DIFUSIÓN DE Zn EN GaAs_{0,8}P_{0,4} A TRAVÉS DE Si₃N₄

E. Vigil L.C. Hernández R. Espinosa

Laboratorio de Investigaciones Electrónicas del Estado Sólido (L.I.E.E.S.) Facultad de Física-Matemática U.H.

ABSTRACT

 $\mathrm{Si}_3\mathrm{N}_4$ is used in $\mathrm{GaAs}_{1-\mathrm{x}}\mathrm{P}_{\mathrm{x}}$ light emitting diode (LED) technology in order to extract light more efficiently and for surface passivation. It is also employed as mask to prevent in diffusion in semiconductor areas that have been covered by it.

The conditions which allow Zn diffusion in $GaAs_{1-X}P_X$ thru a Si_3N_4 layer and without need of vacuum have been developed (1). Analyzed herein is the Si_3N_4 layer width influence on electrical and optical characteristics of devices which have been obtained by Zn diffusion thru such a layer. Also the junction depth and regularity are analyzed.

The results show the advantages of this process and characteristics comparison for different $\mathrm{Si}_3\mathrm{N}_4$ layer width permits recommendation for most adequate width selection.

RESUMEN

El $\mathrm{Si}_3\mathrm{N}_4$ se utiliza en la tecnología de diodos emisores de luz (DEL) en base a $\mathrm{GaAs}_{1-\mathrm{X}}\mathrm{P}_{\mathrm{X}}$ con el objetivo de extraer más eficientemente la luz y pasivar la superficie. También se emplea como máscara para prevenir la difusión de Zn en las áreas del semiconductor por él cubiertas.

Se han desarrollado las condiciones que permitan difundir Zn en $\operatorname{GaAs}_{1-x}P_x$ a través de una capa de Si_3N_4 y a la vez poder llevar a cabo este proceso sin necesidad de vacío. (1). En el presente trabajo se analiza la influencia del espesor de la capa de Si_3N_4 en las características eléctricas y ópticas de los dispositivos obtenidos difundiendo Zn a través de ésta, así como en la profundidad y regularidad del frente de difusión.

Los resultados demuestran las ventajas de este proceso de difusión y la comparación de características para los distin

tos espesores de $\mathrm{Si}_3\mathrm{N}_4$ permite hacer recomendaciones para la selección del espesor más adecuado.

INTRODUCCIÓN

Es conocida la aplicación creciente de los diodos emisores de luz (DEL) como pilotos y señalizadores, así como en equipos diversos, donde la técnica digital está determinando la sustitución total de indicadores de aguja.

En la tecnología de los DEL de $GaAs_{1-x}P_x$ se utilizan capas de Si_3N_4 , Si0 ó $Si0_2$ con el doble fin de pasivar la superficie y mejorar la extracción de luz del semiconductor de alto índice de refracción. (2, 3). También esto contribuye a alargar la vida útil del dispositivo (4).

A pesar de que el Si₃N₄ es utilizado como máscara en la difusión de Zn (5) se ha desarrollado una modificación del proceso tecnológico (1) difundiendo a través de la capa de Si₃N₄ que permite la simplificación de éste al eliminar la necesidad de difusion al vacío en ámpula cerrada.

Las temperaturas a las cuales se realiza la difusión ocasion na el deterioro de la superficie y la difusión hacia fuera de átomos de la red en el GaAs y sus soluciones sólidas; lo cual disminuye la eficiencia de recombinación radiactiva en los diodos electroluminiscentes, de forma notable en los emisores de superficie que presentan junturas poco profundas. Se ha encontrado que el Si₃N₄ protege la superficie no permitiendo la difusión hacia fuera de los átomos de la solución sólida

GaAs___P_ (6).

En el presente trabajo se analizan los efectos de la variación del espesor de la capa de Si₃N₄ a través de la cual se difunde con el objetivo de optimizar tanto el proceso tecnológico, como las características electricas y ópticas de los DEL así obtenidos. Para ello se realiza un proceso de difusión en cuatro muestras procedentes de la misma oblea para garantizar condiciones experimentales identicas a excepción del espesor de las capas de nitruro depositadas sobre sus superficies. Se analizan las características I-V y C-V que presentan, la profundidad y regularidad de la juntura, la longitud de onda en que emiten y la eficiencia cuantica externa.

DESARROLLO EXPERIMENTAL

Las capas de $\mathrm{Si}_3\mathrm{N}_4$ fueron depositadas utilizando la técnica de pulverización catódica. Los espesores fueron de 400, 900 y 1 800 Å, medidos según la técnica sugerida por Franz y Lang heinnich (7) y que fue necesario desarrollar para $\mathrm{Si}_3\mathrm{N}_4$ sobre $\mathrm{GaAs}_{\mathbf{x}}^{\mathrm{P}}_{1-\mathbf{x}}$ (Ver apéndice). Estas tres muestras y otra sin $\mathrm{Si}_3\mathrm{N}_4$ se sometieron a un mismo proceso de difusión durante 50 minutos.

En la Fig. 1 se presenta la estructura de los dispositivos obtenidos. Como se observa en ésta la capa epitaxial de ${\rm GaAs}_{0,6}{\rm P}_{0,4}$ se encuentra sobre un sustrato de ${\rm GaAs}$. Las capas epitaxiales tipo n presentan una concentración de impurezas de Te n = 3 . $10^{17}~{\rm cm}^{-3}$.

Después de realizada la difusión, la muestra se cortó en diodos individuales con vistas a ser utilizados una parte en las caracterizaciones ópticas y otra parte se destinó para las mediciones eléctricas. Para ello se eliminó el Si₃N₄ completamente con posterioridad a la difusión y se depositaron contactos de Ni en toda la superficie para las mediciones 1-V y C-V.

Las mediciones de profundidad y regularidad se realizaron por observación al microscopio de la línea de juntura revela da por ataque químico en la solución $1H_2O_2$: 1HF: 1O H_2O y también a partir de la emisión por el lado, encontrándose coincidencia en los resultados obtenidos por ambas formas.

Para la medición de eficiencia cuántica externa se utilizó un fotodiodo calibrado de diámetro d = 1 cm y se diseñó un soporte que permite recoger prácticamente la totalidad de la luz emitida. Se cuidó en cada medición, a través de la observación al microscopio de la uniformidad del área iluminada y de la observación en el oscilloscopio de la característica I=V, que se garantizara el contacto óhmico alrededor de toda la zona iluminada. El diseño del soporte garantizaba una sepa ración menor que 0,5 mm entre las superficies del fotodiodo y del DEL.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Después de realizada la difusión las superficies de las muestras se compararon en el microscopio, no observándose va

riaciones en las muestras protegidas por Si₃N₄ y no así en la muestra no protegida que presentaba erosión en la superficie.

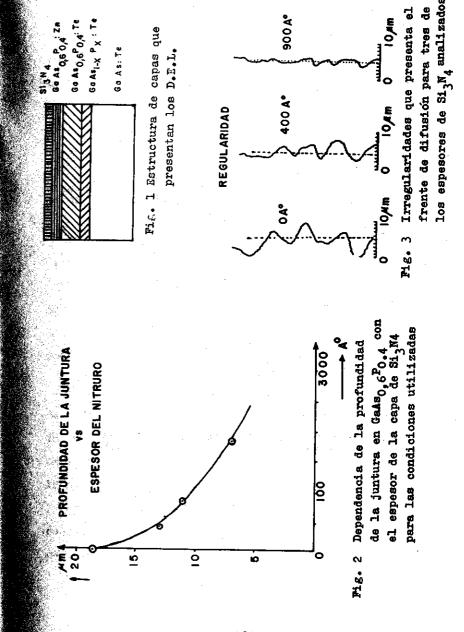
En la Tabla 1 aparecen las profundidades de difusión obtenidas en los cuatro casos analizados. La profundidad promedio fue hallada a partir de la medición de no menos de cinco diodos provenientes de diferentes regiones de cada una de las muestras y en cada diodo se realizaran entre 5 y 10 determinaciones.

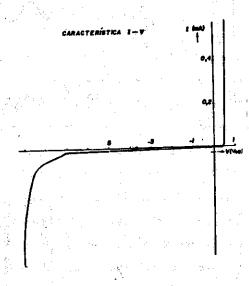
El efecto del espesor de la capa de Si_3N_4 en la profundidad va siendo cada vez menor, o sea, no muestra una tendencia lineal según se observa en la Fig. 2.

La observación al microscopio de las junturas reveladas por ataque químico y por la emisión del borde arrojó que la regularidad mejoraba con el espesor de nitruro. En la Fig. 3 se observa la reproducción de la línea de la juntura de tres diodos con espesores diferentes. Para la muestra sin Si₃N₄ y para el espesor de 400 Å las fluctuaciones mayores resultan aproximadamente el 50% de la profundidad, pero en el caso de la capa de 900 Å ya son sólo del 27%.

Todos los dispositivos presentaron características I-V muy similares, en la Fig. 4 se presenta una curva típica. Para la polarización directa I = I_0 exp (-q V/nKT) resultando en este caso n \approx 2, lo que indica que las recombinaciones se producen en la zona de carga espacial.

A partir de la característica C-V registrada se determinó





Característica típica de corriente versus voltaje de los diodos anali-

que en todos los casos existía una dependencia de $C = f (V^{1/3})$ lo que indica una distribución lineal de la concentración de impurezas cercana a la juntura. En la Tabla l aparecen los va lores promedio de gradiente de concentración de impurezas y ancho de la zona de carga espacial hallados a partir de la ca racterización C-V y determinación del área de los dispositivos en el microscopio.

3.82.77	<u> </u>	
	**	
Ancho de	Gradiente	
- ` .	7	

Espesor de Si ₃ N ₄	Profundidad promedio de la juntura, X	Ancho de la zona de carga espacial,	Gradiente de conce <u>n</u> tración, a	Concentración a 0,2 m de la juntura	Eficien- cia cuán- tica ex- terna
· (8)	(ww)	(mm)	$(10^{22} cm^{-4})$	(10^{17-3})	(%)
6 (0)	19	0,14	2	* F 7	0,02
	13	0,19	1	5	0,08
906	11	0,12	4	11	0,2
1800	3 - 7 2 2 2 2	0,21	0,8	4,6	0,2

Se ha incluido el valor de la concentración a 0,2 µm para dar idea de la variación de la concentración de impurezas en la zona de carga espacial donde ocurren las recombinaciones en estos dispositivos de GaAs $_{1-\mathbf{x}}^{\mathbf{P}_{\mathbf{X}}}$ según se vió que demuestra la caracterización I-V.

Como se observa el mayor gradiente y por ende la mayor concentración de impurezas en la zona de carga espacial se obtie ne para capas de espesor igual 900 A°.

La longitud de onda del punto de intensidad máxima en el es pectro de emisión se encuentra entre 665 y 670 nm, explicándose las pequeñas variaciones en la posición del máximo por la absorción diferente que sufre la luz antes de emerger al exterior debido a que recorre distancias diferentes según la profundidad. El semiancho espectral resultó menor que 20 nm.

En la Tabla 1 se reflejan los valores de eficiencia cuántica externa promedio obtenidos. Las eficiencias fueron medidas quitando la capa de Si₃N₄ en todos los casos para eliminar el efecto diferenciado de extracción de la luz por ésta. Las eficiencias comparables de los diodos difundidos a través de una capa de 1800 A^o y los difundidos a través de una capa de 900 A^o a pesar de la mayor profundidad de los últimos pudiera explicarse por la diferente distribución de impurezas en unos y otros que favorece a los difundidos a través de la capa de 900 A^o. El valor de eficiencia obtenido de 0,2 % es típico para los dispositivos en la base a GaAs_{0,4}P_{0,6} (8) y puede mejorarse eliminando la capa de Si₃N₄ sólo en el área del contacto metálico mediante proceso fotolitográfico.

CONCLUSIONES

Del análisis de diodos DEL difundidos a través de $\mathrm{Si}_3\mathrm{N}_4$ de diferentes espesores puede concluirse que este protege comple tamente la superficie sellándola para la difusión hacia afuera del Ga, As y P pero permitiendo la difusión de Zn en las condiciones utilizadas. La capa de $\mathrm{Si}_3\mathrm{N}_4$ permite obtener frences

tes de difusión más regulares y profundidades pequeñas en tiempos adecuados a la tecnología.

De la dependencia de la profundidad de juntura con el espe sor, valor del gradiente de concentración de impurezas y eficiencia cuántica externa, se hace recomendable la utilización de espesores alrededor de 900 A° . Este espesor pudiera disminuirse ligeramente para cumplir con la relación n t = $\frac{1}{2}$ /4 donde n es el índice de refracción del Si $_3$ N $_4$, t su espesor y $\frac{1}{2}$ la longitud de onda de la luz emitida. De esta manera la capa de Si $_3$ N $_4$ puede eliminarse sólo de las zonas de contacto y ser utilizada además con los fines de mejorar la extracción de luz y pasivar la superficie.

APÉNDI CE

La técnica de Franz y Langheinnich (7) consiste en evaluar para distintos espesores, S, la expresión:

$$Q = \frac{R}{R_0} \tag{1}$$

donde R es la reflectividad de una capa transparente de índice de refracción n_2 y espesor S sobre un substrato de índice de refracción n_3 ; y R_0 es el valor de R cuando S=0, o sea, es la reflectividad del substrato. La reflectividad R está dada por:

$$R = \frac{(n_1 n_3 - n_2^2)^2}{(n_2^2 - n_1^2)(n_3^2 - n_2^2)} + \frac{1 + \cos \theta}{2}$$

$$\frac{(n_1 n_3 + n_2^2)}{(n_2^2 - n_1^2)(n_3^2 - n_2^2)} + \frac{1 + \cos \theta}{2}$$
(2)

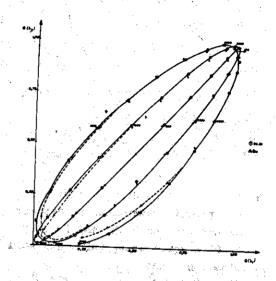
donde φ es la diferencia de fase entre el rayo que se refle ja sobre la capa delgada y los que sufren reflexión sobre el medio 3 y viene dado por:

$$\varphi = \frac{4\pi n_2 s}{3} \tag{3}$$

Como Q resulta una función periódica de S, se hace necesario evaluar la expresión (1) para más de una longitud de onda para poder, de la comparación del valor experimental de Q con el calculado, determinar S.

Esta expresión se evaluó para espesores desde 100 hasta 5 000 Å de capas de Si₃N₄ tanto sobre GaAs como sobre GaP para las longitudes de onda e índices de refracción que aparecen en la Tabla 2, donde se señala también la fuente de referencia.

	Tabl	8.2 / jeg je	and the grant
(A ⁰)	n ₃ (GaAs)	n ₃ (GaP)	n ₂ (Si ₃ N ₄)
8450	3,62(9)	3,24 ⁽⁹⁾	2,0(7)
8040	3,61(9)	3 , 27 ⁽⁹⁾	2,0 ⁽⁷⁾
7480	3,60 ⁽⁹⁾	3, ₂₈ (9)	2,0 ⁽⁷⁾



plg. 5 Dependencia de Q (A₂) vs (A₃)
que permite determinar el espesor
de una capa de Si₃N₄ entre 100 y
5000 A sobre GaAs, GaP e sus soluciones solidas.
A₁ = 8 450 A y A₂ = 8 040 A.
Los triángulos negros corresponden
a GaP y los puntos a GaAs.

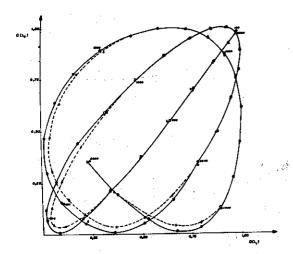


Fig. 6 Dependencia de Q($^{\wedge}_{3}$) vs Q($^{\wedge}_{1}$)
que permite determinar el espesor
de una capa de Si $_{3}$ N₄ entre 100 y
5 000 A sobre GaAs, GaP o sus solu
ciones sólidas. $^{\wedge}_{1} = 8$ 450 A y $^{\wedge}_{3} = 7$ 480 A. Los
triángulos negros corresponden a
GaP y los puntos a GaAs.

En la Fig. 5 aparece graficada la dependencia de Q (\mathcal{A}_2) vs Q (\mathcal{A}_1), siendo \mathcal{A}_1 = 8450 A° y \mathcal{A}_2 = 8040 A°, tanto para el GaAs como para el GaP. Como en los puntos en que se entrecruza esta dependencia existe una indeterminación, se ha grafica do también la dependencia Q (\mathcal{A}_3) vs Q (\mathcal{A}_1) siendo \mathcal{A}_3 = 7 480 A° (Fig. 6).

De las Fig. 5 y 6, midiendo experimentalmente $Q \cdot (\stackrel{>}{\sim}_1)$, $Q \cdot (\stackrel{>}{\sim}_2)$ y $Q \cdot (\stackrel{>}{\sim}_3)$ resulta posible determinar el espesor de una capa de Si_3N_4 sobre GaAs o GaP. Sin embargo, dada la coincidencia de estas curvas para uno y otro material, resulta posible utilizarlas para $GaAs_xP_{1-x}$ con una indeterminación de 50 A^O que posee esta técnica (7).

BIBLIOGRAFÍA

- 1 E. Vigil, 18 Dic. 1980, Solicitud 35 391, Oficina Cubana Patentes.
- 2 0. A. Weinreich, J. Electrochemical Soc. <u>110</u>, 1124 (1963)
- 3 T. Yamamoto, Y. K. Kawamura, Proc. IEEE Lett, 54, 1967
- R. L. Hartman, B. Schwartz, M. Kuhn, Appl. Phys. Lett, 18,
- H. Seki y M. Moryuyama, Jap. J. Appl. Physics, <u>6</u>, 1345 (1967).

- 6 A. Iddow, J. F. Giblons, T. Magee y J. Peng, J. Appl. Physics, 49, 5213 (1978).
- 7 I. Franz y W. L. Langheinnich, Solid State Electronics, 11, 59 (1968).
- 8 R. N. Bhargava, IEEE Trans. on Electron Devices, <u>BD. 22</u>, 691 (1975).
- 9 B. O. Seraphin y H. E. Bennett, Semiconductors and Semime tals (R. K. Willardson and A. C. Beer, eds), Vol. 3, Capt. 12, Academic Press, New York, 1966.

DIODOS ELECTROLUMINISCENTES INFRARROJOS CON CANALES DE ÍNDICE DE REFRACCIÓN VARIABLE

Pedro Diaz Francisco García

(Laboratorio de Investigaciones Electrónicas del Estado Sólido Escultad de Física-Matemática Universidad de La Habana)

ABSTRACT

We analyze the light radiation out-put conditions for a D.

H Al_xGa_{l-x} As-GaAs-Al_y Ga_{l-y}As infrarred LED in which one of the emitters has an Al graded distribution. The angular characteristic for the external quantum efficiency and the far-field radiation patterns are calculated, for a structure with a semi-cylindrical channel in which the refraction index radially decreases from the active layer following a Nacosh (770)

TO SEE THE SECOND SECON

Control of the Market State of the Control of the C

ang mengantah diginakan bahasa bahasa bermalah di kecamatan bermalah bermalah bermalah bermalah bermalah berma

RESUMEN

En el presente trabaje se analizan las condiciones de salida de la radiación de un LED formado sobre la base de una D. H de Al_xGa_{l-x}As GaAs-Al_y Ga_{l-y}As, en uno de cuyos emisores se tiene una disminución gradual de Al. Se calculan las características angulares de eficiencia cuántica externa y el diagra ma de direccionalidad de la radiación, para una estructura con un canal cilíndrico donde el índice de refracción disminu ye con la distancia a partir de la capa activa, según la ley N =

Se muestran las perspectivas de uso de estos LED en la comu nicación óptica por fibra.

INTRODUCCIÓN

Los diodos electroluminiscentes (DEL) infrarrojos y lasers en base a dobles heterojunturas en el sistema Al Gai As-GaAs ha dado la posibilidad de creación de las fuentes luminosas semiconductoras con mejores características para la comunicación óptica por fibras a cortas y largas distancias respectivamente [1 - 5] .

La conducción de la luz por fibras ópticas se considera una de las soluciones tecnológicas más perspectivas para el desarrollo ulterior de la comunicación. Esto es cierto, pues exis ten grandes logros en la creación de fibras ópticas por un la do, y debido al progreso en la creación de dispositivos optoelectrónicos y óptico integrados.

Las exigencias que deben cumplir las fuentes de luz utiliza das en los sistemas de comunicación ópticos por fibras se reducen al acoplamiento de estos dispositivos con las fibras. Es necesario por ello, que las fuentes de luz sean miniaturizadas, gasten poca energía eléctrica y que además sean barastas. Además de los requisitos antes mencionados, las fuentes de luz optoelectrónicas deben satisfacer otras condiciones funcionales más específicas como son: el garantizar que gran parte de la radiación que ellos emiten pueda introducirse en 12 fibra óptica, que ellos posean una eficiencia cuántica exsterna elevada que permitan una fácil modulación de la luz emi Mida y que sean durables.

En los últimos años algunos autores reportaron estructuras de DEL a dobles heterojunturas (DH) de AlGads-Gads que satisaracen parcialmente algunos de los requerimientos y condiciones arriba expuestos.

Particularmente interesante resulta la utilización de DH de Gals-Gals en los cuales uno de los emisores presenta una va ación gradual del índice de refracción, disminuyendo este a edida que aumenta la coordenada perpendicular a la zona acti del dispositivo. En [7] se demuestra teóricamente las venmas de esta estructura, en comparación con las DH en el mis mistema pero con los dos emisores de índice de refracción

En efecto, la variación gradual del índice de refracción en uno de los emisores obliga a una mayor cantidad de rayos luminosos, emitidos por la zona activa, llegar al borde de sa lida del dispositivo con ángulos menores que el ángulo crítico de reflexión total, interna en la medida que aumenta el gradiente del índice de refracción.

Además si la ley de variación del índice de refracción garantiza la autofocalización de los rayos luminosos producidos dentro de la estructura y por la longitud del diodo se toma la mitad de la distancia focal, entonces tanto la eficiencia cuántica externa, así como el diagrama direccional de la radiación mejoran considerablemente. Los resultados experimenta les de una primera aproximación reportados en [8] dan de la eficiencia cuántica externa en toda la semiesfera alcanzó un 30% y alrededor del 0.1% en el ángulo correspondiente ($\Theta_t = 8$) a la apertura de una fibra con NA=0.14 por un solo borde y con un diagrama direccional en el plano perpendicular a la zona activa bastante estrecho con un semiángulo a la mitad de la intensidad máxima del orden de 50° - 60°, demuestran los cálculos teóricos reportados en [7].

Un paso ulterior en el perfeccionamiento de estos dispositivos lo constituye el análisis que abajo se presenta, donde la variación del índice de refracción se logra no solamente en una dirección, sino en infinitas direcciones a la vez. Para ello uno de los emisores de AlGaAs se hace en forma de un canal semicilíndrico con un aumento radial del contenido de alu

minio lo que provoca una disminución del índice de refracción gegún la luz ideal de focalización de los rayos de luz.

En la Fig. l se muestra una vista lateral y del borde del dispositivo donde se muestra esquemáticamente la trayectoria de los rayos que salen de la zona activa de Gaás.

Los resultados obtenidos no solamente son válidos para la distribución dada en (1), sino también para cualquier distribución cuadrática, ya que en la práctica siempre se cumple la relación D/b << 1 donde D es el radio del cilindro. Además se considera que los rayos que alcancen la periferia del canal antes de llegar al borde del dispositivo son absorbidos por la covertura de GaAs.

II. DESARROLLO DEL TRABAJO

a) Cálculo de la trayectoria del rayo de luz

En la figura 2 se presenta un esquema del canal con la

trayectoria de uno de los rayos que salen de la zona ac
tiva (plano y=o). Para determinar la trayectoria del ra
yo en el medio con índice de refracción variable en y se

parte del principio de Fermat y de las ecuaciones de Eu
ler de donde se obtiene [9].

X= Xo cos A - b cos Vo cos Xo sen A

donde A = 2-20 y 40, 30 y 80 son los ángulos directores en el pto. de salida del rayo de la zona activa

usando (2) y partiendo de la definición de cosenos directores se obtiene:

$$\cos \alpha = \cos \alpha_0 \cos \Lambda - \frac{\chi_0}{b \cos \theta_0} \sin \Lambda$$

$$\cos \beta = \cos \beta_0 \cos \Lambda$$

$$\cos \delta = \cos \delta_0$$
(3)

Además se (2) se obtiene para la distancia focal A:

$$\Delta = b \pi \cos \delta$$
 (4)

b) Cálculo de la eficiencia cuántica externa

Sea la longitud del diodo igual a $\frac{\Lambda}{2}$ y dividimos el plano de la zona activa (y=0) en franjas c/u de las cuales se considera un emisor homogéneo de luz Fig. 3. Con $O \le Z_O \le L$ la limitación de los ángulos directores debido al radio D del canal se obtiene a partir de (3) y (4):

$$0 \le d_0 \le \frac{\pi}{2} - \operatorname{Qrcos} \left(\frac{40^2}{b^2} - \frac{D^2 \operatorname{sen}^2 \Lambda}{b^2 - 40^2} \right)^{1/2} = d_0^{\frac{4}{5}}$$

$$0 \le \beta_0 \le \frac{\pi}{2} - \operatorname{Qrcos} \left(\frac{D^2}{b^2 - 40^2} \right)^{1/2} = \beta_0^{\frac{4}{5}}$$
(5)

La eficiencia cuántica externa por un borde estará dada por la fracción de luz que pueda salir por este borde del dispositivo en z=L, o sea los rayos que llegan a la cara en z=L con un ángulo 0 = 0 = 0 donde 0 = 0 es el ángulo centrico de reflexión total interna de toda la luz que se emi

te por la franja en Zo=o en la mitad de la semiesfera. Tenie<u>n</u> do en cuenta la limitación dada por (5) queda para la eficie<u>n</u> cia cuántica externa.

$$\eta = \frac{2}{\pi} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{2\pi} \left[1 - R(\alpha) \right] \cos \beta d\beta d\alpha \qquad (6)$$

donde $[I-R(\alpha)] = \frac{4 \text{No}}{(\text{No}+1)^2}$ es la transmitancia de la cara en Z = L. Integrando y usando (5)

$$N(N) = \frac{8N_0 D_{arc} sen (\frac{4D^{\lambda}}{b^{\lambda}} - \frac{D^{\lambda}}{b^{\lambda} - 4D^{\lambda}} sen^{2} \wedge)^{1/2}}{8N_0 (N_0 + 1)^{\lambda} (b^{\lambda} - 4D^{\lambda})^{1/2} sen \wedge}$$
(7)

Ahora bien la fracción de luz que sale al aire a través del borde del canal a ángulos menores que el crítico es:

$$\eta(\Lambda,\theta) = \frac{\eta(\Lambda)}{8e} = \frac{\eta(\Lambda)}{8e} \operatorname{avesen}\left(\frac{\operatorname{sen}\theta}{\eta_0}\right) \tag{8}$$

y usando (7)

La fracción total de luz que sale por el borde del canal de la que se emite en toda la zona activa se obtiene sumando la contribución de todas las franjas desde O o L.

$$df(\theta) = \frac{b \cos \delta o}{b \cos \delta o} \int_{0}^{L/b \cos \delta o} \eta(\Lambda, \Theta) d\Lambda$$
(9)

Luego, usando (9) y suponiendo D/b << 1 que:

(10)

Para una cavidad plana se ha calculado para $\mathcal{H}(\Theta)$ [1].

$$\mathcal{H}(\theta) = \frac{88^2 n_0}{\pi (\eta_0 + 1)^2} \cdot \ln \frac{D}{8b} \text{ para } 8 << D/b$$
 (11)

En la figura 4 se muestra el gráfico para (2) según (3) y (4) en el que se ve que la eficiencia calculada para la simetría cilíndrica es siempre mayor para todo Θ . En la Fig. 5 se presenta el gráfico de $\frac{f(\Theta)\text{cilind}}{f(\Theta)\text{plana}}$ para distintos valores de D/b, donde se muestra con mayor claridad los beneficios de la cavidad cilíndrica sobre la plana.

De particular interés en $\theta=8^\circ$ que corresponde al valor óptimo de N.A para las guías de luz, para el cual se encuentra que θ (θ) alcanza un orden mayor para la simetría cilíndrica y en la figura 6 se muestra el aumento de refracción.

c) Cálculo del diagrama direccional de la radiación:

Para este cálculo se parte del formalismo desarrollado en [7]. Por definición diferente isotrópica de luz se tiene:

$$\frac{d\phi}{ds\,d\Omega_o} = cte \tag{11}$$

aonde d ø es el flujo de energía es el párea y d A es el ángulo sólido en Z = Zo. La densidad de radiación es:

$$F(8) = \frac{d\phi}{\Phi_{\text{tot}} d\Omega_1} = \frac{1}{2\pi L} \int_0^L \frac{d\Omega_0}{d\Omega_1} dz \qquad (12)$$

donds $\phi_{c\pm}$ es el flujo total radiado por el borde y d Ω_0 es el ángulo sólido en Z=L. Usando (2) y (3) para calcular $\frac{d\Omega_0}{d\Omega_1}$ e integrando (12) queda

$$F(8) = \frac{40}{b(\cos^2 \alpha - \dot{D}^2/b^2)/b} \operatorname{arctg} \left[\frac{\cos \alpha \cdot t_3 (\sqrt[4]{4} \cos 8) + \sqrt[4]{b}}{(\cos^2 \alpha - \dot{D}^2/b^2)} \cos^2 \alpha \right] \cos^2 \alpha$$
(13)

$$F(x) = \frac{2D}{b(0^{2}/6^{2} - \cos^{2}x)/4} \cdot \ln \left[\frac{\cos(x) + g(1/4 \cos x) + g(1/4 \cos^{2}x)}{\cos(x) + g(1/4 \cos x) - g(1/4 \cos x)} + \frac{1}{2} \cos^{2}x + \frac{1}{$$

Para los planos paralelo y perpendicular a la zona activa se tiene que $\alpha=0$ y $\alpha=11/2$ respectivamente, por lo que teniendo cuenta la reflexión total y la transmitancia en el bor de queda para la distribución angular en estos planos:

$$\frac{d\phi}{\pi^{2}(\eta_{0}+1)^{2}} \left(\ln \frac{4 + t_{4}}{1 - t_{4}} \frac{\eta_{4}}{\sqrt{1 - 5en^{2}\theta/n_{0}^{2}}} \right) \cdot \frac{\cos\theta}{(no^{2} - 5en^{2}\theta)\eta_{2}^{2}} cond = 1/2}{1 - t_{4}} \frac{(\eta_{4}\sqrt{1 - 5en^{2}\theta/n_{0}^{2}})}{1 - t_{4}} \cdot \frac{(no^{2} - 5en^{2}\theta)\eta_{2}^{2}}{(no^{2} - 5en^{2}\theta)\eta_{2}^{2}} cond = 1/2}$$

$$\frac{4(1 - 4\eta/b^{2})^{1/2}}{(no+1)^{2}} \cdot avct_{4} \frac{t_{4}(1/4\sqrt{1 - 5en^{2}\theta/n_{0}^{2}}) + 1/b}{(1 - 1/b^{2})^{1/2}} \cdot \frac{\cos\theta}{(n_{0}^{2} - 5en^{2}\theta)\eta_{2}^{2}} cond = 0$$

En la figura 7 se presenta el diagrama de la radiación para estos 2 planos, donde se aprecia que el semiancho angular es de sólo 35º para el peor caso, el cual es mucho más estrecho que el de la simetría plana y el índice de refracción Cte.

CONCLUSIONES

Puede observarse de los resultados obtenidos que la estructura con propiedades de focalización de los rayos en un canal cilíndrico garantiza un notable estrechamiento del diagrama direccional en comparación de las estructuras planas con o sin variación del índice de refracción, además de un aumento considerable de la eficiencia cuántica externa del diodo para ángulos cercanos a la normal que son los de interés. Así de la Fig. 4 se puede observar que es posible introducir hasta un 1% de la radiación en un ángulo de 80.

Este análisis podría ser una buena aproximación a las estructuras con canales obtenidos en sustratos de GaAs orientados según el plano (100). Si bien la forma de estos canales no es completamente cilíndrica, en el proceso de crecimiento de la estructura utilizando epitaxia en la fase líquida, ellos podrías alcanzar una forma muy cercana a la cilíndrica.

BIBLIOGRAFÍA

- 1 Zh. Alferov, V. M. Andreev, E. L. Portnoy, M. K. Jrucan, Fisc. Téc. de Semic. 3, 1328, (1969) en ruso.
- 2 H. Kressel, H. Nelson. RCA Review. 30, 106 (1969).
- 3 Y Hayashi, M. Panish, P. W. Foy: IEEE. J. of Q. Elect, 5, 211 (2969).
- 4 Y Hayashi, M. Panish, P. W. Foy, S. Sumski. Papp. Phys. Lett. 17, 109 (1970).

- H. Kressel, F. Z. Hawyko. App. Phys. Lett., 17, 169 (1970)
- 6 J. P. Wettke, M. Ettenberg, H. Kressel. RCA Review, 37, 59, (1976).
- 7 P. Diaz, E. L. Portnoy, M. E. Raix, B. S. Ryvkin Fisc. Tec de Semic. 12, 364 (1978).
- 8 P. Diaz, E. L. Portnoy, V. A. Eliujin, E. L. Portnoy. B. S. Rivkin. Fis. Tec. de Semic., 4, 3 (1978).
- 9 J. Marchand. Graded Index Lens. Progress in Optics. Edit. E. Wolf Vol. IX. Pag. 456, (1972).

