

## PELÍCULAS NANOESTRUCTURADAS DE OXIDO DE ZINC (ZnO)

### Zinc oxide nanostructured thin films

#### RESUMEN

En el presente artículo realizamos una detallada aunque breve revisión de trabajos de investigación con lo que ponemos de manifiesto las propiedades más relevantes de las estructuras de óxido de zinc, sus potenciales aplicaciones y algunas de las técnicas usadas para la caracterización de sus propiedades y métodos de crecimiento de las películas.

**PALABRAS CLAVES:** Óxido de Zinc (ZnO), Ablación Láser, DRX, Espectroscopia Raman, Fotoluminiscencia, Transmitancia

#### ABSTRACT

*In this article we have done a review of research articles about the zinc oxide (ZnO) thin films properties, their potential applications, characterization technique and growth method.*

**KEYWORDS:** Zinc Oxide (ZnO), Laser Ablation, DRX, Raman, photoluminescence, transmittance

#### 1. INTRODUCCIÓN

El ZnO es un material semiconductor de la familia II-VI, con amplia banda de energía 3.37 eV y una gran banda de enlace de excitones de 60 meV a temperatura ambiente. La diferencia de electronegatividades entre el zinc y el oxígeno produce un alto grado de ionicidad en su enlace, convirtiéndolo en uno de los compuestos más iónicos de dicha familia [1]. Esto provoca una repulsión considerable entre sus nubes de carga, haciendo que su estructura cristalina más estable sea hexagonal, la figura 1 muestra la estructura tipo wurzita del ZnO. En esta estructura los átomos se encuentran suficientemente alejados, esto con el fin de compensar dichas repulsiones. Así, cada átomo de zinc se encuentra rodeado por un tetraedro de 4 átomos de oxígeno y viceversa, formando de esta manera una combinación alternada de planos de átomos oxígeno y de planos de átomos de zinc, las cuales se encuentran a lo largo del eje  $c$ , con un desplazamiento entre ellos de  $0.38c$ , siendo  $c$  su parámetro de red en la dirección vertical.

Los valores de los parámetros de red para dicho material, en condiciones normales de presión y temperatura, son  $a = 3.253 \text{ \AA}$  y  $c = 5.213 \text{ \AA}$  [2]. Una de las propiedades físicas más importantes del ZnO es la de poseer un gap directo de 3.35 eV, a temperatura ambiente. [2,3]

Algunas de estas propiedades (en especial su alto gap a temperatura ambiente) convierten a este óxido metálico en un excelente candidato para aplicaciones como

#### JAIME ANDRÉS PÉREZ TABORDA

Estudiante Ingeniería Física  
jaimeandres.perez@gmail.com

#### JORGE LUIS GALLEGO

Estudiante Ingeniería Física  
jorluga@hotmail.com

#### WILSON STIVEN ROMAN

Estudiante Ingeniería Física  
jorluga@hotmail.com

#### HENRY RIASCOS LANDÁZURI

Profesor Física  
Universidad Tecnológica de Pereira  
hriascos@utp.edu.co

dispositivos optoelectrónicos, transductores acústicos [4,5], varistores [6], sensores de gas [7,8], electrodos transparentes [9,10], ventanas ópticas en paneles solares [11,12], dispositivos emisores de campo [13], conductores transparentes [14–16]. De estas aplicaciones es de especial atención su posible aplicación en dispositivos optoelectrónicos con emisión en el rango de longitudes de onda cortas.

En este trabajo se presenta algunas de las técnicas utilizadas en el crecimiento de películas delgadas de ZnO y su caracterización por diferentes métodos. Prestamos mayor interés en las grandes ventajas que tiene aplicar la técnica de ablación láser en el crecimiento de estas películas.

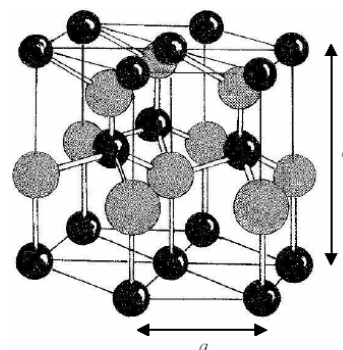


Figura 1. Estructura Cristalina típica ZnO en donde las más oscuras describen el zinc y las más claras el oxígeno.

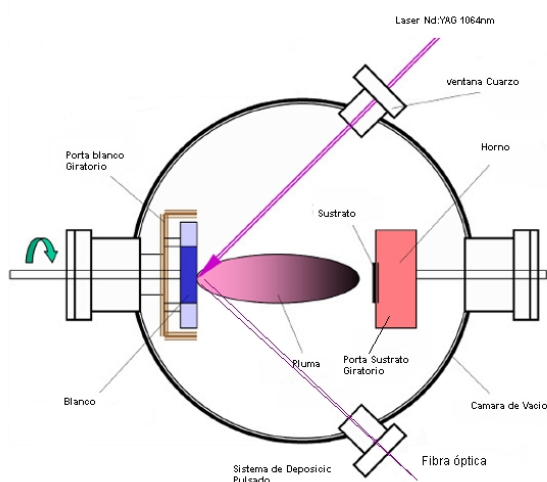


Figura 2. Esquema experimental de deposición por láser pulsado para películas delgadas.

## 2. TÉCNICAS DE CRECIMIENTO

Las nanoestructuras de ZnO se han sintetizado por varios métodos de crecimiento, tales como disolución [17-19], los métodos en fase gaseosa [20,21], método hidrotermal [22,23], deposición por vapor químico [24,25], vaporación térmica [26], magnetrón sputtering RF [27], pero siendo los más importantes haz molecular epitaxial y deposición por láser pulsado (PLD) [28,29]. Esto debido a que el ZnO tiene una alta temperatura de fusión ( $T_f > 2250$  K) [30], lo que hace necesario la utilización de una técnica alternativa a la fundición y a los procesos químicos, perfilándose la técnica de ablación láser en la más acertada en el crecimiento de películas de ZnO.

### 2.1 CRECIMIENTO POR ABLACIÓN LASER

La técnica de deposición por láser pulsado (PLD) es una de las herramientas más exitosas para crear películas delgadas y partículas a escala nanométrica. Esta técnica se ha empleado para el depósito de películas delgadas de alta calidad que incluye materiales superconductores, ferroeléctricos, fónicos y orgánicos [31]. Una descripción detallada de esta técnica se encuentra en la referencia [32], en la figura 2 se muestra un esquema de PLD. Algunos grupos recientemente han usado esta técnica en la producción de materiales nanoestructurados. Revisamos los aspectos importantes de estos trabajos. Todos los autores que usan sistemas convencionales de PLD utilizan láseres excimer con poca fluencia (En el laboratorio de Plasma Láser y Aplicaciones usamos un láser Nd:YAG en el infrarrojo). Kawakami et al. sintetizó nanotubos de ZnO orientados en el eje c, obtenidos a una temperatura del sustrato de 700 °C en una presión de Oxígeno de 650 Pa sin catalizador. La dispersión Rayleigh muestra que el crecimiento de los nanotubos procede vía condensación de nanoclusters formados en la pluma de la ablación [33].

Una variedad de nanoestructuras de ZnO se pueden obtener dependiendo de la distancia blanco-sustrato y a presiones altas de Ar [34]. Ozerov et al. [35] han mostrado que películas delgadas nanocristalinas de ZnO se pueden obtener por PLD reactivo, en una atmósfera de helio que permite la creación de nanocluster en el plasma. Ye Sun et al. [36] han crecido nanoagujas de ZnO sobre sustratos de Si (100) libre de catalizadores a una temperatura de 600°C, una baja presión de oxígeno de 1.3 Pa. Yan et al. [37] crecieron nanohilos de ZnO dopado con 1% de Ga sobre sustratos de GaN/zafiro a 1.3 Pa de presión de oxígeno y mostró que los niveles de dopaje del Ga determinan la estructura del material. Estos autores sugieren que los nanohilos crecen vía la nucleación Stranski-Krastanov apoyado en un proceso de crecimiento asistido de un campo eléctrico. Lorenz et al. [38] crecieron estructuras de  $Mg_xZn_{1-x}O$  ( $0 \leq x \leq 0.2$ ) y otro tipo de nanoestructuras sobre sustratos de zafiro recubierto de oro a una presión de Argón de 104 Pa. Ellos mostraron que la presión de Ar y la distancia blanco-sustrato son parámetros críticos para influir en la morfología y tamaño de las nanoestructuras. Choopun et al. [39] produjeron nanotubos de ZnO orientados en el eje C sobre zafiro a presiones de 10 Pa en una atmósfera de Ar, pero no pudo crecer estas mismas estructuras en una atmósfera de oxígeno. Es evidente desde esta revisión que pequeños cambios en los valores de los parámetros experimentales claves, tales como presión del gas de trabajo, distancia blanco-sustrato o niveles de dopaje, son críticos y pueden resultar en materiales de ZnO con estructuras y nanoestructuras muy diferentes. Esto conduce a que los autores propongan mecanismos de crecimiento muy diversos y contrastantes entre sí para explicar estas diferencias.

## 3. TÉCNICAS DE CARACTERIZACIÓN

Las propiedades estructurales de las películas de ZnO se determinan mediante la difracción de Rayos X (DRX) y espectroscopia Raman. Para el estudio de las propiedades Ópticas se utiliza la técnica de fotoluminiscencia mientras que para sus propiedades eléctricas, magnitudes como resistividad y efecto Hall.

### 3.1. CARACTERIZACIÓN ESTRUCTURAL

#### 3.1.1. Difracción de rayos X.

En esta técnica la energía de radiación de los rayos X se transfiere a un electrón que se encuentre en las capas más internas del átomo. El fotoelectrón removido transporta cierta energía cinética  $E_e$ . Esta energía corresponde a la energía inicial del fotón de rayos X ( $h\nu$ ) menos la barrera de potencial que el electrón debe vencer para poder salir de la muestra, comúnmente conocido como energía de enlace ( $E_e$ ) y la función de trabajo ( $\phi$ ). [32]

$$E_c = h\nu - E_g - \phi \quad (1)$$

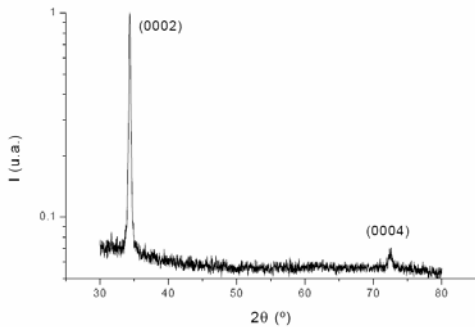


Figura3. Difractograma de ZnO para película crecida mediante transporte en fase gaseosa en ambiente de argón a 3 atm y durante 18 días [30]

El hecho de poseer una longitud de onda del orden de los Å, rango habitual para las distancias interatómicas en los sólidos, convierte a los rayos X en una excelente sonda para estudiar la estructura cristalina de muchos materiales. En la interacción entre un haz de rayos X y un sólido cristalino, además del proceso de absorción, tiene lugar un fenómeno de difracción. En éste último se cumple la ley de Bragg [40,41]

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (2)$$

donde  $d$  es la distancia interplanar,  $\theta$  es el ángulo de Bragg,  $n$  un número entero y  $\lambda$  es la longitud de onda. Es conveniente señalar que esta expresión fue formulada por Bragg imponiendo la condición de reflexión especular en su deducción. Sin embargo, más tarde Von Laue desarrolló un formalismo alternativo [42] con el que se obtiene una expresión tridimensional que en su forma escalar coincide con la ecuación (2) y en cuya deducción no es necesario introducir la premisa *ad hoc* de reflexión especular. Por tanto, a partir de la medida de los ángulos de difracción se puede obtener información sobre los planos formados por los diferentes átomos que constituyen el material en cuestión. La mayor parte de la literatura sobre medidas de XRD en cristales presentes en las películas de ZnO corresponde a la reflexión (0002) junto con el pico (0004) los cuales están presentes en el difractograma de la figura 3. [43-45].

### 3.1.2 Espectroscopia Raman.

La espectroscopia Raman es una técnica muy utilizada en la caracterización de materiales semiconductores [46] y se basa en el estudio de los fenómenos de dispersión presentes en la interacción entre un haz de luz y la materia. Así, después de incidir una radiación monocromática sobre un material, una pequeña fracción de dicha radiación es dispersada en todas las direcciones. Si se analiza el contenido en frecuencia de dicha radiación se observan diferentes líneas o bandas

espectrales. La más intensa corresponde a la frecuencia

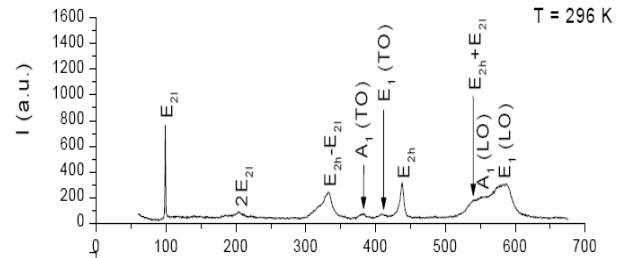


Figura4. Espectro Raman de ZnO para una temperatura de 296K, crecida mediante transporte en fase gaseosa en ambiente de argón a 3 atm y durante 18 días [30]

de la radiación incidente y es conocida como dispersión Rayleigh. Por otro lado están las líneas que constituyen el del espectro Raman que está compuesto tanto por bandas de frecuencia menor a la radiación incidente (bandas Stokes) como por bandas de frecuencia mayor (bandas anti Stokes). Las primeras son debidas a la transferencia de parte de la energía del haz incidente a una vibración de los átomos del material (fonón). Las segundas son la consecuencia de la aportación de energía adicional al haz incidente por parte de los fonones ya excitados en el material, dependiendo, en consecuencia, de la temperatura. Por tanto, las bandas Stokes y anti-Stokes son simétricas respecto a la banda Rayleigh, y su separación respecto a ésta corresponde a la frecuencia del fonón que participa en el proceso [47]. El momento dipolar inducido en la molécula,  $\mathbf{p}$ , debido al fotón incidente con energía  $h\nu_0$  es:

$$\mathbf{p}(t) = \alpha_0 E_0 \cos 2\pi \nu_0 t + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 Q_0 E_0 [\cos 2\pi [(\nu_0 + \nu_m)t] + \cos 2\pi [(\nu_0 - \nu_m)t]] \quad (3)$$

Donde  $\alpha$ ,  $\nu_m$ ,  $Q$  y  $E$  son la polarizabilidad, frecuencia de vibración, coordenada normal y el campo eléctrico de la molécula respectivamente. El primer termino de la ecuación (3) representa la dispersión Rayleigh; los dos términos restantes corresponden a la dispersión Raman, donde le segundo representa la línea anti-Stokes y el tercero la línea de Stokes. El espectro Raman es una grafica donde son comparados los fotones detectados y su corrimiento. Diferentes materiales tienen diferentes modos vibracionales y por tanto su espectro Raman característico [48]. En el espectro Raman a temperatura ambiente ( $T = 296$  K) se aprecian todos los modos Raman activos del ZnO, incluidos los desdoblamientos (componente transversal y longitudinal) de los modos  $E_1$  y  $A_1$  [49,50].

Algunos autores han observado que tanto el corrimiento Raman como la anchura del modo  $E_{21}$  y  $E_{2h}$  dependen fuertemente del isótopo de zinc y del de oxígeno,

respectivamente [51]. Por tanto, el hecho de que se observe un ensanchamiento pronunciado del modo E21 podría indicar que la mayoría de los defectos intrínsecos presentes en dicha muestra de ZnO están relacionados con el zinc y no con el oxígeno.

## 3.2. CARACTERIZACIÓN ÓPTICA Y ELÉCTRICA

### 3.2.1 Caracterización óptica

Dentro de las técnicas de caracterización se aborda el estudio de la absorción óptica y de propiedades eléctricas como un complemento de las técnicas de caracterización estructural para el análisis de los cristales de ZnO presentes en las películas. Para ello se cuenta con la técnica de transmitancia óptica y de efecto Hall. Las técnicas de caracterización óptica nos ayudan a encontrar los defectos que se encuentran presentes en los cristales de ZnO y por ende en las películas depositadas de este material.

#### 3.2.1.1 Fotoluminiscencia

El espectro de fotoluminiscencia del ZnO consiste principalmente de dos bandas de emisión. Una es en la región del ultravioleta (UV) y corresponde a la banda cerca del borde de emisión (near-band-edge) la cual es atribuida a los estados excitónicos [52], la otra banda es en la región del visible y es debido a los defectos estructurales y a las impurezas [53]. Aunque varios trabajos previos han demostrado la emisión en el UV de materiales nanoestructurados de ZnO [54–57], las propiedades ópticas detalladas relacionadas con la banda de energía y la presencia de defectos e impurezas están aún por resolver. La espectroscopia de fotoluminiscencia es generalmente adoptada para investigar los procesos de recombinación radiativa (emisión), debido a los excitones, defectos, y niveles de impurezas en los semiconductores. La técnica de fotoluminiscencia es una herramienta poderosa por su alta sensibilidad y alta resolución espacial. Las propiedades fotoluminiscentes de ZnO son muy sensitivas a la estructura del cristal y los defectos. A continuación relacionamos algunos trabajos que reportan el comportamiento fotoluminiscente del ZnO como un semiconductor tipo n con muchos defectos intrínsecos, tales como zinc intersticial, vacancia de oxígeno, etc. Yang et al [58] exitosamente preparó nanohilos de ZnO y reportó que tales arreglos muestran propiedades de emisión láser con bajo umbral comparado con las películas delgadas de ZnO. Dijten et al. [59] preparó nanopartículas de ZnO con diferentes tamaños promedio de partículas y atribuye la emisión en el verde a la transición de un electrón desde la banda de conducción a una trampa profunda. Es digno de mencionar que el mejoramiento en la emisión en el verde de ZnO se observó también en nanoporos de silica aerogels y se atribuye al incremento de vacancias de oxígeno causadas por la carencia de oxígeno en los nanoporos del silica aerogels [60]. Sin embargo, Chang et al. [61] no observó

la luminiscencia verde en nano hilos o en películas ultrafinas de ZnO preparadas por oxidación térmica sobre una superficie pulida de Zn a 250°C en una atmósfera de oxígeno. Ellos reportan un pico débil en UV a 380 nm y otro más intenso de emisión en el azul a 420 nm para estas muestras. Estas investigaciones revelan que las propiedades de fotoluminiscencia de ZnO dependen fuertemente del procedimiento de preparación.

#### 3.2.1.2 Absorción óptica.

En la interacción entre un haz de fotones y un material semiconductor puede tener lugar una absorción total o parcial de la energía del haz por parte del material. En dicho fenómeno un fotón transfiere su energía a un electrón, provocando su excitación desde un determinado nivel de energía a uno de energía superior. La absorción óptica en un semiconductor puede ser debida a varios tipos de transiciones, como por ejemplo transiciones banda a banda, transiciones entre niveles localizados y bandas o la formación de excitones. De esta manera, el conocimiento del espectro de absorción proporciona una gran cantidad de información sobre las propiedades del semiconductor. La energía a la que ocurre la absorción indica la separación existente entre los dos niveles implicados en la transición.

#### 3.2.1.1.1 Transmitancia Óptica.

Al incidir un haz de luz monocromática normalmente sobre una muestra semiconductor de caras plano-paralelas la transmitancia ( $T$ ) de ésta, es decir la relación entre la intensidad del haz incidente y la del transmitido, viene dada por:

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{(1-R e^{-2\alpha d})^2 + 4R e^{-\alpha d} \sin^2(\delta/2)} \quad (4)$$

donde  $d$  es el grosor de la muestra,  $R$  el coeficiente de reflexión para la interfase semiconductor-aire y  $\delta$  el desfase, dados por las siguientes expresiones:

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (5)$$

$$\delta = \frac{4\pi n \kappa d}{\lambda} \quad (6)$$

siendo  $n$  la parte real del índice de refracción y  $\kappa$  la parte imaginaria [62]. Así, el espectro de transmitancia en función de la longitud de onda mostrará un patrón de interferencias con máximos en  $\delta/2 = m\pi$  y  $\delta/2 = (m+1/2)\pi$ , siendo  $m$  un número natural. El período de dicho patrón disminuye a medida que aumenta  $d$ , llegando al límite en el que ya no es observable. En este caso la transmitancia de la muestra es el promedio en fase  $\square T \square$ . Así, promediando en fase la transmitancia ecuación (5) y despejando  $\alpha$ , se obtiene:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{(1-R)^2}{2(T)} + \sqrt{\left(\frac{(1-R)^2}{2(T)}\right)^2 + R^2} \right] \quad (7)$$

Por tanto, conociendo el grosor de la muestra ( $d$ ), el coeficiente de reflexión ( $R$ ) y la transmitancia promedio ( $T$ ) se puede obtener el coeficiente de absorción de una muestra de caras plano-paralelas

### 3.2.2. Propiedades eléctricas.

El estudio de las propiedades eléctricas de un material semiconductor puede proporcionar mucha información sobre su estructura de bandas y la presencia de defectos estructurales o impurezas en él [63]. Las magnitudes relevantes en este tipo de estudios son la resistividad, la concentración de portadores y la movilidad de éstos. La combinación de medidas de resistividad y de efecto Hall permite determinar dichas magnitudes. El efecto Hall es una manifestación de la fuerza de Lorentz sobre un portador de carga sometido a un campo eléctrico y un campo magnético perpendiculares entre sí. Dicha fuerza desvía a los portadores de carga en la dirección perpendicular a ambos campos. Esto genera una acumulación de carga en uno de los bordes de la muestra que, junto con la carga no compensada del otro extremo, provoca la aparición de un campo eléctrico en dicha dirección. Dicho campo se conoce como campo de Hall y el potencial asociado a él se puede expresar de la siguiente forma:

$$V_H = \frac{BI}{qd} \quad (8)$$

donde  $B$  es el campo magnético,  $I$  la intensidad de la corriente,  $d$  el grosor de la muestra y  $RH$  el coeficiente Hall [64]. Por tanto, a partir de la medida del potencial de Hall se puede determinar el coeficiente Hall. A partir de éste se puede obtener la concentración de portadores, ya que:

$$R_H = \frac{r}{ne} \quad (9)$$

siendo  $n$  la concentración de portadores,  $e$  la carga eléctrica del electrón y  $r$  el factor de Hall. El valor de éste está comprendido entre 1 y 1.93, dependiendo de los mecanismos de dispersión presentes en el material.

Sin embargo, es habitual considerarlo 1 en los análisis simples. Si, además, se conoce la resistividad ( $\rho$ ) del material se puede calcular la movilidad de Hall ( $\mu_H$ ) de la siguiente manera:

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} \quad (10)$$

Así, combinando medidas de resistividad y de efecto Hall, se puede obtener información sobre la concentración de defectos o impurezas eléctricamente activas y, al menos cualitativamente, sobre la calidad estructural del material, ya que ésta puede determinar la movilidad de los portadores.

Las propiedades eléctricas muestran una correlación cualitativa con las medidas de absorción óptica, ya que el ZnO con menos concentración de portadores es el que presentaba una absorción más débil para energías menores al gap.

### BIBLIOGRAFÍA

- [1] A. Filipetti, V. Fiorentini, G. Capellini, A. Bosin, Phys. Rev. B 59 (1999) 8026.
- [2] O. Madelung, "Semiconductors-Basic Data", Springer (1996).
- [3] Mesa redonda en "First SOXESS Workshop", Autrans (Francia), (2003).
- [4] G.S. Kino, R.S. Wagner, J. Appl. Phys. 44 (1973) 1480.
- [5] C.R. Gorla, N.W. Emanetoglu, S. Liang, E. Mayo, Y. Lu, M. Wraback, H. Shen, J. Appl. Phys. 85 (1999) 2595.
- [6] M.S. Ramachalam, A. Rohatgi, W.B. Carter, J.P. Shaffer, T.K. Gupta, J. Electron. Mater. 24 (1995) 413.
- [7] K.L. Chopra, S. Major, D.K. Pandya, Thin Solid Films 102 (1983) 1.
- [8] K.S. Weissenrieder, J. Muller, Thin Solid Films 300 (1997) 30.
- [9] J.B. Webb, D.F. Williams, M. Buchanan, Appl. Phys. Lett. 39 (1981) 640.
- [10] H. Sato, T. Minami, Y. Tamura, S. Takata, T. Mori, N. Ogawa, Thin Solid Films 246 (1994) 86.
- [11] J.A. Aranovich, D. Golmayo, A.L. Fahrenbruch, R.H. Bube, J. Appl. Phys. 51 (1980) 4260.
- [12] L. Stolt, J. Hedström, M. Ruc, J. Kessler, K.O. Velthaus, H.W. Schock, Appl. Phys. Lett. 62 (1993) 597.
- [13] T. Makino et al., Appl. Phys. Lett. 77, 1632 (2000).
- [14] J. Webb, D. Williams, and M. Buchanan, Appl. Phys. Lett. 39, 640 (1981).
- [15] M. Brett, R. McMohan, J. Affinito, and R. Parsons, J. Vac. Sci. Technol. A 1, 352 (1983).
- [16] H. Sato, T. Minami, Y. Tamura, S. Takata, T. Mori, N. Ogawa, Thin Solid Films 246 (1994) 86.
- [17] J.W. Nielsen, E.F. Dearborn, J. Phys. Chem. 64 (1960) 1762.
- [18] G.A. Wolf, H.E. Labelle, J. Am. Cer. Soc. 48 (1965) 441.
- [19] K. Oka, H. Shibata, S. Kashiwaya, J. Crystal Growth 237 (2002) 509.
- [20] Y.S. Park, D.C. Reynolds, J. Appl. Phys. 38 (1967) 756.
- [21] J.M. Ntep, S. Said Hassani, A. Lusson, A. Tromson-Carli, D. Ballutaud, G. Didier, R. Triboulet, J. Crystal Growth 207 (1999) 30.
- [22] T. Sekiguchi, S. Miyashita, K. Obara, T. Shishido, N. Sakagami, J. Crystal Growth 214/215 (2000) 72.

- [23] E. Ohshima, H. Ogino, I. Niikura, K. Maeda, M. Sato, M. Ito, T. Fukuda, J. Crystal Growth 260 (2004) 166
- [24] J. Wu and S. Liu, Adv. Mater. 14, 215 (2002).
- [25] P. Gao et al., Science 309, 1700 (2005).
- [26] B. Cao et al., Nanotechnology 16, 2567 (2005).
- [27] K. Sundaram and A. Khan, Thin Solid Films 295, 87 (1997).
- [28] A. Tsukazaki et al., Nat. Mater. 4, 42 (2005).
- [29] T. Nobis, E. Kaidashev, A. Rahm, M. Lorenz, and M. Grundmann, Phys. Rev. Lett. 93, 103903 (2004).
- [30] R. Tena-Zaera "El óxido de zinc: crecimiento cristalino Mediante transporte en fase gaseosa y Caracterización de propiedades físicas" Universitat de valencia. Valencia (2004)
- [31] D.M. Bagnall, Y.F. Chen, Z. Zhu, T. Yao, S. Koyama, M.Y. Shen, T. Goto, Appl. Phys. Lett. 70 (1997) 2230.
- [32] H.Riascos, "Síntesis de películas delgadas de nitruro de carbono por ablación Láser", Universidad Tecnológica de Pereira. Pereira (2007)
- [33] M. Kawakami, A. Hartanto, Y. Nakata, and T. Okada, Japan. J. Appl. Phys. 2, L33 (2003).
- [34] A. Hartanto, X. Ning, Y. Nakata, and T. Okada, Appl. Phys. A 78, 299 (2004).
- [35] T. Okada, K. Kawashima, in: I. Miyamoto, H. Helvajian, K. Itoh, K.F. Kobayashi, A. Ostendorf, K. Sugioka (Eds.), Fifth International Symposium on Laser Precision Microfabrication, in: Proc. of SPIE, vol. 5662, 2005, p. 420.
- [36] Ye Sun, G.M. Fuge, M.N.R. Ashfold, Chem. Phys. Lett. 396 (2004) 21.
- [37] M. Yan, H.T. Zhang, E.J.Widjaja, R.P.H. Chang, J. Appl. Phys. 94 (2003) 5240.
- [38] M. Lorenz, E. Kaidashev, A. Rahm, T. Nobis, J. Lenzner, G. Wagner, D. Spemann, H. Hochmut, M. Grundmann, Appl. Phys. Lett. 86 (2005) 143113.
- [39] S. Choopun, H. Tabata, T. Kawai, J. Cryst. Growth 274 (2005) 167.
- [40] B.D. Cullity, S.R. Stock, "Elements of X-ray diffraction", Prentice Hall, Nueva Jersey (2001).
- [41] M. Rodríguez-Gallego, "La difracción de los rayos X", Alambra Universidad. Madrid (1982).
- [42] A. Zeuner, H. Alves, D.M. Hofmann, B.K. Meyer, M. Heuken, J. Bläsing, A. Krost, Appl. Phys. Lett. 80 (2002) 2078.
- [43] E. Ohshima, H. Ogino, I. Niikura, K. Maeda, M. Sato, M. Ito, T. Fukuda, J. Crystal Growth 260 (2004) 166.
- [44] X. Gu, S.Sabuktagin, A. Teke, D. Johnstone, H. Morkoç, B. Nemeth, J. Nause, J. Mat. Sci.. Materials in Electronics 15 (2004) 373.
- [45] Z.Q. Chen, S. Yamamoto, M. Maekawa, A. Kawasuso, X.L Yuan, T. Sekiguchi, J. Appl. Phys. 94 (2003) 4807.
- [46] P.Y. Yu, M. Cardona, "Fundamentals of semiconductors" (capítulo 3), Springer-Verlag. Nueva York (1996).
- [47] C.R. Brundle, C.A. Evans Jr, S. Wilson, "Encyclopedia of materials characterization", Butterworth-Heinemann. Boston (1992).
- [48] A.V.Rode et al. Appl. Phys. A20 (1999)
- [49] J. Serrano, F.J. Majón, A.H. Romero, F. Widulle, R. Lauck, M. Cardona, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 055510.
- [50] J.M. Calleja, M. Cardona, Phys. Rev. B 16 (1977) 3752.
- [51] C.A. Arguello, D.L. Rousseau, S.P.S. Porto, Phys. Rev. 81 (1969)
- [52] D. Bagnall et al., Appl. Phys.Lett. 70, 2230 (1997).
- [53] H. Kang, J. Kang, J. Kim, and S. Lee, J.Appl. Phys. 95, 1246 (2004).
- [54] A. Hartanto, X. Ning, Y. Nakata, and T. Okada, Appl. Phys. A 78, 299 (2004).
- [55] T. Okada, B. Agung, and Y. Nakata, Appl. Phys. A 79, 1417 (2004).
- [56] T. Okada, K. Kawashima, Y. Nakata, and X. Ning, Jpn. J. Appl. Phys. 44, 688 (2005).
- [57] T. Okada, K. Kawashima, and Y. Nakata, Thin Solid Films 506-507, 274 (2006).
- [58] M.H. Huang, S. Mao, H. Feick, H. Yan, Y. Wu, H. Kind, E. Weber, R. Russo, P. Yang, Science 292 (2001) 1897.
- [59] A. van Dijken, E.A. Meulenlamp, D. Vanmaekelbergh, A. Meijerink, J. Lumin. 90 (2000) 123.
- [60] C.M. Mo, Y.H. Li, Y.S. Liu, Y. Zhang, L.D. Zhang, J. Appl. Phys. 83 (1998) 4389.
- [61] S.-S. Chang, S.O. Yoon, H.J. Park, A. Sakai, Mater. Lett. 53 (2002) 432; Appl. Surf. Sci. 158 (2000) 330.
- [62] E. H. Rhoederick, III-Vs Review 13 (2000) 46.
- [63] C.F. Klingshrin, "Semiconductor Optics", Springer-Vellag, Berlin (1997)
- [64] S.S. Li, "Semiconductor physical electronics", Plenum Press. Nueva York (1993).