050	53	67
i	3	7	0.103	0.070	39	67

En la figura 3 se comparan los NFPs de ambas estructuras correspondientes a la serie a)–c) y en los insertos se comparan los FFPs. Se observa que la forma del FFP en las dos estructuras depende fuertemente de la amplitud del NFP en las anti-guías que se forman sobre las capas  $n$  y  $p$  de GaN. Este comportamiento del NFP también influye sobre el valor que alcance  $\Gamma$  y el FWHM. Lo más significativo que se aprecia en esta figura es la existencia de combinaciones de espesores de pozos y barreras que forman el MQW que permiten optimizar las estructuras sin tener que aumentar el ancho de las capas *cladding*.

En la figura 4 se compara el NFPs de ambas estructuras, para los casos b) y h), en este caso se varió el ancho de las capas  $n$  y  $p$  de GaN, en b-2) y h-2) se tomaron de 4  $\mu\text{m}$  y 3  $\mu\text{m}$  respectivamente, mientras que en h-3) la capa  $n$  es de 3  $\mu\text{m}$  y la  $p$  de 0.8  $\mu\text{m}$ . En los insertos se comparan los correspondientes FFPs. Como puede observarse el espesor de estas capas exteriores a la guía de ondas tiene una influencia significativa en los NFPs y los FFPs, y consecuentemente sobre  $\Gamma$  y el FWHM.



**Figura 3.** NFPs y FFPs (inserto) para las estructuras SCH-recta y GRIN-SCH correspondientes a los casos a)-c) de la tabla I

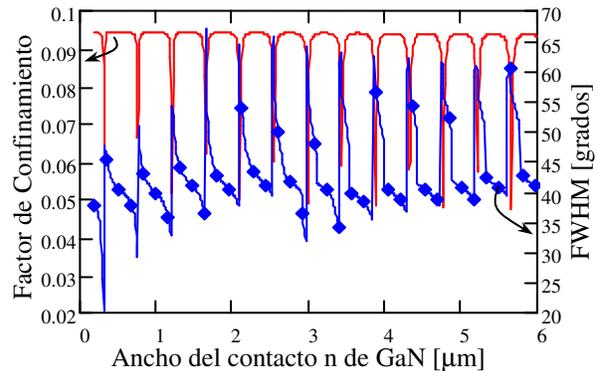


**Figura 4.** NFPs y FFPs (inserto) de las estructuras SCH-recta y GRIN-SCH correspondiente a los casos b) y h) de la tabla I, con diferentes espesores de la capa n de GaN b-2) y h-2) y con ambas capas modificadas h-3)

Para evaluar en detalle la influencia del espesor de la capa n-GaN sobre  $\Gamma$  y el FWHM en la estructura SCH-recta correspondiente al caso c) de tabla I este se varió entre 0.2 y 6  $\mu\text{m}$ . En la figura 5 se presentan los resultados observándose que existen valores para los que se alcanzan valores muy bajo de  $\Gamma$  y muy elevados del FWHM, estos se localizan en  $0.34 + n \cdot 0.443 \mu\text{m}$  ( $n = 0, 1, \dots, 12$ ) aproximadamente. En la estructura GRIN se observó un comportamiento similar pero con una mayor cantidad de puntos con valores inaceptables para  $\Gamma$  y el FWHM. A partir de estos resultados Podemos concluir que en el diseño de una estructura hay que tener en cuenta el espesor de las capas buffer de contacto de GaN pues tiene una influencia significativa sobre los patrones de campo cercano y lejano y consecuentemente sobre los valores de  $\Gamma$  y el FWHM, existiendo valores que se repiten periódicamente que son desfavorables para optimizarlos.

## 4 Conclusiones

En este trabajo se reporta una expresión para la energía del gap del  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , considerando el parámetro de curvatura variable con x, que ajusta mejor los datos experimentales reportados.



**Figura 5.** Dependencia de  $\Gamma$  y el FWHM con el espesor de la capa de contacto n-GaN en la estructura SCH-recta correspondiente al caso c) de la tabla I.

A partir de las simulaciones numéricas realizadas se concluye que fijando el espesor de las capas *cladding* en 0,4  $\mu\text{m}$  (valor realizable en la práctica para estas estructuras) se pueden encontrar combinaciones del ancho de las capas n-GaN y p-GaN que optimizan la estructura en cuanto factor de confinamiento y patrones de campo lejano y cercano. Se encontró que existen espesores de la capa de contacto p-GaN que minimizan  $\Gamma$  y maximizan el valor del FWHM por lo que deben ser evitados al di-

señar las estructuras. Se observó que la superioridad de una estructura sobre la otra (SCH-recta y GRIN-SCH) depende de la combinación de los espesores de las diferentes capas de la estructura.

## Referencias

1. M. Onomura, S. Saito, K. Sasanuma, G. Hatakoshi, M. Nakasuji, J. Rennie, L. Sugiura, S. Nunoue, J. Nishio and K. Itaya, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 5(3), 765 (1999).
2. D. Hofstetter, D. P. Bour, R. L. Thomson and N. M. Johnson, *Appl. Phys. Lett.*, 70(13), 1650 (1997).
3. G. Hatakoshi, M. Onomura, S. Saito, K. Sasanuma, and K. Itaya, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38 1780 (1999).
4. J. A. Martín and M. Sánchez, *Semicond. Sci. Technol.*, 20, 290 (2005).
5. J. A. Martín and M. Sánchez, *phys. stat. sol. (b)*, 242(9), 1846 (2005).
6. J. A. Martín, F. García, B. J. García and M. Sánchez, *Superlattices and Microstructures*, 43, 575 (2008).
7. J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager III, E. E. Haller, H. Lu and W. J. Schaff, *Appl. Phys. Lett.*, 80(25), 4741 (2002).
8. H. Angerer, D. Brunner, F. Freudenberg, O. Ambacher, M. Stutzmann, R. Höpler, T. Metzger, E. Born, G. Dollinger, A. Bergmaier, S. Karsch, and H.-J. Körner; *Appl. Phys. Lett.*, 71(11), 1504 (1997).
9. U. Tisch, B. Meyler, O. Katz, E. Finkman and J. Salzman, *J. Appl. Phys.* 89(5), 2676 (2001).
10. D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Höpler, R. Dimitrov, O. Ambacher and M. Stutzmann, *J. Appl. Phys.* 82(10), 5090 (1997).
11. U. Tisch, B. Meyler, O. Katz, E. Finkman and J. Salzman, *J. Appl. Phys.*, 89(5), 2676 (2001).
12. D. K. Wickenden, C. B. Barger, W. A. Bryden, J. Miragliotta, and T. J. Kistenmacher, *Appl. Phys. Lett.*, 65, 2024 (1994).
13. T. Takeuchi, H. Takeuchi, S. Sota, H. Sakai, H. Amano and I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* 36, L177 (1997).
14. Y. Koide, H. Itoh, M. R. H. Khan, K. Hiramatu, N. Sawaki, and I. Akasaki, *J. Appl. Phys.*, 61, 4540 (1987).
15. S. Nakamura, S. Pearton, and G. Fasol, "The Blue Laser Diode: The Complete Story", Edit. Springer-Verlag, ISBN: 3540665056 (2nd edition September 2000) 368p
16. Y-K. Kuo and Y-A. Chang, *IEEE J. Quantum Electron.*, 40(5), 437 (2004).
17. M. J. Bergmann and H. C. Casey Jr., *J. Appl. Phys.*, 84(3), 1196 (1998).
18. T. Kawashima, H. Yoshikawa and S. Adachi, *J. Appl. Phys.*, 82 (7), 3528 (1997).
19. H.C. Casey, M.B. Panish, *Heterostructure Lasers*, (Academic Press, New York, Part A, 1978).