



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

Fabricación de guías de onda por ablación láser.

Tesis presentada al

**Posgrado en Física Aplicada**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS**

por

Aletvia Andrea Cuetlach Martinez

Asesorada por

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco (FCFM – BUAP).  
Dr. René I. Rodríguez Beltrán (CICESE Unidad Monterrey).

Puebla Pue.  
5 de noviembre de 2021





Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

Fabricación de guías de onda por ablación láser.

Tesis presentada al

**Posgrado en Física Aplicada**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS**

por

Aletvia Andrea Cuetlach Martinez

Asesorada por

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco (FCFM – BUAP).  
Dr. René I. Rodríguez Beltrán (CICESE Unidad Monterrey).

Puebla Pue.  
5 de noviembre de 2021



**Título:** Fabricación de guías de onda por ablación láser.

**Estudiante:** ALETVIA ANDREA CUETLACH MARTINEZ

COMITÉ

---

Dra. Marcela Maribel Mendez Otero  
Presidente

---

Dr. Carlos Ignacio Robledo Sánchez  
Secretario

---

Dra. Emma Vianey García Ramírez  
Vocal

---

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco (FCFM – BUAP).  
Dr. René I. Rodríguez Beltrán (CICESE Unidad Monterrey).  
Asesor



# Agradecimientos



# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>XIII</b>
<b>Introducción</b>	<b>XV</b>
<b>1. Procesado láser de materiales</b>	<b>1</b>
1.1. Láser . . . . .	1
1.1.1. Transiciones radiactivas . . . . .	1
1.1.2. Emisión estimulada . . . . .	2
1.1.3. Inversión de población . . . . .	2
1.1.4. Absorción y ganancia óptica . . . . .	2
1.1.5. Emisión Láser . . . . .	2
1.1.6. Haz Gaussiano . . . . .	2
1.2. Procesamiento con láser . . . . .	3
1.2.1. Parámetros láser . . . . .	4
1.2.2. Procesos inducidos por láser . . . . .	4
1.2.3. Proceso Fotofísico . . . . .	4
1.2.4. Ablación Láser . . . . .	5
<b>2. Guías de Onda</b>	<b>7</b>
2.1. Principios físicos . . . . .	8
2.1.1. Ley de Snell . . . . .	8
2.1.2. Reflexión Total Interna . . . . .	8
2.2. Propagación en una Guía de Onda . . . . .	9
2.2.1. Modos en la Guía de Onda . . . . .	9
2.2.2. Constantes de Propagación en una Guía de Onda . . . . .	10
2.2.3. Distribuciones de Campo . . . . .	10
2.2.4. Velocidad de Grupo . . . . .	11
2.3. Guías de onda con perfil escalonado . . . . .	11
2.4. Guías de onda con perfil graduado . . . . .	13
2.5. Aproximación paraxial . . . . .	16
2.6. Perfil parabólico . . . . .	16
<b>3. Materiales y metodología</b>	<b>21</b>
3.1. ITO . . . . .	21
3.1.1. Películas delgadas de ITO . . . . .	21
3.2. Método de Elemento Finito . . . . .	23
3.2.1. Consideraciones del modelo . . . . .	25
3.2.2. Descripción geométrica del modelo . . . . .	26
3.2.3. Modelado del proceso láser . . . . .	27
3.2.4. Descripción del problema térmico . . . . .	29

<b>4. Resultados</b>	<b>31</b>
4.1. Dependencia de la temperatura con el tiempo . . . . .	31
4.2. Efecto del número de pulsos en la profundidad del cráter de ablación . . . . .	31
4.3. Efecto de la fluencia en la profundidad del cráter de ablación . . . . .	32
4.4. Efecto del número de pulsos en el área del cráter de ablación . . . . .	32
4.5. Efecto de la fluencia en el área del cráter de ablación . . . . .	32
4.6. Modelado de la fabricación láser de microcanales . . . . .	32
4.7. Simulación del guiado de luz en microcanales fabricados por ablación láser . . . . .	32
<b>5. Conclusiones</b>	<b>33</b>
5.1. Trabajo a futuro . . . . .	33
<b>Bibliografía</b>	<b>35</b>

# Índice de figuras

1.1. Representación de los parámetros de un Haz Gaussiano. . . . .	2
1.2. Modelo simple para la comprensión de procesos inducidos por láser. . . . .	4
2.1. Estructura de una guía de onda . . . . .	7
2.2. Reflexión y refracción entre dos medios . . . . .	8
2.3. Reflexión total interna . . . . .	8
2.4. Guía de ondas, espejos planos . . . . .	9
2.5. Distribución de campo de los modos, guía de onda espejos planos . . . . .	10
2.6. Propagación a lo largo de una línea recta entre interfaces en el núcleo de una guía de ondas plana de perfil escalonado. a) Reflexión total interna. b) Reflexión y refracción parciales. . . . .	11
2.7. Rayos confinados y refractados . . . . .	12
2.8. Camino del rayo . . . . .	12
2.9. La distancia al punto P a lo largo de s una trayectoria de rayos en un medio de índice de refracción variable $n(x)$ descrita mediante el vector de posición $r = (x, z)$ . . . . .	13
2.10. Trayectoria de rayos en $x \geq 0$ para una guía de onda plana con perfil graduado, donde el rayo alcanza a) el punto de inflexión y b) la interfaz donde se transmite. . . . .	14
2.11. Camino tipo sinusoidal del rayo confinado en el núcleo de una guía de onda plana con perfil graduado. . . . .	14
2.12. Camino del rayo . . . . .	15
2.13. Gráficas de perfiles por ley de potencias . . . . .	17
3.1. Proceso General [?] . . . . .	24
3.2. Geometría del modelo en COMSOL. . . . .	26
3.3. Mallado de la geometría del modelo en COMSOL. . . . .	27
3.4. Función Rampa . . . . .	27
3.5. Función de interpolación para el modelado de los pulsos laser. . . . .	28
3.6. Gráfica de fluencia para una potencia de 1mW . . . . .	28
4.1. . . . .	31
4.2. . . . .	32



# Índice de tablas

3.1. Parámetros ópticos y térmicos del ITO utilizados en las simulaciones térmicas de elementos finitos en una longitud de onda ( $\lambda$ ) de 1034nm [2] . . . . . 22



# Resumen

En los últimos años, la interacción de pulsos láser intensos con distintos materiales ha sido objeto de numerosos estudios. En particular, la ablación láser se ha convertido en una herramienta de gran importancia por las múltiples aplicaciones en el procesado de materiales como la fabricación de dispositivos microfluídicos, la micro y nano estructuración superficial (superficies funcionales) y la manufactura aditiva de implantes y prótesis. Cuando se enfoca un haz láser pulsado sobre la superficie de una muestra, generando la remoción de material o un cambio de fase debido a la absorción, se producirán cambios estructurales confinados en el volumen del foco. A menudo, estos cambios en la estructura del material se traducen en una diferencia de índices de refracción. Por tanto, la ablación láser ofrece así un enfoque alternativo para la fabricación de circuitos optoelectrónicos y dispositivos fotónicos. En este trabajo de tesis se propone mediante simulación numérica, la fabricación de guías de onda fotónicas en sustratos de vidrio recubiertos de películas delgadas de ITO usando la técnica de ablación láser bajo irradiación de pulsos de nanosegundos.

Palabras clave: *Pulsos láser, Ablación láser, guías de onda, simulación numérica.*



# Introducción

A lo largo de la historia el ser humano ha tenido la necesidad de explicar los fenómenos físicos que ocurren en la naturaleza, gracias a lo cual se han logrado desarrollos tecnológicos que han contribuido a una mejora en la calidad de vida. Una de las ramas de la física que ha contribuido a este hecho es la óptica, la cual se dedica al estudio del comportamiento de la luz, sus características y sus interacciones dentro de un medio material. El inicio de su estudio en parte se debe a los antiguos griegos, los cuales concebían a la óptica como una teoría de la visión, donde la luz facilitaba el proceso por el cual la imagen de un objeto se transmitiera al ojo.

Cuando la luz se propaga en un material es posible observar fenómenos interesantes de la luz como: reflexión, refracción, interferencia y difracción; estos fenómenos son propiedades intrínsecas de la luz debidas a la interacción con un medio óptico. Sin embargo, cuando se considera un haz de luz de alta intensidad, como la luz de un haz láser, estas propiedades pueden cambiar; por esta razón, la óptica no lineal estudia lo que sucede durante y después de la interacción. Esta rama de la óptica nace a partir de la invención de los primeros láseres, que es uno de los más grandes desarrollos tecnológicos en la historia de la ciencia. En un principio, para generar luz láser se colocaban dentro de la cavidad diferentes materiales como medio activo; más adelante se comenzaron a observar fenómenos interesantes que se atribuyeron a la absorción de la energía de la luz por el material. En el año de 1964, J. P. Gordon y colaboradores [1], publicaron la presencia de un autoenfocamiento del haz dentro de la cavidad del láser, generando el efecto de una lente alfa que dieron por nombre a la lente térmica.

La óptica es un tema antiguo y venerable que involucra la generación, propagación y detección de luz. Tres desarrollos importantes, que se han logrado en los últimos treinta años, son responsables del rejuvenecimiento de la óptica y de su creciente importancia en la tecnología moderna: la invención del láser, la fabricación de fibras ópticas de baja pérdida y la introducción de semiconductores. Como resultado de estos desarrollos, han surgido nuevas disciplinas y han entrado en uso nuevos términos que describen estas disciplinas: electroóptica, optoelectrónica, electrónica cuántica, óptica cuántica y tecnología de ondas de luz. Aunque existe una falta de acuerdo completo sobre los usos precisos de estos términos, existe un consenso general con respecto a sus significados.

La interacción láser-materia ha sido objeto de investigación desde la fabricación del primer láser por Theodore Maiman en 1960 [1].

La búsqueda de materiales con propiedades ópticas y eléctricas para aplicaciones en la industria de dispositivos semiconductores, ha propiciado una amplia gama de investigaciones enfocadas hacia la propuesta de nuevos sistemas a partir de compuestos químicos con características, tales como estabilidad química y estructural, temperaturas de fusión relativamente bajas, buena conductividad, entre otras [2].

La óptica no lineal en los últimos años ha sido un importante campo de investigación debido a sus múltiples y potenciales aplicaciones en el área de la fotónica y de la optoelectrónica. Sin duda alguna,

estas áreas de investigación han y seguirán jugando un papel importante en la tecnología. La óptica no lineal (por sus siglas, ONL) estudia los diferentes fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas del material por la presencia de campos electromagnéticos alrededor de los mW, por esta razón reciben el nombre de fenómenos ópticos no lineales. Con la invención del láser en los años sesenta se dio un impulso al desarrollo de la óptica no lineal dado que se observaron una gran variedad de fenómenos ópticos que anteriormente fueron descritos de manera teórica. A partir de la invención del láser por Maiman en 1960, Franken, A. E Hill, et al. [1]

El láser es bastante utilizado en estos días, en áreas como la medicina, las comunicaciones, la computación, entre otras, pero también es fundamental para una gran cantidad de experimentos en óptica debido a la coherencia de la luz emitida, su intensidad y que la luz emitida es casi monocromática a diferencia de otras fuentes utilizadas anteriormente, con estas características se pueden distinguir ahora dos tipos de modos en la luz láser, los longitudinales (relacionados con la frecuencia) y los transversales (relacionados con el espacio).

Diversos aspectos de la física de la interacción de láseres

En particular, la interacción de pulsos láser intensos con distintos tipos materiales ha sido objeto de numerosos estudios en los últimos años, observando que esta interacción puede conducir a cambios permanentes, y que no se pueden lograr fácilmente por otros medios, en las propiedades físicas y químicas de los materiales debido a la absorción de radiación localizada espacial y temporalmente [2,3]. Tales cambios se han estudiado en dieléctricos, semiconductores y metales [2,4,7-9] y dependen principalmente de la energía depositada sobre el material, la cual debe ser lo suficientemente alta para que la energía absorbida sea la necesaria para producir un cambio en el material [2-4].

Cuando la fluencia láser, es decir, cuando la energía láser entregada por unidad de superficie del material irradiado supera un determinado valor (umbral de ablación) que depende de las características del material (la microestructura, la morfología, la presencia de defectos) y de los parámetros del láser [6,8-10], tiene lugar el proceso de ablación. Este proceso de eliminación de material se puede dar tanto con un láser pulsado como por un láser de onda continua, siempre que la fluencia láser sea lo suficientemente alta para sobrepasar el umbral de ablación [2]. Especialmente, la ablación con láser pulsado es el proceso de eliminación de material de una superficie sólida altamente localizado debido a la alta energía suministrada en cortos tiempos confinada en un área pequeña [4]. Gracias a ello, la ablación láser se ha convertido en una herramienta de gran importancia por las múltiples aplicaciones en el procesamiento de materiales, como son [2-4,5-14] el estructurado láser de biometales, limpieza con láser, tratamiento térmico selectivo de piezas metálicas para reducir el desgaste, fusión de superficies, entre otras.

Los parámetros clave para el procesamiento con láser pulsado son la longitud de onda, la duración del pulso, la fluencia, la tasa de repetición (intervalo de tiempo que transcurre entre los pulsos subsiguientes) y el número de pulsos (tiempo de irradiación). Variando adecuadamente tanto los parámetros de procesamiento como las condiciones de focalización, se puede conseguir un gran control sobre la geometría de la zona en la que se produce ablación. Esta técnica permite un procesamiento del material con gran precisión (micras).

Los cambios en la estructura a raíz del proceso de ablación láser se traducen en una diferencia de índices de refracción, ofreciendo un enfoque alternativo para la fabricación de circuitos para la optoelectrónica y de dispositivos fotónicos, especialmente, dispositivos de guía de onda como pueden ser acopladores, divisores de haz, moduladores, etc., o diferentes arreglos de guías de onda adyacentes, por ejemplo, una salida con múltiples ramales [16-21]. Incluso, en la literatura, se puede encontrar la fabricación de dispositivos tipo guía de onda mediante la ablación láser en conjunto con diferentes técnicas, como la difusión térmica de iones [22], el intercambio iónico

[24], la deposición de películas delgadas [16], la implantación de iones [18,21], la inscripción láser ultrarrápida [19,24], entre otras. En este sentido, los materiales dieléctricos y semiconductores han llegado a ser los favoritos para fabricar en ellos dispositivos tipo guía de onda [20] para aplicaciones tipo lab-on-a-chip.

En las últimas décadas, ha crecido el interés en encontrar materiales novedosos y funcionales para su uso en el área de la Optoelectrónica. Entre ellos, el Óxido de indio y estaño (ITO, por las siglas en inglés de Indium Tin Oxide) ha emergido como un candidato ideal. Entre sus propiedades más atractivas se encuentran una alta transparencia ( $>85\%$ ) en el rango del visible, baja resistencia específica ( $10^{-5} \Omega/cm$ ), alta estabilidad química y excelentes propiedades de adhesión en diferentes tipos de sustratos, lo cual lo sitúa entre las principales opciones para su uso como electrodo en dispositivos optoelectrónicos [25]. Especialmente y de nuestro interés, se puede encontrar en la literatura su uso para la fabricación de estructuras fotónicas tipo guías de onda [26-29].

En este trabajo de tesis se propone mediante simulación numérica fabricar estructuras tipo guía de onda sobre sustratos de vidrio con un recubrimiento de película delgada de ITO usando la técnica de ablación láser bajo irradiación de pulsos de nanosegundos (a longitudes de onda de 1064 nm y 532 nm). Además, comprobar mediante el software CST Studio Suite® la capacidad de los canales modelados para guiar luz.

El presente trabajo de tesis está vinculado a las primeras etapas del proyecto Micromecanizado mediante ablación láser de guías de ondas en vidrios y cristales en la Unidad Monterrey del Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE). El proyecto, con una visión de largo plazo, está orientado al fortalecimiento de las capacidades científicas y tecnológicas del centro de investigación en un área fundamental como es el procesamiento de materiales con láser. Así mismo, el presente proyecto de tesis permitirá fortalecer las actividades de investigación y vinculación del CICESE Unidad Monterrey con la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas (FCFM) de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (BUAP).



# Capítulo 1

## Procesado láser de materiales

### 1.1. Láser

La palabra Láser se proviene de las siglas en inglés Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation que significa Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de Radiación. El proceso de emisión estimulada fue propuesto de manera teórica por Albert Einstein en 1917. Sin embargo no fue hasta 1953 cuando Townes demostró experimentalmente la viabilidad de la emisión estimulada construyendo un dispositivo que se llamaría máser (microwave amplification by stimulated emission of radiation). En los años siguientes se incrementaron los esfuerzos por intentar trasladar los principios de funcionamiento del máser a frecuencias ópticas, y fue en 1960 cuando Maiman demostró por primera vez la emisión estimulada a frecuencias ópticas mediante un cristal de rubí [1]. Desde entonces los avances en este campo han sido continuos, apareciendo distintos tipos de láseres así como innumerables aplicaciones que abarcan desde la cirugía hasta las telecomunicaciones o procesado de materiales. Todo láser contiene tres componentes esenciales: 1) un medio activo; 2) una fuente de energía que excitará el medio activo y 3) un resonador óptico que consiste en una cavidad con dos espejos paralelos en sus extremos.

#### 1.1.1. Transiciones radiactivas

El funcionamiento de un láser se basa en el fenómeno de la emisión estimulada. Los electrones de un átomo tienden a mantenerse en un nivel energético estable; sin embargo dichos electrones pueden sufrir transiciones entre dos estados energéticos o niveles bien absorbiendo energía bien o emitiéndola.

Considerando un electrón que pueda estar en dos niveles energéticos, uno estable ( $E_1$ ) y otro excitado ( $E_2$ ), existirán tres procesos mediante los cuales el electrón puede cambiar de nivel:

**Absorción:** Un fotón con energía  $h\nu = E_2 - E_1$  es absorbido por el electrón pasando del nivel  $E_1$  al nivel energético superior  $E_2$ .

**Emisión espontánea:** En este caso el electrón se encuentra un nivel excitado  $E_2$  y decae a un nivel menos  $E_1$  energético de manera espontánea, liberando la energía en forma de fotón con características aleatorias.

**Emisión estimulada:** al igual que en el caso anterior el electrón se encuentra en un nivel excitado  $E_2$ . Sin embargo decae a un nivel menos energético debido a la llegada de un fotón con

una energía  $h$  equivalente a la separación energética entre el nivel fundamental ( $E_1$ ) y el excitado ( $E_2$ ), por lo que no emite un fotón de forma arbitraria. En este caso un fotón induce una emisión de un fotón con la misma energía, polarización y dirección de propagación.

### 1.1.2. Emisión estimulada

### 1.1.3. Inversión de población

### 1.1.4. Absorción y ganancia óptica

### 1.1.5. Emisión Láser

### 1.1.6. Haz Gaussiano

El haz Gaussiano, el tipo de haz láser más común, es una solución de la ecuación de Helmholtz que se obtiene partiendo de la onda paraboloidal. Considerando que la onda se propaga en la dirección  $z$  positivo y se encuentra sobre un plano transversal, la expresión que define su amplitud compleja es:

$$U(\vec{r}) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp \left[ -\frac{\rho^2}{W^2(z)} \right] \exp \left[ -ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i\zeta(z) \right] \quad (1.1)$$

La cual es descrita por dos parámetros independientes,  $A_0 = A_1/iz$  y  $z_0$ , que se determinan a partir de las condiciones de frontera, los demás están relacionados con el  $z_0$  y la longitud de onda  $\lambda$  [?].

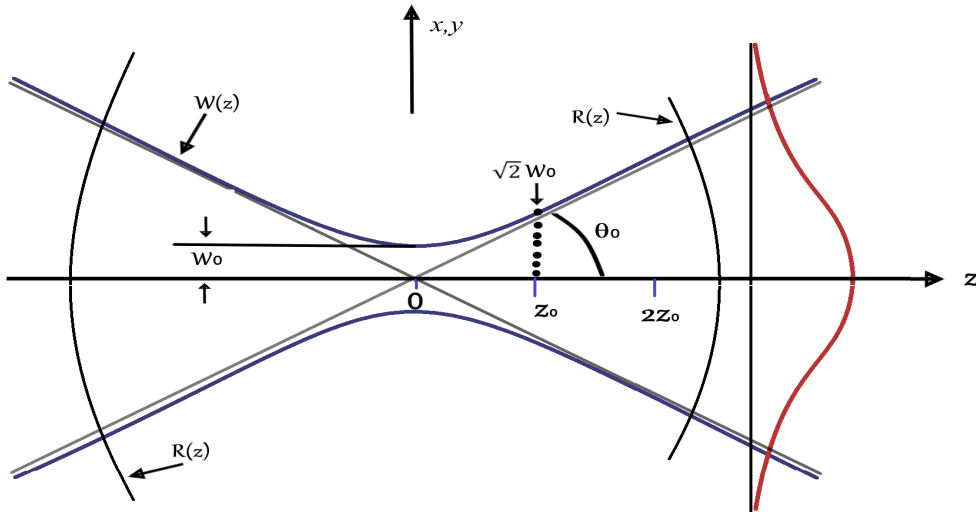


Figura 1.1: Representación de los parámetros de un Haz Gaussiano.

Los parámetros que definen al haz Gaussiano son el radio del haz en la posición  $z$ , este crece paulatinamente en ambos sentidos y es mínimo en  $z=0$ , dado por

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2}, \quad (1.2)$$

# CAPÍTULO 1. PROCESADO LÁSER DE MATERIALES

## 1.2. PROCESAMIENTO CON LÁSER

---

el radio en la cintura:

$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}}, \quad (1.3)$$

el radio de curvatura del frente de onda, estos son aproximadamente planos cerca de la cintura del haz, pero tienden a curvarse gradualmente y llegan a ser esférico para  $z \gg z_0$ :

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right], \quad (1.4)$$

el retardo de fase:

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (1.5)$$

y el ángulo de divergencia; que describe la extensión del haz a campo lejano:

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad (1.6)$$

Donde  $z_0$  es la distancia o rango de Rayleigh definido como

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} \quad (1.7)$$

Su distribución de intensidad, en cualquier plano transversal a la dirección de propagación, tiene simetría circular centrada en el eje del haz y está descrita por una función Gaussiana:

$$I(\rho, z) = I_0 \left[ \frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[ -\frac{2\rho^2}{W_0^2} \right] \quad (1.8)$$

Con  $I_0 = |A_0|^2$ . La intensidad en eje es:

$$I(0, z) = I_0 \left[ \frac{W_0}{W(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2} \quad (1.9)$$

La potencia total óptica que lleva el haz en una posición  $z$  es la integral de la intensidad óptica sobre el plano transversal:

$$P = \int_0^\infty I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho \quad (1.10)$$

Integrando, obtenemos que:

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2) \quad (1.11)$$

Expresando a  $I_0$  en términos de  $P$  la intensidad óptica total del haz es:

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp \left[ -\frac{2\rho^2}{W_0^2} \right] \quad (1.12)$$

## 1.2. Procesamiento con láser

En el procesamiento con láser, las excitaciones relevantes se pueden clasificar en:

- Las del sustrato sólido a procesar.
- Las del medio ambiente
- Las del sistema adsorbato-adsorbente.

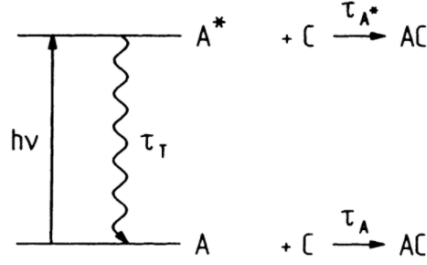


Figura 1.2: Modelo simple para la comprensión de procesos inducidos por láser.

### 1.2.1. Parámetros láser

### 1.2.2. Procesos inducidos por láser

Si ignoramos la emisión espontánea, las transiciones no radiativas  $A^* \rightarrow A$  se describen mediante el tiempo de relajación térmica,  $\tau_T$ . Los tiempos característicos de la reacción de A y  $A^*$  con C son  $\tau_A(T)$  y  $\tau_{A^*}(T)$ . En lugar de tiempos de relajación,  $\tau_i$ , constantes de velocidad,  $k_i = k_i(T) = \tau_i^{-1}$ . Consideremos tasas de excitación bajas donde  $\tau_T \leq h\nu/\rho I$ .

- Proceso térmicos:  $\tau_T \ll \tau_{A^*}$  y  $\tau_A \ll \tau_{A^*}$ , la energía de excitación se disipa inmediatamente en calor.
- Procesos fotoquímicos:  $\tau_T > \tau_{A^*}$  y  $\tau_{A^*} \ll \tau_A$ . La reacción tiene lugar a través de especies excitadas  $A^*$
- Procesos fotofísicos.

### 1.2.3. Proceso Fotofísico

$\tau_T \ll \tau_A, \tau_{A^*}$  pero  $\tau_{A^*} \ll \tau_A$  o si todos los tiempos son comparables entonces tanto el efecto térmico como el efecto fotoquímico serán relevantes. Considerando las ecuaciones cinéticas

$$\begin{aligned} \frac{dN_A}{dt} &= \frac{\rho I}{h\nu}(N_{A^*} - N_A) + \frac{N_{A^*}}{\tau_T} \\ \frac{dN_{A^*}}{dt} &= \frac{\rho I}{h\nu}(N_A - N_{A^*}) - \frac{N_{A^*}}{\tau_T} \end{aligned} \quad (1.13)$$

Asumiendo que las reacciones de A y  $A^*$  con C son tan lentas que los cambios en  $N_A$  y  $N_{A^*}$ . La densidad total de especies es

$$N = N_A + N_{A^*}$$

y las condiciones cuasi-estacionarias  $\tilde{N}_A$  y  $\tilde{N}_{A^*}$  obtenidas en  $t \approx \tau_T$ . La suma de las velocidades de reacción a través de los canales térmico y fotoquímico es:

$$W = W_T + W_{PC} = k_A \tilde{N}_A \left[ 1 + \frac{k_{A^*}}{k_A} \left( 1 + \frac{h\nu}{\rho I \tau_T} \right) \right] \quad (1.14)$$

#### 1.2.4. Ablación Láser

##### Ecuación de calor

La distribución de temperatura inducida por la absorción de radiación laser en se obtiene a través de la ecuación de calor. En ausencia de transporte de calor por convección y radiación térmica la ecuación de calor (en un sistema de coordenadas fijado por el haz laser) como:

$$\varrho(T)c_p(T)\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} - \nabla[\kappa(T)\nabla T(x,t)] + \varrho(T)c_p(T)v_s\nabla T(x,t) = Q(x,t) \quad (1.15)$$

Si el sustrato es uniforme e isotrópico sus propiedades son caracterizadas por una única conductividad térmica y una única difusividad térmica  $D$ , relacionadas por

$$D = \frac{\kappa}{\varrho c_p} \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} - D\nabla^2 T(x,t) + v_s\nabla T(x,t) = \frac{Q(x,t)}{\varrho(T)c_p(T)} \quad (1.17)$$

##### Termino Fuente

Asumiendo que toda la energía de la luz absorbida dentro del medio se transforma en calor, el termino fuente se escribe como:

$$Q(x,t) = -\nabla\langle S \rangle + U(x,t) \quad (1.18)$$

$U(x,t)$  describe la energía adicional por unidad de volumen y tiempo que se requiere o proporciona si se producen cambios de fase o reacciones químicas.

$\langle S \rangle = I\hat{\mathbf{k}}_l$  es el promedio temporal del vector de Poynting.



## Capítulo 2

# Guías de Onda

En 1893 Joseph John Thomson publicó el primer análisis que sugiere la posibilidad de propagar ondas electromagnéticas dentro de una cavidad metálica cilíndrica (guías de ondas). Oliver J. Lodge la probó experimentalmente la propuesta de Thomson en 1894. En 1895 Jagadish Chandra Bose investigó longitudes de onda milimétricas usando guías de onda (dispositivo para  $\lambda = 6mm$ ). Lord Rayleigh realizó el primer análisis matemático de ondas electromagnéticas en un cilindro de metal en 1897.

El origen de la guía de onda óptica se remonta al trabajo en una barra dieléctrica de Hondros y Debye en 1910. En 1931 Bell Lab comenzó la investigación de guías de ondas. En mayo de 1933 G.C. Southworth usó un tubo de lluvia de cobre de 20 cm de diámetro y 5 pulgadas de diámetro como guía de onda a una longitud de onda de 15 cm para demostrar la transmisión de la señal telegráfica. La fibra óptica comenzó a recibir atención especial en la década de 1960 debido a su importancia para la industria de las comunicaciones.

Una guía de ondas óptica es una estructura dieléctrica que confina y transporta energía en longitudes de onda en las porciones infrarrojas o visibles del espectro electromagnético.

La sección transversal generalmente se puede dividir en tres capas, como se muestra en la figura

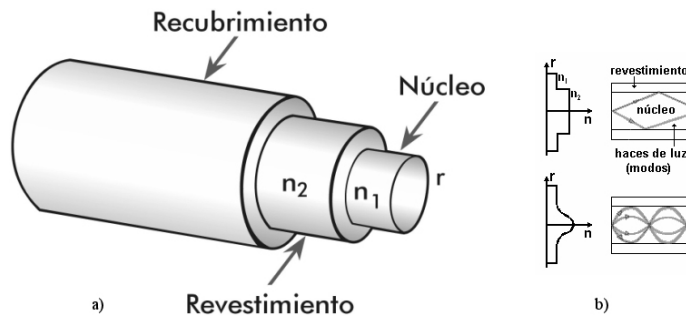


Figura 2.1: Estructura de una guía de onda

## 2.1. Principios físicos

### 2.1.1. Ley de Snell

Cuando una onda incide sobre la superficie de separación entre dos medios, parte de la energía se refleja y parte entra en el segundo medio. El rayo refractado se encuentra en el plano de incidencia; el ángulo de refracción  $\theta_2$  está relacionado con el ángulo de incidencia  $\theta_1$  según la ley de Snell

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.1)$$

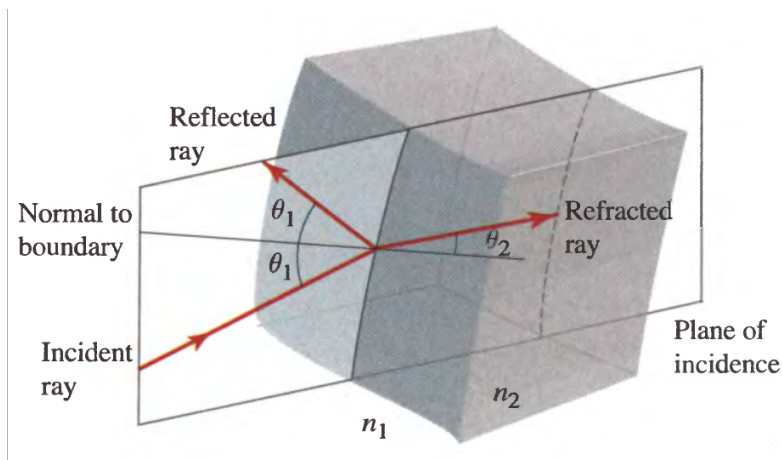


Figura 2.2: Reflexión y refracción entre dos medios

Según la Ley de Snell, cuando el rayo pasa a un medio con menor índice de refracción se aleja de la normal, es decir, el ángulo de refracción es mayor que el de incidencia dando origen al fenómeno denominado como reflexión total interna

### 2.1.2. Reflexión Total Interna

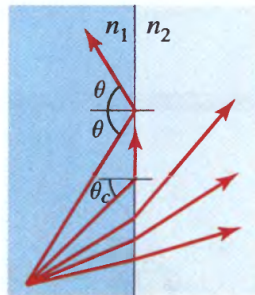


Figura 2.3: Reflexión total interna

Ocurre cuando los índices de refracción cumplen con  $n_1 > n_2$  y el ángulo de refracción es mayor que el ángulo de incidencia,  $\theta_2 > \theta_1$ , de modo que a medida que  $\theta_1$  aumenta,  $\theta_2$  lo hace

mas rapido llega a  $90^\circ$  primero. Cuando esto ocurre cuando  $\theta_1 = \theta_c$  (el ángulo crítico), con  $n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin \frac{\pi}{2} = n_2$ , de modo que el ángulo crítico se define como:

$$\theta_c = \sin^{-1} \frac{n_2}{n_1} \quad (2.2)$$

Cuando  $\theta_2 > \theta_c$ , la ley de Snell no puede cumplirse y no se produce la refracción.

## 2.2. Propagación en una Guía de Onda

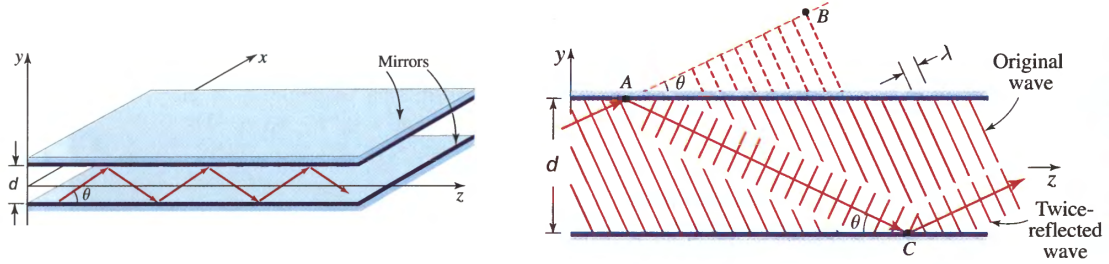


Figura 2.4: Guía de ondas, espejos planos

Parámetros de la onda plana electromagnética transversal (TEM):

- Longitud de onda  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$
- Numero de onda  $k = nk_0$
- Velocidad  $c = \frac{c_0}{n}$

Se considera además que la onda está polarizada en la dirección x y que su vector de onda está en el plano y-z haciendo un ángulo  $\theta$  con el eje z.

### 2.2.1. Modos en la Guía de Onda

Para obtener los modos de propagación en la guía de onda se utiliza la condición de auto consistencia, la establece que después de reflejarse dos veces, la onda debe reproducirse a sí misma. La relación de fase para la condición de auto consistencia está dada por:

$$\frac{2\pi}{\lambda}(2d \sin \theta) = 2\pi(q + 1) = 2\pi m, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2.3)$$

Los ángulos de rebote que satisfacen esta condición son entonces:

$$\sin \theta_m = m \frac{\lambda}{2d}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2.4)$$

La componente en y del vector de propagación está limitada a los valores dados por:

$$k_{ym} = nk_0 \sin \theta_m = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_m = m \frac{\pi}{d}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2.5)$$

**CAPÍTULO 2. GUÍAS DE ONDA**  
**2.2. PROPAGACIÓN EN UNA GUÍA DE ONDA**

---

Utilizando los ángulos de rebote que satisfacen la condición de auto consistencia podemos determinar el número de modos permitido en la guía de onda:

$$M = \frac{2d}{\lambda} \quad (2.6)$$

Donde  $\approx$  indica que es igual al número entero menor más cercano. La longitud de onda  $\lambda_c = 2d$  es la longitud de corte de la guía de onda, es la longitud de onda más larga que puede ser guiada por estructura, a la cual le corresponde la frecuencia de corte

$$\nu_c = \frac{c}{2d} \quad (2.7)$$

y frecuencia angular de corte

$$\omega_c = \frac{\pi c}{d} \quad (2.8)$$

### 2.2.2. Constantes de Propagación en una Guía de Onda

Una onda guiada tendrá vectores de propagación con componentes  $(0, k_y, k_z)$  y  $(0, -k_y, k_z)$  y la variación en la dirección  $z$  tendrá la forma  $\exp(-ik_z z)$ , así que la constante de propagación es  $\beta = k_z = k \cos \theta$ . Si  $\beta$  es cuantizada los valores  $\beta_m = k \cos \theta_m$ , de donde se obtienen las constantes de propagación

$$\beta_m^2 = k_z^2 = k^2 - \frac{m^2 \pi^2}{d^2} \quad (2.9)$$

Los modos de alto orden viajan con constantes de propagación menores.

### 2.2.3. Distribuciones de Campo

La amplitud compleja del campo total en la guía de onda es la superposición de dos ondas planas TEM que rebotan en los espejos. Utilizando la condición de auto consistencia, podemos escribir la amplitud compleja del campo como:

$$E_x(y, z) = a_m u_m(y) \exp(i\beta_m z) \quad (2.10)$$

con

$$u_m(y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{d}} \cos(m\pi \frac{y}{d}) & \text{si } m \text{ impar} \\ \sqrt{\frac{2}{d}} \sin(m\pi \frac{y}{d}) & \text{si } m \text{ par} \end{cases} \quad (2.11)$$

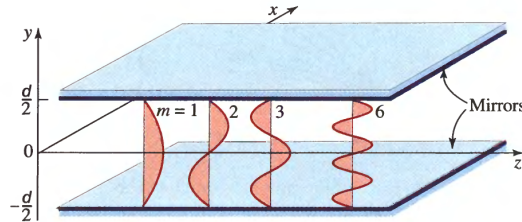


Figura 2.5: Distribución de campo de los modos, guía de onda espejos planos

### 2.2.4. Velocidad de Grupo

Un conjunto de ondas con frecuencia angular centrada en  $\omega$  y constante de propagación  $\beta$  viaja a una velocidad de grupo dada por:

$$v = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (2.12)$$

Cada modo tendrá una velocidad de grupo distinta

$$v_m = c \cos \theta_m = c \sqrt{1 - m^2 \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} \quad (2.13)$$

Los modos de alto orden viajan a una velocidad menor dado que se retrasan porque la trayectoria que siguen es más larga.

## 2.3. Guías de onda con perfil escalonado

Este tipo de guías de onda son caracterizadas por tener un perfil de índice de refracción definido por:

$$n(x) = \begin{cases} n_{co} & \text{si } -\rho < x < \rho \\ n_{cl} & \text{si } |x| > \rho \end{cases} \quad (2.14)$$

Donde el índice de refracción de recubrimiento es menor que el del núcleo  $n_{cl} < n_{co}$

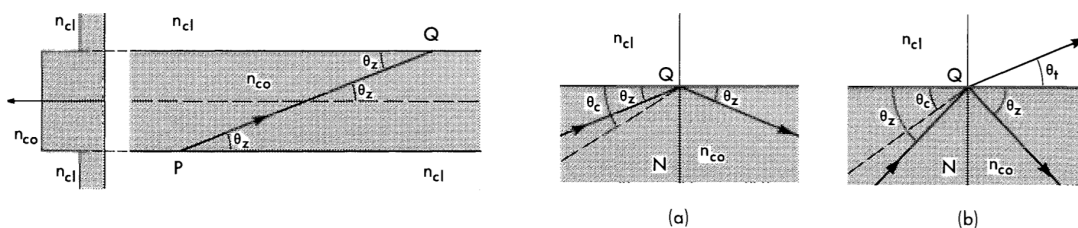


Figura 2.6: Propagación a lo largo de una línea recta entre interfaces en el núcleo de una guía de ondas plana de perfil escalonado. a) Reflexión total interna. b) Reflexión y refracción parciales.

Para este caso Ley de Snell se puede expresar como:

$$n_{co} \cos \theta_z = n_{cl} \cos \theta_t \quad (2.15)$$

Llevando a que el ángulo crítico  $\theta_c$  se defina como:

$$\theta_c = \cos^{-1} \left( \frac{n_{cl}}{n_{co}} \right) = \sin^{-1} \left( 1 - \frac{n_{cl}^2}{n_{co}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

Así que la invariante del rayo estara dada por:

$$\beta = n_{co} \cos \theta_z = n_{cl} \cos \theta_t \quad (2.17)$$

**CAPÍTULO 2. GUÍAS DE ONDA**  
**2.3. GUÍAS DE ONDA CON PERFIL ESCALONADO**

---

Con lo cual se pueden establecer las siguientes relaciones para la localización de los rayos que se confinan en la guía de onda y los que se refractan:

$$\begin{array}{ll} 0 < \theta_z < \theta_c & \text{Rayos confinados} \quad n_{cl} < \beta < n_{co} \\ \theta_c < \theta_z < \frac{\pi}{2} & \text{Rayos refractados} \quad 0 < \beta < n_{cl} \end{array}$$

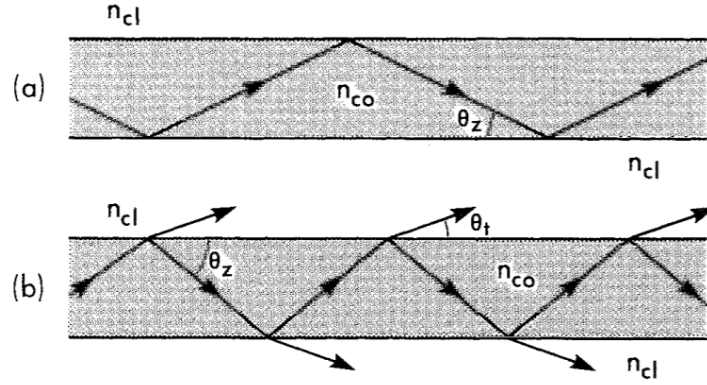


Figura 2.7: Rayos confinados y refractados

Los rayos confinados en guías escalonadas presentan características bien definidas, las cuales son:

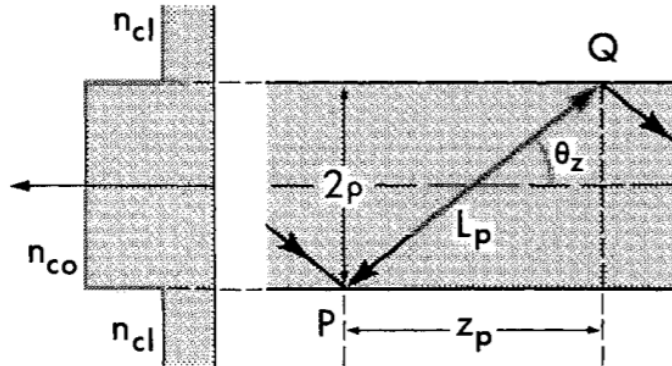


Figura 2.8: Camino del rayo

La longitud de camino, la cual es la distancia que recorre el rayo de una reflexión a otra:

$$L_p = \frac{2\rho}{\sin \theta_z} = \frac{2\rho n_{co}}{(n_{co}^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.18)$$

La longitud de camino óptico:

$$L_o = n_{co} L_p = \frac{2\rho n_{co}^2}{(n_{co}^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.19)$$

El periodo medio del rayo:

$$z_p = \frac{2\rho}{\tan \theta_z} = L_p \cos \theta_z = \frac{2\rho\beta}{(n_{co}^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.20)$$

El numero de reflexiones en una unidad de longitud:

$$N = \frac{1}{z_p} = \frac{\tan \theta_z}{2\rho} \quad (2.21)$$

Numero de reflexiones totales son

$$Nz = \frac{z}{z_p} \quad (2.22)$$

Tiempo de transito del rayo:

$$t = \frac{z}{z_p} \frac{L_p}{v} = \frac{z}{z_p} \frac{L_o}{c} = \frac{zn_{co}^2}{c\beta} = \frac{z}{c} \frac{n_{co}}{\cos \theta_z} \quad (2.23)$$

## 2.4. Guías de onda con perfil graduado

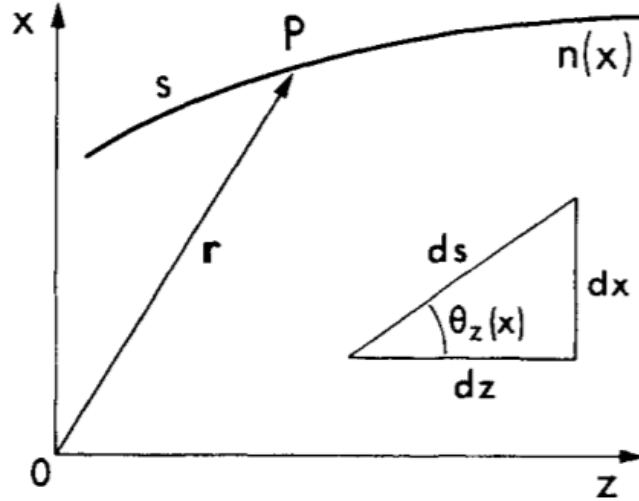


Figura 2.9: La distancia al punto P a lo largo de s una trayectoria de rayos en un medio de índice de refracción variable  $n(x)$  descrita mediante el vector de posición  $r = (x, z)$ .

Cuando se tiene un perfil graduado del índice de refracción, la trayectoria de un rayo está determinada por la ecuación eikonal, en términos del perfil  $n(r)$  según

$$\frac{d}{ds} \left[ n(r) \frac{dr}{ds} \right] = \nabla n(r) \quad \Rightarrow \quad \frac{d}{ds} \left[ n(x) \frac{dx}{ds} \right] = \frac{dn(x)}{dx} \quad y \quad \frac{d}{ds} \left[ n(x) \frac{dz}{ds} \right] = 0$$

$$\frac{d}{ds} \left[ n(x) \frac{dx}{ds} \right] = \frac{dn(x)}{dx} \quad \frac{d}{ds} \left[ n(x) \frac{dz}{ds} \right] = 0$$

**CAPÍTULO 2. GUÍAS DE ONDA**  
2.4. GUÍAS DE ONDA CON PERFIL GRADUADO

---

$$\frac{dx}{ds} = \sin \theta_z(x) \quad \frac{dz}{ds} = \cos \theta_z(x)$$

Generalización para Ley de Snell en un medio con índice de refracción graduado

$$n(x) \cos \theta_z(x) = n(0) \cos \theta_z(0)$$

Como  $n(x)$  decrece podemos encontrar un punto en el que  $\theta_z(x) = 0$ , denominado punto de retorno

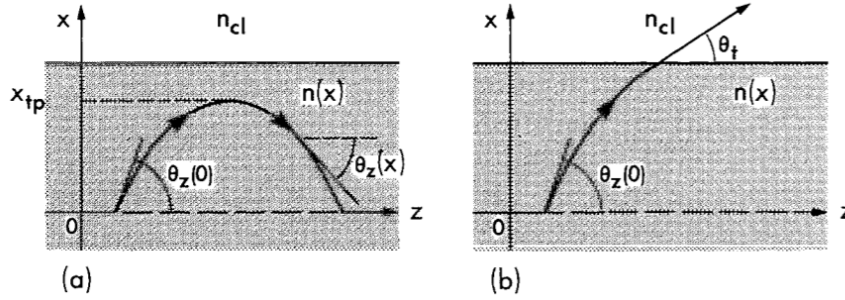


Figura 2.10: Trayectoria de rayos en  $x \geq 0$  para una guía de onda plana con perfil graduado, donde el rayo alcanza a) el punto de inflexión y b) la interfaz donde se transmite.

$x_{tp}$

$$n(x_{tp}) = n(0) \cos \theta_z(0) \quad 0 \leq x \leq \rho$$

Suponiendo  $n(x) = n(-x)$

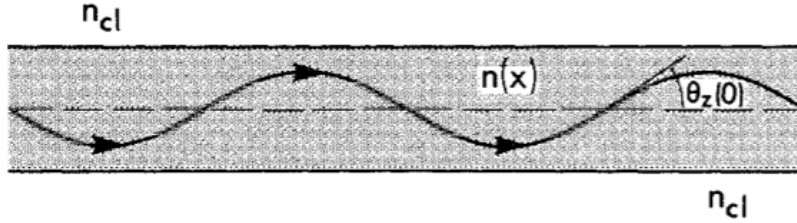


Figura 2.11: Camino tipo sinusoidal del rayo confinado en el núcleo de una guía de onda plana con perfil graduado.

$$\cos \theta_c(0) = \frac{n(\rho)}{n(0)} = \frac{n_{cl}}{n_{co}}$$

$$\begin{aligned} 0 \leq \theta_z(0) < \theta_c(0) & \quad \text{Rayos confinados} \\ \theta_c(0) < \theta_z(0) \leq \frac{\pi}{2} & \quad \text{Rayos refractados} \end{aligned}$$

Invariante del rayo

$$\beta = n(x) \cos \theta_z(x) = n(x) \frac{dz}{ds}$$

Sea  $\theta_z(x) = 0$

$$\beta = n(x_{tp})$$

$$\begin{aligned} n_{cl} \leq \beta < n_{co} & \quad \text{Rayos confinados} \\ 0 \leq \beta < n_{cl} & \quad \text{Rayos refractados} \end{aligned}$$

$$\frac{d}{ds} \left[ n(x) \frac{dx}{ds} \right] = \frac{dn(x)}{dx} \Rightarrow \beta^2 \frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{1}{2} \frac{dn^2(x)}{dx}$$

$$z(x) = \beta \int_0^x \frac{dx}{[n^2(x) - \beta^2]^{\frac{1}{2}}}$$

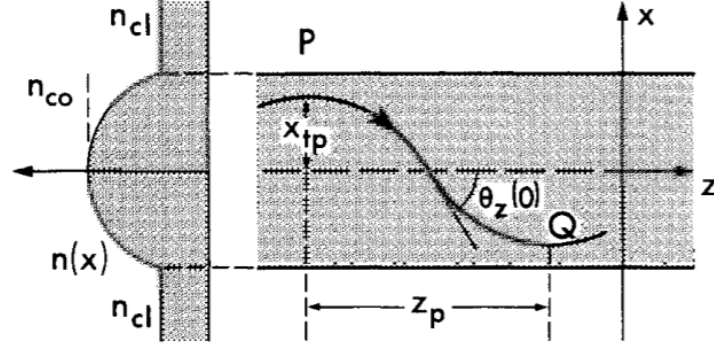


Figura 2.12: Camino del rayo

$$ds = \frac{n(x)}{\beta} dz$$

$$dz(x) = \beta \frac{dx}{[n^2(x) - \beta^2]^{\frac{1}{2}}}$$

Periodo medio del rayo:

$$z_p = \beta \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{dx}{[n^2(x) - \beta^2]^{\frac{1}{2}}}$$

Longitud de camino:

$$L_p = \int_P^Q ds \Rightarrow L_p = \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{n(x) dx}{[n^2(x) - \beta^2]^{\frac{1}{2}}}$$

Longitud de camino óptico:

$$L_o = \int_P^Q n(x) ds \Rightarrow L_o = \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{n^2(x) dx}{[n^2(x) - \beta^2]^{\frac{1}{2}}}$$

Numero de reflexiones en una unidad de longitud:

$$N = \frac{1}{z_p}$$

Complemento del ángulo crítico local

$$\cos \theta_c(x) = \frac{n_{cl}}{n(x)} \quad 0 \leq \theta_z(x) \leq \theta_c(x)$$

$$\sin \theta_c(x) = \left\{ 1 - \frac{n_{cl}^2}{n^2(x)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \text{Rayos refractados}$$

Tiempo de transito del rayo:

$$t = \frac{1}{c} \int n(x) ds = \frac{1}{c\beta} \int n^2(x) dz = \frac{L_o}{c}$$

Tiempo de transito total del rayo:

$$t = \frac{zL_o}{cz_p}$$

## 2.5. Aproximación paraxial

Cuando los valores del índice de refracción máximo y mínimo son similares, los ángulos críticos complementarios  $\theta_c$  y  $\theta_c(0)$  son pequeños, de modo que

$$\sin \theta_c \cong \theta_c \cong \left\{ 1 - \frac{n_{cl}^2}{n^2(x)} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

El rango de direcciones de rayos ligados es por tanto pequeño, y cada rayo ligado se propaga casi paralelo al eje. Esta situación se conoce como aproximación paraxial. El perfil puede ser expresado de forma general como:

$$n^2(x) = n_{co}^2 \{1 - 2\Delta f(x)\} \quad \text{con :} \quad 2\Delta = 1 - \frac{n_{cl}^2}{n^2(x)} \cong \sin^2 \theta_c$$

Esta definición asume que  $\Delta \ll 1$  en la aproximación de guiado débil donde  $n_{cl} \cong n_{co}$ .  $\Delta$  es la medida del alto del perfil:

$$\Delta \cong \frac{\theta_c^2}{2} \cong \frac{n_{co} - n_{cl}}{n_{co}}; \quad n_{cl} \cong n_{co} \quad \text{o} \quad \theta_c \ll 1$$

Cuando  $\Delta f(x) \ll 1$  tenemos la aproximación

$$n(x) \cong n_{co} \{1 - \Delta f(x)\}$$

## 2.6. Perfil parabólico

$$n^2(x) = n_{co}^2 \left[ 1 - 2\Delta \left| \frac{x}{\rho} \right|^2 \right]$$

$$n^2(x_{tp}) = \beta^2 = n_{co}^2 \left[ 1 - 2\Delta \left| \frac{x_{tp}}{\rho} \right|^2 \right]$$

$$x_{tp} = \pm \rho \frac{\{n_{co}^2 - \beta^2\}^{\frac{1}{2}}}{n_{co} \sqrt{2\Delta}}$$

Aplicando la aproximación paraxial

$$x_{tp} = \pm \rho \frac{\sin \theta_z(0)}{\sin \theta_c(0)} \cong \pm \rho \frac{\theta_z(0)}{\theta_c(0)}$$

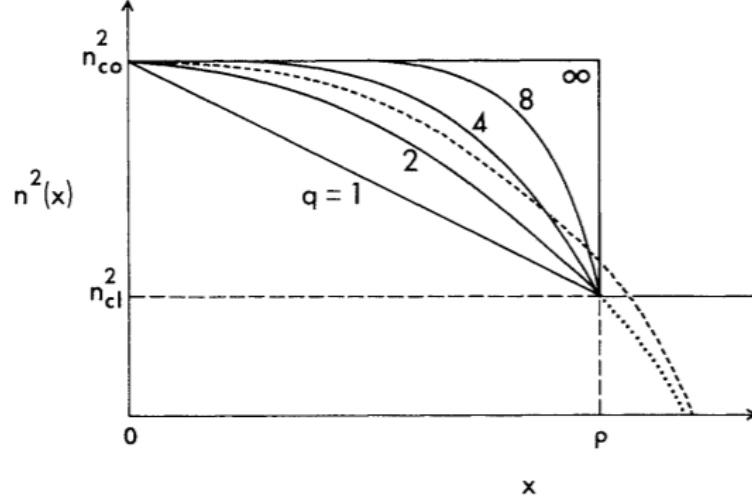


Figura 2.13: Gráficas de perfiles por ley de potencias

Periodo medio del rayo

$$\begin{aligned} z_p &= \beta \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{dx}{[n^2(x) - \beta^2]^{\frac{1}{2}}} = \beta \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{dx}{\left\{ n_{co}^2 \left[ 1 - 2\Delta \left| \frac{x}{\rho} \right|^2 \right] - \beta^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{\beta}{(n_{co}^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{dx}{\left\{ 1 - |x/x_{tp}|^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} \end{aligned}$$

Haciendo

$$\begin{aligned} \frac{x}{x_{tp}} &= \sin w \quad \Rightarrow \quad dx = x_{tp} \cos w dw \quad y \quad -\frac{\pi}{2} < w < \frac{\pi}{2} \\ z_p &= \frac{\beta}{(n_{co}^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{x_{tp} \cos w dw}{\{1 - \sin^2 w\}^{\frac{1}{2}}} = \frac{\beta}{(n_{co}^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \frac{(n_{co}^2 - 2)^{\frac{1}{2}}}{n_{co} \sqrt{2\Delta}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} dw \\ &= \frac{\pi \rho \beta}{n_{co} \sqrt{2\Delta}} \end{aligned}$$

$$x = x_{tp} \sin w$$

Parametrizando  $w$  y  $z$  para valores de  $0 < x < x_{tp}$

$$0 < w < \frac{\pi}{2} \quad y \quad 0 < z < \frac{z_p}{2} \quad \Rightarrow \quad 0 < \frac{2}{\pi} w < 1 \quad y \quad 0 < \frac{2}{z_p} z < 1$$

Igualando

$$\frac{2}{\pi} w = \frac{2}{z_p} z \quad \Rightarrow \quad w = \frac{\pi z}{z_p}$$

Asi que

$$x = x_{tp} \sin \left( \pi \frac{z}{z_p} \right)$$

Longitud de camino óptico

$$\begin{aligned} L_o &= \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{n^2(x) dx}{[n^2(x) - \beta^2]^{\frac{1}{2}}} = \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{n_{co}^2 \left[ 1 - 2\Delta \left| \frac{x}{\rho} \right|^2 \right] dx}{\left\{ n_{co}^2 \left[ 1 - 2\Delta \left| \frac{x}{\rho} \right|^2 \right] - \beta^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{n_{co}^2}{\beta} \frac{\beta}{(n_{co}^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{dx}{\left\{ 1 - |x/x_{tp}|^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} - \frac{(n_{co}^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}}{x_{tp}^2} \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{x^2 dx}{\left\{ 1 - |x/x_{tp}|^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{n_{co}^2 z_p}{\beta} - \frac{(n_{co}^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}}{x_{tp}^2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{x_{tp}^2 \sin^2 w x_{tp} \cos w dw}{\left\{ 1 - \sin^2 w \right\}^{\frac{1}{2}}} = \frac{n_{co}^2 z_p}{\beta} \\ &\quad - \rho (n_{co}^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \frac{(n_{co}^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}}{n_{co} \sqrt{2\Delta}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 w dw = \frac{n_{co}^2 z_p}{\beta} - \frac{\rho (n_{co}^2 - \beta^2)}{2 n_{co} \sqrt{2\Delta}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} dw \\ &\quad + \frac{\rho (n_{co}^2 - \beta^2)}{2 n_{co} \sqrt{2\Delta}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos 2w dw = \frac{n_{co}^2 z_p}{\beta} - \frac{\pi \rho (n_{co}^2 - \beta^2)}{2 n_{co} \sqrt{2\Delta}} \\ z_p &= \frac{n_{co}^2 z_p}{\beta} - \frac{z_p}{2\beta} (n_{co}^2 - \beta^2) = \frac{z_p}{2\beta} [n_{co}^2 + \beta^2] \end{aligned}$$

Longitud de camino

$$\begin{aligned} L_p &= \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{n(x) dx}{[n^2(x) - \beta^2]^{\frac{1}{2}}} = \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{n_{co} \left[ 1 - 2\Delta \left| \frac{x}{\rho} \right|^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\left\{ n_{co}^2 \left[ 1 - 2\Delta \left| \frac{x}{\rho} \right|^2 \right] - \beta^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} \\ &= \int_{-x_{tp}}^{x_{tp}} \frac{\left[ \frac{\rho^2}{2\Delta x_{tp}^2} - \frac{x^2}{x_{tp}^2} \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[ 1 - \frac{x^2}{x_{tp}^2} \right]^{\frac{1}{2}}} dx = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left[ \frac{\rho^2}{2\Delta x_{tp}^2} - \sin^2 w \right]^{\frac{1}{2}} dw \\ &= \rho \left( \frac{2}{\Delta} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[ 1 - 2\Delta \frac{x_{tp}^2}{\rho^2} \sin^2 w \right] dw \end{aligned}$$

Integral elíptica completa de segunda especie

$$E(\nu) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} [1 - 2\nu \sin^2 \theta] d\theta$$

$$L_p = \rho \left( \frac{2}{\Delta} \right)^{\frac{1}{2}} E \left( 2\Delta \frac{x_{tp}^2}{\rho^2} \right)$$

Expansión en serie de la integral elíptica completa de segunda especie

$$E(\nu) = \frac{\pi}{2} \left\{ 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{(2n-1)!!^2}{(2n)!!} \frac{\nu}{2n-1} \right] \right\}$$

$$L_p \cong \frac{\pi\rho}{\sqrt{2\Delta}} \left[ 1 - \frac{2\Delta}{4} \frac{x_{tp}^2}{\rho^2} \right] = \frac{z_p}{4\beta} \left[ 4n_{co} - 2\Delta \frac{n_{co}^2 - \beta^2}{n_{co}^2 2\Delta} \right]$$
$$L_p \cong \frac{z_p}{4\beta} \left[ 4n_{co} - n_{co} + \frac{\beta^2}{n_{co}} \right] = \frac{z_p}{4} \left[ \frac{3n_{co}}{\beta} + \frac{\beta}{n_{co}} \right]$$

Tiempo de tránsito del rayo

$$t = \frac{zL_o}{cz_p} = \frac{z}{c} \frac{n_{co}}{q+2} \left[ q \frac{n_{co}^2}{\beta} + \frac{2\beta}{n_{co}} \right]$$



## Capítulo 3

# Materiales y metodología

### 3.1. ITO

Probablemente el óxido conductor transparente (transparent conducting oxides or TCO's) más estudiado sea el óxido de indio y estaño (indium tin oxide or ITO) también conocido como óxido de indio dopado con estaño, ya que está formado típicamente por un 90 % de óxido de indio y un 10 % de óxido de estaño, es una solución sólida y tiene un alto punto de fusión, que ronda los 1900 °C, pero una densidad baja, que es de  $7,14g/cm^3$  [5]. El ITO posee una combinación de propiedades interesantes ya que es un semiconductor de tipo n altamente degenerado, es decir, con una elevada concentración de dopaje con impurezas donadoras que son pentavalentes, abarca una banda prohibida amplia que deriva en una alta conductividad electrónica, alta transmisión en las regiones visible e infrarroja cercana (NIR) del espectro electromagnético [2, 4]. Además, el ITO posee una excelente adherencia a sustratos, dureza e inercia química.

Debido a las particulares propiedades eléctricas y ópticas del ITO, combinación de propiedades interesantes y tecnológicamente importantes, se convierte en un material con aplicaciones notables en campos optoelectrónicos. El ITO se usa comúnmente en dispositivos de visualización y paneles táctiles como plasma, pantallas de cristal líquido (LCD) y pantallas de diodos emisores de luz orgánicos (OLED), también se está utilizando ampliamente en las celdas solares, fotodetectores, tubos de rayos catódicos y sensores, además, se aplica como revestimiento antiestático, revestimiento antirreflectante y como espejo reflectante de calor de aviones y automóviles para desempañar y descongelar [3–5].

#### 3.1.1. Películas delgadas de ITO

La deposición de ITO, ( $IN_2O_3: Sn$ ), tipo película delgada sobre sustratos se puede lograr mediante varios métodos [2, 5], como la evaporación por haz de electrones, la pulverización catódica con magnetrón de CC (técnica principal para la deposición de películas ITO sobre sustratos de vidrio) y la deposición por láser pulsado. La estructura de la película es típicamente policristalina, con un tamaño de grano que depende de las condiciones de deposición, incluido el espesor de la película y la concentración de dopante ( $\%SnO_2$ ) [5, 6]. La estructura cristalina del óxido de indio es bixbyita, con 16 moléculas de  $In_2O_3$  en la celda unitaria [7]. El estaño (Sn) a manera de dopante sustitutivo reemplaza al indio (In), donando electrones libres que aumentan la conductividad electrónica [8] durante el proceso de fabricación, con lo cual se incrementa efectivamente la banda

prohibida, ya que la banda de conducción se llena parcialmente después del dopaje. Las películas de ITO tienen una resistividad muy baja, debido a su significativa densidad de portadores libres de electrones; da como resultado la ubicación del nivel de Fermi ( $E_f$ ), por encima del borde de la banda de conducción ( $E_c$ ). La banda prohibida directa está generalmente alrededor de 3.8 - 4.0 eV, con una vasta aglutinación de electrones libres en la parte inferior de la banda de conducción citeITO8, ITO9, comúnmente en el intervalo de  $10^{20}/10^{21}cm^{-3}$  [11]. La alta concentración de electrones conduce a una amplia absorción en un rango de longitudes de onda. El espectro de absorción típico señala la mayor absorción en los rayos ultravioleta y ultravioleta profundos. El espectro visible muestra la menor absorción de material, y aumenta nuevamente en el Infrarrojo. Idealmente, para los TCO, la región visible debería ser 100 % transparente, sin embargo, en general, la transmisión oscila entre el 90 y el 95 % para las películas ITO fabricadas. Las propiedades ópticas y eléctricas de la película dependen en gran medida de la densidad electrónica y también de la dimensión de grano de la película [10].

Algunos estudios han revelado cómo las características de las películas de ITO de distintos espesores modeladas con láser se ven afectadas por influencia de diversas longitudes de onda y duraciones de pulso mostrando que la longitud de onda es un factor en la eliminación selectiva de la película ITO, en el caso de que se utilicen pulsos superpuestos para crear una línea, además, el umbral de fluencia para la película ITO dependía del radio del punto del láser [10,12–19]. Los pulsos láser ultracortos también se han mostrado prometedores para la eliminación selectiva de la película en duraciones de pulso de picosegundos citeITO14 y femtosegundos [17]. Incluso hay efecto del espesor de la película sobre el umbral de fluencia de nanosegundos, el cual disminuye linealmente para un grosor de película de ITO igual a la longitud de difusión de calor, para longitudes de onda de 1064, 532 y 355 nm [19].

Parámetros	Valores para el ITO	Vaalores para el Vidrio
Reflectividad R	0.01	-
Coefficiente de Absorción	$1.1 \times 10^6$	-
Longitud de Absorción Óptica	909 nm	-
Longitud de Difusión Térmica	275 nm	-
Conductividad Térmica	10 W/mK	0.9 W/mK
Densidad	7120 kg/m <sup>3</sup>	2220 kg/m <sup>3</sup>
Capacidad Calorífica	340 J/kgK	708.11 + 0,29917 * T J/kgK
Temperatura de Fundición	1900 K	1400 K
Temperatura de Vaporización	3000 K	-
Calor Latente de Fusión	$5 \times 10^5$ J/kg	-
Calor Latente de Vaporización	$5 \times 10^6$ J/kg	-

Tabla 3.1: Parámetros ópticos y térmicos del ITO utilizados en las simulaciones térmicas de elementos finitos en una longitud de onda ( $\lambda$ ) de 1034nm [2]

Las propiedades ópticas y térmicas de las películas delgadas de ITO, así como las de la placa de vidrio donde se establece la deposición, que se consideran para el desarrollo del modelo térmico aparecen en la Tabla 3.1, las cuales son tomadas de McDonnell C. et al. (2017), donde el coeficiente de absorción se determinó a partir de la ley de Beer-Lambert

$$\alpha(\lambda) = -\frac{1}{d} \ln \left[ \frac{T(\lambda)}{\{1 - R'(\lambda)\}\{1 - R(\lambda)\}} \right] \quad (3.1)$$

donde  $T(\lambda)$  es la transmisión medida,  $R(\lambda)$  es la reflectividad medida de la interfaz aire / ITO,  $R'(\lambda)$  es la reflectividad estimada en la interfaz ITO / vidrio y  $d$  es el espesor de la película. La reflectividad entre ITO en la interfaz de vidrio se estima utilizando los índices de refracción del vidrio e ITO [2], con la reflectividad dada por la ecuación  $R'(\lambda) = [(n_{ITO} - n_g)(n_{ITO} + n_g)]^2$ .

## 3.2. Método de Elemento Finito

El método del elemento finito o FEM (Finite Element Method) posibilita obtener una solución numérica aproximada sobre un cuerpo, estructura o dominio en el que están definidas ciertas ecuaciones diferenciales en forma débil o integral que caracterizan el comportamiento físico del problema dividiéndolo en un número elevado de subdominios no-intersectantes entre sí denominados "elementos finitos" [?]. Las aplicaciones de este método permite realizar análisis en una amplia gama de fenómenos físicos tales como esfuerzos, deformaciones, distribuciones de temperatura, flujo de fluidos, vibraciones, etcétera. Dicho método ha adquirido una gran importancia en la resolución de problemas muy difíciles por métodos matemáticos tradicionales.

Cuando se tiene un problema complejo una forma natural de proceder consiste en separar el sistema en componentes individuales o elementos, cuyo comportamiento pueda conocerse sin dificultad y posteriormente reconstruir el sistema original para estudiarlo a partir de dichos componentes. Si esto ocurre con un número finito de elementos bien definidos, se considera un problema discreto, en cambio hay problemas en que la subdivisión prosigue indeterminadamente y solo pueden definir haciendo uso de las funciones matemáticas, lo cual nos conduce a ecuaciones diferenciales o expresiones equivalentes con un número infinito de elementos implicados en dicho caso se denomina un problema continuo.

Con el desarrollo de las tecnologías principalmente con la llegada de las computadoras ha permitido la solución los problemas discretos de forma muy sencilla, aun cuando el número de elementos sea muy elevado, sin embargo los problemas continuos solo se pueden resolver de manera exacta mediante manipulaciones matemáticas lo que implica una limitante que deja actuar solamente para casos extremadamente simplificados, por lo cual se han presentado soluciones de problemas continuos a través de diversos métodos de discretización para lo que es necesario efectuar algunas aproximaciones de modo que se acerque a la solución continua a medida que crezca el número de variables discretas.

La discretización de problemas continuos ha sido abordada desde diferentes puntos de vista uno de los cuales fue la analogía directa de dónde nació la expresión de elemento finito. El método de elemento finito es un procedimiento general en cual se discretizan los problemas continuos planteados por expresiones definidas matemáticamente, el análisis emula un patrón general que puede adaptarse universalmente a todos los sistemas discretos citeFEM2, consiste en dividir el continuo en un número finito de partes, cuyo comportamiento se especifica mediante un número finito de parámetros, y la solución del sistema complejo es un ensamblaje de los elementos que sigue precisamente las mismas reglas que se aplican a los problemas discretos. En esencia se trata de una técnica que sustituye el problema diferencial por otro algebraico, aproximadamente equivalente, para el cual se conocen técnicas generales de resolución.

De forma más concreta el sistema discreto general ya sé estructural o de cualquier otra clase, se puede ejemplificar a partir de la Figura 3.1, en donde se interconectan cinco elementos discretos, para obtener la solución se siguen los siguientes pasos:

1. El primer paso es determinar las propiedades de cada componente a partir de la geometría del problema, los datos de carga y de la naturaleza del material, es decir, se define un conjunto de parámetros discretos, tales como  $a_i$ , de manera que describan el comportamiento de cada elemento, e, y también el comportamiento del sistema completo, a los cuales llamaremos parámetros de sistema.
2. El segundo paso es determina la matriz de rigidez para cada elemento así como las correspondientes cargas nodales, expresando para estos un conjunto de cantidades  $q_i^e$  en función de los parametros del sistema  $a_i$ , donde la relación general puede ser lineal o no lineal.

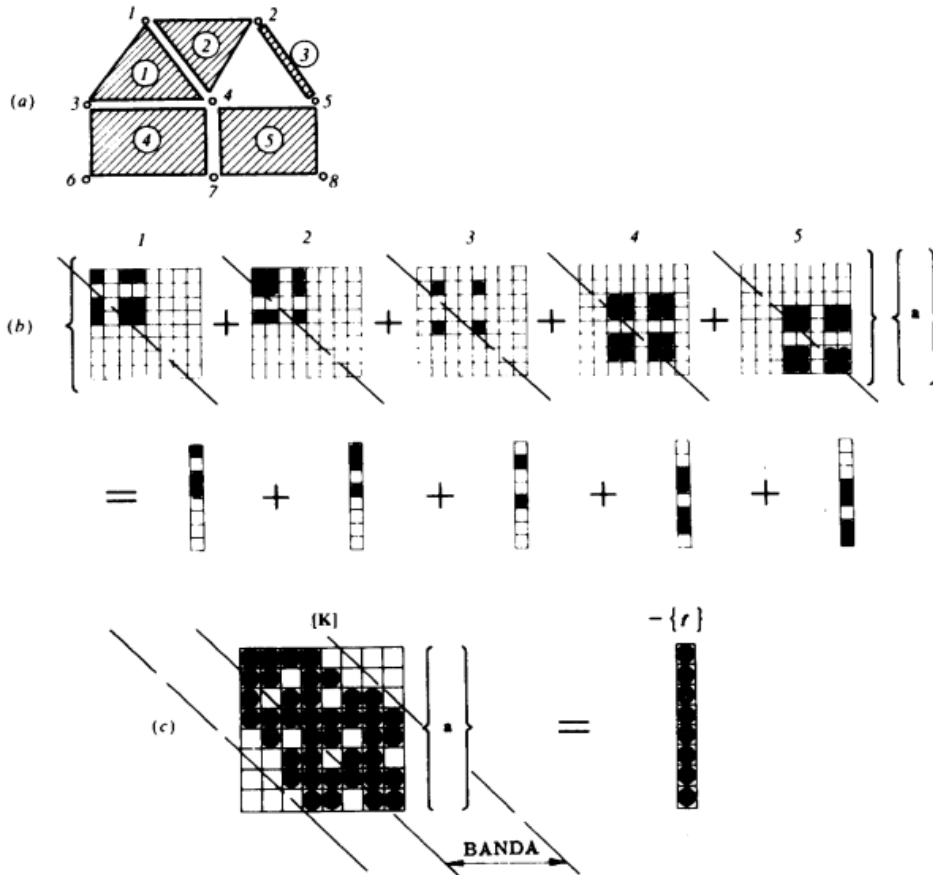


Figura 3.1: Proceso General [?]

3. El tercer paso es el ensamblaje de las ecuaciones finales o del sistema, las cuales se obtienen mediante simple adición

$$r_i = \sum_{e=1}^m q_i^e \quad (3.2)$$

dónde  $r_i$  son cantidades del sistema. Todos los coeficientes no nulos están confinados dentro de una banda o contorno cuyo ancho puede calcularse a partir de la posición de las conexiones nodales. Si el problema es lineal, el resultado será un sistema de ecuaciones

$$Ka + f = r \quad (3.3)$$

tal que

$$K_{ij} = \sum_{e=1}^m K_{ij}^e \quad f_i = \sum_{e=1}^m f_i^e \quad (3.4)$$

a partir de los cuales pueden determinarse las variables del sistema. En general no tiene porqué haber linealidad ni las matrices deben ser simétricas aunque en muchos problemas encontramos ambos casos.

4. Finalmente se introducen las condiciones de contorno en la matriz final ya ensamblada y se procede a resolver el sistema de ecuaciones resultante.

## CAPÍTULO 3. MATERIALES Y METODOLOGÍA

### 3.2. MÉTODO DE ELEMENTO FINITO

---

Las simulaciones de elementos finitos resuelven la ecuación diferencial en los límites del sistema de malla implementado en el programa. Para el desarrollo de este proyecto se a utilizado la interfaz de COMSOL Multiphysics 5.5, el cual se divide en varias secciones, que se describen a continuación:

- **Parámetros:** en este apartado se definen los parámetros no variables, que se mantienen constantes durante la simulación. Estos incluyen la energía del pulso, el radio del spot, la fluencia del láser, la reflectividad, el coeficiente de absorción y la duración del pulso del láser.
- **Variables:** aquí se definen las variables de la simulación, es decir, cualquier elemento que varíe con los dependientes de la simulación, los cuales son la temperatura (T) y el tiempo (t).
- **Geometría:** como su nombre lo dice aquí se define la geometría de la simulación. En este caso, se crean dos rectángulos, que representan la película y el sustrato.
- **Materiales:** Los parámetros del material se definen en esta sección, tanto para la película como para el sustrato. Esto incluye la conductividad térmica, la capacidad calorífica a presión constante y la densidad.
- **Transferencia de Calor:** la ecuación de calor 2-D se resuelve con respecto a los parámetros y variables definidos. En esta sección se define la fuente de calor.
- **Malla:** en esta sección se define la malla de la geometría. La cual se estableció en diferentes grosores según la dimensión de la película de ITO.
- **Estudio:** aquí se genera la secuencia del modelo. Las variables de paso de tiempo se establecen, normalmente a partir de 0 ns, a 20 ns, en pasos de 1 ns.

En COMSOL para resolver ecuaciones diferenciales, de acuerdo con los parámetros de entrada, se debe realizar la discretización de la geometría en una malla. La malla se define como un sistema equivalente de cuerpos más pequeños, interconectados en puntos y/o líneas de contorno. El tamaño de la malla determina la complejidad y precisión de la solución deseada. Se observa una relación directa entre el dimensión de la malla y el tiempo que tarda en converger a una solución estable. El flujo general del modelo de elementos finitos en COMSOL tiene lugar en tres etapas.

- **Preprocesamiento:** aquí se establecen las entidades geométricas del modelo, incluidas propiedades como la longitud y el tamaño. También se definen las propiedades relevantes del material. Se precisan las condiciones de frontera y de conectividad del elemento (malla).
- **Solución:** La variable de campo principal se calcula utilizando todos los parámetros de entrada y las propiedades del material.
- **Post-procesamiento:** En la sección los datos se pueden clasificar y analizar. Generalmente, para las soluciones térmicas, es posible extraer las distribuciones de temperatura de la solución, a lo largo de cualquier dirección, normalmente en las direcciones radial y de profundidad, correspondientes a la temperatura de la película y la temperatura en el sustrato.

#### 3.2.1. Consideraciones del modelo

Para el desarrollo del modelos se hicieron suposiciones que permiten la simplificación del proceso de ablación con láser, las cuales son;

- La ablación es un proceso puramente térmico, no se tienen en cuenta la influencia de las reacciones químicas.

## CAPÍTULO 3. MATERIALES Y METODOLOGÍA

### 3.2. MÉTODO DE ELEMENTO FINITO

- El proceso de ablación solo es adecuado para materiales que se someten a sublimación.
- El cambio de fase ocurre solo en la superficie superior, no produce calentamiento interno, no hay transporte de calor por convección, por lo cual, se elimina la posibilidad de burbujas de gas debajo del sustrato las cuales podrían conducir a la capitación.
- Las propiedades del material no se ven afectadas por los cambios de temperatura del sustrato, a menos que se indique lo contrario de manera puntual.
- El rayo láser solo interactúa con la interfaz solida del material.
- Durante el proceso de ablación no hay interacción entre la interfaz solida y gaseosa, ya que, se considera que el material es eliminado inmediatamente por el haz láser.
- No hay transferencia de calor por radiación térmica durante el proceso de ablación
- Las condiciones ambientales se establecen en 293,15 K de temperatura y 1 presión atmosférica.
- La Tabla 3.1 representa las propiedades de los materiales utilizadas para definir la muestra en la simulación de ablación con láser.

#### 3.2.2. Descripción geométrica del modelo

La muestra se modela como se muestra en la Figura 3.2 con un rectángulo bidimensional de vidrio con una profundidad de 5 veces el radio del Spot y alto de 3 veces el radio del spot, con una capa delgada de ITO en el perímetro superior de la misma profundidad que el rectángulo base pero con diferentes altos, los cuales son de 10 nm, 50 nm y 100 nm. Dado que asumimos que la ablación

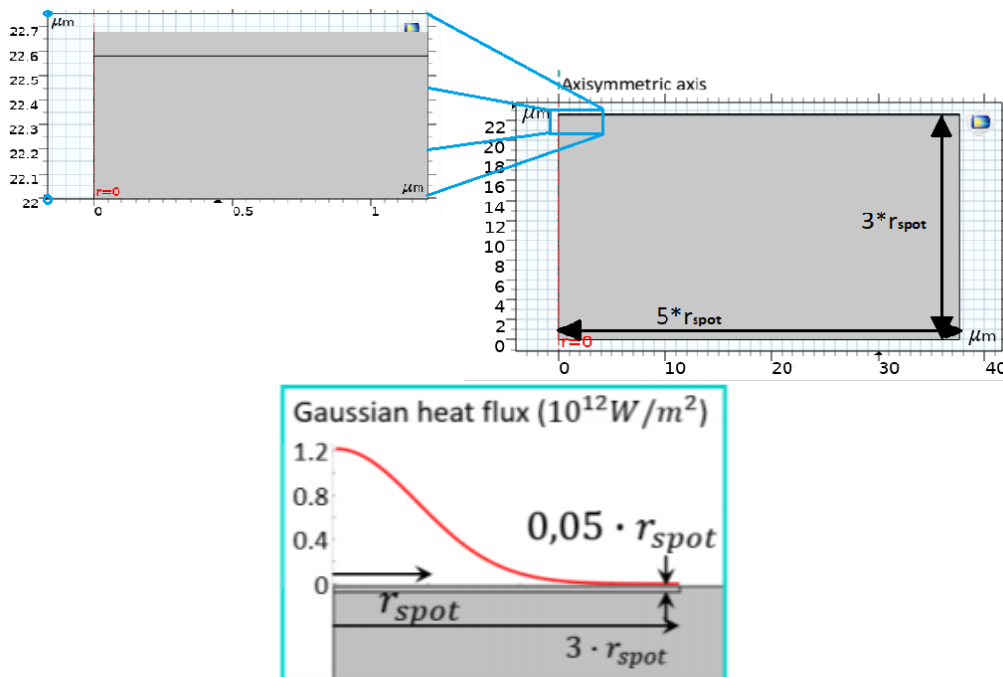


Figura 3.2: Geometría del modelo en COMSOL.

y el calentamiento solo ocurren en la superficie superior de la muestra, se ha establecido una malla triangular y tetraédrica libre definida por el usuario, con una mayor densidad de mallado en la sección superior derecha, como se muestra en las Figuras 3.3 (a-b), con dimensiones mínimas en la dirección y de  $0,1 \mu m$ . Como la dirección y en la película es la longitud crítica mínima, el tamaño de la malla en x no es tan sensible como el tamaño de la malla. El tamaño de malla óptimo se determinó examinando la convergencia de la malla. De esta manera, se disminuyó el tamaño de la malla mientras se examinaban los parámetros bajo observación. Una vez que se alcanzó una solución estable, el tamaño de la malla se mantuvo en este valor óptimo. Esto permite simulaciones de elementos finitos más precisas en la zona de interacción láser-materia y minimiza el tiempo dedicado a los cálculos debajo de la capa superior.

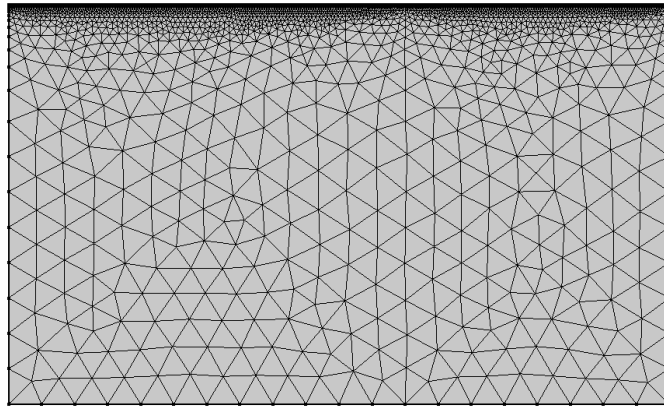


Figura 3.3: Mallado de la geometría del modelo en COMSOL.

### 3.2.3. Modelado del proceso láser

El rayo láser se modeló como una fuente de calor que actúa sobre un plano. La fuente de calor láser se aplica en forma de función de rampa con una pendiente de  $10^9$ , como se muestra en la Figura 3.4. Esta función de rampa establece el coeficiente de transferencia de calor dependiente de la temperatura requerido para modelar el flujo de calor ablativo.

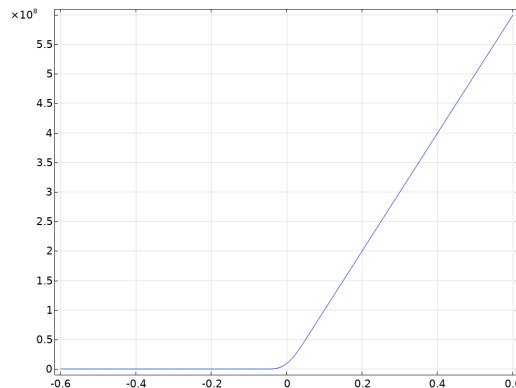


Figura 3.4: Función Rampa

### CAPÍTULO 3. MATERIALES Y METODOLOGÍA

#### 3.2. MÉTODO DE ELEMENTO FINITO

El láser pulsado se obtiene de multiplica el flujo de calor con una función de interpolación proporcionada de forma externa a COMSOL que representa la frecuencia de los pulsos que golpean el sustrato, como se muestra en la Figura 3.5. con una duracion de pulso de 2ns, una velocidad de repeticion de 1kHz, longitud de onda de 1064 nm y el radio del haz en el foco con un ancho de 7.5 micras (a partir de lente con distancia focal de 100 mm).

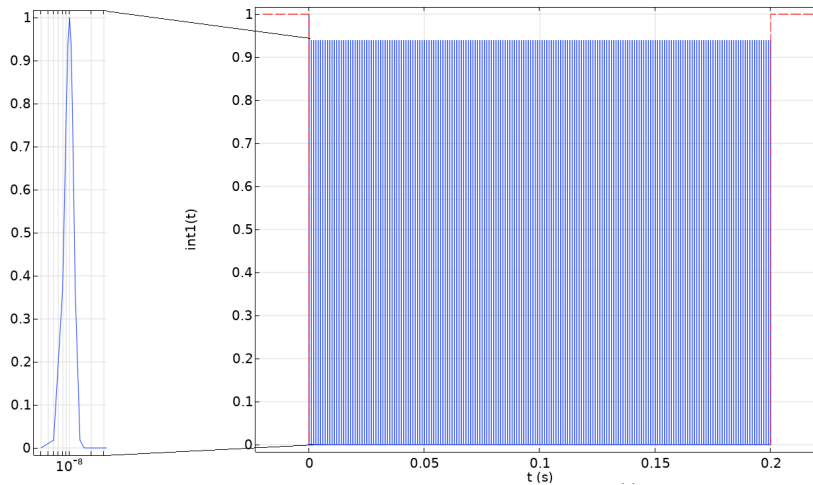


Figura 3.5: Función de interpolación para el modelado de los pulsos laser.

La fluencia del umbral del láser, medida en  $J / cm^2$ , es un parámetro importante para definir la interacción láser-material; se define aquí como la fluencia necesaria para iniciar un daño visible en la película ultrafina. Los procesos, que operan con densidades de energía cercanas al umbral de fluencia, permiten una utilización óptima de la energía láser y garantizan un daño mínimo al sustrato de vidrio. El umbral de fluencia depende de la duración del pulso láser aplicado, la longitud de onda y las propiedades del material. En la figura 3.6 se puede observar el perfil de fluencia utilizado en el modelo para una potencia laser de 1W.

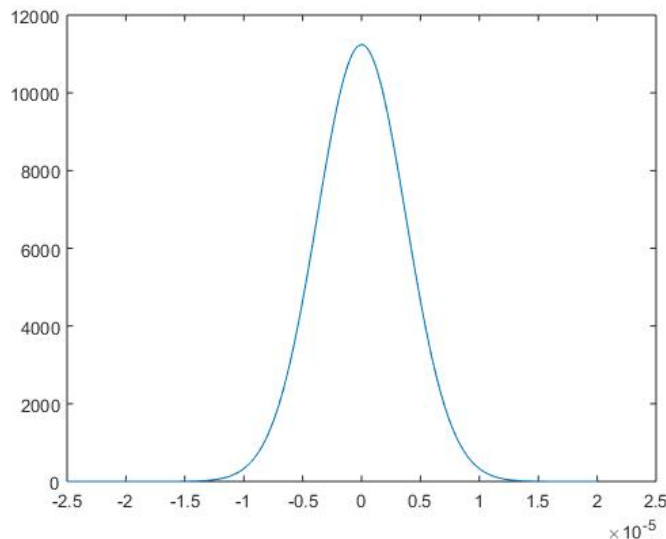


Figura 3.6: Gráfica de fluencia para una potencia de 1mW

### 3.2.4. Descripción del problema térmico

La distribución de temperatura inducida por la absorción de radiación laser en se obtiene a través de **la Ecuación de Calor**. En ausencia de transporte de calor por convección y radiación térmica la ecuación de calor (en un sistema de coordenadas fijado por el haz laser), y en un sustrato uniforme e isotrópico:

$$\rho(T)c_p(T)\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} - \nabla \cdot [-k\nabla T(x,t)] = Q(x,t) \quad (3.5)$$

La deposición de energía es gaussiana, modelada por:

$$Q(r, z, t) = \frac{2\phi_0\alpha(\lambda)}{\sqrt{\pi/\ln 2}\tau_p}(1 - R(\lambda)) \exp\left\{-\frac{2r^2}{\omega_0^2} - \alpha(\lambda)z\right\} \quad (3.6)$$

donde  $\phi_0$  es la fluencia pico aplicada,  $\alpha(\lambda)$ , el coeficiente de absorción,  $R(\lambda)$ , la reflectividad,  $\tau_p$  la duración del pulso en FWHM y  $W_0$  la cintura del haz.

**Condición de frontera del flujo convectivo:**

$$\Phi_{vap} = h(T - T_{vap}) \quad (3.7)$$

donde  $\Phi_{vap}$  es el flujo de vaporización,  $h$  es un parámetro con valor numérico y  $T_{vap}$  es la temperatura de vaporización.

Esta elección de modelado también implica que la masa no se conserva. Para calcular la forma del componente sólido después de interactuar con el láser:

$$T \leq T_{vap} \quad (3.8)$$

En la interfaz de gas sólido, se asume el balance de energía:

$$\rho L_v \mathbf{u}_{vap} \cdot \mathbf{n} = \Phi_{vap} \cdot \mathbf{n} \quad (3.9)$$

donde  $L_v$  el calor latente de vaporización,  $\mathbf{u}_{vap}$  la velocidad de la materia que sale de la interfaz y  $\mathbf{n}$  el vector normal del frente sólido.

La superficie se considera libre de moverse para adaptarse al cambio de geometría debido a la pérdida de materia. La interfaz de geometría deformada se utiliza estableciendo la velocidad de malla normal a la interfaz de gas sólido para:

$$v_n = \frac{\Phi_{vap}}{\rho L_v} \quad (3.10)$$



## Capítulo 4

# Resultados

4.1. Dependencia de la temperatura con el tiempo

4.2. Efecto del número de pulsos en la profundidad del cráter de ablación

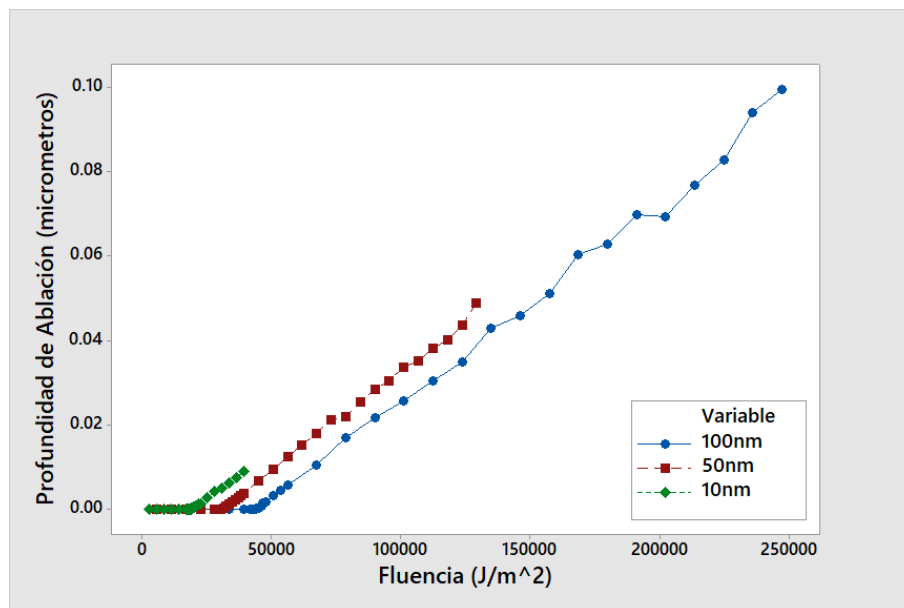


Figura 4.1:

4.3. Efecto de la fluencia en la profundidad del cráter de ablación

4.4. Efecto del número de pulsos en el área del cráter de ablación

4.5. Efecto de la fluencia en el área del cráter de ablación

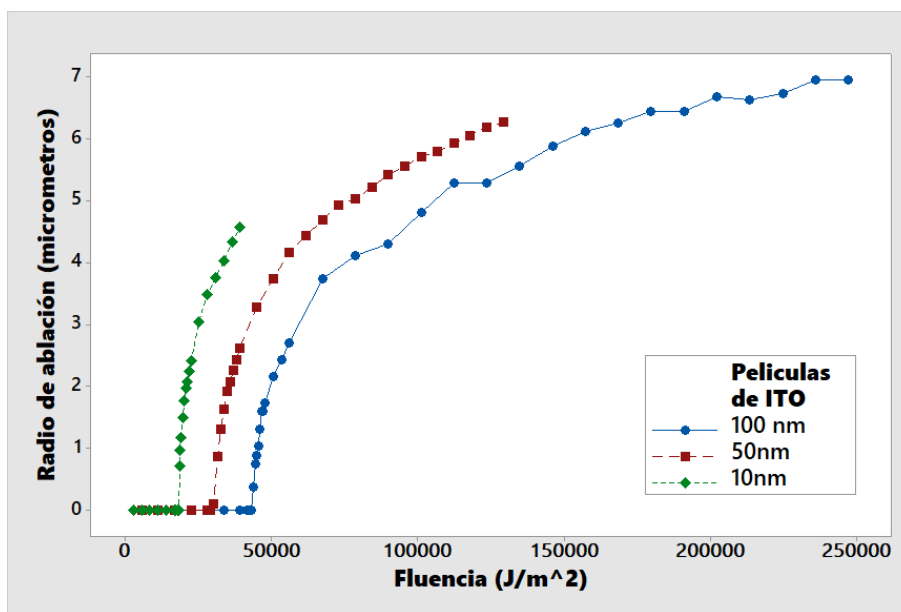


Figura 4.2:

4.6. Modelado de la fabricación láser de microcanales

4.7. Simulación del guiado de luz en microcanales fabricados por ablación láser

## Capítulo 5

# Conclusiones

### 5.1. Trabajo a futuro



# Bibliografía

- [1] . Maiman, T. H. (1960). Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187, 493–494.
- [2] Schaaf, P. et al. (eds.). (2010). *Laser Processing of Materials Fundamentals, Applications and Developments*. New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [3] Sugioka, K. et al. (eds.). (2010). *Laser Precision Microfabrication*. New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [4] Stafe, M., Marcu A., Puscas N. (2014). *Pulsed Laser Ablation of Solids: Basics, Theory and Applications*. New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [5] Margetic, V. et al. Comparison of nanosecond and femtosecond laser-induced plasma spectroscopy of brass samples. *Spectrochim. acta, Part B At. Spectrosc.* 55, 1771–1785 (2000).
- [6] Zeng, X., Mao, X. L., Greif, R. Russo, R. E. Experimental investigation of ablation efficiency and plasma expansion during femtosecond and nanosecond laser ablation of silicon. *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 80, 237–241 (2005).
- [7] Jagdheesh, R., García-Ballesteros, J. J. Ocaña, J. L. One-step fabrication of near superhydrophobic aluminum surface by nanosecond laser ablation. *Appl. Surf. Sci.* 374, 2–11 (2016).
- [8] Gamaly, E. G., Rode, A. V., Luther-Davies, B. Tikhonchuk, V. T. Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics. *Phys. Plasmas* 9, 949 (2002).
- [9] Stuart, B. C., Feit, M. D., Rubenchik, A. M., Shore, B. W. Perry, M. D. Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.* 74, 2248–2251 (1995).
- [10] Miziolek, A. W., Palleschi, V. Schechter, I. *Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS): Fundamentals and Applications* vol. 9780521852 (Cambridge University Press, 2006).
- [11] Sahu, A. K. Jha, S. Microchannel fabrication and metallurgical characterization on titanium by nanosecond fiber laser micromilling. *Mater. Manuf. Process.* 35, 279–290 (2020).
- [12] Xing, Y. et al. Fabrication and characterization of micro-channels on Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/TiC ceramic produced by nanosecond laser. *Ceram. Int.* 44, 23035–23044 (2018).
- [13] Kam, D. H., Kim, J. Mazumder, J. Near-IR nanosecond laser direct writing of multi-depth microchannel branching networks on silicon. *J. Manuf. Process.* 35, 99–106 (2018).
- [14] Xu, S. et al. Ultrafast fabrication of micro-channels and graphite patterns on glass by nanosecond laser-induced plasma-assisted ablation (LIPAA) for electrofluidic devices. *J. Mater. Process. Technol.* 247, 204–213 (2017).
- [15] Huerta-Murillo, D. et al. Wettability modification of laser-fabricated hierarchical surface structures in Ti-6Al-4V titanium alloy. *Appl. Surf. Sci.* 463, 838–846 (2019).

- [16] Zakariyah, S. S. et al. Fabrication of polymer waveguides by laser ablation using a 355 nm wavelength Nd:YAG laser. *J. Light. Technol.* 29, 3566–3576 (2011).
- [17] Sato, S., Shi, Y. W., Matsuura, Y., Miyagi, M. Ashida, H. Hollow-waveguide-based nanosecond, near-infrared pulsed laser ablation of tissue. *Lasers Surg. Med.* 37, 149–154 (2005).
- [18] Chen, C. et al. Optical ridge waveguides in Er<sup>3+</sup>/Yb<sup>3+</sup> co-doped phosphate glass produced by ion irradiation combined with femtosecond laser ablation for guided-wave green and red upconversion emissions. *Opt. Mater. (Amst.)* 51, 185–189 (2016).
- [19] Li, L. et al. All-laser-micromachining of ridge waveguides in LiNbO<sub>3</sub> crystal for mid-infrared band applications. *Sci. Rep.* 7, 1–7 (2017).
- [20] Martinez-Jimenez, G. et al. Laser writing of polycrystalline Si ridge waveguides. *Opt. InfoBase Conf. Pap. Part F82-C*, 7254 (2017).
- [21] Jiang, H. et al. WS<sub>2</sub>-based Q-switched laser generation from Nd:YAG ridge waveguides fabricated by combination of swift heavy ion irradiation and laser ablation. *Opt. Mater. (Amst.)* 92, 163–166 (2019). FCFM-BUAP
- [22] Fernandez, T. T. et al. Bespoke photonic devices using ultrafast laser driven ion migration in glasses. *Progress in Materials Science*, vol. 94, 68–113 (2018).
- [23] Li, Z. et al. Q-switching of waveguide lasers based on graphene/WS<sub>2</sub>vanderWaalsheterostructure. *PhotonicsRes*,5, 406(2017).
- [24] Chen, F. de Aldana, J. R. V. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining. *Laser Photon. Rev.* 8, 251–275 (2014).
- [25] Galle, L. et al. Conductive ITO Interfaces for Optoelectronic Applications Based on Highly Ordered Inverse Opal Thin Films. *ChemNanoMat*, Vol. 6, 560 – 566 (2020); doi: 10.1002/cnma.201900731.
- [26] Amin R. et al. ITO-based electro-absorption modulator for photonic neural activation function. *APL Mater.* Vol. 7, 081112 (2019); doi: 10.1063/1.5109039.
- [27] Rajput, S. et al. Optical Modulation in Hybrid Waveguide Based on Si-ITO Heterojunction. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, no. 6, pp. 1365-1371, (2020); doi: 10.1109/JLT.2019.2953690.
- [28] Cleary, J. W. et al. Optical and electrical properties of ultra-thin indium tin oxide nanofilms on silicon for infrared photonics. *Optical Materials Express*, vol. 8, no. 5, 1231-1245 (2018); doi: 10.1364/OME.8.001231.
- [29] Li, J. et al. Spectral near-field thermal emission extraction by optical waveguides. *Phys. Rev.* Vol 99, 235414 (2019); doi: 10.1103/PhysRevB.99.235414.
- [2] McDonnell, C., Milne, D., Chan, H., Rostohar, D. & O'Connor, G. (2016). *Part 1: Wavelength dependent nanosecond laser patterning of very thin indium tin oxide films on glass substrates*. *Optics and Lasers in Engineering*. 80. 73-82. 10.1016/j.optlaseng.2015.12.005.
- [3] Diamond Coatings Ltd. *What Is ITO Used For?*. (2020). Octubre 21, 2021, de Diamond Coatings Ltd Sitio web: <https://diamondcoatings.co.uk/what-is-ito-used-for/>
- [4] Khodorov, A., Piechowiak, M. and Gomes, M.J.M. (2007) *Structural, electrical and optical properties of indium-tin-oxide thin films prepared by pulsed laser deposition*. *Thin Solid Films*. 515(20-21): p. 7829-7833.
- [5] Sauli, Z., Retnasamy, V., Say, O. T., & Keng, C. J. (2014). *Deposition Time Variation Analysis on Indium Tin Oxide Film*. *Advanced Materials Research*, 893, 562–565. doi:10.4028/www.scientific.net/amr.893.562

- [6] Benoy, M. D., Mohammed, E. M., Suresh Babu, M., Binu, P., & Pradeep, B. (2009). *Thickness dependence of the properties of indium tin oxide (ITO) FILMS prepared by activated reactive evaporation*. Brazilian Journal of Physics, 39(4). doi:10.1590/s0103-97332009000600003
- [7] Brewer, S.H. & Franzen, S. (2004). *Calculation of the electronic and optical properties of indium tin oxide by density functional theory*. Chemical Physics, 300(1-3): p.285-293.
- [8] Gonzalez, G.B., Mason, T.O., Quintana, J.P., Warschkow, O., Ellis, D.E., Hwang, J.H. (2004). *Defect structure studies of bulk and nano-indium-tin oxide* p. 3912-3920.
- [9] Mryasov, O.N. & Freeman, A.J. (2001). *Electronic band structure of indium tin oxide and criteria for transparent conducting behavior*. Physical Review B. 64(23): p. 233111.
- [10] McDonnell, Cormac (2015) *Pulsed laser material interaction with thin indium tin oxide films* Thesis of Phd. National University of Ireland, Galway.
- [11] Zhang, B., Dong, X., Xu, X., Wang, X., & Wu, J. (2007). *Electrical and optical properties of ITO and ITO:Zr transparent conducting films*. Materials Science in Semiconductor Processing. 10(6): p. 264-269.
- [12] Yavas, O. & Takai, M. (1998). **High-speed maskless laser patterning of indium tin oxide thin films** Applied Physics Letters, 1998. 73(18): p. 2558-2560.
- [13] Takai, M., Bollmann, D., & K. Habberger, K. (1994). **Maskless patterning of indium tin oxide layer for flat panel displays by diode-pumped Nd:YLF laser irradiation**. Applied Physics Letters. 64(19): p. 2560-2562.
- [14] Yavas, O. & Takai, M. (1998). **High-speed maskless laser patterning of indium tin oxide thin films**. Applied Physics Letters. 73(18): p. 2558-2560.
- [15] Xu, M.Y., Li, J., Lilge, L.D. & Herman, P.R., (2006). **F2 laser patterning of indium tin oxide (ITO) thin film on glass substrate**. Applied Physics A: Materials Science Processing. 85(1): p. 7-10.
- [16] Raaiukaitis, G., Brikas, M., Gedvilas, M. & Rakickas, T., (2007). **Patterning of indium tin oxide on glass with picosecond lasers**. Applied Surface Science. 253(15): p. 6570-6574.
- [17] David, A.W. & Adam, L.D., (2009). **Laser micromachining of indium tin oxide films on polymer substrates by laser-induced delamination**. Journal of Physics D: Applied Physics. 42(4): p. 045306.
- [18] Tsai, H.-Y., H. Yang, C. Pan, and M.-C. Chou. Laser patterning indium tin oxide (ITO) coated on PET substrate. 2000. 158.
- [19] Xiao, S., S.A. Fernandes, and A. Ostendorf. Selective patterning of ITO on flexible PET Substrate by 1064nm picosecond Laser. in Physics Procedia. 2011.