TESIS DEFENDIDA POR:

Eduardo Alvarez Guzmán

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Horacio Soto Ortiz.
Director de Tesis

Dr. Heriberto Márquez Becerra.
Miembro del Comité

Dr. Anatoli Khomenko Filatova.
Miembro del Comité

Dr. Roberto Machorro Mejía.
Miembro del Comité

Dr. Arturo Velázquez Ventura.
Coordinador del programa en Electrónica y Telecomunicaciones

Dr. Federico Graef Ziehl.
Director de Estudios de Posgrado

6 de Septiembre del 2004

Centro de Investigación Científica y de

Educación Superior de Ensenada

CICESE

Programa de Posgrado en

Electrónica y Telecomunicaciones

Estudio del Fenómeno de la Modulación Cruzada de la Polarización en Amplificadores Ópticos de Semiconductor Masivos

Tesis

Que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener

el grado de DOCTOR EN CIENCIAS presenta:

Eduardo Alvarez Guzmán

Ensenada, Baja California, México. Septiembre del 2004

Resumen de la tesis que presenta **Eduardo Alvarez Guzmán**, para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener del grado de **DOCTOR EN CIENCIAS** en **ELECTRÓNICA y TELECOMUNICACIONES**. Ensenada, Baja California, México, Septiembre del 2004.

Estudio del Fenómeno de la Modulación Cruzada de la Polarización en Amplificadores Ópticos de Semiconductor Masivos

Aprobado por

Dr. Horacio Soto Ortiz.
Director de Tesis.

Palabras cláve: *Amplificador Óptico de Semiconductor, Modulación Cruzada de la Polarización, láseres de semiconductor, teoría de modos acoplados, estado de polarización*

En el presente trabajo, se estudia teórica y experimentalmente al fenómeno de la Modulación Cruzada de la Polarización (XPolM) en Amplificadores Ópticos de Semiconductor Masivos (AOSM), con el fin de determinar las causas que lo provocan. El estudio teórico muestra que la variación longitudinal de la densidad de portadores, provoca variaciones longitudinales en el índice de refracción y en los factores de confinamiento modales de la región activa, lo cual a su vez modifica la propagación de los modos TE y TM del AOSM. Además, la variación longitudinal del índice de refracción provoca que se suciten las condiciones adecuadas para permitir un acoplamiento modal TE-TM. En el estudio teórico se propone la hipótesis de que la XPolM es provocada por tres fenómenos que se sucitan simultaneamente: una modificación de la birrefringencia estructural del dispositivo, a la cual se le denomina birrefringencia inducida, que es consecuencia de la variación longitudinal del índice de refracción de la región activa; una dispersión de la ganancia modal, consecuencia de la variación longitudinal del factor de confinamiento (el cual es un factor determinante en el cálculo de la ganancia de simple paso) y un acoplamiento de potencia entre componentes TM-TE del haz que se propaga dentro de la región activa del amplificador. Tomando en cuenta estos fenómenos, se genera un modelo simple basado en la teoría de modos acoplados que permite simular numéricamente a la XPolM. Los experimentos desarrollados muestran que el modelo permite predecir el comportamiento de la evolución de los estados de polarización de uno o dos haces que emergen de un AOS.

Abstract of the thesis by **Eduardo Alvarez Guzmán**, presented as partial requirement in order to obtain the **Doctor Degree** in **TELECOMMUNICATIONS AND ELECTRONICS**. Ensenada, Baja California, Mexico. September 2004.

Key words: *Semiconductor Optical Amplifiers, Cross Polarization Modulation, semiconductor lasers*

In this work, the Cross Polarization Modulation (XPolM) phenomenon in Massive Semiconductor Optical Amplifiers (MSOAs) is estudied theoretical and experimentally, in order to find the physical causes of its manifestation. It is shown that the carrier density lonigtudinal variation in the active waveguide, modifies the refractive index and the modal confinement factors of the active region. This produces changes in the TE and TM propagation modes. Additionally, the carrier density longitudinal variation allows a TE-TM mode coupling. The theorieticall study proposes that the XPolM is due to three sumiltaneous phenomena: an induced birrefringence produced by the refractive index longitudinal variation of the active region, a modal gain dispersion produced by the confinement factor longitudinal change in the SOA (which is an important factor in the single-step gain calculation) and a TM-TE mode coupling trough the SOA waveguide. Considering these phenomena a simple mathematical model based on the coupled mode theory is developed which allows the XPolM numerical simulation. The experiments show that the theoretical model allows to know the evolution of the polarization states of one or two beams emerging from a SOA.

Para Edith.

The difference between art and science is that science is what we understand well enough to explain to a computer. Art is everything else.

Donald Knuth

Agradecimientos

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología el apoyo brindado mediante la beca-crédito otorgada.
Al Dr. Horacio Soto Ortiz por su dirección.
Al comité por su participación y aportaciones en el desarrollo de éste trabajo.
A los Doctores: Diana Tentori, Raúl Rangel, Alfonso García Wiedner, por el tiempo que amablemente me dedicaron para discutir y enriquecer mi trabajo con sus conocimientos y puntos de vista.
Al M. en C. Jorge Torres, por su colaboración y orientación en el procesamiento de datos e imágenes.
A los trabajadores del CICESE que contribuyeron con su valiosísimo trabajo para el desarrollo de los experimentos: Gabino Ernesto García Ramírez, Gabriel Valdéz Chávez ("El Güero"), Edith García Cárdenas, Enrique Pacheco Cabrera, y Raúl Moreno Bonilla.
A mis padres por su enseñanzas:

> "¿Qué es lo que causa la ruina en el mundo?; ¿qué es lo que destruye la amistad?; ¿cuál es la fiebre más alta?, ¿cuál el mejor de los médicos?"
> El Bienaventurado respondió: "La ignorancia arruina el mundo; la envidia y el egoísmo terminan con la amistad; el odio es la más alta de las fiebres, y el Buda el mejor de los médicos".

A Paco que sigue siendo mi maestro.

> My brother sent me a postcard the other day with this big sattelite photo of the entire earth on it. On the back it said: "Wish you were here".
> – Steven Wright

A Vero por su dulzura.

> In the realm of scientific observation, luck is granted only to those who are prepared.
> - Louis Pasteur

A Edith que comparte su ser conmigo.

> Vitam impendere amori.

A Mariana por sus juegos.

> (Los niños...) entienden de la química del lodo y escriben una historia en tres palabras.
> – M. E. Walsh

A mis compañeros en el CICESE.

> Nature abhors a hero. For one thing, he violates the law of conservation of energy. For another, how can it be the survival of the fittest when the fittest keeps putting himself in situations where he is most likely to be creamed?
> – Solomon Short

Índice general

Página

Índice de figuras

Índice de tablas

Introducción

Los sistemas de comunicaciones basados en tecnología óptica, han cobrado cada vez mayor importancia en el mundo, debido a que su potencial aún no se ha explotado completamente (Girard, 2000). El incremento en las demandas de servicios por parte de los usuarios (televisión de alta definición, servicios multimedia, vídeo-conferencias en tiempo real, etc.), ha provocado que los proveedores de servicios de telecomunicaciones exijan a los productores de equipos de telecomunicaciones, que busquen nuevas técnicas que permitan explotar al máximo los recursos instalados, que aumenten las velocidades de transmisión, y que optimicen la relación costo/beneficio de las redes actualmente instaladas (Kartalopoulos, 2001).

Una de las áreas en donde se han enfocado una buena cantidad de esfuerzos, es en el empleo de los amplificadores ópticos de semiconductor (AOS) como elementos base para realizar diversas funciones necesarias en las redes ópticas. Las características de estos dispositivos, como son sus dimensiones reducidas, su bajo consumo de energía, su facilidad de integración y fabricación en circuitos ópticos, su dinámica no lineal y su rápida velocidad de respuesta, los hacen candidatos ideales para la creación de funciones optoelectrónicas completamente ópticas (Senior, 1998; Keiser, 1999; Borella *et al.*, 1997; Cavendish, 2000; Elmirghani y Mouftah, 2000).

Algunas de las aplicaciones en donde los AOSs han demostrado su utilidad y excelente funcionamiento son, por ejemplo: la conversión de longitud de onda, la inversión espectral, la preamplificación de señales, la realización de operaciones booleanas, la multicanalización, la conmutación óptica, etc (Nesset *et al.*, 1994; Schaafsma *et al.*, 2000; Soto Ortiz *et al.*, 2001; Sokoloff *et al.*, 1993; Durhuus *et al.*, 2000).

Los fenómenos que tradicionalmente se emplean para generar estas aplicaciones con los AOS, son la Modulación Cruzada de la Ganancia (*cross gain modulation* ó XGM) (Zheng *et al.*, 2000), la modulación cruzada de la fase (*cross phase modulation* ó XPM) (Öhlén *et al.*, 2000), o la mezcla de cuatro ondas (*four wave mixing* ó FWM)(Yu y Jeppesen, 2000). Cabe mencionar que en 1998 nuestro laboratorio observa por primera vez el fenómeno denominado Modulación Cruzada de la Polarización (*cross polarization modulation* ó XPolM)(Soto Ortiz, 1998). A partir de estas observaciones, la comunidad científica ha mostrado interés por evaluar el potencial de este fenómeno para generar funciones optoelectrónicas(Manning *et al.*, 2001; Dong *et al.*, 2001; Yang *et al.*, 2003; Dorren *et al.*, 2003).

Este trabajo en particular se suma a esta tendencia, siendo su interés primordial el estudio del fenómeno de la Modulación Cruzada de la Polarización (XPolM) en Amplificadores Ópticos de Semiconductor Masivos (AOSMs) (Soto *et al.*, 1999; Soto Ortiz *et al.*, 2001; Soto *et al.*, 2004).

1.1 Objetivos

Los objetivos por cumplir durante el desarrollo de este trabajo son los siguientes:

- Realización de un estudio teórico, en estado estático del fenómeno de la XPolM dentro de los AOSMs, que permita elaborar una teoría congruente que explique su manifestación.

- Determinación teórica y experimental del efecto que ejercen los diferentes fenómenos físicos que se suscitan dentro de los AOSMs y que intervienen en el fenómeno de la XPolM.

- Realización de un estudio experimental en estado estático del fenómeno de la XPolM dentro de los AOSMs, que permita comprender y cuantificar el fenómeno de la XPolM a partir de un banco experimental confiable y repetitivo.

- Generación de un modelo matemático y puesta en marcha de un método numérico adecuado para la simulación de la XPolM en estado estático.

1.2 Organización del trabajo

La organización del trabajo presente es la siguiente. En el capítulo actual, se realiza una breve introducción de las motivaciones que generan la necesidad de estudiar este tema. En este capítulo se presenta también un glosario de la notación empleada a lo largo del documento. En el capítulo 2, se realiza una relación de los conceptos teóricos fundamentales para la comprensión del funcionamiento de los amplificadores ópticos de semiconductor. Así mismo, se exponen los conceptos básicos referentes a la polarización, y a las técnicas de análisis necesarias para determinar el funcionamiento de la región activa de los AOSs. Además se estudia la propagación de un haz dentro de un amplificador, y se analiza en qué consiste el fenómeno de la XPolM, así como los mecanismos elementales que lo componen. Al final de este capítulo (sec. 2.6) se presenta el modelo propuesto para el fenómeno en estudio. En el capítulo 3, se plantean los experimentos empleados para el análisis del fenómeno de la XPolM. Una vez expuesto lo anterior, se procede en el capítulo 4 al análisis de los resultados y del modelo para exponer las bondades y limitaciones del mismo. Finalmente se exponen las conclusiones generadas del trabajo.

Cabe mencionar que esta memoria consta de 5 apéndices en donde se presentan algunos programas, y desarrollos teóricos que no es posible incluir en el documento principal.

1.3 Nomenclatura

α	Coeficiente de Pérdidas internas
α_m	Coeficiente de absorción ó ganancia material
Δ	Energía de acoplamiento spin-órbita
Γ	Coeficiente del factor de confinamiento
$\hbar$	Constante de Plank Normalizada
κ	Coeficiente de Acoplamiento
λ	Longitud de onda
$\mathcal{P}$	Valor Principal de Cauchy
ω	Frecuencia angular
ε_f	Cuasi-nivel de Fermi
a_m	Ganancia diferencial [m^2]
c	Velocidad de la luz en el vacío
d	Espesor de la región activa
E_c	Energía en la banda de conducción

E_g Energía de la banda prohibida

E_p Energía del fotón

E_v Energía en la banda de valencia

f_c Probabilidad de ocupación de un electrón en la banda de conducción

f_v Probabilidad de ocupación de un hueco en la banda de valencia

g_m Ganancia material

G_{sp} Ganancia de simple paso

I Corriente de alimentación

k Constante de Boltzmann

m_0 Masa del electrón libre

M_b Matriz de momentum para los estados inicial y final de los electrones, que emplea funciones de onda de Bloch

m_r Masa reducida del electrón

m_{hh} Masa reducida de los huecos pesados

m_{lh} Masa reducida de los huecos ligeros

N Densidad de Portadores $[1/\mathrm{m}^3]$

N_c Densidad de estados efectiva en la banda de conducción

n_r Índice de refracción relativo

N_v Densidad de estados efectiva en la banda de valencia

n_{eff}	Índice de refracción efectivo ó índice efectivo
q	Carga del electrón
S	Densidad de fotones promedio
w	Ancho de la región activa

Capítulo 2

Fundamentos teóricos

2.1 Introducción

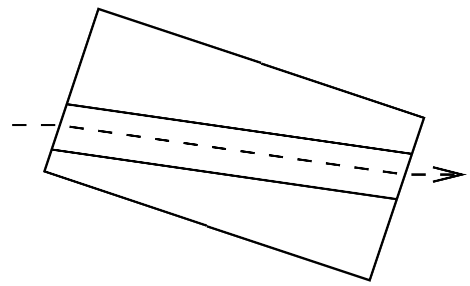
A lo largo de este trabajo se entiende como Modulación Cruzada de la Polarización (XPolM) al fenómeno en el cual, el estado de polarización (EP) de un haz óptico se ve afectado por un segundo haz presente simultáneamente en un medio no lineal. Así, el presente trabajo se enfoca a observar la manifestación de la XPolM, generar una teoría que la explique, y crear un modelo congruente, para el caso de un amplificador óptico de semiconductor masivo (AOSM) con arquitectura de cresta (*ridge-waveguide*) diseñado por el Instituto de Tecnología de Zurich (ETH) (Holtmann, 1997). Es por ello que resulta necesario revisar los conceptos asociados con el guiado de señales ópticas, la polarización, y el dispositivo de interés. A continuación se aborda la teoría fundamental de cada uno de estos aspectos, empleada en el desarrollo de este trabajo. En primer lugar se presenta al dispositivo en estudio, su estructura, y algunas expresiones matemáticas que modelan su comportamiento, para contar con un panorama de la estructura física. En segundo lugar se presenta el análisis electromagnético que nos permite determinar la manera en que el haz se propaga dentro del dispositivo, y que nos permite también conocer el parámetro de índice efectivo, el cual está ligado al factor de confinamiento.

2.2 El amplificador óptico de semiconductor masivo

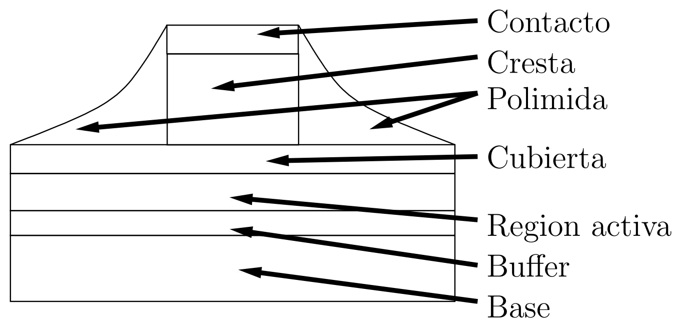
El Amplificador Óptico de Semiconductor (AOS), es un dispositivo hecho a base diversas capas de material semiconductor, que es capaz de amplificar un haz óptico a medida que éste se propaga dentro de él. Su diseño puede basarse en diferentes arquitecturas para favorecer el guiado de las ondas en la región activa. En general, la construcción de estos dispositivos es similar a la de los láseres Fabry-Perot de semiconductor con facetas clivadas. Sin embargo en el caso de los AOS es necesario aplicar películas antirreflectoras en las facetas del dispositivo, con lo cual se destruye la cavidad resonante, y se cuenta entonces con un medio amplificador en donde es posible la inyección de un haz óptico con un mínimo de pérdidas. Algunas técnicas empleadas para disminuir aún más la reflectividad consisten en colocar la guía de onda en ángulo respecto a la perpendicular de las facetas clivadas. Varias descripciones más completas de la estructura de los AOS y de algunas técnicas para disminuir la reflectividad de sus facetas, se pueden encontrar en la bibliografía siguiente (Holtmann, 1997; Eckner, 1998; Agrawal y Dutta, 1995).

2.2.1 Estructura del AOS

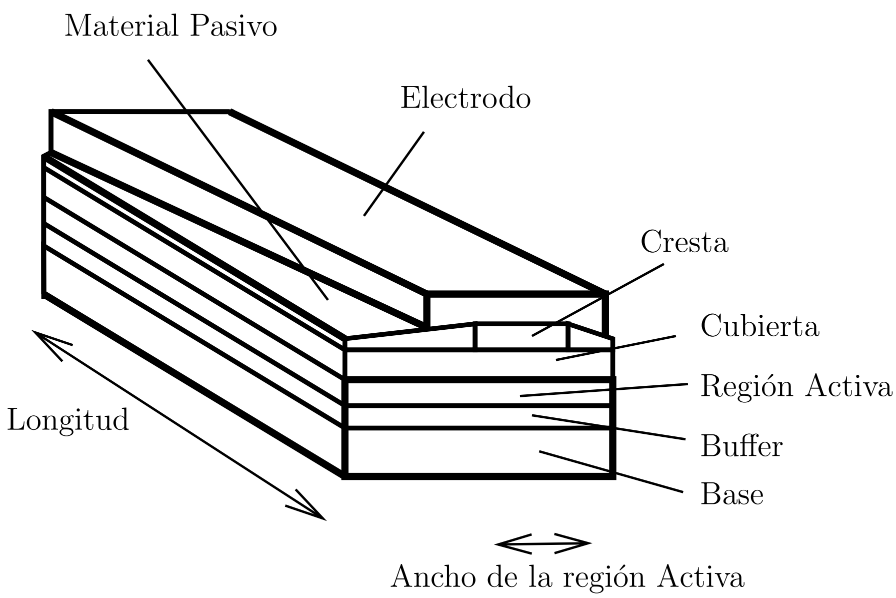
El AOS empleado está constituido por sustratos de material semiconductor de InGaAsP, crecidos sobre una base de InP. En la figura 1 se aprecian esquemas correspondientes a la vista superior (fig. 1(a)), frontal (fig. 1(b)), y en perspectiva (fig. 1(c)) de la estructura del AOS empleado. Como se puede apreciar en su vista superior (fig. 1(a)) la guía del amplificador se encuentra inclinada respecto a los planos clivados, y el sustrato completo se encuentra fijo en una posición que forma un ángulo respecto a la perpendicular de la trayectoria de inyección de los haces hacia el amplificador. Esto, como se ha mencionado, se diseña con el fin de tener la menor cantidad de pérdidas por reflexión a la entrada y a la salida del dispositivo. La línea punteada en este esquema (fig. 1(a)) muestra la trayectoria aproximada de un haz que entra y sale del dispositivo. En la figura 1(b) se muestra una vista lateral del apilamiento de los sustratos que conforman al dispositivo. La Base es de material InP, mientras que las capas de Buffer, Región Activa, Cubierta y Cresta están hechas de InGaAsP con diferentes concentraciones en cada sustrato. La determinación de las concentraciones de contaminantes en cada sustrato se extrapolaron a partir de datos suministrados por el fabricante, y se incluyen en el apéndice A. Para el electrodo típicamente se emplea un conductor como el oro, y la polimida es un material plástico aislante, el cual contribuye a que, cuando se polariza el dispositivo, la corriente fluya a través de la cresta hacia las capas inferiores. Se supone que cada capa cuenta con un índice de refracción uniforme, es decir que el material de cada capa es homogéneo espacialmente. La cresta se genera mediante el proceso de decapado. A los lados de la cresta se encuentra un material plástico pasivo con un índice de refracción cercano a 1, el cual contribuye al guiado, al confinamiento de portadores de la corriente de alimentación y al confinamiento del haz a la región bajo la cresta. La manera en que se presenta esta contribución se explicará más adelante. Por encima de la cresta se coloca el electrodo de alimentación, a través del cual se polariza al dispositivo. Finalmente la vista en perspectiva (fig. 1(c)) nos permite mostrar aproximadamente la estructura del dispositivo empleado. En particular el AOS que se utilizó durante la fase experimental, cuenta con 5 amplificadores construidos en el chip, uno al lado de otro.



(a) Vista superior del AOS



(b) Vista frontal del AOS



(c) Vista en perspectiva del AOS

Figura 1. Esquema del AOS empleado.

2.2.2 Región activa

La región activa de un amplificador óptico de semiconductor es aquella donde un haz es amplificado mediante el fenómeno de amplificación por emisión estimulada. Este fenómeno se muestra en el esquema de la figura 2, en donde la energía de un electrón representado en la banda de conducción, libera energía en forma de fotón ante la presencia de un fotón que interactúa con el electrón. El fotón liberado cuenta con las mismas características de estado de polarización, fase, y energía que el fotón que provoca el fenómeno. Como consecuencia, la densidad de fotones de un haz se incrementa, y la potencia total del haz es amplificada. En la figura 2, la energía de la banda prohibida (*gap*) E_g está representada por la diferencia de energía que existe entre el mínimo de Energía de la banda de conducción y el máximo de energía representado en la banda de valencia. La energía del fotón liberado (E_p) será igual a la diferencia de energía del electrón representado en la banda de conducción (E_c) contra la energía del hueco ocupado, representado en la banda de valencia (E_v). La presencia de portadores en los niveles de energía de conducción o de valencia, se determinan empleando funciones de probabilidad de ocupación del portador en la banda correspondiente, que pueden calcularse a través de la distribución de Fermi.

En el caso que nos ocupa, la región donde se puede presentar la amplificación del haz inyectado, está delimitada por el grosor del sustrato de la región activa, por la longitud definida por el electrodo de alimentación y por el ancho de la cresta (ver fig 1(c)).

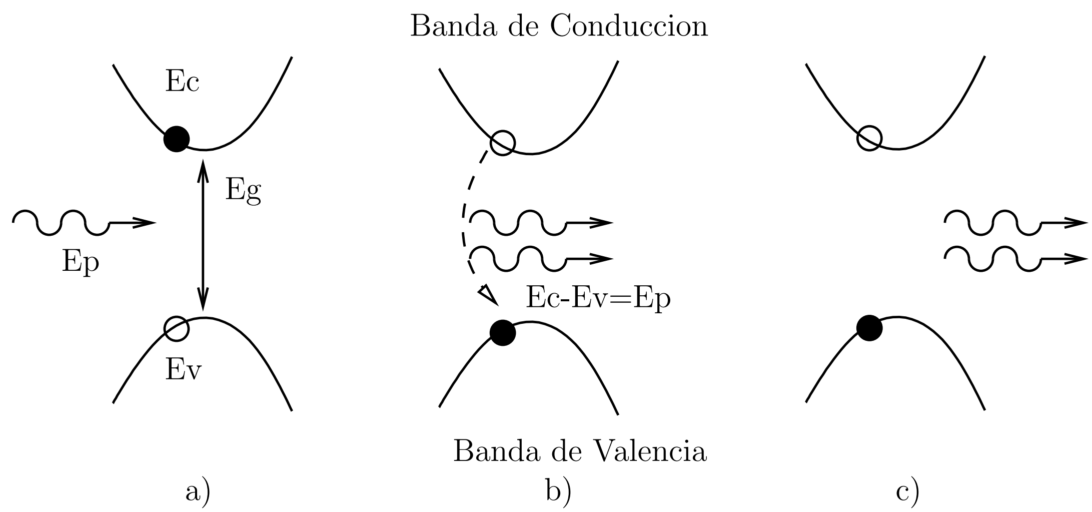


Figura 2. Esquema del proceso de amplificación por emisión estimulada.

2.2.2.1 Ganancia material

La amplificación que sufre un haz al pasar por la región activa de un AOS polarizado, puede cuantificarse mediante la ganancia material. La ganancia material es un parámetro que indica la capacidad del material para amplificar o absorber una señal óptica por unidad de longitud. Está representada por el coeficiente de absorción (o coeficiente de ganancia) óptica, derivado del formalismo de la matriz de densidad (Agrawal y Dutta, 1995; Occhi, 1997):

$$g_m(\omega, N) = \begin{cases} \frac{q^2 |M_b|^2 \sqrt{\hbar\,\omega - E_g}}{2\pi\, c\, \varepsilon_0\, {m_0}^2\, n_g(\omega,N)\,\omega} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2}\right)^{3/2} (1 - f_c(\omega, N) - f_v(\omega, N)) & \omega \geq \frac{E_g}{\hbar} \\ 0 & \omega < \frac{E_g}{\hbar} \end{cases}, \tag{1}$$

donde n_g es el índice de grupo, q es la carga del electrón en el vacío, ω es la frecuencia angular del haz óptico, E_g es la energía de la banda prohibida (*gap*) del material, ε_0 es la constante de permitividad eléctrica, c es la velocidad de la luz en el vacío, $\hbar$ es la constante de Plank normalizada, m_0 es la masa efectiva de los electrones en el espacio libre, m_r es la masa reducida expresada como:

$$m_r = \frac{m_c m_{hh}}{m_c + m_{hh}}, \tag{2}$$

siendo m_c la masa efectiva de los electrones, m_{hh} la masa efectiva de los huecos pesados. El factor $|M_b|^2$ es un elemento promedio de la matriz de momentum para los estados inicial y final de los electrones, que emplea las funciones de onda de Bloch, y se define como (Agrawal y Dutta, 1995):

$$|M_b|^2 = \frac{m_0^2 E_g (E_g + \Delta)}{12 m_c (E_g + 2\Delta/3)} \tag{3}$$

donde Δ la distancia entre el mínimo de las bandas de valencia y el mínimo de la banda de acoplamiento spin-órbita. En la ecuación (1), las probabilidades de ocupación de los electrones para las banda de valencia y de conducción se calculan mediante las distribuciones de Fermi siguientes (Agrawal y Dutta, 1995):

$$f_c(\omega, N) = \frac{1}{\exp\left(\frac{m_r}{m_c\, k\, T}(\hbar\omega - E_g) - \varepsilon_{f_c}\right) + 1} \tag{4}$$

$$f_v(\omega, N) = \frac{1}{\exp\left(\frac{m_r}{m_{hh}\, k\, T}(\hbar\omega - E_g) - \varepsilon_{f_v}\right) + 1} \tag{5}$$

siendo los cuasi-niveles de Fermi expresados como:

$$\varepsilon_{f_c} = \ln\left(\frac{N}{N_c}\right) + \sum_{p=1}^{\infty} A_p (N/N_c)^p \tag{6}$$

$$\varepsilon_{f_v} = \ln\left(\frac{N}{N_v}\right) + \sum_{p=1}^{\infty} A_p (N/N_v)^p \tag{7}$$

donde N_c y N_v son las densidades de estados efectivas para la banda de conducción y de valencia respectivamente, y A_p son coeficientes constantes dados por Levinshtein *et al.* (2000).

En algunos casos debido a los requisitos de recursos de cómputo y tiempo necesarios que puede representar, modelar el funcionamiento de un AOS utilizando la ecuación (1), resulta pertinente emplear una aproximación para la ganancia material. Existen diversas expresiones que resultan prácticas para éste cálculo, una de ellas es la propuesta por Henning *et al.* (1985) expresada como:

$$g_m(N, \omega) = a_m (N - N_0) - \gamma (\omega - \omega_p(N))^2 \tag{8}$$

donde a_m es la ganancia diferencial, N_0 es la densidad de portadores en la transparencia, γ es una constante de ganancia, y ω_p es la frecuencia angular en donde se encuentra el pico de ganancia, la cual se supone varía linealmente con la densidad de portadores de acuerdo a la expresión:

$$\omega_p(N) = \omega_{p0} + \frac{\partial \omega_p}{\partial N} (N - N_r), \tag{9}$$

siendo ω_{p0} la frecuencia angular del pico de ganancia en la densidad de portadores de referencia N_r y $\partial\omega_p/\partial N$ la variación de la frecuencia angular del pico de ganancia con respecto a la densidad de portadores.

Otra expresión similar la proponen Leuthold *et al.* (2000) como:

$$g_m(N,\lambda) = \begin{cases} c_n\left(\lambda-\lambda_z(N)\right)^2 - d_n\left(\lambda-\lambda_z(N)\right)^3 & \lambda < \lambda_z(N) \\ 0 & \lambda \geq \lambda_z(N) \end{cases} \tag{10}$$

$$c_N = 3\frac{g_p(N)}{\left(\lambda_z(N)-\lambda_p(N)\right)^2} \tag{11}$$

$$d_N = 2\frac{g_p(N)}{\left(\lambda_z(N)-\lambda_p(N)\right)^3} \tag{12}$$

$$g_p(N) = a_0(N-N_0) + \overline{a}\, a_0 N_0 \exp(-N/N_0) \tag{13}$$

$$\lambda_p(N) = \lambda_0 - b_0(N-N_0) \tag{14}$$

$$\lambda_z(N) = \lambda_{z_0} - z_0(N-N_0) \tag{15}$$

donde c_N y d_N son funciones de ajuste dependientes de la densidad de portadores, $g_p(N)$ es la ganancia material dependiente de la densidad de portadores en la longitud de onda correspondiente al pico de ganancia, $\lambda_p(N)$ la longitud de onda del pico de ganancia dependiente de la densidad de portadores, y $\lambda_z(N)$ es la longitud de onda en la cual la ganancia es cero para longitudes de onda mayores para una densidad de portadores dada. N_0 es la densidad de portadores en la transparencia para la longitud de onda en el borde de la longitud de onda correspondiente a la banda prohibida, λ_0 la longitud de onda correspondiente a la banda prohibida en la transparencia, λ_{z0} es el valor de λ_z cuando se cuenta con una densidad de portadores igual a la transparencia, a, $\overline{a}$, b_0 y b_1 son coeficientes de ajuste experimental. Ambas expresiones se han implementado y se observa mayor concordancia de la última con la expresión (1), sin embargo la expresión (8) resulta aceptable bajo ciertas restricciones de separación entre la distancia de las longitudes de onda simuladas al pico máximo de la curva de ganancia del AOS, razón por la cual se ha considerado adecuado el incluir ambas expresiones en este trabajo, para contar con diferentes alternativas en las simulaciones realizadas. Adicionalmente las ecuaciones (8) y (10) no dependen explícitamente de parámetros asociados a los materiales y a la estructura del amplificador, de modo que resultan simples de emplear en el caso de modelados con aportes fenomenológicos.

2.2.3 Variación del índice de refracción

Una consecuencia del acto de inyectar corriente en un material semiconductor (la cual nos permite contar con un medio amplificador óptico en el semiconductor), es la variación del índice de refracción del material polarizado. El índice de refracción de la región activa, varía de forma inversa con la densidad de portadores presente en el material (Hainaizumi *et al.*, 1995; Okada *et al.*, 1989; Manning *et al.*, 1983; Bennett *et al.*, 1990; Reid *et al.*, 1993). El cálculo de esta variación se puede obtener utilizando la relación de Kramers-Krönig (Hutchings *et al.*, 1992), la cual es una consecuencia del principio de causalidad aplicado en la susceptibilidad óptica.

La amplificación por emisión estimulada o la absorción de una señal óptica monocromática dentro de la región activa del AOS, es acompañado de un corrimiento en su fase regido por una relación de dispersión, la cual puede relacionar al índice de refracción n con el coeficiente de ganancia material (o absorción) de la manera siguiente:

$$n = 1 - \frac{c}{\pi}\mathcal{P}\int_0^{\infty} \frac{g_m(\Omega, N)}{\Omega^2 - \omega^2} \mathrm{d}\Omega, \tag{16}$$

donde $\mathcal{P}$ representa al valor principal de la integral de Cauchy, c es la velocidad de la luz en el espacio vacío, ω es la frecuencia óptica de la señal y Ω es la variable de integración.

La expresión anterior (ec. 16) es conocida como la relación de Kramers-Krönig y permite determinar el índice de refracción una vez que se conoce la ganancia material. Así, conociendo la distribución longitudinal de la densidad de portadores, se conoce la distribución longitudinal de la ganancia material y ésta permite conocer a su vez el índice de refracción dentro de la región activa del AOS. Los programas generados para tal fin se pueden apreciar en el apéndice B.

2.2.4 Ecuaciones de evolución

La interacción de un haz óptico con el medio activo de semiconductor se puede explicar mediante las ecuaciones de evolución. Las ecuaciones de evolución (a veces denominadas ecuaciones de tasa), describen el comportamiento en el tiempo (generalmente), de la densidad de fotones y de la densidad de portadores en un dispositivo óptico de semiconductor, éstas son ecuaciones diferenciales homogéneas simultáneas.

En el caso particular de la variación de la densidad de portadores en la región activa con respecto al tiempo, la ecuación diferencial puede expresarse como:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I_r}{q\,V} - R(N) - (S\,g_m(N) + S_{sp}\,a_m(N - N_0))\frac{c}{n_g} \tag{17}$$

Donde N es la densidad de portadores, I_r es la tasa de portadores inyectados por la fuente de alimentación. En la ecuación (17) el primer término indica la densidad de portadores inyectada por la fuente de polarización externa. $R(N)$ es la tasa total de pérdida de portadores por emisión espontánea y por recombinaciones no radiantes, $S\,g_m(N)$ indica la pérdida de portadores por el proceso de emisión estimulada, es decir, describe el proceso de amplificación del haz óptico inyectado. $S_{sp}\,a_m(N - N_0)$ indica la pérdida de portadores por el proceso de emisión espontánea amplificada, es decir los fotones que se generan espontáneamente y que pueden ser amplificados dentro del AOS. n_g es el índice de refracción de grupo.

En cuanto a la variación de la densidad de fotones, ésta se puede determinar respecto al tiempo y la posición como:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{c}{n_g}\left(\frac{\partial S}{\partial z} + R_{sp}\right) g_m(N) - S\ R_r \tag{18}$$

Donde S es la densidad de fotones, R_{sp} es la tasa de la densidad de fotones emitidos espontáneamente que se acoplan al haz original, $g_m(N)$ es la ganancia material que permitirá el incremento de fotones por proceso de emisión estimulada y $S\ R_r$ son los fotones que se pierden por absorción, recombinación u otro tipo de pérdidas.

Estas ecuaciones (17 y 18) se emplean en la obtención de modelos concentrados y distribuidos que modelan el comportamiento del amplificador. En particular para este trabajo, se ha empleado un modelo distribuido desarrollado por García Cárdenas (1997) (basado en el trabajo de Durhuus *et al.* (1992)) para determinar la distribución de la densidad de portadores a lo largo de la región activa del amplificador.

2.2.5 Ganancia de simple paso

La solución más simple para el proceso de amplificación del haz óptico es una solución de tipo exponencial, de la cual, cuando se analiza la amplificación que sufre un haz óptico en su paso longitudinal a través de un AOS es denominado ganancia de simple paso. La expresión empleada para determinar la ganancia de simple paso dentro de un amplificador de semiconductor se define como:

$$G_{\mathrm{sp}}(z) = \exp\left(\left[\Gamma g_m - \alpha\right] z\right) \tag{19}$$

donde z es la dimensión que rige a la longitud del amplificador, Γ es el factor de confinamiento el cual tiene un valor diferente para cada uno de los modos de propagación de la guía óptica y depende de la densidad de portadores (Alvarez *et al.*, 2003), g_m es la ganancia material (o coeficiente de absorción) , y α corresponde a un factor fenomenológico, donde se incluyen las pérdidas.

2.3 Guías de onda ópticas

En general la información expuesta en las secciones anteriores, nos proporcionan un conocimiento del AOS como amplificador, y a continuación es necesario para el análisis en este trabajo, conocer el AOS como un medio donde se guía una señal óptica.

Una guía óptica es un medio de transmisión empleado para conducir una señal óptica. El caso que nos ocupa es el de una guía de onda de tipo cresta, la cual consta (como ya se explicó en la sección 2.2.1 y se muestra en la figura 1(b)) de varios sustratos de material semiconductor, crecidos uno sobre otro, con diferentes concentraciones de contaminantes. El último de los sustratos se decapa (se eliminan partes de este material, selectivamente, mediante un proceso químico) y se rodea de un material pasivo, para después depositar por encima un electrodo que permite su alimentación. Así en la dirección horizontal se pueden definir tres regiones, una bajo la región cubierta por la cresta, y otras dos adyacentes a la cresta. El efecto que se consigue es un guiado del campo electromagnético de la señal óptica, dentro de la capa de semiconductor intrínseco, y en la zona colocada por debajo del electrodo de alimentación. Este guiado es provocado por las diferencias en los valores de los índices de refracción en la dirección vertical y las diferencias de índices efectivos en la dirección horizontal de la guía de onda.

El guiado en este tipo de estructura requiere de un análisis de la propagación global del campo electromagnético de la señal óptica a través de todas las capas simultáneamente. La solución analítica de este tipo de estructuras resulta extraordinariamente compleja, razón por la cual se debe recurrir a métodos numéricos que aproximan la solución.

Para el análisis del guiado de un campo electromagnético (como el caso de una señal óptica) en una estructura de material semiconductor, se parte de las ecuaciones de Maxwell, las cuales, en un sistema multicapas se escriben en función del índice de refracción n_l ($l = 1, 2, 3, \cdots$), y suponiendo una permeabilidad magnética de los medios iguales a la del espacio vacío (μ_0), se tiene:

$$\begin{aligned} \nabla \times H &= {n_l}^2 \varepsilon_0 \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}, && (20) \\ \nabla \times E &= -\mu_0 \frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}, && (21) \\ \nabla \cdot E &= 0, && (22) \\ \nabla \cdot H &= 0. && (23) \end{aligned}$$

Donde ε_0 es la constante de permitividad eléctrica en el espacio vacío, H representa el vector de campo magnético y E representa el vector de campo eléctrico.

El análisis de la propagación de los campos electromagnéticos guiados dentro del AOS, sigue las derivaciones típicas de la ecuación de onda. Por ejemplo para el campo eléctrico, se puede llegar a la expresión:

$$\nabla^2 E = \mu_o \varepsilon_0 n_l^2 \frac{\mathrm{d}^2 E}{\mathrm{d}t^2}. \tag{24}$$

donde ∇ es el operador diferencial, μ_0 es la permeabilidad magnética en el espacio vacío, ε_0 la permitividad eléctrica en el espacio vacío, y n_l es el índice de refracción para l posibles diferentes materiales.

Suponiendo la propagación de una onda plana monocromática (suponiendo $E \propto \exp(-j\omega t)$) y especificando $k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0$, se obtiene la simplificación que elimina la dependencia en el tiempo:

$$\nabla^2 + k^2 n_l^2 E = 0. \tag{25}$$

y sirve de punto de partida para el análisis de la propagación del haz incidente.

2.3.1 Modos polarizados

El análisis que se realiza en este trabajo, emplea los llamados modos polarizados, dado que el factor principal del fenómeno de la XPolM es el estado de polarización del haz que se desea controlar. Tradicionalmente en la teoría electromagnética se manejan los modos de polarización Transversal Eléctrico (TE) y Transversal Magnético (TM), los cuales de acuerdo a la teoría general no cuentan con una componente eléctrica o magnética (según sea el caso) en la dirección de propagación del haz. Sin embargo cuando hablamos de modos polarizados TE y TM para las guías de onda de tipo cresta, nos referimos principalmente a modos que en la teoría electromagnética son denominados como modos Cuasi-TE y Cuasi-TM (Tamir, 1979; Rahman *et al.*, 2003) debido a la existencia de pequeñas componentes de campo en la dirección de propagación.

En el caso de los modos TE (ó cuasi-TE), se seguirá la notación y denominación empleada por Tamir (1979), donde el modo de propagación TE debe satisfacer las relaciones siguientes:

$$\begin{aligned} E_y &\neq 0, && (26)\\ H_y &= E_x = E_z = 0, && (27)\\ H_x &= -\left(\frac{\beta}{\omega\mu}\right) E_y, && (28)\\ H_z &= \left(\frac{j}{\omega\mu}\right) \frac{\partial E_y}{\partial x}. && (29) \end{aligned}$$

$E_{x/y/z}$ es la componente de campo eléctrico que se propaga en la dirección dada, $H_{x/y/z}$ es la componente de campo magnético que se propaga en la dirección dada, β es la constante de propagación en el medio, ω la frecuencia angular, μ la permeabilidad magnética del medio, ε la permitividad eléctrica del medio, y $j = \sqrt{-1}$.

Mientras que en el caso de los modos TM (ó cuasi-TM), el campo TM está definido como:

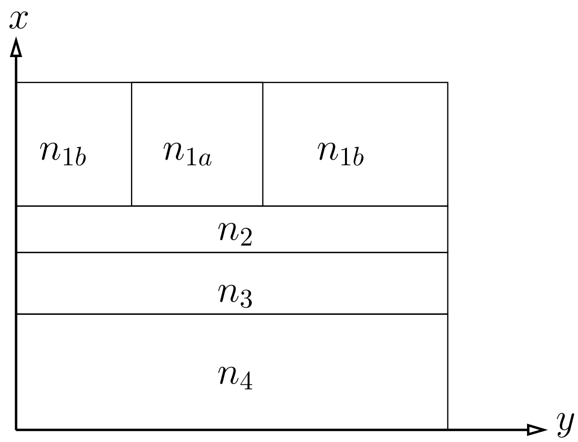
$$\begin{aligned} H_y &\neq 0, && (30)\\ E_y &= H_x = H_z = 0, && (31)\\ E_x &= \left(\frac{\beta}{\omega\varepsilon}\right) H_y, && (32)\\ E_z &= -\left(\frac{j}{\omega\varepsilon}\right) \frac{\partial H_y}{\partial x}. && (33) \end{aligned}$$

2.3.2 Índice efectivo

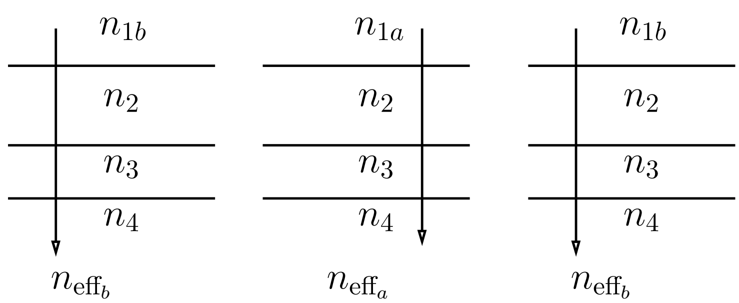
Tal como se mencionó, el análisis riguroso de una estructura multicapas como la del AOS en estudio, implica una complejidad que nos obliga a realizar un análisis más simple que nos proporcione soluciones aproximadas del comportamiento del dispositivo. El método de índice efectivo (Kong, 1995, cap. 1) es una aproximación que permite obtener una constante de propagación efectiva para una onda que viaja en una guía de onda tridimensional, con una estructura geométrica compleja. Al obtener la solución de la constante de propagación de manera global en el sistema multicapas, se puede determinar cuál será el comportamiento del campo electromagnético que se propaga en el dispositivo.

Cuando se resuelven las ecuaciones de propagación de una onda electromagnética en una estructura multiestratificada, el parámetro que se busca resolver es la constante de propagación β, la cual se puede determinar mediante la solución de la ecuación de valores propios obtenida de un sistema de ecuaciones electromagnéticas indeterminadas que describen el comportamiento de la onda electromagnética que se propaga a través de cada una de las capas de la estructura en análisis.

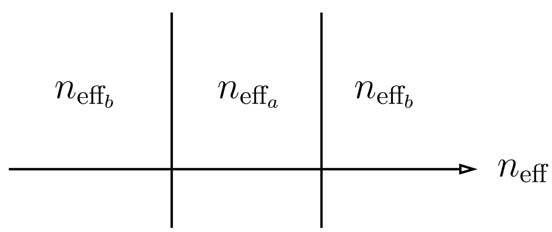
Cuando se emplea el método de índice efectivo polarizado, se determinan las ecuaciones del campo electromagnético que incide en la estructura multicapas, y se reduce de la solución de un sistema de ecuaciones indeterminadas bidimensional (para las direcciones transversales a la dirección de propagación del haz), a dos sistemas de ecuaciones indeterminadas unidimensionales. El primer cálculo separa a la sección transversal de la guía (fig. 3(a)) en regiones independientes entre sí. En nuestro caso, sabemos que existe una región definida por una cresta de material semiconductor, flanqueada por el material plástico de polimida, de manera que podemos separar la estructura (fig. 3(b)) en tres regiones: la región de la cresta indicada por el subíndice a, y las regiones a los lados de la cresta, indicadas con el subíndice b. Cada región puede describirse mediante un sistema de ecuaciones electromagnéticas indeterminadas, para las cuales se resuelve la ecuación de valor propio correspondiente al modo de propagación de interés, en una dirección particular (x o y). Para determinar la constante de propagación de una onda



(a) Geometría de la guía.



(b) Primer paso.



(c) Segundo paso.

Figura 3. Proceso de solución por índice efectivo.

electromagnética, cuyo campo eléctrico se encuentre polarizado en la dirección horizontal (modo TE), se debe iniciar resolviendo el índice efectivo, suponiendo que la componente de campo electromagnético presente en la dirección vertical, será una componente de campo magnético. Una vez resuelto el método de índice efectivo para esta condición, los índices efectivos resultantes, se emplearán para el caso de una componente de campo eléctrico en la dirección horizontal. El resultado será la solución del método de índice efectivo para un campo electromagnético polarizado horizontalmente (correspondiente al modo TE). Para el caso de un campo electromagnético polarizado verticalmente, se resuelve el método de índice efectivo considerando la componente de campo electromagnético presente en la dirección vertical como una componente de campo eléctrica; a partir de la solución correspondiente, se considera el caso ahora, de una componente de campo magnético en la dirección horizontal; con ello se obtendrá la solución del método de índice efectivo para un campo electromagnético polarizado verticalmente (correspondiente al modo TM).

Tras el primer cálculo se obtienen constantes de propagación para las distintas regiones consideradas, y es a partir de las constantes de propagación que se definen índices de refracción "efectivos" para cada región considerada. A continuación es necesario resolver la ecuación de valor propio para los índices de refracción efectivos obtenidos, para lo cual se plantea un nuevo sistema de ecuaciones electromagnéticas indeterminado, y se resuelve la ecuación de valor propio con los índices efectivos calculados en la dirección pertinente (fig. 3(c)). El resultado permite determinar una constante de propagación "global", y calcular el índice efectivo correspondiente. Con esta información se puede conocer la manera en que el campo electromagnético se propagará dentro de una guia de onda, que cuenta con una estructura compleja.

El índice efectivo se define matemáticamente como:

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0}, \tag{34}$$

donde β es la constante de propagación de la onda en el medio, y k_0 es el vector de onda en el vacío, definido como:

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}. \tag{35}$$

El análisis para la determinación de las ecuaciones de valor propio que resuelven el sistema de ecuaciones indeterminado formado por las ecuaciones que describen el comportamiento de un campo electromagnético que se propaga en una estructura compleja, se realiza de acuerdo al expresado por Adams (1981) y se muestra en el siguiente punto.

2.3.2.1 Determinación de ecuación de valores propios de un sistema de ecuaciones electromagnéticas indeterminado para una estructura de 4 capas asimétricos.

A continuación se realiza el análisis proponiendo el sistema de ecuaciones electromagnéticas indeterminado, que describen la propagación de un campo electromagnético en un medio con 4 sustratos diferentes apilados para obtener la expresión de valor propio que nos permita encontrar la constante de propagación β. Este análisis permite determinar la constante de propagación correspondiente para las regiones definidas en la dirección vertical del amplificador, acorde con la estructura del amplificador mencionada en la sección 2.3.2. El análisis se aplica en la dirección vertical, para las regiones bajo la cresta y adyacentes a la cresta de manera independiente.

2.3.2.2 Modos guiados Transversal Eléctrico (TE).

Partiendo de una distribución de índices de refracción general, similar a la distribución de índices que se observa en el amplificador (ver apéndice A), se tendrá una

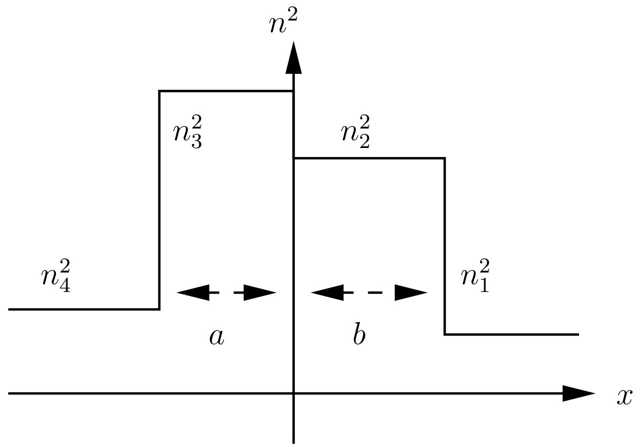


Figura 4. Distribución de 4 índices asimétricos.

distribución de índices de refracción similar a la de la figura 4. En éste análisis, se supone que la propagación del haz electromagnético puede darse de manera guiada en las capas 2 y 3, que corresponderían en nuestro caso a la región activa (capa 3) y a la cubierta (capa 2). Bajo estas consideraciones, tenemos dos posibles casos de solución para el campo incidente, el primero en el cual tanto las capa 2 como la capa 3 son capaces de permitir la propagación del haz inyectado; mientras en el segundo caso, únicamente la capa 3 es capaz de permitir el guiado del campo electromagnético.

2.3.2.2.1 Caso 1. En este caso la solución de los valores propios se encuentra definida por: $kn_2 \geq \beta \geq kn_1$. Es decir, que la velocidad de propagación que puede tener el campo se podrá mantener para condiciones en que se propague en las capas 2 y 3.

La solución propuesta para E_y típicamente es sinusoidal. Debido a que el número de posibles soluciones en un sistema de ecuaciones indeterminado es infinito, la elección de este tipo de solución tiene la bondad de permitir encontrar una familia de posibles soluciones para la ecuación de valor propio del sistema, al incluir un factor de mπ en la solución final, debido a la naturaleza cíclica de las funciones trigonométricas. Para las regiones que permiten el guiado se emplean entonces funciones senoidales o cosenoidales, mientras en las capas que no permiten la propagación del haz (ondas evanescentes) la solución es exponencial, de modo que se propone:

$$E_y = \begin{cases} (-A\sin(h_3 a) + B\cos(h_3 a))\exp(h_4(x+a)) & x \leq -a \\ A\sin(h_3 x) + B\cos(h_3 x) & -a \leq x \leq 0 \\ \frac{B\cos(h_2 x+\phi)}{\cos(\phi)} & 0 \leq x \leq b \\ \frac{B\cos(h_2 b+\phi)}{\cos(\phi)}\exp(-h_1(x-b)) & b \leq x \end{cases} \tag{36}$$

donde A y B son las magnitudes que afectan a los factores senoidal y cosenoidal, que deben ajustarse para manterner la continuidad de la solución, ϕ es la fase necesaria para mantener la continuidad en la solución del campo eléctrico, y las funciones h_1, h_2, h_3 y h_4 están definidas como:

$$h_1^2 = \beta^2 - n_1^2 k^2, \tag{37}$$

$$h_2^2 = n_2^2 k^2 - \beta^2, \tag{38}$$

$$h_3^2 = n_3^2 k^2 - \beta^2, \tag{39}$$

$$h_4^2 = \beta^2 - n_4^2 k^2. \tag{40}$$

Aquí se propone el comportamiento senoidal como la solución correspondiente para el núcleo de la guía y una de las capas adyacentes, mientras que las soluciones exponenciales corresponderán al resto de las capas superiores e inferiores, donde como se ha mencionado, se puede tener ondas evanescentes. Como se puede apreciar se forza a que la solución general del campo eléctrico sea continua en todo el intervalo.

La componente H_z del campo magnético correspondiente se rige por la relación:

$$H_z = -\frac{j}{\omega\mu_0}\frac{\partial E_y}{\partial x} \tag{41}$$

de modo que partiendo de (36) la componente de campo magnético en la dirección de propagación resulta:

$$H_z = \frac{-j}{\omega\mu_0}\begin{cases} h_4(-A\sin(h_3a) + B\cos(h_3a))\exp(h_4(x+a)) & x \leq -a \\ h_3(A\cos(h_3x) - B\sin(h_3x) & -a \leq x \leq 0 \\ -h_2\frac{B\sin(h_2x+\phi)}{\cos(\phi)} & 0 \leq x \leq b \\ -h_1\frac{B\cos(h_2b+\phi)}{\cos(\phi)}\exp(-h_1(x-b)) & b \leq x \end{cases} \tag{42}$$

Dado que la ecuación de campo eléctrico es continua, la dependencia de la solución de la componente de campo magnético en la dirección de propagación debe ser continua, para poder encontrar la ecuación de valores propios que permita determinar la constante de propagación β que se encuentra implícita en h_1, h_2, h_3 y h_4. De esta manera, se forzan las condiciones de continuidad para el campo expresado por la ecuación (42).

Para $x = b$:

$$-h_1B\frac{\cos(h_2b+\phi)}{\cos(\phi)} = -h_2B\frac{\sin(h_2b+\phi)}{\cos(\phi)}, \tag{43}$$

$$\tan(h_2b+\phi) = \frac{h_1}{h_2}, \tag{44}$$

$$\phi = \tan^{-1}(\frac{h_1}{h_2}) - h_2b. \tag{45}$$

Para $x = 0$:

$$
\begin{aligned}
h_3 A &= -h_2 B \tan(\phi), \qquad (46) \\
\frac{A}{B} &= -\frac{h_2}{h_3} \tan(\phi). \qquad (47)
\end{aligned}
$$

Para $x = -a$:

$$
\begin{aligned}
h_4(-A\sin(h_3 a) + B\cos(h_3 a)) &= h_3(A\cos(h_3 a) - B\sin(h_3 a)) \qquad (48) \\
(h_3 \frac{A}{B} - h_4)\cos(h_3 a) &= (-h_4 \frac{A}{B} - h_3)\sin(h_3 a) \qquad (49) \\
\tan(h_3 a) &= \frac{h_3 \frac{A}{B} - h_4}{-h_4 \frac{A}{B} - h_3} \qquad (50)
\end{aligned}
$$

sustituyendo (47) en (50) se tiene:

$$
\begin{aligned}
\tan(h_3 a) &= \frac{-h_2 \tan(\phi) - h4}{\frac{h_4 h_2}{h_3}\tan(\phi) - h_3} \qquad (51) \\
\tan(h_3 a) &= \frac{h_3(h_2 \tan(\phi) + h_4)}{h_3^2 - h_2 h_4 \tan(\phi)} \qquad (52)
\end{aligned}
$$

Con este procedimiento se ha encontrado la ecuación de valores propios correspondiente al modo fundamental TE. Finalmente para determinar la solución para cualquier modo soportado por la estructura analizada, se emplean las ecuaciones (45) y (52) para obtener:

$$
\tan(h_3 a - \mathrm{m}\pi) = \frac{h_3\left[h_4 + h_2 \tan\left\{\tan^{-1}\left(\frac{h_1}{h_2}\right) - h_2 b\right\}\right]}{h_3^2 - h_4 h_2 \tan\left\{\tan^{-1}\left(\frac{h_1}{h_2}\right) - h_2 b\right\}} \qquad (53)
$$

donde se ha incluido en la función trigonométrica de la mano izquierda el factor mπ, el cual nos permite determinar el conjunto de soluciones que cumplirán la ecuación (53).

La solución de la ecuación de valores propios (53) implica la minimización de esta ecuación, de modo que se determine el valor de la constante de propagación β presente implícitamente en las funciones h_1, h_2, h_3, y h_4. La solución para modo fundamental se tendrá al minimizar la ecuación (53) considerando un valor m $= 0$, mientras los modos secundarios ó superiores se determinarán mediante la minimización de la ecuación (53), con la condición de tener valores enteros de m tales que m > 0.

2.3.2.2.2 Caso 2. En este caso se considera que la propagación del campo electromagnético se presenta sólo en el núcleo de la guía de onda el cual está asociado con la capa 3, mientras las demás capas sólo soportan modos evanescentes.

En ese caso la solución de los valores propios se encuentra definida en el intervalo: $kn_3 \geq \beta \geq kn_2$. Lo cual restringe la solución sinusoidal a la capa 3, mientras en la capa 2 la solución será entonces de tipo coseno hiperbólico, lo cual implica un comportamiento de onda evanescente. El campo eléctrico en las capas exteriores resultan nuevamente de tipo exponencial lo cual implica ondas evanescentes.

La solución propuesta para la componente de campo eléctrico E_y resulta entonces:

$$E_y = \begin{cases} (-A\sin(h_3 a) + B\cos(h_3 a))\exp(h_4(x+a)) & x \leq -a \\ A\sin(h_3 x) + B\cos(h_3 x) & -a \leq x \leq 0 \\ \frac{B\cosh(h_2 x+\phi)}{\cosh(\phi)} & 0 \leq x \leq b \\ \frac{B\cosh(h_2 b+\phi)}{\cosh(\phi)}\exp(-h_1(x-b)) & b \leq x \end{cases} \tag{54}$$

donde A y B son las magnitudes que afectan a los factores senoidal y cosenoidal, que deben ajustarse para manterner la continuidad de la solución, ϕ es un factor de fase que asegura la continuidad de la solución, y las funciones h_1, h_2, h_3 y h_4 son:

$$
\begin{aligned}
h_1^2 &= \beta^2 - n_1^2 k^2 && (55)\\
h_2^2 &= \beta^2 - n_2^2 k^2 && (56)\\
h_3^2 &= n_3^2 k^2 - \beta^2 && (57)\\
h_4^2 &= \beta^2 - n_4^2 k^2 && (58)
\end{aligned}
$$

Nuevamente, la componente de campo magnético en la dirección de propagación H_z correspondiente es calculada empleando las ecuaciones (41) y (54), obteniéndose:

$$
H_z = \frac{-j}{\omega\mu_0} \begin{cases} h_4(-A\sin(h_3 a) + B\cos(h_3 a))\exp(h_4(x+a)) & x \leq -a \\ h_3(A\cos(h_3 x) - B\sin(h_3 x) & -a \leq x \leq 0 \\ -h_2 \frac{B\sinh(h_2 x+\phi)}{\cosh(\phi)} & 0 \leq x \leq b \\ -h_1 \frac{B\cosh(h_2 b+\phi)}{\cosh(\phi)} \exp(-h_1(x-b)) & b \leq x \end{cases} \tag{59}
$$

Una vez más es necesario, dado que la solución de campo eléctrico es continua en el intervalo, es necesario forzar la continuidad en la solución de la componente de campo magnético, por lo que se procede nuevamente a forzar las condiciones de continuidad. Así se tiene que:

Para $x = b$:

$$
\begin{aligned}
-h_1 B \frac{\cosh(h_2 b + \phi)}{\cosh(\phi)} &= -h_2 B \frac{\sinh(h_2 b + \phi)}{\cosh(\phi)}, && (60)\\
\tanh(h_2 b + \phi) &= \frac{h_1}{h_2}, && (61)\\
\phi &= \tanh^{-1}(\frac{h_1}{h_2}) - h_2 b. && (62)
\end{aligned}
$$

Para $x = 0$:

$$h_3 A = -h_2 B \tanh(\phi) \tag{63}$$
$$\frac{A}{B} = -\frac{h_2}{h_3}\tanh(\phi) \tag{64}$$

Para $x = -a$:

$$h_4(-A\sin(h_3a) + B\cos(h_3a)) = h_3(A\cos(h_3a) + B\sin(h_3a)) \tag{65}$$
$$(h_3\frac{A}{B} - h_4)\cos(h_3a) = (-h_4\frac{A}{B} - h_3)\sin(h_3a) \tag{66}$$
$$\tan(h_3a) = \frac{h_3\frac{A}{B} - h_4}{-h_4\frac{A}{B} - h_3} \tag{67}$$

sustituyendo ahora la ecuación (64) en (67) se obtiene:

$$\tan(h_3a) = \frac{-h_2\tanh(\phi) - h4}{\frac{h_4h_2}{h_3}\tanh(\phi) - h_3} \tag{68}$$
$$\tan(h_3a) = \frac{h_3(h_2\tanh(\phi) + h_4)}{h_3^2 - h_2h_4\tanh(\phi)} \tag{69}$$

Nuevamente se ha obtenido la ecuación de valores propios correspondientes al modo fundamental TE, para las nuevas condiciones impuestas a β. Para determinar la solución para cualquier modo soportado en la capa 3 por la estructura analizada, se emplean las ecuaciones (62) y (69) para obtener:

$$\tan(h_3a - \mathrm{m}\pi) = \frac{h_3\left[h_4 + h_2\tanh\left\{\tanh^{-1}\left(\frac{h_1}{h_2}\right) - h_2b\right\}\right]}{h_3^2 - h_4h_2\tanh\left\{\tanh^{-1}\left(\frac{h_1}{h_2}\right) - h_2b\right\}} \tag{70}$$

donde se incluye nuevamente en la función trigonométrica de la mano izquierda el factor mπ que nos permite determinar el conjunto de soluciones que cumplirán con la ecuación de valor propio (70)

Para obtener la constante de propagación β que cumple con la solución propuesta, es necesario minimizar la ecuación de valor propio (70) que involucra implícitamente a la constante β en las funciones h_1, h_2, h_3 y h_4. De nuevo, al resolver la ecuación con la condición de m = 0 implicará el obtener la constante de propagación para el modo fundamental, y la solución de los modos superiores, implicará el uso de valores enteros de m > 0.

2.3.2.3 Modos guiados Transversal Magnético (TM).

En el caso del campo TM, se realiza un análisis similar al presentado en la sección 2.3.2.2, por lo cual es necesario nuevamente partir de la distribución de índices de refracción de la figura 4. Una vez más, tenemos la posibilidad de que la propagación del haz se pueda dar en las capas 2 y 3, asociadas con la cubierta y la región activa respectivamente. A continuación se tratará el caso en que existen condiciones que permiten la propagación del haz en las capas 2 y 3, para después tratar el caso en que la propagación se presenta solamente en la capa 3.

2.3.2.3.1 Caso 1. En ese caso la solución de los valores propios se encuentra definida por: $kn_2 \geq \beta \geq kn_1$. La propagación del haz inyectado se puede dar en las capas 2 y 3.

La solución propuesta para la componente de campo magnético H_y es típicamente sinusoidal, y se elige de nuevo esta solución debido a que tiene la bondad de permitir encontrar la familia de posibles soluciones para la ecuación de valor propio del sistema, mediante la introducción de un factor mπ en la solución final.

De este modo la solución propuesta es:

$$H_y = \begin{cases} (-A\sin(h_3 a) + B\cos(h_3 a))\exp(h_4(x+a)) & x \leq -a \\ A\sin(h_3 x) + B\cos(h_3 x) & -a \leq x \leq 0 \\ \frac{B\cos(h_2 x+\phi)}{\cos(\phi)} & 0 \leq x \leq b \\ \frac{B\cos(h_2 b+\phi)}{\cos(\phi)}\exp(-h_1(x-b)) & b \leq x \end{cases} \tag{71}$$

donde A y B son las magnitudes que afectan a los factores senoidal y cosenoidal, que deben ajustarse para manterner la continuidad de la solución, ϕ es un factor de fase que permite asegurar la continuidad del campo magnético y las funciones h_1, h_2, h_3 y h_4 quedan definidas como:

$$h_1^2 = \beta^2 - n_1^2 k^2, \tag{72}$$

$$h_2^2 = n_2^2 k^2 - \beta^2, \tag{73}$$

$$h_3^2 = n_3^2 k^2 - \beta^2, \tag{74}$$

$$h_4^2 = \beta^2 - n_4^2 k^2. \tag{75}$$

Dado que las variaciones de la componente de campo eléctrico en la dirección z están dadas por:

$$E_z = \frac{j}{\omega {n_j}^2 \varepsilon_0}\frac{\partial H_y}{\partial x}, \tag{76}$$

la componente del campo eléctrico en la dirección de propagación E_z resulta de las ecuaciones (71) y (76) como:

$$E_z = \frac{j}{\omega\varepsilon_0} \begin{cases} \frac{h_4}{n_4^2}(-A\sin(h_3 a) + B\cos(h_3 a))\exp(h_4(x+a)) & x \leq -a \\ \frac{h_3}{n_3^2}(A\cos(h_3 x) - B\sin(h_3 x) & -a \leq x \leq 0 \\ -\frac{h_2}{n_2^2}\frac{B\sin(h_2 x+\phi)}{\cos(\phi)} & 0 \leq x \leq b \\ -\frac{h_1}{n_1^2}\frac{B\cos(h_2 b+\phi)}{\cos(\phi)}\exp(-h_1(x-b)) & b \leq x \end{cases} \tag{77}$$

Se forza a continuación que se mantenga continuidad de las soluciones correspondientes en las componentes de campo eléctrico a lo largo de todo el intervalo, debido a que la solución propuesta para el campo magnético es continua, con lo cual tenemos.

Para $x = b$:

$$-\frac{h_1}{n_1^2}B\frac{\cos(h_2 b+\phi)}{\cos(\phi)} = -\frac{h_2}{n_2^2}B\frac{\sin(h_2 b+\phi)}{\cos(\phi)}, \tag{78}$$

$$\tan(h_2 b+\phi) = \frac{h_1 n_2^2}{h_2 n_1^2}, \tag{79}$$

$$\phi = \tan^{-1}(\frac{h_1 n_2^2}{h_2 n_1^2}) - h_2 b. \tag{80}$$

Para $x = 0$:

$$\frac{h_3}{n_3^2}A = -\frac{h_2}{n_2^2}B\tan(\phi), \tag{81}$$

$$\frac{A}{B} = -\frac{h_2 n_3^2}{h_3 n_2^2}\tan(\phi). \tag{82}$$

Para $x = -a$:

$$\begin{aligned} \frac{h_4}{n_4}(-A\sin(h_3a) + B\cos(h_3a)) &= \frac{h_3}{n_3^2}(A\cos(h_3a) + B\sin(h_3a)), & (83) \\ (\frac{h_3}{n_3^2}\frac{A}{B} - \frac{h_4}{n_4^2})\cos(h_3a) &= (-\frac{h_4}{n_4^2}\frac{A}{B} - \frac{h_3}{n_3^2})\sin(h_3a), & (84) \\ \tan(h_3a) &= \frac{h_3n_4^2\frac{A}{B} - h_4n_3^2}{-h_4n_3^2\frac{A}{B} - h_3n_4^2}, & (85) \end{aligned}$$

sustituyendo (82) en (85) se obtiene:

$$\tan(h_3a) = \frac{h_3(h_2n_3^2n_4^2\tan(\phi) + h_4n_2^2n_3^2)}{h_3^2n_4^2n_2^2 - h_2h_4n_3^4\tan(\phi)}. \tag{86}$$

Finalmente se incluye el factor mπ, en la expresión del lado derecho, con el fin de incluir la solución para todos los posibles modos en la ecuación (103), y con la ecuación (80) se obtiene la ecuación de valores propios para todos los posibles modos de propagación definidos por la solución propuesta:

$$\tan(h_3a - \mathrm{m}\pi) = \frac{h_3(h_2n_3^2n_4^2\tan(\phi) + h_4n_2^2n_3^2)}{h_3^2n_2^2n_4^2 - h_2h_4n_3^4\tan(\phi)}, \tag{87}$$

donde:

$$\phi = \tan^{-1}(\frac{h_1n_2^2}{h_2n_1^2}) - h_2b. \tag{88}$$

De nuevo, mediante la minimización de la ecuación de valores propios (87), podremos obtener la constante de propagación β, implícita en las funciones h_1, h_2, h_3, y h_4. Y mediante el valor de m se determinará el modo correspondiente, donde $\mathrm{m} = 0$ representa el modo fundamental, y los modos superiores estarán dados por $\mathrm{m} > 0$ con $\mathrm{m} = 1, 2, 3, \cdots$.

2.3.2.3.2 Caso 2. Para el caso en que la componente del campo magnético es guiado únicamente en la capa correspondiente a la región activa (capa 3), contamos con la restricción para la solución de los valores propios definida por: $kn_3 \geq \beta \geq kn_2$.

De nuevo la solución propuesta para la componente de campo magnético H_y es:

$$H_y = \begin{cases} (-A\sin(h_3 a) + B\cos(h_3 a))\exp(h_4(x+a)) & x \leq -a \\ A\sin(h_3 x) + B\cos(h_3 x) & -a \leq x \leq 0 \\ \frac{B\cosh(h_2 x+\phi)}{\cosh(\phi)} & 0 \leq x \leq b \\ \frac{B\cosh(h_2 b+\phi)}{\cosh(\phi)}\exp(-h_1(x-b)) & b \leq x \end{cases} \tag{89}$$

donde A y B son las magnitudes que afectan a los factores senoidal y cosenoidal, que deben ajustarse para manterner la continuidad de la solución, ϕ es un factor de corrección de fase, para asegurar la continuidad de la solución en el intervalo contemplado, y las funciones h_1, h_2, h_3 y h_4 están definidas como:

$$h_1^2 = \beta^2 - n_1^2 k^2, \tag{90}$$

$$h_2^2 = \beta^2 - n_2^2 k^2, \tag{91}$$

$$h_3^2 = n_3^2 k^2 - \beta^2, \tag{92}$$

$$h_4^2 = \beta^2 - n_4^2 k^2. \tag{93}$$

Nuevamente a partir de la ecuación (76) y la solución propuesta en la ecuación

(89), el campo eléctrico correspondiente resulta entonces:

$$E_z = \frac{j}{\omega\varepsilon_0}\begin{cases} \frac{h_4}{n_4^2}(-A\sin(h_3a) + B\cos(h_3a))\exp(h_4(x+a)) & x \leq -a \\ \frac{h_3}{n_3^2}(A\cos(h_3x) - B\sin(h_3x) & -a \leq x \leq 0 \\ -\frac{h_2}{n_2^2}\frac{B\sinh(h_2x+\phi)}{\cosh(\phi)} & 0 \leq x \leq b \\ -\frac{h_1}{n_1^2}\frac{B\cosh(h_2b+\phi)}{\cosh(\phi)}\exp(-h_1(x-b)) & b \leq x \end{cases} \tag{94}$$

Procedemos de nuevo a asegurar la continuidad de la solución de la componente de campo eléctrico en la dirección de propagación, debido a la condición de continuidad de la componente de campo magnético, con lo cual. Para $x = b$:

$$-\frac{h_1}{n_1^2}B\frac{\cosh(h_2b+\phi)}{\cosh(\phi)} = -\frac{h_2}{n_2^2}B\frac{\sinh(h_2b+\phi)}{\cosh(\phi)}, \tag{95}$$

$$\tanh(h_2b+\phi) = \frac{h_1n_2^2}{h_2n_1^2}, \tag{96}$$

$$\phi = \tanh^{-1}(\frac{h_1n_2^2}{h_2n_1^2}) - h_2b. \tag{97}$$

Para $x = 0$:

$$\frac{h_3}{n_3^2}A = -\frac{h_2}{n_2^2}B\tanh(\phi), \tag{98}$$

$$\frac{A}{B} = -\frac{h_2n_3^2}{h_3n_2^2}\tanh(\phi). \tag{99}$$

Para $x = -a$:

$$\frac{h_4}{n_4}(-A\sin(h_3a) + B\cos(h_3a)) = \frac{h_3}{n_3^2}(A\cos(h_3a) + B\sin(h_3a)), \tag{100}$$

$$(\frac{h_3}{n_3^2}\frac{A}{B} - \frac{h_4}{n_4^2})\cos(h_3a) = (-\frac{h_4}{n_4^2}\frac{A}{B} - \frac{h_3}{n_3^2})\sin(h_3a), \tag{101}$$

sustituyendo la ecuación 99 en 101 se obtiene:

$$\tan(h_3 a) = \frac{h_3 n_4^2 \frac{A}{B} - h_4 n_3^2}{-h_4 n_3^2 \frac{A}{B} - h_3 n_4^2} \tag{102}$$

$$\tan(h_3 a) = \frac{h_3(h_2 n_3^2 n_4^2 \tanh(\phi) + h_4 n_2^2 n_3^2)}{h_3^2 n_4^2 n_2^2 - h_2 h_4 n_3^4 \tanh(\phi)} \tag{103}$$

Para incluir los posibles modos soportados para la solución propuesta, en la ecuación de valores propios obtenida (ec. 103), se incluye un factor mπ al lado derecho de la ecuación (103) y se emplea la ecuación (97) para obtener:

$$\tan(h_3 a - \mathrm{m}\pi) = \frac{h_3(h_2 n_3^2 n_4^2 \tanh(\phi) + h_4 n_2^2 n_3^2)}{h_3^2 n_4^2 n_2^2 - h_2 h_4 n_3^4 \tanh(\phi)}, \tag{104}$$

donde:

$$\phi = \tanh^{-1}\left(\frac{h_1 n_2^2}{h_2 n_1^2}\right) - h_2 b. \tag{105}$$

Mediante la ecuación de valores propios (104), es posible, realizar un proceso de minimización, para obtener el valor de la constante de propagación β, presente implícitamente en las funciones h_1, h_2, h_3 y h_4 para los posibles modos soportados por la guía. Finalmente a través de la constante de propagación se podrá determinar el índice efectivo para el modo correspondiente.

2.3.2.4 Análisis para sustrato de 3 capas.

Una vez que se cuenta con el análisis en la dirección vertical (fig. 3(b)) para las diferentes condiciones posibles de propagación del campo electromagnético incidente, contaremos con tres índices efectivos; uno para las capas localizadas debajo de la cresta del amplificador, y dos correspondientes al apilamiento de capas a los lados de la cresta. De modo que para determinar los índices efectivos polarizados, es necesario realizar un análisis similar en la dirección horizontal (fig 3(c)), es por ello que se requiere repetir el análisis previo, para las condiciones de una guía con 3 índices de refracción, que corresponderían en nuestro caso, a los índices efectivos a los lados de la región activa (que a continuación se relacionarán con las capas 2 y 3), y el índice efectivo de la región activa (que a continuación se relacionará con la capa 1) de la distribución de índices mostrada en la figura 5.

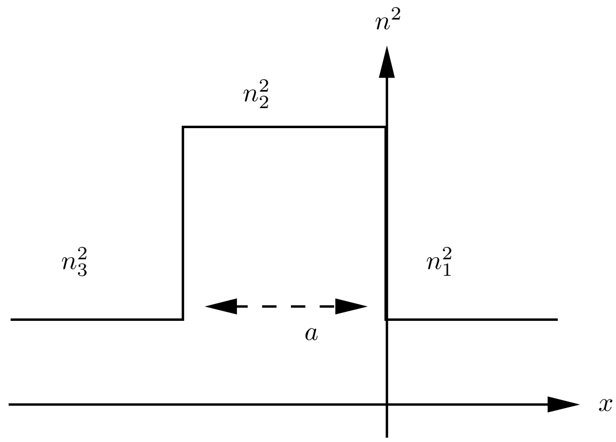


Figura 5. Distribución de 3 índices asimétricos.

2.3.2.5 Modos guiados TE.

Para modos guiados se requiere que la señal se encuentre confinada en la capa central de la guía. Esto se cumple para una solución oscilatoria en la región 2 ($-\beta^2 + n_2^2 k^2 \geq 0$), con "colas" evanescentes en las regiones 1 y 3 ($(\beta^2 - n_1^2 k^2), (\beta^2 - n_3^2 k^2) \geq 0$). Las condiciones anteriores implican que la constante de propagación podrá tener valores definidos por la desigualdad $n_2 k \geq \beta \geq n_3 k \geq n_1 k$.

De este modo se proponen las soluciones para E_y en las tres regiones para un modo guiado como:

$$E_y = \begin{cases} A\exp(-h_1 x) & x \geq 0, \\ A\cos(h_2 x) + B\sin(h_2 x) & 0 \geq x \geq -a, \\ (A\cos(h_2 a) - B\sin(h_2 a))\exp(h_3(x+a)) & -a \geq x. \end{cases} \tag{106}$$

donde las funciones h_1, h_2 y h_3 están definidas por:

$$h_1^2 = \beta^2 - n_1^2 k^2, \tag{107}$$

$$h_2^2 = n_2^2 k^2 - \beta^2, \tag{108}$$

$$h_3^2 = \beta^2 - n_3^2 k^2. \tag{109}$$

La componente de campo magnético en la dirección de propagación, correspondiente a esta solución resulta de las ecuaciones (41) y (106) como:

$$H_z = \frac{-j}{\omega\mu_0} \begin{cases} -h_1 A\exp(-h_1 x) & x \geq 0, \\ h_2(-A\sin(h_2 x) + B\cos(h_2 x)) & 0 \geq x \geq -a, \\ h_3(A\cos(h_2 a) + B\sin(h_2 a))\exp(h_3(x+a)) & -a \geq x. \end{cases} \tag{110}$$

De nueva cuenta es necesario asegurar la continuidad del campo magnético, debido a la continuidad de la solución propuesta. De manera que se forza la continuidad para los puntos donde cambia el material.

Para $x = 0$,

$$-h_1 A = h_2 B. \tag{111}$$

Es decir:

$$\frac{A}{B} = -\frac{h_2}{h_1}. \tag{112}$$

Y para $x = -a$ tendremos:

$$h_2(A\sin(h_2a) + B\cos(h_2a)) = h_3(A\cos(h_2a) - B\sin(h_2a)), \tag{113}$$

Realizando las simplificaciones correspondientes se obtiene:

$$\begin{aligned}
h_2\frac{A}{B}\sin(h_2a) + h_2\cos(h_2a) &= h_3\frac{A}{B}\cos(h_2a) - h_3\sin(h_2a) && (114)\\
\left(h_3 + h_2\frac{A}{B}\right)\sin(h_2a) &= \left(h_3\frac{A}{B} - h_2\right)\cos(h_2a) && (115)\\
\frac{\sin(h_2a)}{\cos(h_2a)} &= \frac{h_3\frac{A}{B} - h_2}{h_3 + h_2\frac{A}{B}} && (116)
\end{aligned}$$

Para continuar, al eliminar la razón A/B mediante la sustitución de (112) en (116), se llega a la ecuación de valores propios.

$$\begin{aligned}
\tan(h_2a) &= \frac{h_3\frac{-h_2}{h_1} - h_2}{h_3 + h_2\frac{-h_2}{h_1}} && (117)\\
&= -\frac{h_3h_2 + h_2h_1}{h_3h_1 - h_2^2} && (118)\\
\tan(h_2a) &= \frac{h_2(h_1 + h_3)}{h_2^2 - h_1h_3} && (119)
\end{aligned}$$

Donde la ecuación (119) es la ecuación de valores propios para un modo TE. Para determinar los valores propios para propagación de otros modos, se modifica el argumento de la expresión de la derecha, agregando un factor de mπ; que nos permite obtener la familia de funciones que pueden cumplir con la solución de la ecuación de valores propios para todos los posibles modos soportados por la guía y resulta ser:

$$\tan(h_2a - \mathrm{m}\pi) = \frac{h_2(h_1 + h_3)}{h_2^2 - h_1h_3} \tag{120}$$

Nuevamente mediante un proceso de minimización de la función de valores propios (120) es posible encontrar la constante de propagación implícita en las funciones h_1, h_2 y h_3, para así encontrar el índice efectivo total de la guía de onda deseada.

2.3.2.6 Modos guiados TM.

En este caso, se propone que la solución de la componente de campo magnético sea:

$$H_y = \begin{cases} A\exp(-h_1x) & x \geq 0, \\ A\cos(h_2x) + B\sin(h_2x) & 0 \geq x \geq -a, \\ (A\cos(h_2a) - B\sin(h_2a))\exp(h_3(x+a)) & -a \geq x. \end{cases} \tag{121}$$

Y de la ecuación (76) y la solución propuesta (121) se obtiene:

$$E_z = \frac{j}{\omega\varepsilon_0}\begin{cases} -\frac{h_1A}{n_1^2}\exp(-h_1x) & x \geq 0, \\ \frac{h_2}{n_2^2}(-A\sin(h_2x) + Bcos(h_2x)) & 0 \geq x \geq -a, \\ \frac{h_3}{n_3^2}(A\cos(h_2a) + B\sin(h_2a))\exp(h_3(x+a)) & -a \geq x. \end{cases} \tag{122}$$

La continuidad del campo eléctrico debe asegurarse, debido a la continuidad de la solución propuesta, de modo que para la componente de campo eléctrico en la dirección de propagación, E_z se evalúa en las fronteras de los materiales, y para $x = 0$ resulta ser:

$$\frac{A}{B} = -\frac{n_1^2}{n_2^2}\frac{h_2}{h_1}, \tag{123}$$

mientras que en la coordenada en $x = -a$ resulta:

$$\frac{h_2}{n_2^2}(A\sin(h_2a) + B\cos(h_2a)) = h_3(A\cos(h_2a) - B\sin(h_2a)). \tag{124}$$

Se realiza la manipulación algebraica correspondiente y se elimina la razón A/B empleando la ecuación (123), lo cual nos conduce a:

$$\begin{aligned}
\frac{h_2}{n_2^2}\left(\frac{A}{B}\sin(h_2a)+\cos(h_2a)\right) &= \frac{h_3}{n_3^2}\left(\frac{A}{B}\cos(h_2a)-\sin(h_2a)\right) \qquad (125)\\
\left(\frac{h_2}{n_2^2}\frac{A}{B}+\frac{h_3}{n_3^2}\right)\sin(h_2a) &= \left(\frac{h_3}{n_3^2}\frac{A}{B}-\frac{h_2}{n_2^2}\right)\cos(h_2a) \qquad (126)\\
\frac{\sin(h_2a)}{\cos(h_2a)} &= \frac{\left(\frac{h_3}{n_3^2}\frac{A}{B}-\frac{h_2}{n_2^2}\right)}{\left(\frac{h_2}{n_2^2}\frac{C}{D}+\frac{h_3}{n_3^2}\right)} \qquad (127)\\
\tan(h_2a) &= \frac{\left(-\frac{h_3}{n_3^2}\frac{n_1^2}{n_2^2}\frac{h_2}{h_1}-\frac{h_2}{n_2^2}\right)}{\left(-\frac{h_2}{n_2^2}\frac{n_1^2}{n_2^2}\frac{h_2}{h_1}+\frac{h_3}{n_3^2}\right)} \qquad (128)\\
&= -\frac{\left(\frac{h_3}{n_3^2}\frac{n_1^2}{n_2^2}\frac{h_2}{h_1}+\frac{h_2}{n_2^2}\right)}{\left(-\frac{h_2}{n_2^2}\frac{n_1^2}{n_2^2}\frac{h_2}{h_1}+\frac{h_3}{n_3^2}\right)} \qquad (129)\\
&= \frac{(n_1^2h_3+n_3^2h_1)n_2^2h_2}{n_1^2n_3^2h_2^2-n_2^4h_1h_3} \qquad (130)
\end{aligned}$$

Para concluir el proceso, se agrega un factor de mπ en la función trigonométrica de la derecha, obteniendo la ecuación de valor propio para cualquier modo:

$$\tan(h_2a-\mathrm{m}\pi)=\frac{(n_1^2h_3+n_3^2h_1)n_2^2h_2}{n_1^2n_3^2h_2^2-n_2^4h_1h_3} \qquad (131)$$

Nuevamente la solución final se obtiene al realizar un proceso de minimización de la ecuación de valor propio, para encontrar el valor de la constante de propagación β, presente implícitamente en las funciones h_1, h_2, y h_3.

2.3.3 Birrefringencia natural

Una vez que contamos con las herramientas que nos permiten conocer los índices efectivos para los diferentes modos de propagación que puede soportar la guía óptica del AOS, podemos determinar si existe una birrefringencia natural en el dispositivo. Así encontramos, que la geometría de cresta con las dimensiones (apéndice A) que presenta el amplificador bajo estudio, proporciona índices efectivos diferentes para ejes de propagación de la guía de onda óptica. Es decir, la geometría de cresta, produce una birrefringencia natural.

Si se analiza la propagación de un haz dentro de una guía de onda con birrefringencia natural, utilizando una solución en la ecuación de propagación, descompuesta en dos vectores ortogonales alineados cada uno de ellos con un eje de propagación de la guía, se tendrá que cada componente del campo electromagnético del haz que se propaga, viajará con diferente velocidad. Esto provocará una diferencia de fase entre las componentes del campo eléctrico del haz que se propaga dentro de la guía de onda, lo cual altera su estado de polarización. Cabe mencionar que cuando un haz se propaga dentro de una guía de onda con una polarización lineal alineada con uno de sus ejes de propagación, el efecto de la birrefringencia natural no causará un cambio en el estado de polarización de la señal electromagnética.

Para poder determinar teóricamente la birrefringencia del dispositivo bajo estudio en este trabajo, se empleó el método del índice efectivo polarizado (Kong, 1995, cap. 1.3) y el análisis expuesto en la sección 2.3.2. El resultado muestra que, en efecto, el AOS empleado cuenta con una birrefringencia natural. Los resultados se abordarán en el capítulo 4.

2.3.4 Método de propagación de haces, clásico.

El método de propagación de haces (*Beam Propagation Method* ó BPM por sus siglas en inglés) es un método numérico para el análisis de la propagación de ondas en medios multiestratificados, comienza a aplicarse en el campo de la sismología y en el de las ondas acústicas marinas, ya que éste método es particularmente adecuado para el estudio de ondas de compresión. Sin embargo, con los métodos numéricos y el empleo de computadoras cada vez más potentes, se ha demostrado su utilidad en el estudio de propagación de ondas electromagnéticas Reinhard (1995). El BPM es una herramienta numérica útil para analizar el comportamiento de la propagación de haces en medios no homogéneos, ya que permite obtener la evolución del comportamiento de un campo electromagnético dentro de un medio con diferentes índices de refracción, tal como la región activa de los láseres de semiconductor o de los amplificadores ópticos de semiconductor.

Así, en este trabajo se utiliza como una herramienta adicional, al método clásico para el estudio de la propagación de haces, ó FFTBPM (*Fast Fourier Transform Beam Propagation Method*) (Reinhard, 1995), el cual se empleó para determinar la posible existencia de modos superiores en la guía de onda del AOS estudiado. La teoría correspondiente se incluye en el apéndice E. En nuestro caso se realiza el modelo considerando secciones de guías de onda conectadas entre sí. Para cada sección se calcula la densidad de portadores correspondiente y tanto la ganancia como el índice efectivo polarizado de la sección, se emplean en la simulación. Los resultados de las simulaciones se muestran en la sección 4.2.1, e indican la posibilidad de la existencia de modos de propagación superiores al fundamental.

2.3.5 Factor de confinamiento

El factor de confinamiento es un parámetro que permite conocer qué porción de potencia total de un modo se propaga dentro del núcleo de una guía de onda. En el caso de un AOS, el núcleo de su guía de onda es conocido como región activa, y el factor de confinamiento se puede expresar como:

$$\Gamma_{\text{conf}} = \frac{P_{\text{región activa}}}{P_{\text{total del modo}}} \tag{132}$$

Recordando que la potencia se define a partir del vector de Poynting como:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} S_z \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{Re}\left(E \times H^*\right)_z \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y, \tag{133}$$

para los modos TE la potencia se expresa como:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left(E_y H_x^*\right) \, \mathrm{d}x, \tag{134}$$

mientras para los modos TM la potencia se expresa como:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left(H_y^* E_x\right) \, \mathrm{d}x. \tag{135}$$

Tradicionalmente en los modelos empleados para simular el comportamiento del AOS, se considera que el factor de confinamiento permanece constante a lo largo de toda la guía del AOS (Durhuus *et al.*, 1992; Adams *et al.*, 1985; Brosson, 1994), sin embargo, durante el presente trabajo se han encontrado elementos que permiten suponer lo contrario.

En efecto, dado que la propagación de un haz dentro de la región activa de un AOS produce una distribución no homogénea de la densidad de portadores y por lo tanto del índice de refracción de esta región, el valor del factor de confinamiento fluctúa a lo largo del amplificador.

Para conocer su valor, podemos servirnos de las soluciones propuestas para el método de índice efectivo, en las cuales se ha propuesto una solución para el campo electromagnético, que nos permite estimar la potencia total del haz, y la fracción de potencia que se encuentra en la región activa del AOS. Así, aplicamos un análisis análogo al realizado en la sección 2.3.2, en el cual partimos de la solución de la componente de campo electromagnético transversal propuesta, y dado que mediante el método de índice efectivo podemos conocer la constante de propagación β, resulta simple la determinación de la potencia total y la potencia en la región activa, para un modo de propagación en particular. El procedimiento puede ser consultado en el apéndice C.

Los resultados de los cálculos realizados para conocer el comportamiento del factor de confinamiento, los cuales se analizan en el capítulo 4, han permitido proponer la siguiente expresión fenomenológica para el comportamiento del factor de confinamiento con respecto a la densidad de portadores:

$$\Gamma_{X_{ij}}(N) = \Gamma_{uX_{ij}} + \frac{(N_u - N)^a}{(Nu + N)^b} \tag{136}$$

donde $\Gamma_{uX_{ij}}$ es el factor de confinamiento para el modo correspondiente $X_{ij} =$ TE$_{ij}$ ó TM$_{ij}$, cuando el amplificador se encuentra polarizado y sin perturbación de un haz incidente, N_u es la densidad de portadores en la región activa del AOS bajo las condiciones antes mencionadas y a y b son coeficientes de ajuste. Esta expresión se reportó en la publicación (Alvarez *et al.*, 2003) y ha resultado útil para los modelos propuestos en éste trabajo.

A partir de la teoría expuesta, se postula que una variación del factor de confinamiento apreciable en el AOS, implicará una modificación del índice de refracción de la región activa apreciable, y por lo tanto, una modificación de los parámetros de la guía de onda del AOS. Dado que no es posible actualmente con el equipamiento de laboratorio con el que se cuenta, el determinar las variaciones de índice de refracción en el AOS bajo estudio, la comprobación de una modificación perceptible del factor de confinamiento, proporciona elementos para determinar indirectamente que las variaciones de índice de refracción, tienen relación con el fenómeno de la XPolM.

2.3.6 Transferencia de potencia entre componentes

La transferencia de potencia entre las componentes ortogonales de un campo electromagnético que viaja dentro de una guía de onda, puede deberse a diferentes causas, como son las variaciones de las condiciones de propagación a lo largo de la guía de onda, variaciones en el tensor de susceptibilidad del medio (Yariv, 1989, cap. 4.11), o en la orientación de modos locales normales de la guía de onda en cuestión (Tamir, 1979, cap. 3).

Hasta el momento no existe una teoría respaldada por experimentos concluyentes que permitan determinar las causas de la transferencia de potencia que se presenta en un AOS. Algunos autores lo han atribuido a efectos cuánticos (Yang *et al.*, 2003), mientras que en este trabajo, la transferencia es atribuida a las variaciones longitudinales de índice de refracción del medio (Tamir, 1979, cap. 3). De acuerdo a los resultados teóricos obtenidos, la propagación de un haz dentro de la región activa de un AOS, provoca que la densidad de portadores así como el índice de refracción de la región activa, se distribuyan de manera no homogénea a lo largo del amplificador. Como se ha mencionado, las variaciones del índice de refracción afectan los modos de propagación que puede soportar la guía de onda. En este caso, si el aumento en el índice de refracción de la región activa fuese importante, la guía de onda podría dejar de ser monomodal y convertirse en multimodal. De esta manera, es factible una transferencia de potencia entre los modos excitados y soportados por la guía de onda perturbada. Esto se puede expresar utilizando la teoría de modos acoplados (Yariv, 1989, Cap. 11.3), de la manera siguiente. Primero se supone la existencia de una guía de onda dieléctrica, cuya permitividad eléctrica se puede expresar como una función de su geometría:

$$\varepsilon(x,y) = \varepsilon_0 \, n^2(x,y). \tag{137}$$

donde, para un medio estratificado con sustratos homogéneos, $n(x,y)$ corresponderá a una función que expresa los índices de refracción de cada capa, en relación con la posición que guardan entre sí.

La ecuación de onda para esta guía sin perturbar, arroja soluciones que se identifican con modos ortogonales de propagación TE y TM.

Por otra parte, el campo electromagnético total que se propaga en esta guía de onda, se puede representar en términos de una combinación lineal de todos los campos eléctricos de los modos propios de propagación no perturbados:

$$E = \sum_{m=0}^{p} A_{\mathrm{m}}(z) \; \mathcal{E}_{\mathrm{m}}(x,y) \; \exp\left[j(\omega t - \beta_{\mathrm{m}} z)\right] \tag{138}$$

donde p es el máximo número de modos soportados por la guía, A_{m} es la amplitud compleja del modo emésimo, expresadas en función de la distancia propagada y $\mathcal{E}_{\mathrm{m}}(x,y)$ representa el vector normalizado del campo eléctrico que cumple con las condiciones para ser solución del emésimo modo propio. Estos modos deben satisfacer a la ecuación de onda:

$$\left[\nabla^2 + \omega^2 \, \mu \, \varepsilon\right] E = 0, \tag{139}$$

donde para un estado no perturbado definido como ε_u, se cumplirá para cada modo soportado con la igualdad siguiente:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial\, x^2} + \frac{\partial^2}{\partial\, y^2} + \omega^2 \mu \varepsilon_u(x,y) - \beta_{\mathrm{m}}\right] A_{\mathrm{m}} \mathcal{E}_{\mathrm{m}}(x,y) = 0. \tag{140}$$

En esta última ecuación se desprecia el término $\nabla(\nabla \cdot E)$ cuando la variación del tensor dieléctrico no perturbado tiene variaciones mínimas en una longitud de onda.

A continuación se supone la existencia de una perturbación de esta guía de onda, la cual se representa como $\Delta\varepsilon(x,y,z)$ de modo que el tensor dieléctrico puede escribirse como:

$$\varepsilon(x,y,z) = \varepsilon_u(x,y) + \Delta\varepsilon(x,y,z). \tag{141}$$

donde $\varepsilon_u(x,y)$ es la función del tensor dieléctrico que representa el estado no perturbado, y $\Delta\varepsilon(x,y,z)$ representa a la perturbación.

Esto conduce a que la solución para la ecuación de onda en cada modo de propagación, quede determinada en función de la perturbación del tensor dieléctrico de la manera siguiente:

$$\begin{aligned} &\Big[\tfrac{\partial^2\, A_{\mathrm{m}}(z)}{\partial\, z^2} - 2j{\beta_{\mathrm{m}}}^2 \tfrac{\partial A_{\mathrm{m}}(z)}{\partial z} - \beta_m A_{\mathrm{m}}(z) + \omega^2 \mu \varepsilon_u(x,y) A_{\mathrm{m}}(z) \\ &\qquad + \omega^2\, \mu\, \Delta\varepsilon(x,y,z) A_{\mathrm{m}}(z)\Big]\, \mathcal{E}_{\mathrm{m}}\ \exp\left[-j\beta_{\mathrm{m}} z\right] \;=\; 0. \end{aligned} \tag{142}$$

Debido a la solución del sistema de ecuaciones indeterminadas, que nos permite conocer la constante de propagación β correspondiente para cada modo, sabemos que

$-\beta^2 + \omega^2 \mu \varepsilon_u(x,y) = 0$, y suponiendo válida la aproximación de la envolvente lentamente variante en el tiempo, donde:

$$\left|\frac{\mathrm{d}^2 A_{\mathrm{m}}(x)}{\mathrm{d}z^2}\right| \ll \left|\beta_{\mathrm{m}} \frac{\mathrm{d}A_{\mathrm{m}}(z)}{\mathrm{d}\ z}\right| \tag{143}$$

Se puede llegar a la expresión siguiente para un modo m en particular:

$$\frac{\mathrm{d}A_{\mathrm{m}}}{\mathrm{d}z} = -j\frac{\omega^2\ \mu}{2\beta_{\mathrm{m}}}\ \Delta\varepsilon(x,y,z)A_{\mathrm{m}}(z)\mathcal{E}_{\mathrm{m}}\ \exp\left[-j\beta_{\mathrm{m}}z\right] \tag{144}$$

La ecuación (144) significa que tenemos un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas, y la solución de este sistema se aborda en la sección 2.6, donde se expone el modelo propuesto para el modelado de la XPolM.

2.4 Estado de polarización de un haz óptico

El estado de polarización de un haz óptico es determinado por las amplitudes y diferencia de fases de las dos componentes ortogonales de su campo electromagnético. Unas de las representaciones más comunes del estado de polarización de un haz, son los parámetros de Stokes (Brosseau, 1998, cap. 3.1.6) y los vectores de Jones (Jones, 1941; Brosseau, 1998, cap. 3.1.3). La representación en función de parámetros de Stokes tiene la ventaja de basarse en mediciones de potencia óptica con respecto a polarizadores lineales con inclinación de su eje de transmisión en las posiciones de 0, 90, +45 y -45 grados. Si se desea trabajar directamente con estos parámetros cuando se desea encontrar una matriz de transferencia que nos permita modelar un dispositivo óptico, será menester emplear las matrices de Müeller, las cuales tienen la desventaja de ser matrices de 4×4 que complican la manipulación matricial. Los vectores de Jones en cambio, tienen la desventaja de obtenerse a partir de los parámetros de Stokes, pero dado que el resultado son dos componentes complejas correspondientes a dos ejes ortogonales definidos por el usuario, así, la determinación de una matriz de transferencia de un dispositivo, conducirá a obtener una matriz de 2×2, lo que permite un manejo matricial mucho más sencillo respecto a las matrices de Müeller, cuando se trabaja con haces monocromáticos completamente polarizados. A lo largo de este trabajo se emplearán los parámetros de Stokes, o los vectores de Jones según convenga. Por ejemplo, el empleo de los parámetros de Stokes se realizará cuando se emplee la representación de estados de polarización en la esfera de Poincaré, la cual nos permitirá una visualización más clara de la evolución de los estados de polarización medidos y los estados de polarización calculados con el modelo.

2.5 Modulación cruzada de la polarización en amplificadores ópticos de semiconductor masivos

La modulación cruzada de la polarización (XPolM) en amplificadores ópticos de semiconductor masivos (AOSMs) fué reportada por primera vez en 1998 por el Dr Soto (Soto Ortiz, 1998) en un proyecto de colaboración ETH–CICESE. En ellos se observa que el estado de polarización de dos haces a la salida del dispositivo (uno denominado control y otro sonda), depende directamente de su potencia, longitud de onda y de su estado de polarización a la entrada del dispositivo. Los experimentos originales sugieren una rotación de los ejes propios de la guía. En este trabajo se atribuye la manifestación del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización (XPolM)a tres fenómenos que pueden presentarse simultáneamente dentro de un AOSM, a saber: la birrefringencia inducida, la dispersión de la ganancia modal,y a la transferencia de potencia entre componentes ortogonales del estado de polarización coincidentes con los ejes de propagación de la guía del AOSM. Esta transferencia se realiza empleando la teoría de modos acoplados, y sirve para explicar de la manera más simple posible a los fenómenos observados.

2.5.1 Birrefringencia inducida

Como se ha mencionado, el AOS empleado cuenta con una birrefringencia estructural debido a su diseño; sin embargo, debido a las variaciones que se presentan en el índice de refracción de la región activa (provocadas por la densidad de portadores que se encuentre presente, la corriente de alimentación y el consumo de portadores causado por la presencia de uno o más haces dentro del AOS) se observa que la birrefringencia estructural se modifica, lo cual nos permite hablar de una birrefringencia inducida.

Esta birrefringencia inducida se observa cuando se analizan los índices efectivos polarizados (Kong, 1995, cap. 1.3) que se dan en el AOS. Como se ha mencionado, al polarizar eléctricamente un AOS, se inyecta una densidad de portadores dentro del material, la cual afecta el medio, cambiando el índice de refracción del material de la región activa y proporcionando las condiciones que permiten la amplificación de un haz óptico por emisión estimulada. Mediante el método de índice efectivo polarizado, puede observarse que para diferentes índices de refracción en la región activa del AOS (dependientes de la densidad de portadores presente en la región activa del AOS), el análisis de los modos de propagación TE y TM, arroja diferentes variaciones en los índices efectivos, y en consecuencia en las velocidades de propagación de los modos de la guía del AOS respecto a las velocidades de propagación cuando el dispositivo no está perturbado (birrefringencia estructural).

Es decir, que la relación entre los índices de refracción de los modos TE y TM perturbados no es constante.

Se especula que estas variaciones, bajo determinadas condiciones de diseño pueden permitir un cambio de la guía de modo tal que, cuando un haz óptico entra en su región activa, la guía del amplificador puede contar con condiciones de propagación monomodales. Conforme el haz se propaga dentro de la región activa, irá afectando la densidad de portadores, al grado que a la salida la guía de onda puede estar comportándose como una guía multimodal. Si bien estas especulaciones se ven confirmadas en algunas simulaciones preliminares, y parcialmente por los experimentos desarrollados, no se cuenta hasta el momento con un experimento que arroje respuestas definitivas a este respecto.

2.5.2 Dispersión de la ganancia modal

Dadas las características físicas del dispositivo estudiado (sensible a la polarización), existe una diferencia de ganancia para un haz polarizado linealmente, coincidente con el eje de propagación TE (horizontal de acuerdo a nuestra referencia), respecto de un haz polarizado linealmente y coincidente con el eje de propagación TM de la guia del amplificador, de aproximadamente 3 dB en régimen lineal. Sin embargo, cuando se entra en el régimen no lineal, se puede observar un decremento en la diferencia de ganancia entre los modos TE y TM del amplificador; de modo que en algún momento la diferencia de ganancia TE contra TM puede ser cero. Esta diferencia se ha comprobado teóricamente al emplear los factores de confinamiento correspondientes para cada modo. Cuando comienzan a presentarse variaciones importantes en la birrefringencia inducida, una de las consecuencias es que los factores de confinamiento se modifican de manera diferente para cada modo de propagación. Dado que la ganancia de simple paso cuenta con una dependencia exponencial al parámetro del factor de confinamiento, el efecto de las variaciones desiguales de los factores de confinamiento modales, se verá reflejado en la ganancia de simple paso para cada modo de propagación. Con esto, el amplificador sufre de una dispersión de la ganancia modal, la cual contribuye con la variación de la relación entre las componentes de un haz polarizado linealmente en un estado no coincidente con los ejes de propagación del amplificador, al amplificar de manera diferente las componentes vertical y horizontal asociadas a los ejes de propagación del AOS, lo cual contribuye a la variación del estado de polarización a la salida del dispositivo.

2.5.3 Acoplamiento de potencia entre componentes de polarización

El acoplamiento de potencia entre las componentes de polarización de un haz que se propaga a través de la guía de onda del AOS, se atribuye a las variaciones longitudinales del índice de refracción, las cuales pueden proporcionar condiciones que permiten el acoplamiento modal en la guía, dado el carácter cuasi-transverso eléctrico o magnético de los modos de propagación (Somasiri *et al.*, 2002; Rahman *et al.*, 2003). Tradicionalmente el cálculo de este acoplamiento se puede determinar a través de la teoría de modos acoplados mediante el análisis del tensor de permitividad eléctrica del medio donde se propaga la señal. El tensor de permitividad eléctrica nos proporciona información sobre la manera en que se puede presentar acoplamiento entre componentes ortogonales de polarización y debe obtenerse experimentalmente.

Como una aproximación se propone una ecuación fenomenológica dada como:

$$\kappa_{\mathrm{m}}(N) = \Gamma_{\mathrm{TE_m}}(N)\,\Gamma_{\mathrm{TM_m}}(N)\ \mathrm{atan}(\frac{E_y}{E_x})\ \kappa \tag{145}$$

Donde Γ es el factor de confinamiento, gobernado por la variación de la densidad de portadores N, κ es el factor de acoplamiento fenomenológico, y la tangente entre las componentes de campo complejo E_y, y E_x determina un factor de peso para el estado de polarización del haz incidente.

2.6 Modelo del fenómeno XPolM en AOSM

Para concluir éste capítulo, se presenta el modelo desarrollado para simular el fenómeno de la modulación cruzada de la polarización en el AOS. Este modelo se basa en la teoría de modos acoplados de Yariv (1989), y un desarrollo más completo puede encontrarse en el apéndice D.

En este desarrollo se parte de dos ecuaciones diferenciales vectoriales, que en nuestro caso quedarán en función de la distancia de propagación como:

$$\left\{\frac{\mathrm{d}^2E_x}{\mathrm{d}z^2} - 2j\ k_x\frac{\mathrm{d}E_x}{\mathrm{d}z} + \omega^2\mu\Delta\varepsilon E_x\right\}\mathbf{e_x}\exp\left(j\left\{\omega t - k_x z\right\}\right) = 0 \tag{146}$$

$$\left\{\frac{\mathrm{d}^2E_y}{\mathrm{d}z^2} - 2j\ k_y\frac{\mathrm{d}E_y}{\mathrm{d}z} + \omega^2\mu\Delta\varepsilon E_y\right\}\mathbf{e_y}\exp\left(j\left\{\omega t - k_y z\right\}\right) = 0 \tag{147}$$

donde $\mathbf{e_x}$ y $\mathbf{e_y}$ son las componentes del vector unitario en las direcciones horizontal (x) y vertical (y), las cuales se consideran coincidentes con los ejes de propagación de la guía del AOS, $k_\xi = n_{\mathrm{eff}\xi}k_0 + j\ G\mathrm{sp}_\xi/2$ es la componente del vector de onda correspondiente a la dirección vertical u horizontal ($\xi = y$ ó x). $\Delta\varepsilon$ corresponde a las variaciones del tensor de permitividad eléctrica. $G\mathrm{sp}_\xi$ se refiere a la ganancia de simple paso correspondiente a la dirección vertical u horizontal.

Si se supone la existencia de una solución ortogonal para los ejes de propagación de la guía de onda, la expresión anterior puede separarse como:

$$\frac{\mathrm{d}^2 E_x}{\mathrm{d}z^2} - 2jk_x \frac{\mathrm{d}E_x}{\mathrm{d}z} - k_x^2 E_x + \omega^2 \mu \Delta\varepsilon_{xx} E_x + \omega^2 \mu \Delta\varepsilon_{xy} E_y = 0, \tag{148}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2 E_y}{\mathrm{d}z^2} - 2jk_y \frac{\mathrm{d}E_y}{\mathrm{d}z} - k_y^2 E_y + \omega^2 \mu \Delta\varepsilon_{yy} E_y + \omega^2 \mu \Delta\varepsilon_{yx} E_x = 0, \tag{149}$$

donde $\Delta\varepsilon_{xx}$ contiene a información de las variaciones en la ganancia y la fase para el modo TE, mientras que $\Delta\varepsilon_{yy}$ contiene la información de las variaciones correspondientes para el modo TM; y dado que las variaciones deben cumplir con la solución para los ejes propios locales de la guía de onda, tendremos que:

$$0 = -k_x^2 E_x + \omega^2 \mu \Delta\varepsilon_{xx} E_x, \tag{150}$$

$$0 = -k_y^2 E_y + \omega^2 \mu \Delta\varepsilon_{yy} E_y. \tag{151}$$

A partir de esto, al realizar la aproximación de una función que evoluciona lentamente, se llega al siguiente par de ecuaciones acopladas:

$$\begin{aligned} \tfrac{\mathrm{d}E_x}{\mathrm{d}z} &= -\tfrac{j\omega^2\mu}{2k_x} \left\{ \Delta\varepsilon_{xy} E_y \exp\left(-j(k_y - k_x)z\right) \right\}, \\ \tfrac{\mathrm{d}E_y}{\mathrm{d}z} &= -\tfrac{j\omega^2\mu}{2k_y} \left\{ \Delta\varepsilon_{yx} E_x \exp\left(j(k_y - k_x)z\right) \right\}, \end{aligned} \tag{152}$$

con este arreglo de ecuaciones se define $\kappa_x = \omega^2 \mu \Delta\varepsilon_{xy}/2k_x$, $\kappa_y = \omega^2 \mu \Delta\varepsilon_{yx}/2k_y$, $\delta = k_y - k_x$ es denominado desincronismo, $k_x = n_{\mathrm{eff}_x} k_0$ y $k_y = n_{\mathrm{eff}_y} k_0$. Donde k_0 es el numero de onda en el espacio vacío.

Suponiendo que existen soluciones de propagación independientes para los ejes vertical y horizontal se resuelven las ecuaciones diferenciales acopladas por el método de sustitución, y se obtienen las soluciones:

$$\begin{aligned} E_x(z) &= \Big[E_x(0)\ \Big\{\cos(\delta z) + j\ \tfrac{\delta}{S}\ \sin(\delta z)\Big\} - j\ E_y(0)\ \tfrac{\kappa_x}{S}\ \sin(\delta z)\Big] \\ &\quad \exp\left(-j\delta z\right) \end{aligned} \tag{153}$$

$$\begin{aligned} E_y(z) &= \Big[E_y(0)\ \Big\{\cos(\delta z) - j\ \tfrac{\delta}{S}\ \sin(\delta z)\Big\} - j\ E_x(0)\ \tfrac{\kappa_y}{S}\ \sin(\delta z)\Big] \\ &\quad \exp\left(j\ \delta z\right) \end{aligned} \tag{154}$$

donde $S = \sqrt{\delta^2 + \kappa_x \kappa_y}$, y una vez que se agregan como producto los factores de ganancia de simple paso y de velocidad de propagación para el modo de propagación correspondiente obtenemos:

$$\begin{aligned} E_x(z) &= \Big[E_x(0)\ \Big\{\cos(\delta z) + j\ \tfrac{\delta}{S}\ \sin(\delta z)\Big\} - j\ E_y(0)\ \tfrac{\kappa_x}{S}\ \sin(\delta z)\Big] \\ &\quad \exp\left(-j\delta z\right)\ \tfrac{\exp\{j\ (n_{\mathrm{eff}_x}\ k_0 + j(\Gamma_x\ g_m - \alpha)/2)z\}}{1+\epsilon(|E_x(0)|^2 + |E_y(0)|^2)} \end{aligned} \tag{155}$$

$$\begin{aligned} E_y(z) &= \Big[E_y(0)\ \Big\{\cos(\delta z) - j\ \tfrac{\delta}{S}\ \sin(\delta z)\Big\} - j\ E_x(0)\ \tfrac{\kappa_y}{S}\ \sin(\delta z)\Big] \\ &\quad \exp\left(j\ \delta z\right)\ \tfrac{\exp\left\{j\ \left(n_{\mathrm{eff}_y} k_0 + j(\Gamma_y\ g_m - \alpha)/2\right)z\right\}}{1+\epsilon(|E_x(0)|^2 + |E_y(0)|^2)} \end{aligned} \tag{156}$$

donde Γ_ξ es el factor de confinamiento para el modo de propagación x ó y, n_{eff_ξ} es el índice efectivo para la componente x ó y del campo electromagnético, g_m es la ganancia material correspondiente a una densidad de portadores y a una longitud de onda específicas.

Estas ecuaciones se pueden emplear de modo que se resuelva el acoplamiento para la longitud total del dispositivo, pero esto lleva la dificultad de no poder asociar el acoplamiento con la variación longitudinal del índice de refracción causada por la variación longitudinal de la densidad de portadores. Es por ello que resulta más apropiado emplear estas expresiones en un modelo distribuido como el empleado para determinar la densidad de portadores (García Cárdenas, 1997), donde la región activa del amplificador se divide en secciones longitudinales. De acuerdo a los modelos (Durhuus *et al.*, 1992; Connelly y O'Dowd, 1995; Sharaiha y Guegan, 2000) que seccionan la región activa del AOS para su análisis, un número de secciones igual a 10 es un buen compromiso entre precisión del resultado y tiempo de cómputo requerido.

De esta manera, para las expresiones desarrolladas se tiene que el estado de polarización del haz de salida estará dado por las expresiones:

$$E_x(L_m) = \Big[E_x(ii-1)\ \Big\{\cos(\delta(ii)L_m) + j\ \tfrac{\delta(ii)}{S(ii)}\ \sin(\delta(ii)L_m)\Big\} - j\ E_y(ii-1)\ \tfrac{\kappa_x(ii)}{S(ii)}\ \sin(\delta(ii)L_m)\Big]\ \exp\left(-j\delta(ii)L_m\right) \tfrac{\exp\{i\ (n_{\mathrm{eff}_x}(ii)\ k_0 + j(\Gamma_x(ii)\ g_m(ii)-\alpha)/2)L_m\}}{1+\epsilon(|E_x(ii-1)|^2+|E_y(ii-1)|^2)} \tag{157}$$

$$E_y(L_m) = \Big[E_y(ii-1)\ \Big\{\cos(\delta(ii)L_m) - j\ \tfrac{\delta(ii)}{S(ii)}\ \sin(\delta(ii)L_m)\Big\} - j\ E_x(ii-1)\ \tfrac{\kappa_y(ii)}{S(ii)}\ \sin(\delta(ii)L_m)\Big]\ \exp\left(j\ \delta(ii)L_m\right) \tfrac{\exp\Big\{j\ \Big(n_{\mathrm{eff}_y}(ii)k_0 + j(\Gamma_y(ii)\ g_m(ii)-\alpha)/2\Big)L_m\Big\}}{1+\epsilon(|E_x(ii-1)|^2+|E_y(ii-1)|^2)} \tag{158}$$

donde L_m es la longitud correspondiente para cada sección del amplificador, $E_x(ii-1)$ corresponde a la componente de campo eléctrico polarizado en la dirección vertical a la entrada de la sección, $E_y(ii-1)$ corresponde a la componente de campo eléctrico polarizado en la dirección horizontal a la entrada de la sección. Los índices efectivos se calculan con base en la variación del índice de refracción, la cual se obtiene mediante la relación de Kramers-Krönig (sec. 2.2.3), para la densidad de portadores presente cada sección del amplificador. A partir de estos datos se calculan, los índices efectivos para los modos TE (eje x) y TM (eje y) (sec.

2.3.2)en cada sección del AOS, los factores de confinamiento para los modos TE y TM (sec. 2.3.5) de cada sección del AOS, y la ganancia material para la densidad de portadores en cada sección del AOS (sec. 2.2.2.1).

Finalmente si tomamos en cuenta un acoplamiento entre las componentes de campo coincidentes con los ejes TE y TM del amplificador en la dirección de propagación, será necesario incluir la condición de que $\kappa_x = -\kappa_y^*$, y podemos definir κ_x como la ecuación (145) propuesta en la sección 2.5.3.

Capítulo 3

Estudio experimental, metodología, materiales y métodos empleados

Para esta fase del trabajo, se plantearon dos grupos de experimentos que permitieran conocer mejor el fenómeno de la XPolM. La primer serie, se realizó con el fin de determinar si existían variaciones en el índice efectivo del AOS, que pudiesen afectar el comportamiento de la guía. Dado que nos contaba al momento con equipo adecuado para una medición directa del índice de refracción, se optó por observar el efecto de la potencia óptica en el confinamiento del dispositivo. La segunda serie, se desarrolló para evaluar la evolución de los estados de polarización de los haces.

3.1 Estudio experimental de la variación del factor de confinamiento

Para el estudio cualitativo de la variación del factor de confinamiento de un AOS debido a la influencia de la potencia óptica de un haz incidente, se empleó el montaje esquematizado en la figura 6, el cual permite obtener imágenes de la distribución espacial de la intensidad del haz que emerge del AOS. En este esquema, el microscopio empleado para la captura del haz de salida, se enfoca de manera tal que se tenga una imagen del plano de la faceta de salida del AOS. Con ello, si existen variaciones en el factor de confinamiento, se podrá observar un incremento (en el caso en que disminuya el factor de confinamiento) o un decremento (en el caso en que aumente el factor de confinamiento) de las dimensiones de la mancha de luz (distribución de la intensidad espacial) que emerge en la faceta de salida del AOS.

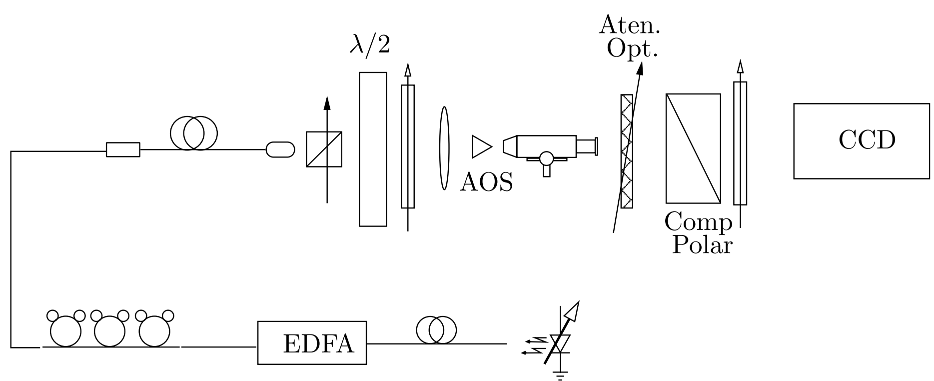


Figura 6. Esquema experimental de variación del confinamiento.

Las imágenes se obtienen para diferentes haces de entrada al AOS con distintas potencias y estados de polarización. Como se ha mencionado, de acuerdo con la teoría, se espera que cuando un haz de potencia débil (aproximadamente 15 μW de potencia óptica) sea inyectado dentro de un AOS, la densidad de portadores dentro de la región activa del amplificador, no se vea afectada de manera significativa. En cambio, cuando el haz es introducido con una potencia alta (aproximadamente 2.5 mW de potencia óptica), se espera una fuerte perturbación de la densidad de portadores. Este efecto, se verá reflejado en la distribución espacial de la intensidad del haz óptico, a la salida del AOS. En efecto, un haz débil, provoca variaciones pequeñas en la densidad de portadores y por lo tanto en el índice de refracción de la región activa, lo cual implicará una variación pequeña del factor de confinamiento del dispositivo. Esta última variación no afectará significativamente a la distribución espacial de la intensidad del haz a la salida del AOS. Un haz intenso, en cambio, provocará variaciones mucho mas importantes en el índice de refracción de la región activa y en el factor de confinamiento, lo cual causará un cambio apreciable en la distribución espacial de la intensidad del haz de salida. Es decir, cuando se inyecta un haz potente, las dimensiones transversales de la distribución espacial de intensidad, disminuyen en relación con las obtenidas para el AOS sin perturbar (emisión espontánea amplificada por emisión estimulada ó ASE). Cabe mencionar que en el experimento se inyectó solamente un haz dentro del AOS utilizado, fluctuando la orientación de su estado de polarización lineal, para cada potencia de entrada considerada.

Partiendo del razonamiento derivado de la variación del factor de confinamiento, se espera entonces que a medida que la potencia del haz de entrada aumente, se provoque una variación cada vez más importante del índice de refracción, incrementándose gradualmente el factor de confinamiento. Esto se reflejará en las imágenes de intensidad del haz en el plano de salida del AOS, en una reducción de las dimensiones de la distribución espacial de la intensidad del haz (es decir, se tendrá un haz cada vez más concentrado). Con el fin de resaltar y apreciar claramente las diferencias en las imágenes provocadas por la variación del factor de confinamiento, éstas se comparan entre sí. Para la comparación de dos imágenes, se emplea el siguiente procedimiento. A la primer imagen se le procesa mediante filtros de colores (computacionales), de modo que en una imagen RGB sólo se observen los tonos correspondientes al espectro rojo cuando exista la presencia de pixeles con intensidad luminosa, mientras que la segunda imagen se trata con los filtros correspondientes para que solamente aparezcan tonos cían. De la teoría de colores, se sabe que el rojo y el cían son colores complementarios, y la suma de ambos resulta en un color blanco, mientras que si hay la ausencia de alguno de ellos el resultado será la presencia del color complementario (para la ausencia del color rojo, se observará el color cían, para la ausencia del color cían se observará el color rojo). De este modo si al sumar la primer con la segunda imagen se tiene que alguna de ellas cuenta con dimensiones menores, el resultado será la aparición de un halo con predominancia de tonos de color correspondiente a la imagen cuya distribución espacial de intensidad, cuente con mayores dimensiones. Los resultados se analizarán en la sección 4.2, y las imágenes analizadas pueden apreciarse en las figuras 10, 11, 12(a) y 12(b).

El montaje basado en el esquema de la figura 6, emplea un haz de entrada al AOS, generado por un láser de cavidad externa sintonizable Photonetics Nano-Tunics que emite a una longitud de onda de 1565.5 nm. Este haz es amplificado mediante un Amplificador de Fibra contaminada con Erbio (EDFA) NP2000-PS configurado para generar la máxima ganancia posible (marcada en el aparato como una ganancia de 180 veces, que equivale aproximadamente 23 dB de ganancia). El haz amplificado se introduce entonces en un atenuador óptico variable HP8156A, controlable por GPIB. La polarización del haz que emerge del atenuador se adecúa para obtener una polarización circular en espacio libre empleando un controlador de polarización variable. El haz en espacio libre con polarización circular, se inyecta dentro de un polarizador que arroja un estado de polarización lineal, el cual se inyecta en el AOS en los estados de polarización propuestos para el experimento en cuestión (coincidente con el eje TE del AOS ó 0, 45, 70, coincidente con el eje TM del AOS ó 90, 110 y 135). El AOS se polarizó con 500 mA de corriente y se controló su temperatura a 22 grados C. El plano de salida del AOS se enfoca mediante un objetivo 20x con apertura numérica de 0.35, montado en un microscopio, con la finalidad de obtener una imagen de la distribución espacial de la mancha de la luz que emerge del AOS sobre la faceta de salida. Esta imagen se proyecta hasta una cámara CCD de un sistema óptico infrarrojo FJW 85400. Debido a que la potencia de salida es intensa, resulta necesario disminuir la potencia óptica que incide sobre la cámara, utilizando un atenuador óptico variable en espacio libre. Finalmente para observar la distribución espacial de intensidad de los modos TE y TM del amplificador, se coloca un segundo polarizador lineal, cuyo eje de pasada coincidirá con el modo, del cual se desee conocer su distribución espacial.

En la primer serie de experimentos basados en el esquema de la figura 6 se inyectaron cada vez un haz con potencia alta (2 mW), cuyo estado de polarización fue lineal y con diferentes orientaciones (0, 45, 70, 90, 110 y 135 grados) respecto al eje de propagación TE de la guía del amplificador. A continuación para cada estado de polarización se capturó una imagen del plano de salida del amplificador la cual se filtra mediante un polarizador lineal con su eje de transparencia coincidente con el eje TE del amplificador. Acto seguido se repitieron los experimentos con el eje de paso del polarizador coincidiendo con el eje TM de la guía óptica del AOS y se capturaron las imágenes correspondientes. Una vez que se contó con las imágenes para una potencia óptica alta, se procedió a aplicar el mismo procedimiento para un haz con potencia óptica débil (0.13 mW). El resultado de las imágenes se emplea para observar la diferencia de tamaño en el tamaño de la mancha a la salida del AOS para los ejes TE y TM de la guia óptica del AOS, mediante el procedimiento de comparación de las imágenes ya descrito. En las figuras 12(a) y 12(b) se pueden apreciar las diferencias de tamaño entre el modo TE y TM para un haz incidente con polarización TE (fig. 12(a)) y la diferencia para un haz incidente con polarización TM (fig. 12(b)). Se obtuvieron resultados similares para el resto de las polarizaciones empleadas, sin embargo en este trabajo sólo se incluyen los resultados más relevantes.

A continuación se desarrolló la segunda serie de experimentos, empleando el esquema mostrado en la figura 6. En esta serie, se mantuvo fijo el eje de paso del polarizador de salida, coincidiendo con el eje TE o TM, mientras se varió la potencia óptica de entrada mediante un atenuador óptico variable. Se realizó la captura de las imágenes de la cara de salida del AOS, para un haz con diferentes potencias ópticas de entrada (2.51, 2.24, 2, 1.78, 1.58, 1.41, 1.26, 0.79, 0.5, 0.2, 0.12, 0.05 y 0.01 mW). Este procedimiento se aplicó para haces inyectados con polarizaciones lineales diferentes respecto al eje TE del AOS (0, 45, 70, 90 110 y 135 grados). Acto seguido, se realizó el procesamiento de las imágenes obtenidas mediante el procedimiento de comparación ya descrito, y se compararon las variaciones que hay en tamaño de la distribución espacial de intensidad del haz de salida, en el plano de salida del AOS, de las imágenes obtenidas para los haces de entrada de baja potencia, con las obtenidas para haces de alta potencia. Los resultados se observan mejor para los casos de haces de entrada con polarizaciones lineales coincidentes con los ejes TE y TM de la guía de onda del AOS. En el caso de un haz de entrada con polarización TE, se obtuvieron imágenes similares a la mostrada en la figura 10(a), donde la imagen correspondiente al haz de potencia más elevada se procesó para presentar únicamente colores rojos, mientras la imagen correspondiente del haz con la potencia débil se procesó para presentar únicamente colores cían. En el caso de un haz de entrada con polarización TM se procedió de manera similar. Los resultados y el análisis se abordan en la sección 4.2.1.

3.2 Estudio experimental del estado de polarización del haz emergente del AOS

El segundo grupo de experimentos se basó en el estudio del estado de polarización de un haz que emerge del AOS bajo diferentes condiciones.

El esquema experimental empleado puede observarse en la figura 7. Para ésta serie de experimentos un elemento clave es el analizador óptico de polarización, el cual proporciona los parámetros de Stokes del estado de polarización del haz incidente. En estos experimentos se inyectó un haz (denominado a lo largo de estas series de experimentos como haz de sonda) potente (2.5 mW) en la región activa del AOS, con la presencia y la ausencia de un segundo haz (denominado en esta serie de experimentos como haz de control) de potencia moderada (0.5 mW). A continuación se midió el estado de polarización de los haces para diferentes condiciones:

1. Presencia del haz de sonda, con diferentes potencias (2.5, 2.24, 2, 1.78, 1.58, 1.41, 1.26, 0.79, 0.5, 0.2, 0.12, 0.05 y 0.01 mW) definidas y con estados de polarización lineales diferentes (0, 45, 70, 90, 110 y 135 grados) respecto al eje de propagación TE del AOS, para dos diferentes longitudes de onda (1550 y 1540 nm).

2. Presencia del haz de sonda con potencia variable (2, 1.78, 1.58, 1.41, 1.26, 1.12, 1, 0.89, 0.79, 0.7, 0.63, 0.56, 0.5, 0.44, 0.39, 0.35, 0.31, 0.28, 0.25, 0.22, 0.17, 0.14, 0.11, 0.08, 0.07, 0.05, 0.04, 0.03, 0.025, 0.022 y 0.017 mW), y con diferentes estados de polarización predefinidos (0, 45, 70, 90, 110 y 135 grados), dos posibles longitudes de onda(1550 y 1540 nm) , y presencia del haz de control con potencias definidas (2, 0.31 y 0.2 mW) y un estado de polari-

zación de entrada lineal coincidente con el eje TM del AOS y dos longitudes de onda (1552 y 1543 nm).

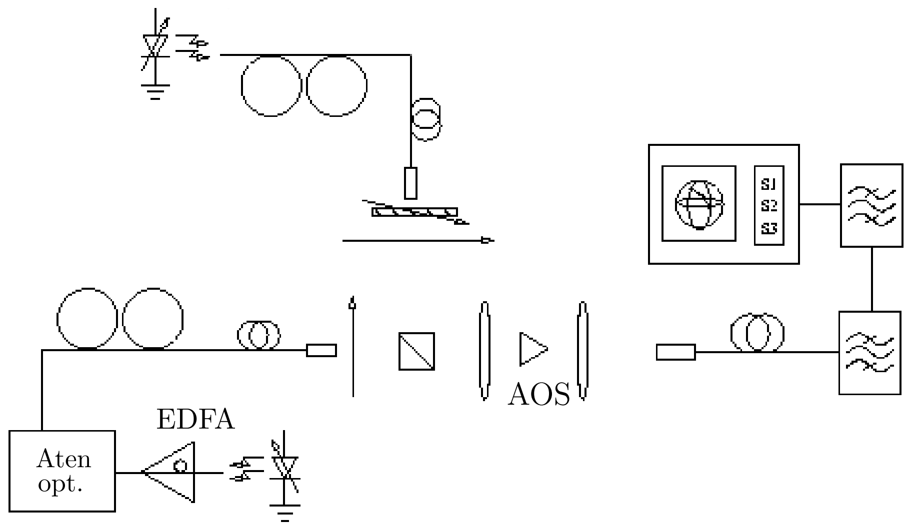


Figura 7. Esquema experimental de estudio del fenómeno de Modulación Cruzada de la Polarización en el AOS.

Para los experimentos se eligieron dos longitudes de onda para el haz de sonda (controlado con atenuador) de 1540 y 1550 nm. Y se emplearon las potencias de 2.5, 2.24, 2, 1.78, 1.58, 1.41, 1.26, 0.79, 0.5, 0.2, 0.12, 0.05, y 0.01 mW. Para el haz de control , con un estado de polarización fijo en el eje de propagación TM del AOS, las longitudes de ondas elegidas fueron de 1543 y 1552 nm, mientras que potencia utilizadas fueron 0.5, 0.31 y 0.2 mW. Las longitudes de onda se eligieron basados en las limitaciones que presentan los filtros sintonizables empleados para discriminar el haz correspondiente (control o sonda) para el proceso de calibración y medición del estado de polarización del haz incidente. Tanto el haz de sonda como el haz de control, son generados mediante láseres Photonetics Nano-Tunics de cavidad externa, sintonizables manualmente, controlados cada uno por una fuente ILX Lightwave LDX-3413. La longitud de onda de emisión se determina mediante el analizador de espectros óptico HP70951B. El AOS se controla mediante una fuente ILX Lightwave LCD-37448 la cual cuenta con un módulo de fuente de corriente colocada para alimentar al AOS una corriente de 500 mA, y un módulo de control de temperatura configurado para mantener la temperatura del montaje a 22 grados C. El EDFA empleado es un Nuphoton NP2000-PS configurado para proveer una ganancia de aproximadamente 23 dB. El atenuador óptico empleado es un HP8156A. El polarizador lineal en espacio libre del haz de control es una calcita Glan-Thompson Newport 10GT04AR.18, mientras que el polarizador lineal en espacio libre del haz de sonda es un polarizador Newport 05P509AR.18. Ambos haces se inyectan hacia el AOS mediante un cubo divisor de haz que preserva la polarización en transmisión. El haz de sonda se inyecta en transmisión mientras que el haz de control se inyecta en reflexión, razón por la cual el haz de control requiere un controlador de polarización que permita ajustar el estado de polarización que incidirá en el AOS. El estado de polarización de los haces se determina mediante un analizador de polarización HP8509B. Y para el proceso de calibración del analizador de polarización, se emplea un compensador de polarización en espacio libre Newfocus 5540, una placa retardadora $\lambda/4$ Newport 05RP34-1550, y una placa retardadora $\lambda/2$ Newport. Para la determinación del estado de polarización de los haces, se procede colocando una fibra de captura a la salida del cubo divisor de haz, y permitiendo solo el paso de uno de los dos haces ópticos. Una vez determinado el estado de polarización de entrada, se permite el paso de los haces hacia el AOS. La salida del AOS se captura en fibra, y se filtra mediante dos filtros sintonizables en cascada, de modo que se pueda seleccionar la longitud de onda de control, o de sonda. La salida de los filtros se alimenta al analizador de polarización. Los datos se extraen del analizador de polarización a través de un controlador GPIB, el cual se emplea también para controlar el atenuador HP8165A, y modificar la potencia del haz de sonda. De este modo es posible automatizar el proceso de medición cuando se realiza la variación potencia del haz de sonda.

El resultado de estos experimentos, permite evaluar la excursión del estado de polarización del haz de sonda, para diferentes estados de polarización y potencia, cuando se tiene la presencia o la ausencia del haz denominado de control. Con ello se consigue realizar una caracterización de la variación del estado de polarización con la que emergen haces inyectados con estados de polarización lineal. A través de estos resultados es posible conocer experimentalmente las condiciones en las que se podrían generar compuertas lógicas completamente ópticas basadas en la XPolM. En las figuras 8 y 9 se pueden apreciar dos fotografías de montaje experimental. La primera (fig. 8 correspondiente a la distribución de los componentes en la mesa óptica, y la segunda (fig 9) correspondiente al montaje del AOS.

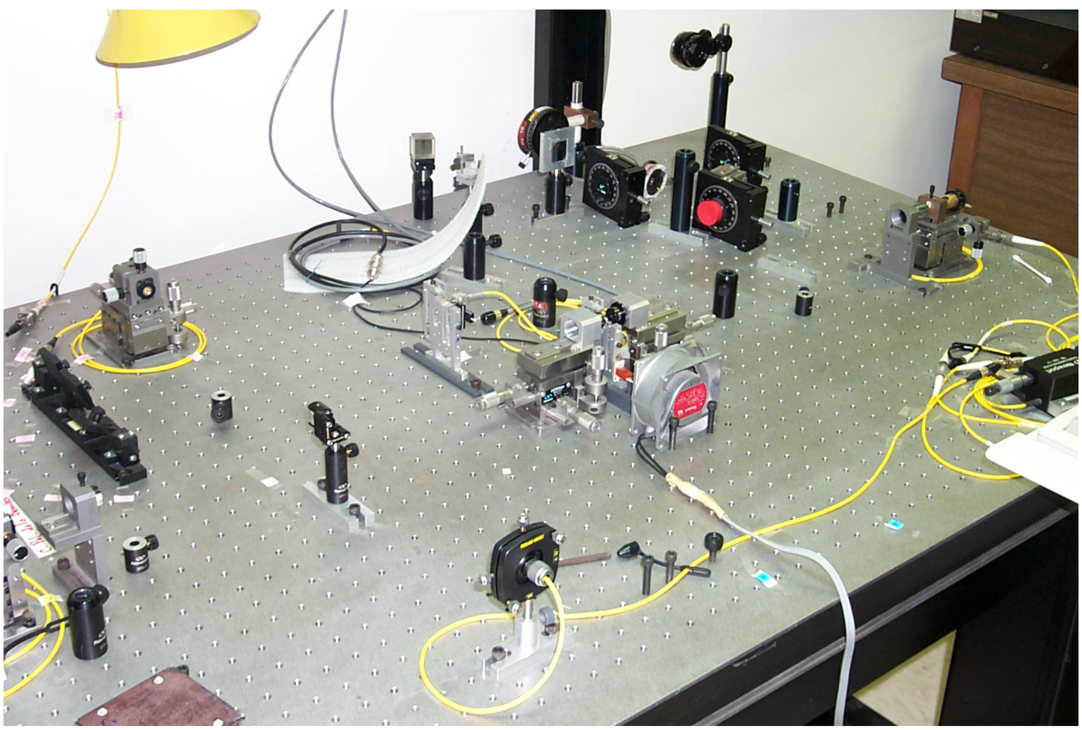


Figura 8. Montaje experimental.

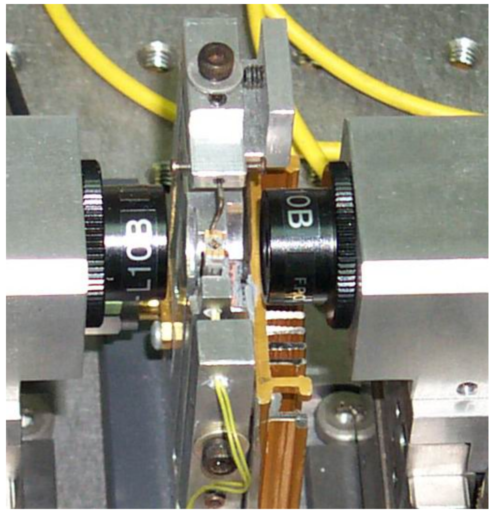


Figura 9. Montura del AOS.

3.3 Estudio numérico de la XPolM

3.3.1 Estudio de rango de variación de parámetros en el AOS

La primera serie de estudios numéricos desarrollados para el análisis del fenómeno de la XPolM, se centró en el estudio de las variaciones de los parámetros que describen el modelo del amplificador, y que se creen involucrados en el fenómeno.

Así se realizaron simulaciones numéricas basadas en un modelo seccionado del amplificador, en el cual se considera una señal óptica sin tomar en cuenta el estado de polarización de la señal. Este modelo está basado en el expuesto en el trabajo desarrollado por García Cárdenas (1997) basado en el modelo clásico de Durhuus *et al.* (1992). En este modelo la región activa del amplificador se secciona en partes, y se realiza un procedimiento numérico para resolver las condiciones de la densidad de portadores y la amplificación óptica que sufre la señal. Así, a partir de este modelo se procedió a simular condiciones en que no existe señal óptica suministrada al AOS y las diversas condiciones empleadas en los experimentos desarrollados en laboratorio. De esta manera, se consiguió obtener las densidades de portadores que se presentarían para los experimentos desarrollados, y un intervalo de valores que puede presentar la densidad de portadores presente en una sección del AOS, para los experimentos desarrollados. De los resultados se pudo determinar que se puede esperar una variación de densidad de portadores de un valor de 2×10^{23}, cuando el AOS se encuentra bajo el influjo de una potencia óptica considerable, hasta una densidad de portadores de 4×10^{24}, cuando el AOS se encuentra polarizado y sin influencia de haces ópticos externos.

Una vez conocido el intervalo de variación de la densidad de portadores en una sección, se procedió a determinar el efecto que esta densidad de portadores tiene sobre el índice de refracción del material de la región activa del AOS. Para ello se empleó el intervalo de la densidad de portadores obtenido, para calcular la ganancia material (sec. 2.2.2) de la región activa, y mediante la relación de Kramers-Krönig (sec. 2.2.3, se obtuvo el intervalo de variación que puede presentar el índice de refracción. Con esto se pudo encontrar el índice de refracción que puede presentarse en una sección del AOS. Los resultados y el análisis se abordan en la sección 4.2.2.

A partir del intervalo de variación que presenta el índice de refracción, se procedió a analizar las propiedades de la guía de onda óptica. Se analizó el número de modos soportados por la guía para los ejes de propagación TE y TM de la guía de onda. El análisis arroja que la guía de onda puede soportar dos modos, tanto para el eje de propagación TE como para el eje de propagación TM. Es por ello que se calculan los índices efectivos correspondientes a estos modos para el intervalo de variación correspondiente de la densidad de portadores para ambos ejes de propagación. Los resultados y el análisis se abordan en la sección 4.2.2.

Dado que la existencia de modos de propagación no implican un guiado con amplificación eficiente de los modos, es necesario conocer también las variaciones que se presentan en los factores de confinamiento modales, para los modos soportados por la guía óptica en los ejes de propagación TE y TM. El análisis nuevamente se realiza para el intervalo de variación de densidad de portadores que se espera se presente en una sección del AOS. Los resultados y su análisis se tratan en la sección 4.2.2.

Como un método adicional de determinar la posibilidad de la existencia de modos superiores en la propagación de los haces en la guía de onda del AOS, se realizaron simulaciones de la guía de onda del AOS mediante el FFT-BPM (sec. 2.3.4). En estas simulaciones se supuso una incidencia del haz en ángulo respecto al plano de entrada del AOS, una guía de onda seccionada, cada sección con su valor correspondiente de ganancia e índice efectivo, y se observó el comportamiento del pico del perfil de la señal óptica inyectada en la guía. La guía también se simuló con un ángulo de 7 grados respecto al plano de entrada. Los resultados se pueden apreciar en la sección 4.2.2.

3.3.2 Estudio de modelado del fenómeno de la XPolM

Una vez determinados las densidades de portadores correspondientes a cada experimento de laboratorio, desarrollado en la sección 3.2, se utilizó el modelo desarrollado en la sección 2.6, y se modelaron las condiciones de ausencia de acoplamiento $\kappa = 0$, y la presencia de un acoplamiento con valor complejo $\kappa = 50\angle 45$. Los programas se desarrollaron empleando el programa Matlab$^{\mathrm{TM}}$, el cual tiene la bondad de facilitar el manejo de sistemas y ecuaciones matriciales, un empleo simple de cálculos con valores de número complejo, y permite generar funciones anidadas que agilizan el proceso de programación. El programa empleado para las simulaciones numéricas, consideran a la densidad de portadores como un valor conocido, y únicamente proceden a calcular el valor de las componentes complejas del campo a la salida del dispositivo. Como se recordará se supone un seccionamiento de la región activa de la guía de onda, por lo cual es posible (de ser nuestro interés) el observar la evolución del estado de polarización de las componentes de campo electromagnético a lo largo del AOS. El procedimiento seguido para los cálculos se puede resumir en los siguientes puntos:

Calcular la ganancia material inducida por la densidad de portadores en la sección.

Calcular la variación de índice de refracción mediante la relación de Kramers-Krönig.

Determinar el índice de refracción en la sección.

Calcular los índices efectivos para los ejes de propagación TE y TM.

Calcular los factores de confinamiento para los ejes de propagación correspondientes.

Calcular la ganancia material.

Calcular el acoplamiento κ en la sección.

Calcular las componentes del campo electromagnético correspondientes que salen de la sección.

Repetir el cálculo del modelo tantas veces como secciones del AOS se haya considerado.

Los resultados y el análisis se muestran en la sección 4.3

Capítulo 4

Análisis de resultados y discusión

4.1 Introducción

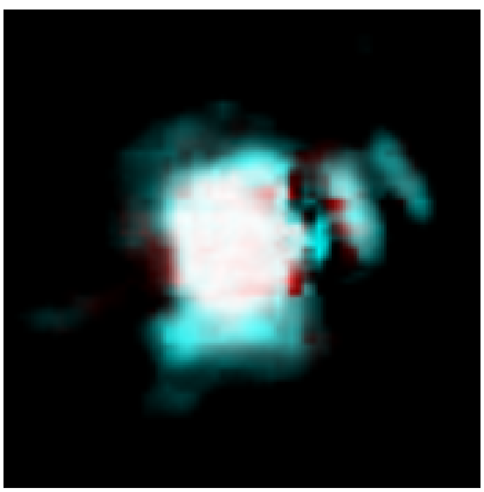
A lo largo del presente capítulo se presentan los resultados teóricos y experimentales generados a lo largo del trabajo doctoral. Los resultados se analizan bajo las consideraciones presentadas en los capítulos anteriores.

4.2 Estudio experimental y teórico del factor de confinamiento

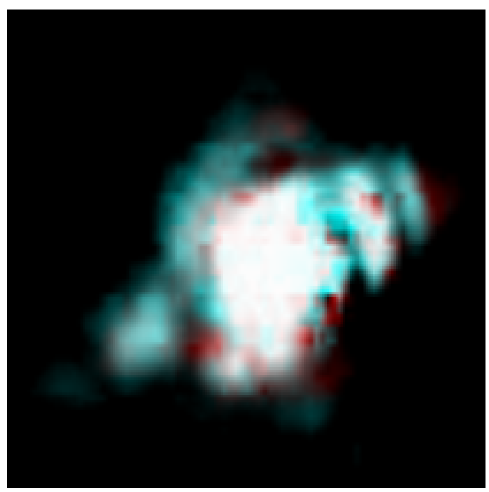
Para la comprobación experimental de la variación del factor de confinamiento, se desarrollo el primer grupo de experimentos expuesto en la sección. 3.1, del cual se obtuvieron los siguientes resultados.

4.2.1 Estudio experimental del factor de confinamiento

Debido a la birrefringencia del dispositivo, y de acuerdo con la teoría expuesta en el capítulo 2, se espera que observe una variación apreciable del factor de confinamiento del AOS. A partir del experimento presentado en la sección 3.1, se compararon las imágenes capturadas, correspondientes a un haz polarizado horizontalmente para las potencias de 2.51 y 0.2 mW. Se procesaron las imágenes de acuerdo a lo expuesto en la sección 3.1, y aplicando los filtros correspondientes al color rojo para la imagen del haz de mayor potencia y mientras que para la imagen del haz con menor potencia, se aplicaron los filtros correspondientes al color cían. El resultado de la comparación muestra que el haz débil cuenta con un factor de confinamiento menor que el haz potente. Esto resulta evidente de la huella cían resultante al rededor de la manchas blancas producidas por la suma de la distribución de intensidad espacial de las imágenes de los casos de haces inyectados con polarizaciones coincidentes con los ejes de propagación TE y TM del AOS(figura 10). Un análisis más detallado al respecto de estas imágenes se presentará una vez revisados los resultados teóricos.



(a) Polarización del haz incidente: TE



(b) Polarización del haz incidente: TM

Figura 10. Comparación de la distribución espacial de intensidad a la salida del AOS entre haz de entrada con potencia débil (0.2 mW, cían) contra un haz con potencia fuerte (2.51 mW, rojo).

Los resultados para los diversos estados de polarización empleados para el haz de entrada en el grupo de experimentos expuesto en la sección 3.1, muestran un comportamiento consistente con los resultados mostrados en la figura 10.

Un caso interesante que se puede presentar es aquel donde se comparan las distribuciones espaciales de intensidad de un haz con diferente potencia de entrada. Como muestra de los numerosos resultados obtenidos, se toma el caso de un haz alimentado en coincidente con el eje de propagación TE del AOS. En este caso se compara la imagen de salida de un haz inyectado con una potencia de 0.2 mW (en color cían), contra la imagen de salida de un haz inyectado con una potencia de 2.51 mW (en color rojo). La suma de ambas imágenes muestra (por la presencia del halo color cían) que el haz de mayor potencia está más confinado que el de menor potencia. Adicionalmente una observación detallada de la imagen sugiere la presencia de modos secundarios, ante la presencia de tonalidades cían en el núcleo de la mancha de salida. Esta información concuerda con los resultados teóricos obtenidos y que se tratarán más adelante. Es importante notar que la presencia de las tonalidades cían en el núcleo, pueden ser resultado de la manipulación y filtrado digital de las imágenes, de modo que no pueden ser considerados como evidencia concluyente de la presencia de los modos secundarios.

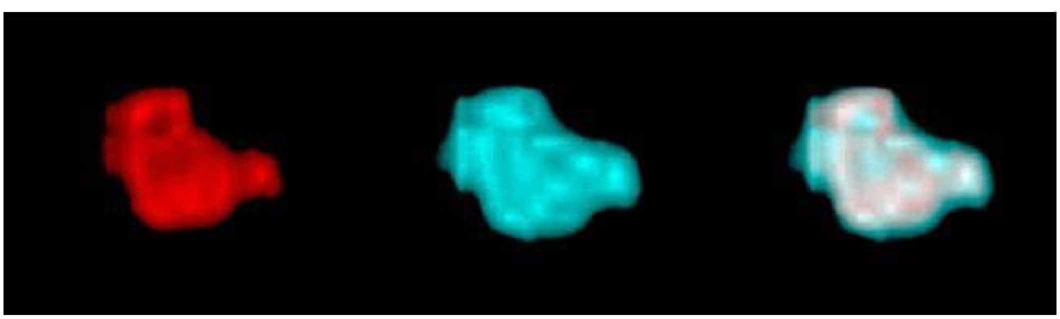


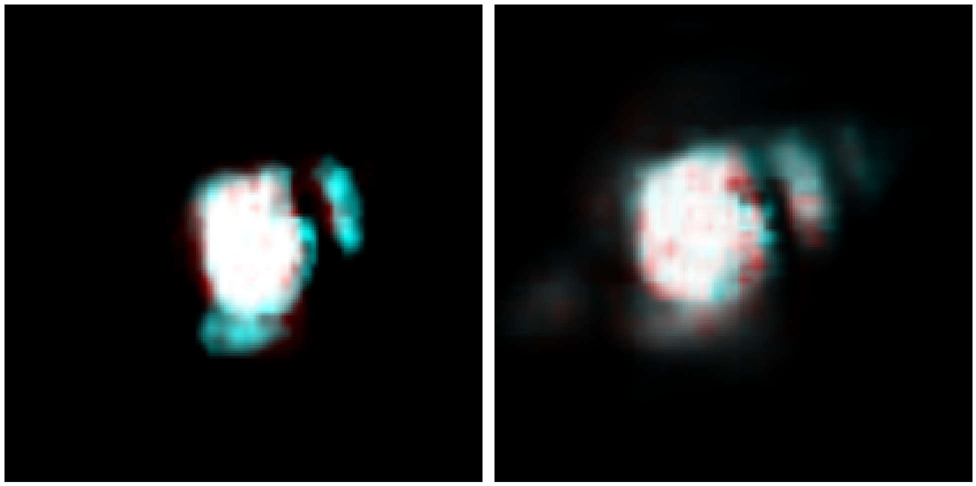
Figura 11. Comparación de distribución espacial de intensidad a la salida del AOS entre haz de entrada con potencia fuerte (2.51 mW, izquierda, rojo), contra un haz con potencia débil (0.2 mW, centro, cían), el resultado de la suma de ambos se encuentra a la derecha.

Otro aspecto que se puede observar derivado de los experimentos, es el comportamiento del confinamiento cuando se tiene la presencia de componentes TE y TM simultáneamente dentro de la región activa. Aquí se puede observar que las dimensiones de la mancha de intensidad de salida correspondiente a la componente del eje de propagación TE son de dimensiones menores que las dimensiones correspondiente a la mancha de intensidad de salida correspondiente a la componente del eje de propagación TM. Así, al comparar las imágenes obtenidas de un haz inyectado con un estado de polarización lineal a 45 grados respecto al eje de propagación TE del AOS, las dimensiones de la mancha cuya componente coincide con el eje de propagación TE (filtro rojo) contra las dimensiones de la mancha cuya componente coincide con el eje de propagación TM (filtro cían). En el caso de un haz con potencia elevada (fig. 12(a)) se puede observar con claridad la presencia de un halo cían al rededor de la mancha de salida. Dado que el color cían está asignado al modo TM puede concluirse que el modo TM cuenta con un factor de confinamiento menor. En el caso del haz de potencia débil (fig. 12(b)) se puede apreciar que el halo cían es menor, las dimensiones de la mancha son mayores respecto a la de potencia elevada lo cual sugiere un confinamiento diferente para ambos casos.

El resto de las imágenes capturadas muestran un comportamiento similar al ya expuesto y se encuentran almacenadas en formato digital para su mejor manipulación.

4.2.2 Estudio teórico del factor de confinamiento

Los resultados teóricos correspondientes para el estudio del comportamiento de las variaciones de la densidad de portadores, del índice de refracción, de los índices efectivos y de los factores de confinamiento se realizaron de acuerdo con lo mencio-



(a) Comparación entre distribuciones de salida para un haz polarizado linealmente a 45 grados, con una potencia de entrada de 2.51 mW

(b) Comparación entre distribuciones de salida para un haz polarizado linealmente a 45 grados, con una potencia de entrada de 0.2 mW

Figura 12. Comparación de la distribución espacial de intensidad a la salida del AOS de los ejes de propagación TE *vs.* TM para un haz de entrada polarizado linealmente a 45 grados.

nado en la sección 3.3. Partiendo del intervalo de variaciones que pueden observarse en la densidad de portadores obtenidas, se obtiene la ganancia material y se aplica la relación de Kramers-Krönig determinar las variaciones de índice de refracción de la región activa. El resultados es una variación en el índice de refracción en la sección de la región activa la cual se muestra en la figura 13, donde en el eje horizontal se muestra el intervalo de la densidad de portadores para una sección del AOS, contra el índice de refracción obtenido.

En la figura 13, se puede observar que cuando se cuenta con una densidad de portadores elevada (condición en la cual el AOS no recibe excitación externa), el índice de refracción en una sección de la región activa presenta un valor bajo. Por otro lado, cuando se cuenta con una densidad de portadores baja (condición en la cual el AOS está saturado debido a la influencia de un haz externo), el valor

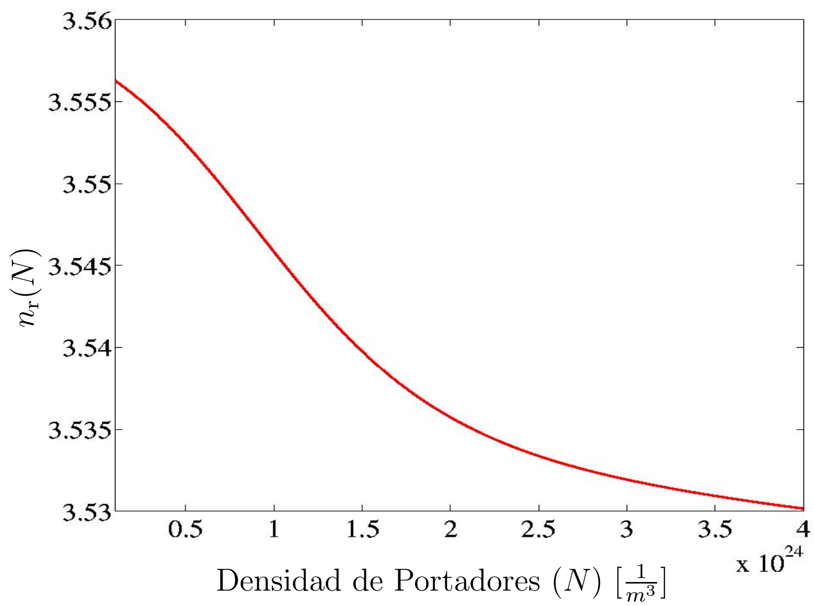


Figura 13. Variación del índice de refracción de la región activa del AOS, en función de la densidad de portadores.

del índice de refracción de la sección de la región activa aumenta. Adicionalmente se puede observar que la variación del índice de refracción respecto a la densidad de portadores no es lineal, lo cual resulta interesante dado que diversos modelos tradicionales afirman lo contrario (Reid *et al.*, 1993). El efecto de esta variación afecta el valor final del índice efectivo del AOS modelado. Las figuras 14 y 15 muestran la variación del índice efectivo para los modos de propagación TE y TM respectivamente, con respecto a la fluctuación de la densidad de portadores. En el eje horizontal de estas figuras, se tiene representada a la densidad de portadores, mientras que en el eje vertical se tiene representado valor del índice efectivo que afectan la propagación de los modos fundamental (representado en color azul) y secundario (representado en color verde).

Para un haz polarizado horizontalmente (coincidente con el eje de propagación TE del AOS) puede observarse la existencia de dos modos de propagación (líneas azul y verdes en la figura 14), los cuales pueden presentarse en la guía de onda

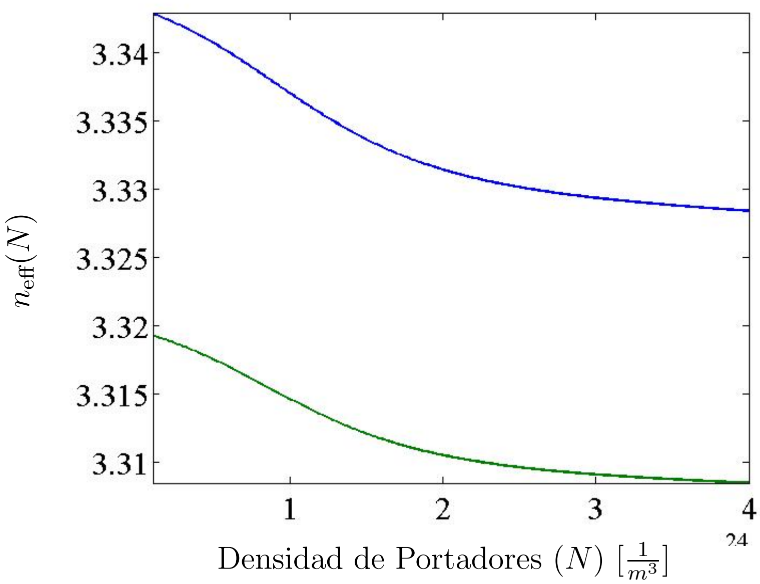


Figura 14. Variación de valores del índice efectivo para los modos soportados por el eje de propagación TE de la guía de onda del AOS respecto a la densidad de portadores. El modo fundamental se representa en color azul, mientras el secundario se representa en color verde.

del AOS. Por si misma, la existencia de varios modos de propagación no es una condición suficiente para asegurar un guiado eficiente de los modos en un medio activo como la región activa del AOS. Para determinar si los modos pueden propagarse eficientemente, se requiere analizar el comportamiento del coeficiente de factor de confinamiento. Éste es un valor determinante para asegurar que un modo de propagación en una guía de onda activa, sufre una amplificación suficiente (recordemos que la ganancia de simple paso depende del confinamiento - ec. 19) para poder ser apreciable. El análisis correspondiente se muestra más adelante.

Para el haz polarizado verticalmente (coincidente con el eje de propagación TM del AOS) puede observarse nuevamente la existencia de dos modos de propagación (líneas azul y verde en la figura 15), que pueden estar presentes en el dispositivo. Nuevamente es necesario realizar un análisis mediante el coeficiente de factor de confinamiento para determinar si la guía de onda puede soportar al modo

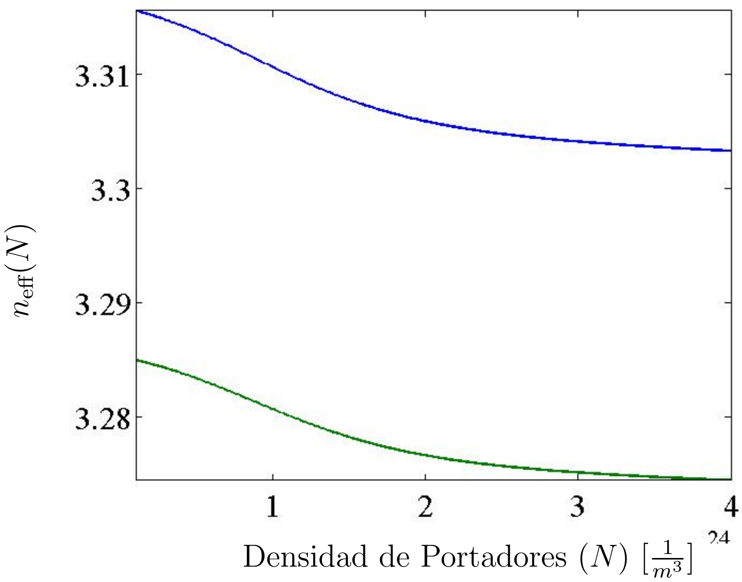


Figura 15. Variación de valores del índice efectivo para los modos soportados por el eje de propagación TM de la guía de onda del AOS respecto a la densidad de portadores. El modo fundamental se representa en color azul, mientras el secundario se representa en color verde.

secundario.

El coeficiente de factor de confinamiento, nos proporciona un medio indirecto para verificar el comportamiento de los resultados teóricos obtenidos con resultados experimentales. El análisis del factor de confinamiento, permite observar que debería apreciarse una distribución espacial de intensidad de salida en el AOS distinto con una señal de baja potencia que con una señal de alta potencia. Como puede observarse en las figuras 16 y 17, las variaciones del coeficiente del factor de confinamiento para los ejes de propagación TE y TM son diferentes. Estas observaciones teóricas se verifican con las características cualitativas de los resultados experimentales, donde en las figuras 10(a) y 10(b) se aprecian para las imágenes procesadas, la presencia de un halo cían. Como se recordará el filtrado en color rojo se asoció al haz de potencia elevada, mientras que el filtrado de color cían se asoció al haz de potencia baja en ambos casos.

En el caso de la variación del factor de confinamiento para el modo de propagación TE, se puede observar en la figura 16 que el modo fundamental (TE_{oo} en color azul) cuenta con un valor que es superior al 0.3, el cual se considera un valor que permite una amplificación perceptible del modo fundamental. En el caso del modo secundario (TE_{10} en color verde), se observa que el factor de confinamiento también cumple con las condiciones adecuadas para ser amplificado. Debido a que la magnitud del factor de confinamiento fundamental es mucho mayor que la del modo secundario, se espera que el resultado de la suma coherente de ambos modos sea muy semejante al modo fundamental. En la figura 10(a) se puede observar que si bien existen débiles trazos de coloraciones rojo y cían en el centro de la imagen, no llega a apreciarse una diferencia notoria.

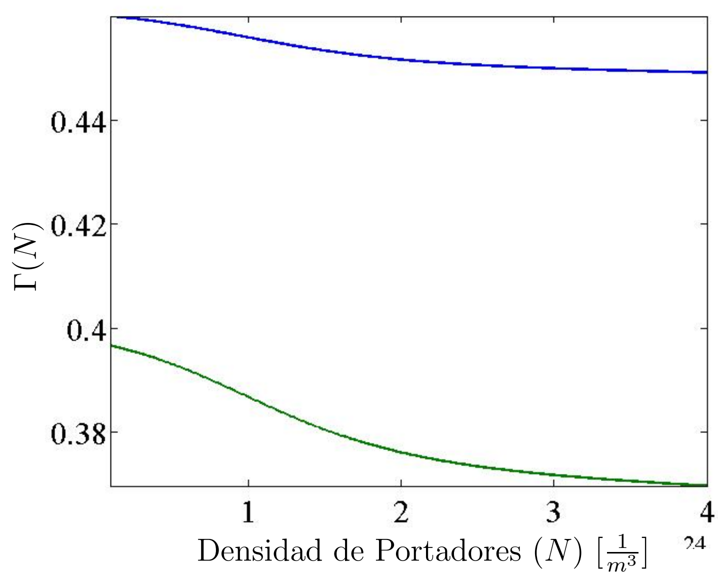


Figura 16. Variación del coeficiente de factor de confinamiento para el eje de propagación TE en función de la densidad de portadores. El coeficiente de factor de confinamiento para el modo superior (TE_{00}) se encuentra representado en color azul, mientras el secundario (TE_{10}) se encuentra representado en color verde.

En el caso del factor de confinamiento para el eje de propagación TM se puede observar en la figura 17, que el modo fundamental (TM_{00} en color azul) siempre puede ser amplificado para cualquier densidad de portadores en el intervalo de estudio. Sin embargo, en el caso del modo secundario (TM_{10} en color verde), se observa un comportamiento muy interesante. Cuando se cuenta con una elevada densidad de portadores (AOS no perturbado) el índice de refracción de la región activa y el factor de confinamiento son tan bajos, que no puede soportarse su propagación y su amplificación respectivamente. Sin embargo, bajo la condición de saturación (baja densidad de portadores), el índice de refracción y el factor de confinamiento se incrementan hasta valores que permiten la propagación y la amplificación de un modo secundario TM_{10}. En la figura 10(b) se puede apreciar algunas manchas de tono cían en el centro de la distribución espacial de intensidad, lo cual sugiere (aunque no confirma de modo concluyente) la posibilidad de la presencia del modo secundario.

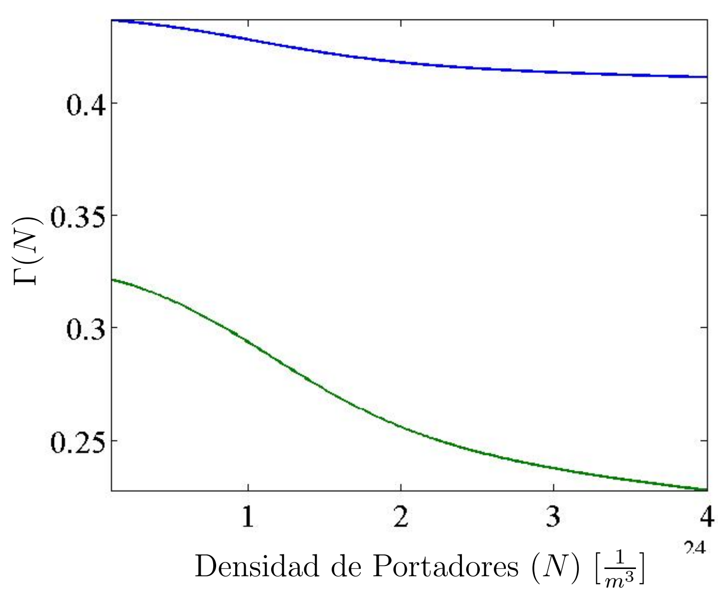


Figura 17. Variación del coeficiente de factor de confinamiento para el eje de propagación TM en función de la densidad de portadores. El coeficiente de factor de confinamiento para el modo superior (TM_{00}) se encuentra representado en color azul, mientras el secundario (TM_{10}) se encuentra representado en color verde

La posible existencia de modos de propagación secundarios para los ejes de propagación de la guía de onda del AOS, se corrobora teóricamente a partir de la simulación de la guía de onda del AOS utilizando el método FFT-BPM. En efecto, el análisis de la propagación de un campo eléctrico coincidente con el eje de propagación TE del AOS, arroja los resultados mostrados en la figura 18, en la cual se ha realizado una amplificación de la evolución del perfil transversal de intensidad del campo eléctrico coincidente con el eje de propagación TE del AOS, en las últimas micras de propagación previas a la salida del amplificador. En la parte inferior de la figura se encuentra representada la salida del amplificador, la parte superior es la continuación de la guía de onda simulada como una guía de onda rectilina en cuya entrada incide un haz con un ángulo de 7 grados (lo cual simula la inclinación de la guía de onda). En esta figura, se puede observar en tonos claros la trayectoria que sigue el máximo de intensidad del campo eléctrico, el cual es resultado de la superposición de dos modos que se propagan dentro de la región activa del amplificador. Como se puede observar, la trayectoria que sigue el haz parece zigzaguear, lo cual implica la existencia de más de un modo de propagación. Los tonos de grises determinan una escala de intensidad arbitraria.

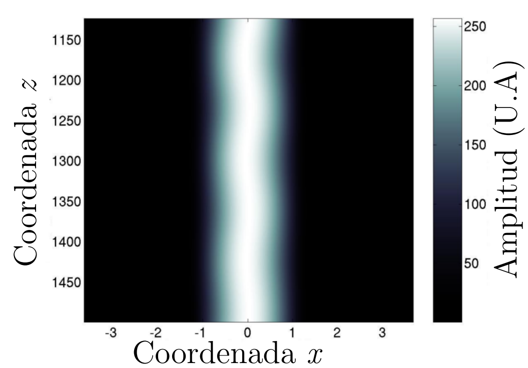


Figura 18. Simulación mediante FFT-BPM de la propagación de un campo electromagnético con polarización TE. La trayectoria sinusoidal sugiere la existencia de modos de propagación superiores al fundamental.

4.3 Estudio experimental del estado de polarización de haces que atraviesan el AOS

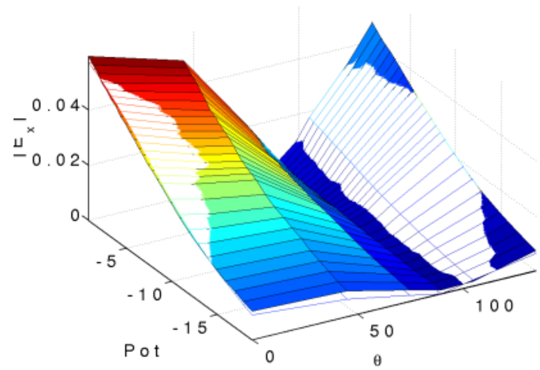
A continuación se procede a analizar los resultados del segundo grupo de experimentos (sec. 3.2) y los resultados teóricos obtenidos con modelo desarrollado (sec. 2.6). El equipo de medición automatizado entrega los valores de los parámetros de Stokes normalizados del estado de polarización del haz de salida medido, razón por la cual es necesario realizar una conversión de los valores numéricos de las mediciones para poder relacionarlos. Las comparaciones se hacen utilizando la representación de los resultados teóricos y experimentales en la esfera de Poincaré lo cual permite visualizar la evolución de los estados de polarización de los haces medidos y las simulaciones. Así mismo, se utiliza una representación cartesiana de los estados de polarización empleando el vector de Jones y una representación cartesiana del error absoluto entre los resultados del modelo desarrollado y los resultados experimentales. Es importante mencionar que los valores calculados para la densidad de portadores dentro del AOS, se obtienen de un modelo que calcula sus resultados considerando la guía de onda del AOS por secciones, y que no considera ninguno de los fenómenos que intervienen en la XPolM. Aunque el modelo considera las variaciones del factor de confinamiento y del índice efectivo, no considera el carácter vectorial de la onda electromagnética del haz óptico simulado y otros fenómenos presentes en el dispositivo, como la mezcla de cuatro ondas (FWM).

4.3.1 Estudio experimental del estado de polarización de un haz que atraviesa el AOS

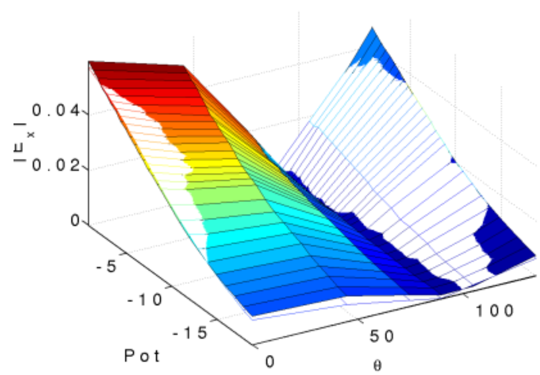
El estudio experimental del estado de polarización de un haz que atraviesa el AOS se basa en el esquema experimental presentado en la sección 3.2. Se analiza el caso de un haz con una longitud de onda de 1550 nm, cuya potencia es variable entre 2.5 y 0.01 mW (de acuerdo con las características del experimento descrito en la sección 3.2) y con estados de polarización lineal de 0, 45, 75, 90, 105 y 135 grados respecto al eje de propagación TE. Los parámetros de Stokes medidos se convierten a vectores de Jones y se comparan con los resultados obtenidos de las simulaciones del modelo propuesto (sec. 2.6).

La representación de las magnitudes de las componentes de campo eléctrico y diferencia de fase de las componentes de campo eléctrico a la salida del AOS, se muestran a continuación. En las figuras (19 - 21) se muestran las magnitudes de campo eléctrico de la componente horizontal (x) en la figura 19, de la componente vertical (y) en la figura 20, y de la diferencia de fase entre componentes ($\Delta\phi$) en la figura 21. En estas figuras el eje x corresponde a los estados de polarización de entrada del haz, el eje y a la potencia en decibeles del haz a la entrada del amplificador, y el eje z corresponde, para las figuras 19 y 20 a la magnitud del campo eléctrico del haz a la salida del AOS, mientras que en la figura 21 corresponde a la diferencia de fase a la salida del AOS en radianes.

Con ellas, durante el proceso de ajuste del modelo, es posible determinar qué factores pueden requerir cambios, por ejemplo, nos permite encontrar un valor aproximado de la atenuación, del coeficiente de saturación, o longitud. Estas figuras nos permiten también apreciar las regiones donde mayor problema se puede presentar en el modelado, por ejemplo, en general el modelo está subvaluado para estados de polarización del haz de entrada menores a 90 grados, y para estados de polarización mayores a 90 grados está sobre valuado y la fase para estados de polarización menores a 90 grados es más parecida a la señal original que para estados de polarización mayores a 90 grados.



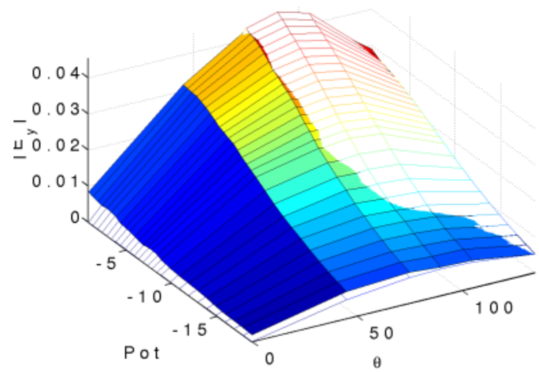
(a) $|E_x|$ $\kappa = 0$



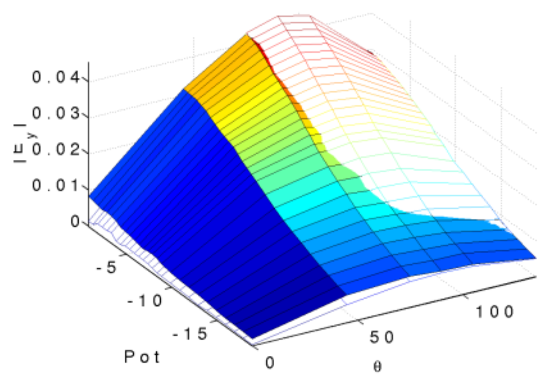
(b) $|E_x|$ $\kappa = 50\angle 45$

Figura 19. Magnitud de campo eléctrico $|E_x|$ que presenta el haz a la salida del AOS. La superficie sólida representa los valores medidos, mientras la superficie de rejilla representa los valores simulados. El eje x muestra el estado de polarización lineal del haz a la entrada del AOS, el eje y muestra la potencia del haz a la entrada del AOS, y el eje z muestra la magnitud de campo eléctrico a la salida del AOS.

Sin embargo estas no son suficientes para evaluar el modelo desarrollado, por



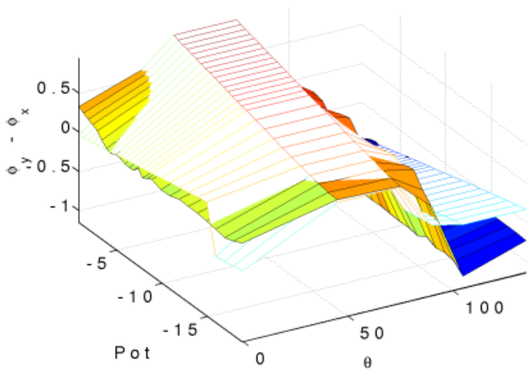
(a) $|E_y|$ $\kappa = 0$



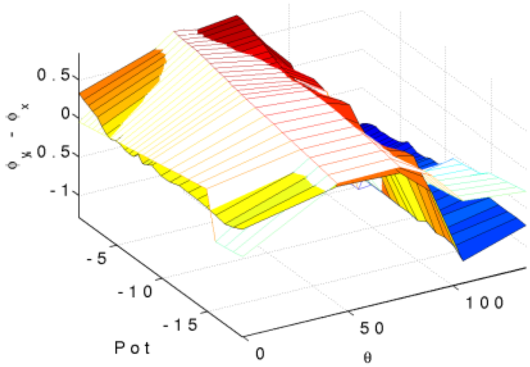
(b) $|E_y|$ $\kappa = 50\angle 45$

Figura 20. Magnitud de campo eléctrico $|E_y|$ que presenta el haz a la salida del AOS. La superficie sólida representa los valores medidos, mientras la superficie de rejilla representa los valores simulados. El eje x muestra el estado de polarización lineal del haz a la entrada del AOS, el eje y muestra la potencia del haz a la entrada del AOS, y el eje z muestra la magnitud de campo eléctrico a la salida del AOS.

lo cual se emplea el error absoluto, que nos proporciona las diferencias entre los datos medidos y los resultados del modelo desarrollado. En las siguientes figuras (22–24) se presenta el error entre los datos experimentales y los datos simulados con el modelo propuesto para la simulación de la XPolM, para el caso de un haz cuya potencia varía entre 2.51 mW y 0.2 mW, diferentes estados de polarización (0,



(a) $\Delta\phi$ $\kappa = 0$



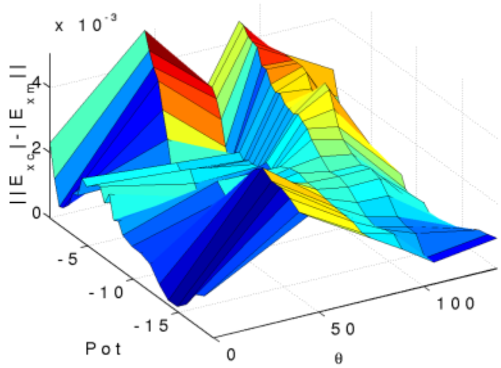
(b) $\Delta\phi$ $\kappa = 50\angle 45$

Figura 21. Diferencia de Fase $\Delta\phi$ que presenta el haz a la salida del AOS. La superficie sólida representa los valores medidos, mientras la superficie de rejilla representa los valores simulados. El eje x muestra el estado de polarización lineal del haz a la entrada del AOS, el eje y muestra la potencia del haz a la entrada del AOS, y el eje z muestra la diferencia de fase entre las componentes de campo eléctrico a la salida del AOS.

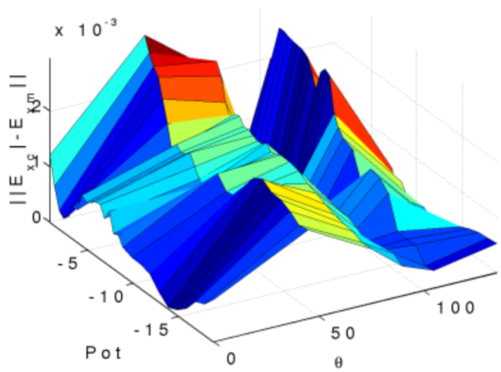
45, 75, 90 115 y 135 grados respecto al eje de propagación TE), para una longitud de onda de 1550 nm. El error se calcula considerando el valor absoluto de la resta del valor calculado con el valor medido. De esta manera se comparan los datos experimentales contra los datos de la simulación cuando el factor de acoplamiento es nulo ($\kappa = 0$), y los datos experimentales contra los datos de la simulación cuando se cuenta con un factor de acoplamiento complejo de $\kappa = 50\angle 45$. En las figuras de error 22, 23 y 24, se tiene en el eje x el estado de polarización lineal del haz a la entrada del dispositivo, en el eje y la potencia óptica de entrada del haz, y en el eje z la magnitud del error absoluto. Como puede observarse en las figuras de error 22, 23 y 24, existe un error menor cuando se considera un acoplamiento complejo $\kappa = 50\angle 45$.

En las gráficas 22, 23 y 24 se observa cómo en general (con y sin acoplamiento) el error tiende a incrementarse junto con la potencia del haz incidente. En particular, con respecto al error en la fase, ésta se acentúa para estados de polarización lineal de entrada,orientados entre 80 y 100 grados grados (fig 24). Si bien las magnitudes de los errores presentados en las figuras 22, 23 y 24 validan los resultados arrojados por el modelo propuesto, es necesario visualizar la evolución de los estado de polarización teóricos y experimentales en la esfera de Poincaré.

En efecto, cuando se observan estos resultados en la esfera de Poincaré, es posible apreciar las diferencias con mayor claridad. Así, en la figura 25, en donde los estados de polarización de salida medidos se encuentran representados en color rojo, para el caso de un haz inyectado al AOS con potencias que varían entre 2.51 mW y 0.2 mW y con un estado de polarización lineal a 45 grados, se observa que cuando se considera un factor de acoplamiento nulo, los datos representados en color azul, tienden a alejarse de los datos experimentales. Esto implica que los fenómenos de birrefringencia estructural, birrefringencia inducida, diferencia de ganancia y dispersión de la ganancia modal, no son suficientes para que los resultados teóricos se asemejen a los experimentales, particularmente cuando el medio se satura (aumento de potencia). Sin embargo, al considerar un factor de acoplamiento $\kappa = 50\angle 45$, los estados de polarización de salida calculados y presentados en la figura 25 en color magenta, se asemejan en mayor medida a los estados de



(a) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$ $\kappa = 0$

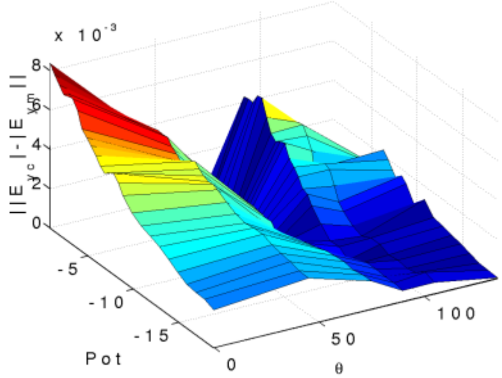


(b) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$ $\kappa = 50\angle 45$

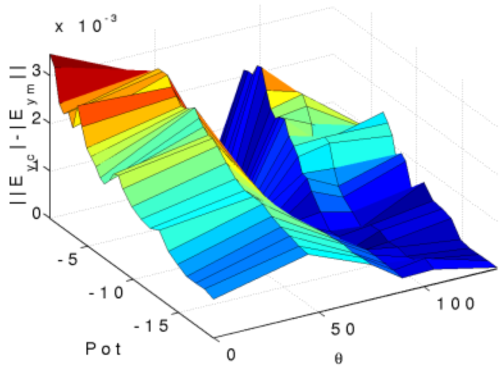
Figura 22. Error absoluto de la magnitud de la componente E_x del campo eléctrico de salida para el modelo propuesto sin (a) y con (b) acoplamiento, empleando una señal de entrada con una longitud de onda de 1550 nm. Valor calculado ($|E_{xc}|$) contra valor medido ($|E_{xm}|$).

polarización experimentales (en color rojo).

El punto de la gráfica donde se aprecia un cuadrado negro, corresponde a la potencia más débil, y el estado de polarización se va modificando de acuerdo con la potencia incidente. Para facilitar el análisis, se normalizaron los parámetros correspondientes a S1, S2 y S3 respecto a la potencia incidente, de modo que los puntos se encuentran representados sobre una esfera de radio unitario.



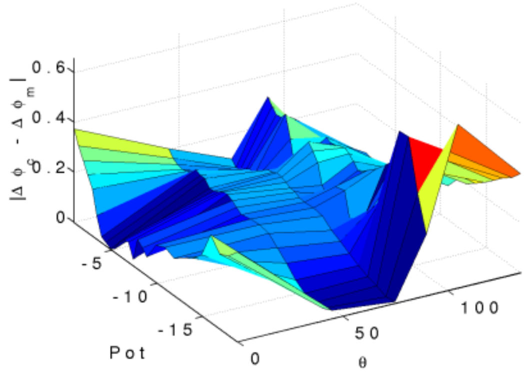
(a) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$ $\kappa = 0$



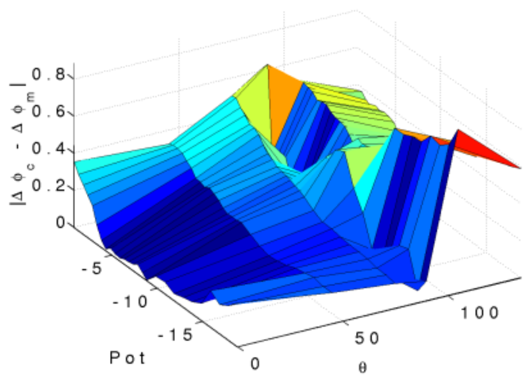
(b) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$ $\kappa = 50\angle 45$

Figura 23. Error absoluto de la magnitud de la componente y del campo eléctrico de salida para el modelo propuesto sin (a) y con (b) acoplamiento, empleando una señal de entrada con una longitud de onda de 1550 nm. Valor calculado ($|E_{yc}|$) contra valor medido ($|E_{ym}|$).

En resumen, el modelo propuesto en la sección 2.6 permite simular la variación del estado de polarización de un solo haz, es decir el caso denominado como rotación no lineal de la polarización (Nonlinear Polarization Rotation).



(a) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$ $\kappa = 0$



(b) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$ $\kappa = 50\angle 45$

Figura 24. Error absoluto de la diferencia de fase de la componente x contra la fase de la componente y ($\Delta\phi = \phi_x - \phi_y$) del campo eléctrico de salida para el modelo propuesto sin (a) y con (b) acoplamiento, empleando una señal de entrada con una longitud de onda de 1550 nm. Valor calculado ($\Delta\phi_c$) contra medido ($\Delta\phi_m$).

4.3.2 Estudio experimental de la modulación cruzada de la polarización

Una vez verificado que el modelo es capaz de simular la rotación no lineal de la polarización, procedemos a verificar si el modelo es capaz de simular la modulación cruzada de la polarización (XPolM). A continuación se revisan las superficies de

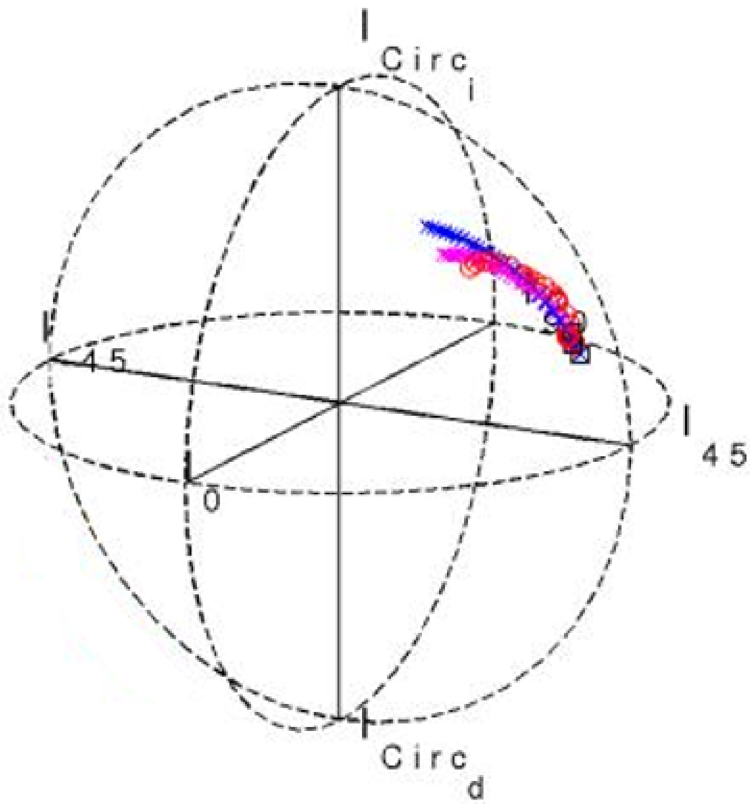


Figura 25. Estado de polarización de un haz polarizado linealmente a 45 grados. Datos en rojo valores medidos, datos en magenta valores calculados con acoplamiento $\kappa = 50\angle 45$, datos en azul valores calculados con acoplamiento $\kappa = 0$.

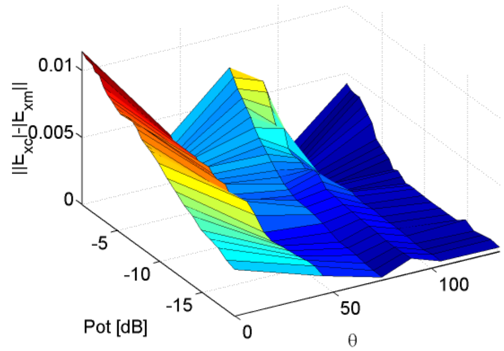
error para el caso experimental donde se inyectan dos haces: el de control (λ_c) y el de sonda (λ_s), con longitudes de onda cercanos a la del pico de la curva de ganancia del AOS ($\lambda_s = 1550$ nm, $\lambda_c = 1552$ nm, $\lambda_p = 1560$nm, respectivamente). Para este estudio, el modelo que permite calcular la evolución de la polarización de salida con la polarización de entrada para un solo haz, se adapta para que pueda tomar en cuenta la presencia simultánea de dos haces dentro del AOS. De esta manera la presencia del segundo haz (haz de control) modificará las características intrínsecas de la guía de onda, lo que producirá cambios en el estado de polarización de salida del haz de sonda.

Los resultados que a continuación se presentan, corresponden a los experimentos con longitudes de onda de 1550 nm para la señal de sonda, y de 1552 nm para la señal de control. Como se mencionó en la sección 3.2, el haz de control se mantiene con una potencia fija, con un estado de polarización lineal fijo coincidente con el eje de propagación TM del AOS. Por otra parte la potencia y la polarización lineal del haz de sonda varían de acuerdo a lo expresado en la sección 3.2. Cuando se realiza la simulación del fenómeno considerando un $\kappa = 0$ y se observa el error de la magnitud del campo eléctrico en x del haz de sonda (fig. 26 (a), (c) y (e)) se nota que los errores más importantes, se presentan para un estado de polarización lineal de entrada de 0, 90,y 135 grados respecto al eje de propagación TE del AOS; el error tiende a incrementarse junto con la potencia de entrada del haz de sonda y tiende a ser más homogéneo cuando la potencia del haz de control tiende a ser menor. Lo mismo es apreciable en cuanto al error de magnitud del campo eléctrico y (fig. 27 (a), (c) y (e)), aunque el error es más notorio en el caso del EP lineal coincidente con el eje de propagación TE del AOS. En la comparación del error de defasamiento entre componentes (fig. 28 (a), (c) y (e)) se aprecia que el error es mayor en la diferencia de fase, para haces con EP lineal de entrada de 90, 105 y 135 grados. Cuando se realiza la simulación del fenómeno considerando un $\kappa = 50\angle 45$, se puede apreciar para el error de la magnitud del campo eléctrico en x (fig. 26 (b), (d), y (f)), cuenta con un error menor al error mostrado cuando κ es nulo. Lo mismo es apreciable en cuanto al error de magnitud del campo eléctrico y (fig. 27 (b), (d) y (f)), que muestra valores menores a las simulaciones considerando κ nulo. En la comparación del error de defasamiento entre componentes (fig. 28 (b), (d) y (f)) se aprecian en las figuras (b) y (f) un menor error que en la simulación que considera a κ nulo, y sigue observándose un incremento en el error para EP lineal de entrada mayores a 90 grados.

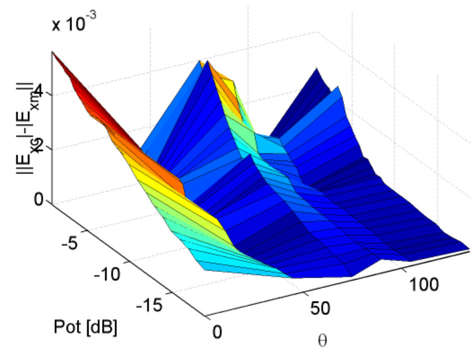
En el caso del comportamiento del EP del haz de control (recordemos que éste haz se mantiene con un EP fijo a lo largo del experimento), se realiza la simulación de su estado de polarización, considerando las mismas condiciones que el haz de sonda, es de suponer que el acoplamiento debe variar con respecto a la longitud de onda y que los resultados deben reflejarlo. Las superficies que muestran el error de la componente E_x del haz de control (fig. 29 (a), (c) y (e)) considerando un acoplamiento κ nulo, con las condiciones de potencia y EP del haz de sonda empleadas a lo largo de los experimentos (sec. 3.2) muestran un error pequeño de la componente, y que el error se incrementa junto con la potencia de la sonda (caso en que se aumenta la saturación del AOS). El error de la componente E_y del haz de control (fig. 30 (a), (c) y (e)) considerando un acoplamiento κ nulo, se observa un error pequeño. En el error del defasamiento entre componentes de campo eléctrico del haz de control (fig. 31 (a), (c) y (e)) considerando un acoplamiento κ nulo, se observa un comportamiento errático con un error pequeño, el cual disminuye con la saturación del AOS.

Las superficies que muestran el error de la componente E_x del haz de control (fig. 29 (b), (d) y (f)) considerando un acoplamiento $\kappa = 50\angle 45$, con las condiciones de potencia y EP del haz de sonda empleadas a lo largo de los experimentos (sec. 3.2) muestran un error menor al caso de un κ nulo, y que el error se incrementa junto con la potencia de la sonda (caso en que se aumenta la saturación del AOS) también puede apreciarse una región en que el error entre datos medidos y simulados disminuyen. Éste error en particular no es relevante debido a que la componente de campo E_x es sumamente pequeña para el estado de polarización del haz de control (EP lineal TM). El error de la componente E_y del haz de control (fig. 30 (b), (d) y (f)) considerando un acoplamiento $\kappa = 50\angle 45$, se observa un error equiparable al caso de un κ nulo. En el error del defasamiento entre componentes de campo eléctrico del haz de control (fig. 31 (a), (c) y (e)) considerando un acoplamiento $\kappa = 50\angle 45$, se observa un comportamiento errático y la presencia de una discontinuidad en el comportamiento de la fase. Podemos afirmar que entonces será necesario realizar una caracterización del haz de control, de modo similar al desarrollado para el haz de sonda, modificando el estado de polarización y la potencia de entrada del haz. Dado que no se cuenta en este momento con los datos experimentales necesarios no ha sido posible obtener el acoplamiento adecuado para este caso.

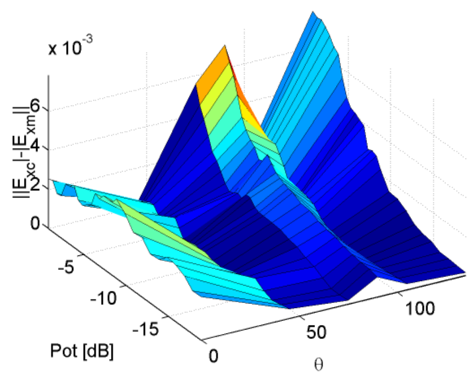
En el momento de realizar las comparaciones en la esfera de Poincaré, de las trayectorias del estado de polarización de los haces de sonda a la salida del AOS, se puede apreciar en el conjunto de figuras 32 que cuando se tiene la presencia de un $\kappa = 0$ (en color azul) y un $\kappa = 50\angle 45$ en color magenta. Los datos experimentales se encuentran representados en color rojo. En este caso resulta interesante observar cómo la excursión del estado de polarización del modelo que no considera un acoplamiento tiende a ser menor que el modelo que sí lo considera. Esto puede deberse nuevamente, a que los fenómenos como la birrefringencia inducida, la dispersión de la ganancia modal y la saturación de la ganancia, no resultan suficientes para explicar por sí solos, la evolución del estado de polarización a la salida del dispositivo. Si bien, puede observarse que en estos casos la concordancia de la excursión del estado de polarización no concuerda completamente con los datos observados experimentalmente, este primer modelo nos permite contar con un modelo simple que predice cualitativamente el comportamiento del estado de polarización de un haz, cuando existe la presencia de un segundo haz en el medio amplificador del AOS, simultáneamente. Esto nos proporciona una excelente herramienta para el diseño teórico de compuertas lógicas basadas en la XPolM.



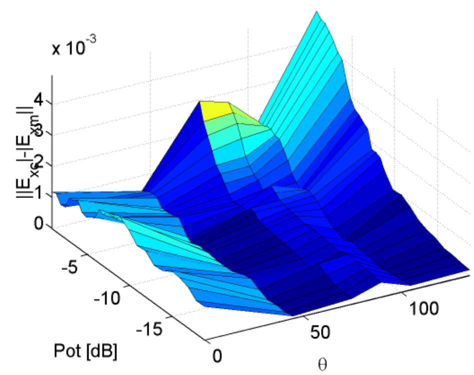
(a) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.5$ mW



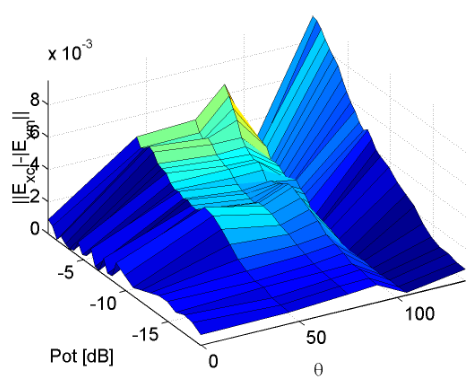
(b) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.5$ mW



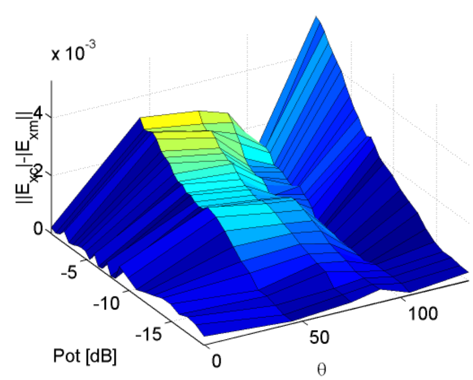
(c) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.31$ mW



(d) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.31$ mW

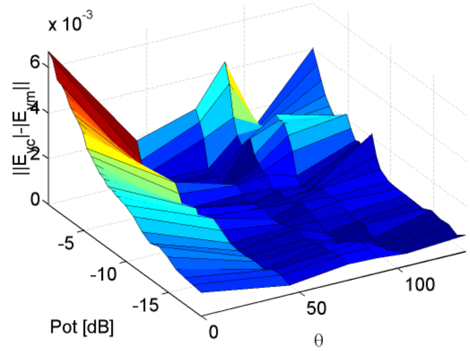


(e) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.2$ mW

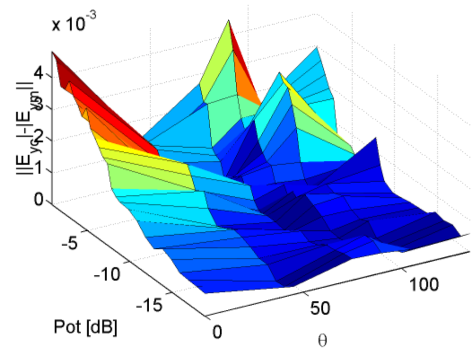


(f) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.2$ mW

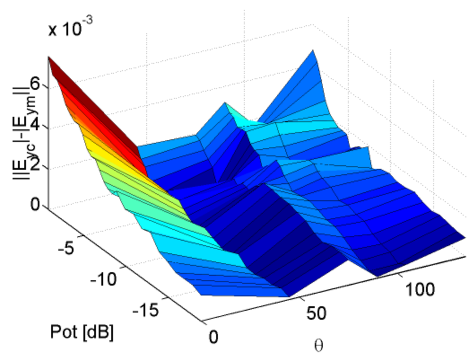
Figura 26. Error absoluto de la magnitud de la componente E_x del haz de sonda a la salida del AOS. Potencia del haz de control en (a) y (b) 0.5 mW, en (c) y (d) 0.31 mW y en (e) y (f) 0.2 mW, con una λ_c de 1552 nm y EP lineal TM. Señal de sonda de entrada con una λ_s de 1550 nm y un acoplamiento para (a), (c) y (e) de $\kappa = 0$, y para (b), (d) y (f) de $\kappa = 50\angle 45$. Valor calculado ($|E_{xc}|$) contra valor medido ($|E_{xm}|$).



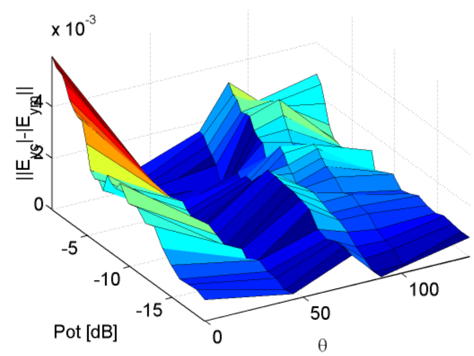
(a) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.5$ mW



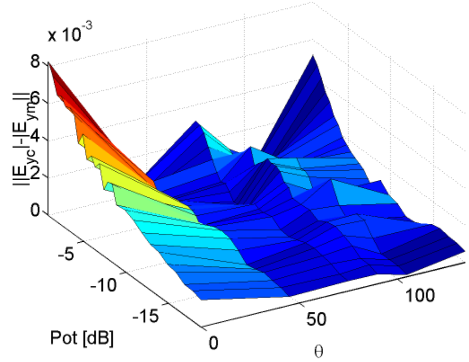
(b) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.5$ mW



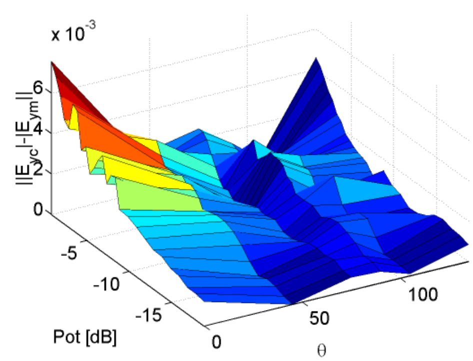
(c) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.31$ mW



(d) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.31$ mW

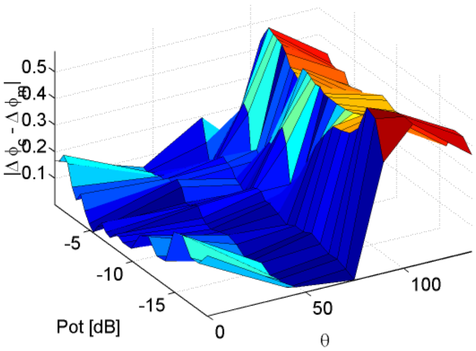


(e) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.2$ mW

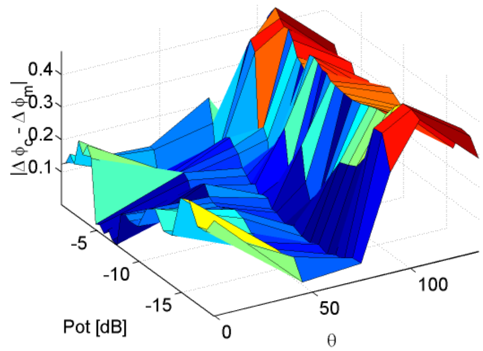


(f) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.2$ mW

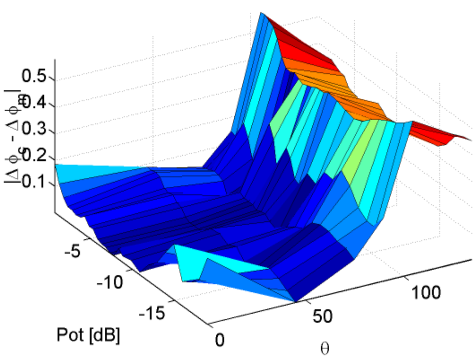
Figura 27. Error absoluto de la magnitud de la componente E_y del haz de sonda a la salida del AOS. Potencia del haz de control de (a) y (b) 0.5 mW, (c) y (d) 0.31 mW y (e) y (f) 0.2 mW, con una λ_c de 1552 nm, y con EP lineal TM. Señal de sonda de entrada con λ_s de 1550 nm y un acoplamiento para (a), (c) y (e) de $\kappa = 0$, y para (b), (d) y (f) de $\kappa = 50\angle 45$. Valor calculado ($|E_{yc}|$) contra valor medido ($|E_{ym}|$).



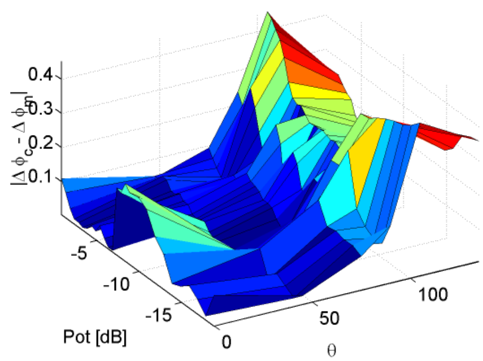
(a) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.5$ mW



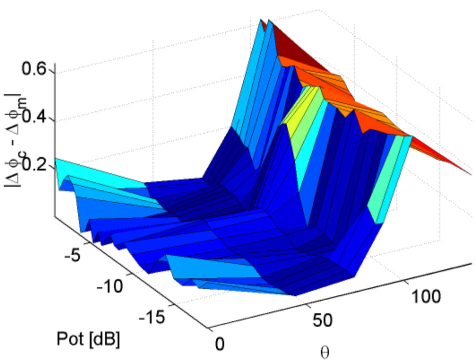
(b) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.5$ mW



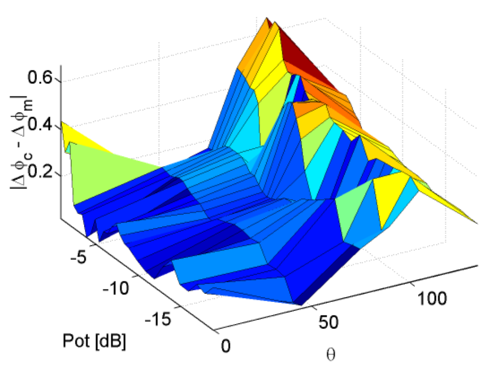
(c) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.31$ mW



(d) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.31$ mW

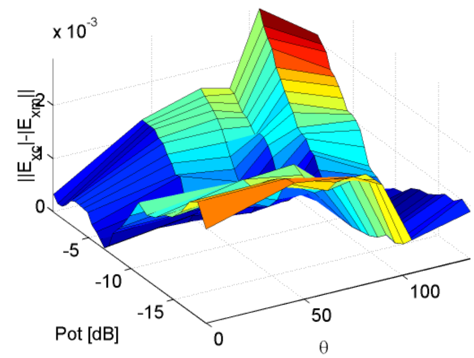


(e) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.2$ mW

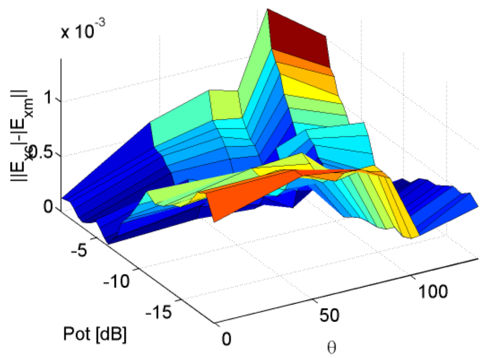


(f) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.2$ mW

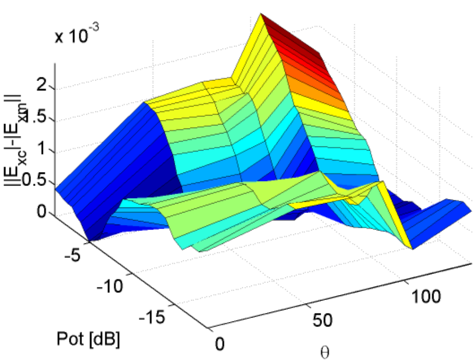
Figura 28. Error absoluto de la diferencia de fase de la componente E_x contra la fase de la componente E_y ($\Delta\phi = \phi_x - \phi_y$) del haz de sonda a la salida del AOS. Potencia del haz de control de (a) y (b) 0.5 mW, (c) y (d) 0.31 mW y (e) y (f) 0.2 mW, con una λ_c de 1552 nm, y EP lineal TM. Señal de sonda de entrada con λ_s de 1550 nm y un acoplamiento para (a), (c) y (e) de $\kappa = 0$, y para (b), (d) y (f) de $\kappa = 50\angle 45$. Valor calculado ($\Delta\phi_c$) contra medido ($\Delta\phi_m$).



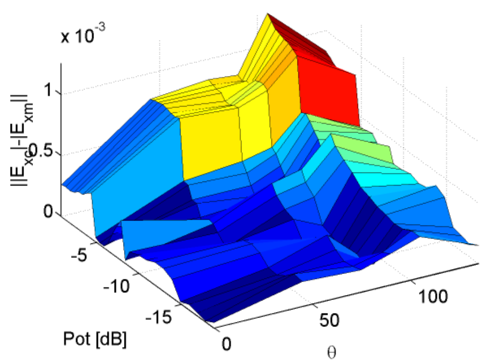
(a) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.5$ mW



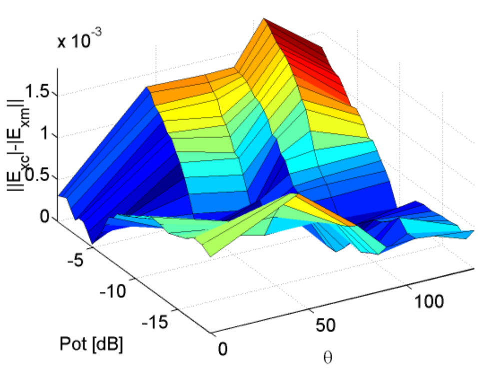
(b) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.5$ mW



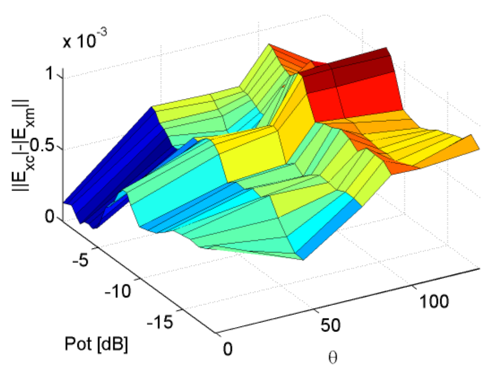
(c) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.31$ mW



(d) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.31$ mW

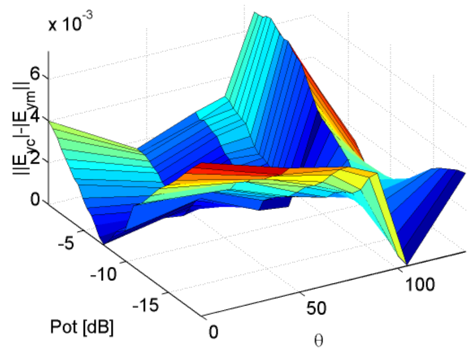


(e) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.2$ mW

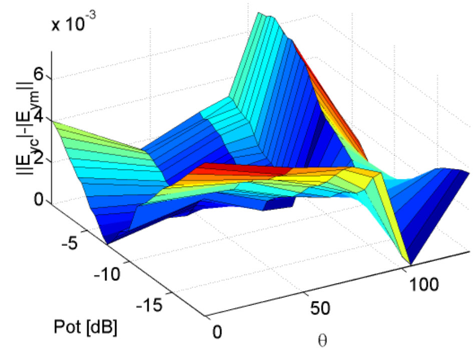


(f) $||E_{xc}| - |E_{xm}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.2$ mW

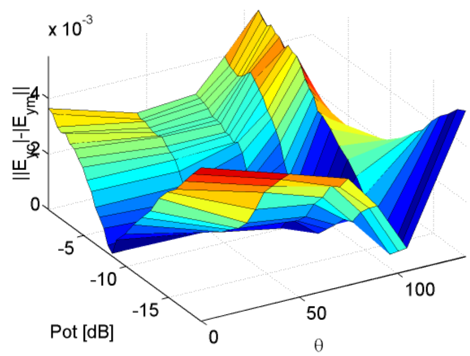
Figura 29. Error absoluto de la magnitud de la componente E_x del haz de control a la salida del AOS. Potencia del haz de control de (a) y (b) 0.5 mW, (c) y (d) 0.31 mW y (e) y (f) 0.2 mW, con una λ_c de 1552 nm y un EP lineal TM. Señal de sonda de entrada con una λ_s de 1550 nm y un acoplamiento para (a), (c) y (e) de $\kappa = 0$, y para (b), (d) y (f) de $\kappa = 50\angle 45$. Valor calculado ($|E_{xc}|$) contra valor medido ($|E_{xm}|$)



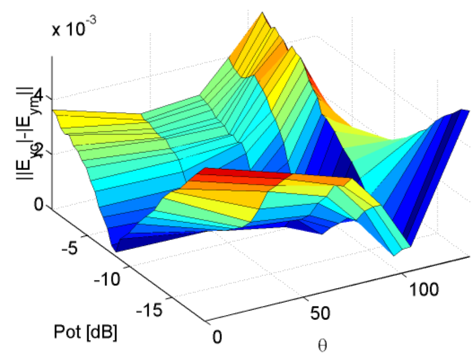
(a) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.5$ mW



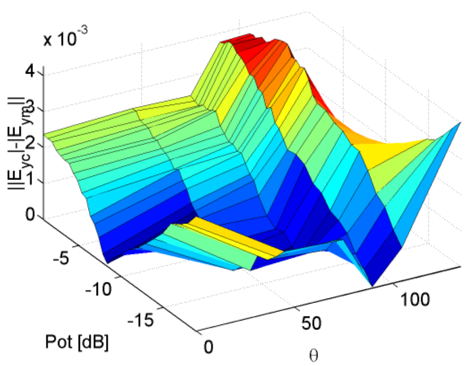
(b) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.5$ mW



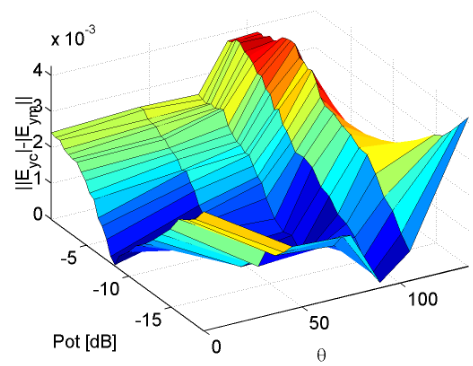
(c) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.31$ mW



(d) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.31$ mW

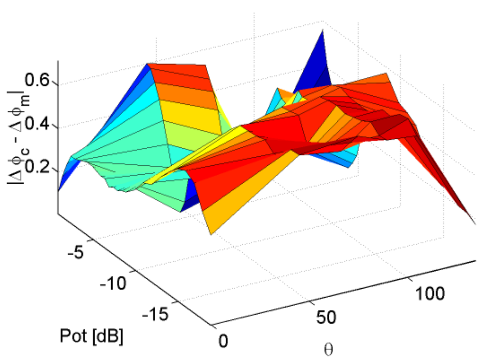


(e) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.2$ mW

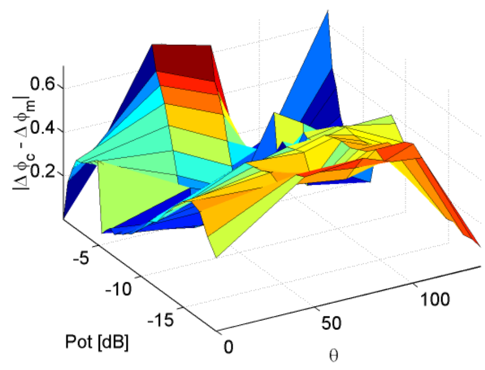


(f) $||E_{yc}| - |E_{ym}||$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.2$ mW

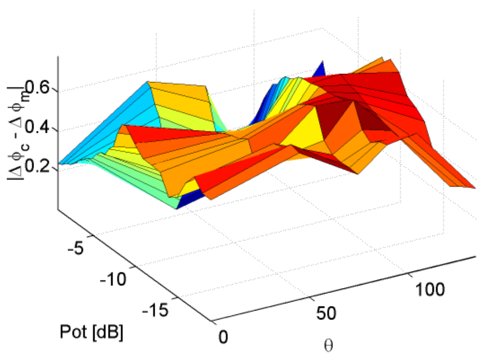
Figura 30. Error absoluto de la magnitud de la componente E_y del haz de control a la salida del AOS. Potencia del haz de control de (a) y (b) 0.5 mW, (c) y (d) 0.31 mW y (e) y (f) 0.2 mW, con una λ_c de 1552 nm, y EP lineal TM. Señal de sonda de entrada con una λ_s de 1550 nm y un acoplamiento para (a), (c) y (e) de $\kappa = 0$, y para (b), (d) y (f) de $\kappa = 50\angle 45$. Valor calculado ($|E_{yc}|$) contra valor medido ($|E_{ym}|$)



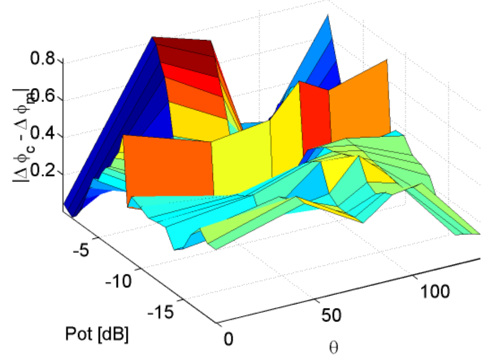
(a) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.5$ mW



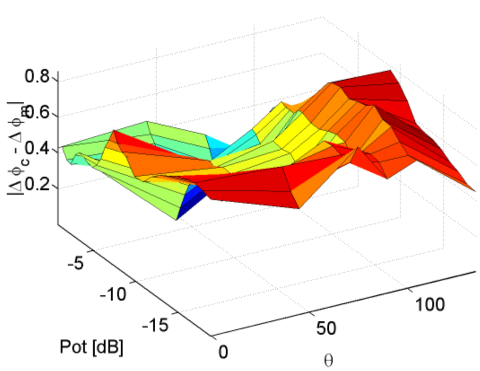
(b) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.5$ mW



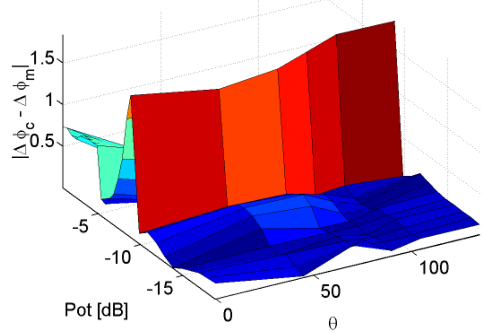
(c) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.31$ mW



(d) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.31$ mW

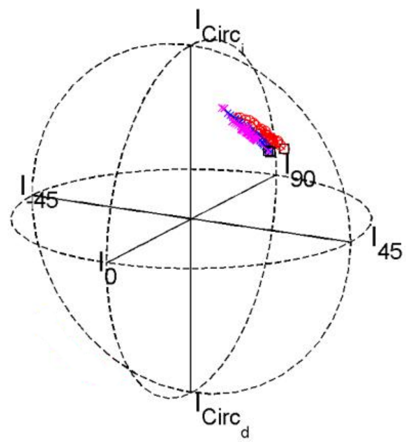


(e) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 0$, $P_c = 0.2$ mW

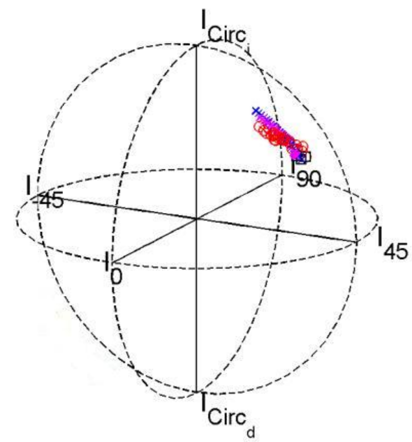


(f) $|\Delta\phi_c - \Delta\phi_m|$, $\kappa = 50\angle 45$, $P_c = 0.2$ mW

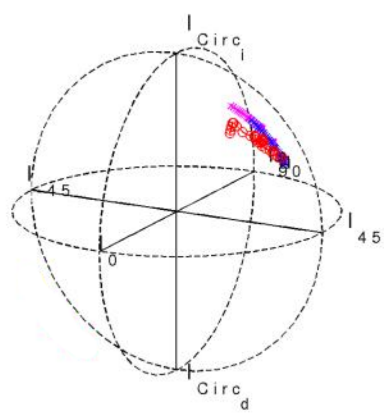
Figura 31. Error absoluto de la diferencia de fase de la componente E_x contra la fase de la componente E_y ($\Delta\phi = \phi_x - \phi_y$) del haz de control a la salida del AOS. Potencia del haz de control de (a) y (b) 0.5 mW, (c) y (d) 0.31 mW y (e) y (f) 0.2 mW, con λ_c de 1552 nm y EP lineal TM. Señal de sonda de entrada con una λ_s de 1550 nm y un acoplamiento para (a), (c) y (e) de $\kappa = 0$, y para (b), (d) y (f) de $\kappa = 50\angle 45$. Valor calculado ($\Delta\phi_c$) contra medido ($\Delta\phi_m$)



(a) $(1, s1, s2, s3)$ Potencia de haz de control: 0.5 mW



(b) $(1, s1, s2, s3)$ Potencia de haz de control: 0.31 mW



(c) $(1, s1, s2, s3)$ Potencia de haz de control: 0.2 mW

Figura 32. Estado de Polarización Haz de Entrada a 45 grados.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se ha desarrollado un modelo teórico que ayuda a explicar la manifestación de la Modulación Cruzada de la Polarización, en un Amplificador Óptico de Semiconductor Masivo. Las conclusiones de este trabajo se puntualizan a continuación.

- Se ha establecido que el considerar la variación de la densidad de portadores a lo largo de la región activa del amplificador es relevante para la explicar y modelar correctamente al fenómeno de la XPolM.

- Se ha determinado que las condiciones de propagación y la presencia de modos cuasi-TE y cuasi-TM dentro de guías de onda de cresta, permiten modelar el fenómeno de la XPolM mediante un acoplamiento entre los modos TE y TM en la guía de onda del AOS.

- Se ha determinado que el considerar una solución que supone la separación de la ganancia modal y el acoplamiento, permite una aproximación que modela el comportamiento de los haces dentro de la guía de onda activa del AOSM.

- Se ha obtenido una expresión fenomenológica para el acoplamiento entre las componentes TE y TM de la guía de onda del AOS.

Se ha determinado que tanto la birrefringencia, la dispersión modal de la ganancia, y el acoplamiento de potencia entre las componentes del campo eléctrico que se propaga, contribuyen en diferentes momentos para la rotación no lineal de la polarización y a la XPolM.

Se desarrolló un banco experimental confiable y repetitivo en estado estático, que ha servido (Beas Bujanos, 2003) y servirá como base para el desarrollo de otros trabajos relacionados con el tema.

Se desarrolló una biblioteca de expresiones matemáticas y funciones que permiten el cálculo de la ganancia material, la ganancia de simple paso, la variación del índice de refracción del material, el cálculo del índice efectivo, el cálculo de la densidad de portadores, el modelado de la propagación de haces empleando el método FFT-BPM, la determinación de las matrices de Müeller y Jones y el cálculo de la XPolM empleando el método de Modos Acoplados.

5.1 Aportaciones

El trabajo desarrollado entrega las siguientes aportaciones:

Se establecieron bases teóricas para la explicación del fenómeno de la Modulación Cruzada de la Polarización en estado estático.

Se desarrolló un modelo del fenómeno de la XPolM, basado en la teoría de Modos Acoplados (Yariv, 1989). Siendo este un modelo de partida que marca la pauta para la elaboración de otros modelos más complejos que permitan una mejor predicción de la XPolM.

Se desarrolló un banco experimental de mediciones, estable y confiable que permite la caracterización del fenómeno de la XPolM.

5.2 Trabajos Futuros

Una vez sentadas las bases teóricas desarrolladas en este trabajo, se propone como continuación de este estudio, la realización las siguientes actividades:

Realizar una caracterización exhaustiva del fenómeno de la XPolM, midiendo el comportamiento del EP tanto de la sonda como del haz de control, y en el caso de que se presente el fenómeno de FWM, medir el EP correspondiente de la señal conjugada. Todo esto para EP de entrada lineales, y circulares.

Determinar las matrices de Müeller y de ser posible de Jones del AOS cuando existe el fenónemo de XPolM, ya que mediante éstas será posible verificar teóricamente la rotación de los ejes propios de la guía de onda del AOS a través de la determinación del dicroísmo y la birrefringencia, así como dar información adicional para la explicación del fenómeno de la XPolM.

Realizar un modelo, empleando un método de propagación de haces vectorial, que permita la extracción de información espacial y temporal de la propagación de las componentes TE y TM de un haz en una guía de onda activa.

Desarrollar algoritmos matemáticos que hagan más eficiente la obtención de los índices efectivos, y la determinación de la variación del índice de refracción mediante la transformación de Kramers-Krönig.

Mejorar la expresión fenomenológica del acoplamiento y estudiar si es factible generar una nueva expresión en función de la densidad de portadores.

Determinar la relación que existe entre el índice de refracción y el dicroísmo en el AOS en función de la potencia y la polarización del haz de entrada, para contar con elementos experimentales que permitan precisar la contribución de los diferentes fenómenos presentes en la XPolM (dispersión modal de la ganancia, birrefringencia inducida).

Determinación de la importancia del fenómeno de la mezcla de cuatro ondas (FWM) u otros fenómenos presentes durante los experimentos de XPolM.

Determinación de los efectos de la XPolM sobre la señal conjugada cuando se presenta la mezcla de cuatro ondas (FWM).

Realización de estudio dinámico teórico y experimental del fenómeno de la XPolM para determinar velocidades de respuesta y frecuencias de corte con miras a aplicar el fenómeno en puertas lógicas, y memorias completamente ópticas.

Desarrollar una línea de investigación de modelado de guías de onda activas y pasivas con miras a diseño de circuitos ópticos integrados que empleen la XPolM.

Estudiar la evolución del fenómeno de la XPolM, con forme se degrada el AOS por efectos de temperatura, efectos de uso, etc.

Bibliografía

Adams M J, 1981. *An Introduction to Optical Waveguides*. John Wiley & Sons. Ltd, USA, 401 pp.

Adams M J, Collins J V, y Henning I D, 1985. *Analysis of semiconductor laser optical amplifiers*. *Proceedings of the IEEE*, 132(1):58–63.

Agrawal G P y Dutta N K, 1995. *Long-wavelength semiconductor lasers*. Van Nostrand Reinhold electrical/computer science and engineering series. Van Nostrand Reinhold, New York, 473 pp.

Alvarez E, Soto H, y Torres J, 2003. *Investigation of the carrier density dependence on the confinement factor in a bulk semiconductor optical amplifier with a ridge waveguide*. *Optics Communications*, 222:161–167.

Beas Bujanos J, 2003. *Convertidor de longitud de onda utilizando la modulación cruzada de la polarización dentro de un amplificador óptico de semiconductor*. Tesis de Maestría, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Ensenada, B.C.

Bennett B R, Soref R A, y Del Alamo J A, 1990. *Carrier-induced change in refractive index of InP,GaAs, and InGaAsP*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26(1):113–122.

Borella M S, Jue J P, Banerjee D, Ramamyrthy B, y Mukherjee B, 1997. *Optical components for wdm lightwave networks*. *Proceedings of the IEEE*, 85(8).

Brosseau C, 1998. *Fundamentals of Polarized Light*. John Wiley and Sons, Inc, 405 pp.

Brosson P, 1994. *Analytical model of a semiconductor optical amplifier*. *J. Lightwave Technol.*, 12(1):49–54.

Cavendish D, 2000. *Evolution of optical transport technologies: From sonet/sdh to wdm*. *IEEE Communications Magazine*, 164–172.

Connelly M J y O'Dowd R, 1995. *Travelling-wave semiconductor laser amplifier detector noise characteristics*. *IEEE Photonics Tech. Lett*, 142(1):23–28.

Dong Y, Cai W, Xiaodong J, Wang H, Liping L, y Shizhong X, 2001. *Noninverted wavelength conversion with signal improvement and chip compression utilizing birefingence in SOAs*. *Optics Communications*, 191:229–234.

Dorren H, Daan L, Liu Y, Hill M T, y Khoe G D, 2003. *Nonlinear polarization rotation in semiconductor optical amplifiers: Theory and application to all-optical flip-flop memories*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(1):141–148.

Durhuus T, Mikkelsen B, Joergensen C, Danielsen L S, y Stubkjaer K E, 2000. *All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers*. *J. Lightwave Technol.*, 14(6):942–954.

Durhuus T, Mikkelson B, y Subkjaer K E, 1992. *Detailed dynamic model for semiconductor optical amplifiers and their crosstalk and intermodulation distortion*. *J. Lightwave Technol.*, 10(8):1056–1064.

Eckner J, 1998. *Semiconductor Optical Amplifiers: Optimization of Polarization and Monolithical Integration in Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP*, tomo 8 de *Series in Quantum Electronics*. Hartung-Gorre Verlag Konstanz, 201 pp.

Elmirghani J M H y Mouftah H T, 2000. *All-optical wavelength conversion: Technologies and applications in dwdm networks*. *IEEE Communications Magazine*, 38(3):86–92.

García Cárdenas E, 1997. *Modelado y caracterización de un amplificador óptico de semiconductor*. Tesis de Maestría, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Ensenada B.C. pp. 86.

Girard A, ed., 2000. *Guide to WDM technology testing*. EXFO Electro-Optical Engineering Inc, Quebec, Canada, 194 pp.

Hainaizumi O, Izumikawa M, y Kawakami S, 1995. *Measurement of carrier-induced changes of hte complex refractive index in InGaAsP near the band edge*. *Optics Communications*, 3-4(120):158–165.

Henning I D, Adams M J, y Collins J V, 1985. *Performance predictions from a new optical amplifier*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-21(6):601–613.

Holtmann C, 1997. *Polarization Insensitive Semiconductor Optical Amplifiers in ImGaAsP/InP for 1.3 μm wavelengths exploiting bulk ridge-waveguide structure; device development, characteristics and selected applications*, tomo 2 de *Series in Quantum Electronics*. Hartung-Gorre Verlag Konstanz, 181 pp.

Hutchings D C, Sheik-Bahae M, Hagan D J, y Van Stryland E W, 1992. *Kramers-Krönig relations in nonlinear optics*. *Optical and Quantum Elect.*, 24:1–30.

Jones R C, 1941. *A new calculus for the treatment of optical systems. i. description and discussion of the calculus*. *Journal of the Optical Society of America*, 31:488–493.

Kartalopoulos S V, ed., 2001. *DWDM Networks Devices and Technology*. IEEE Communications Society, 487 pp.

Keiser G E, 1999. *Tutorial paper: A review of wdm technology and applications. Optical Fiber Tech. Materials, Devices and Systems*, 5:3–39.

Kong J A, ed., 1995. *Electromagnetic Waves*, tomo 10 de *Progress in Electromagnetics Research*. EMW Publishing, 319 pp.

Leuthold J, Mayer M, Guekos G, Melchior H, y Zellweger C, 2000. *Material gain of bulk 1.55 μm InGaAsP/InP semiconductor optical amplifiers approximated by a polynomial model. Journal of Applied Physics*, 87(1):618–620.

Levinshtein M, Rumyanstlev S, y Shur M, eds., 2000. *Handbook on Semiconductor Parameters*, tomo 2. World Scientific Publishing Co, 205 pp.

Manning J, Olshansky R, y Su C B, 1983. *The Carrier-Induced index change in AlGaAs and 1.3 μm InGaAsP diode lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-19(10):1525–1530.

Manning R J, Antonoupoulos A, Le Roux R, y Kelly A E, 2001. *Experimental measurement of nonlinear polarization rotation in semiconductor optical amplifiers. Electr. Lett*, 37(4):229–231.

Nesset D, Tatham M C, Westbrook L D, y Cotter D, 1994. *Ultrafast all-optical and gate for signals at the same wavelength using four wave mixing in a semiconductor laser amplifier. Proc. ECOC 94*, 2:529–532.

Occhi L, 1997. *Etude des non-linéarités induites par la modulation des porteurs de charge au sein d' un amplificateru optique semiconducteur (AOS).* Tesis de Maestría, ENST.

Okada Y, Yan R H, Coldren L A, Merz J L, y Tada K, 1989. *The effect of bandtails on the design of GaAs/AlGaAs bipolar transistor carrier-injected optical modulator/switch. IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25(4):713–719.

Rahman B M A, Solaiman T, Abelmalek F, Obayya S S A, y Grattan K T V, 2003. *Polarization conversion at the discontinuities in semiconductor opto-electronic systems. Optical And Quantum Elect*, 35:1281–1288.

Reid B, Maciejko R, y Champagne A, 1993. *Absorption and index of refraction for the modeling of InGaAsP/InP photonic devices. Canadian Journal of Physics*, 71(4):410–416.

Reinhard M, 1995. *Integrated Optics: Design and Modelling*. Artech House, Inc, 336 pp.

Schaafsma D T, Miles E, y Bradley E M, 2000. *Comparison of conventional and gain-clamped semiconductor optical amplifiers for wavelength-division-multiplexed transmission systems*. *J. Lightwave Technol.*, 18(7):922–925.

Senior J M, 1998. *Developments in wavelength division multiple access networking*. *IEEE Communications Magazine*, 85(8):28–36.

Sharaiha A y Guegan M, 2000. *Equivalent circuit model for multi-electrode semiconductor optical amplifiers and analysis of inline photodetection in bidirectional transmissions*. *J. Lightwave Technol.*, 18(5):700–707.

Sokoloff J P, Prucnal P R, Glesk I, y Kane M, 1993. *a Terahertz Optical Asymmetric Demultiplexer (TOAD)*. *IEEE Photonics Tech. Lett*, 5(7):787–790.

Somasiri N, Rahman B M A, Solaiman T, y Obayya S S A, 2002. *Fabrication tolerance study of a compact passive polarization rotator*. *Journal of Lightwave Tech*, 20:751–757.

Soto H, Álvarez E, Díaz C, Topomondzo J, Erasme D, Schares L, Occhi L, Guekos G, y Castro M, 2004. *Design of an all-optical NOT XOR gate based on cross-polarization modulation in a semiconductor optical amplifier*. *Optics Communications*, 237:121–131.

Soto H, Erasme D, y Guekos G, 1999. *Cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers*. *IEEE Photonic Tech. Lett.*, 11(8):970–972.

Soto Ortiz H, 1998. *Démonstration expérimentale d'un effet de birefringence dans un AOS*. CICESE, CICESE–Física Aplicada, 20 pp.

Soto Ortiz H, Erasme D, y Guekos G, 2001. *5-Gb/s XOR optical gate based on cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers*. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(4):335–337.

Tamir E T, 1979. *Integrated Optics*. Springer Verlag, Berlin, 418 pp.

Yang X, Lenstra D, Khoe G, y Dorren H, 2003. *Nonlinear polarization rotation induced by ultrashort optical pulses in a semiconductor optical amplifier*. *Optics Communications*, 223:169–179.

Yariv A, 1989. *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, New York, 676 pp.

Yu J y Jeppesen P, 2000. *Wavelenght conversion by use of four-wave mixing in a novel optical loop configuration*. *Optics Lett.*, 25(6):393–395.

Zheng X, Liu F, y Kloch A, 2000. *Experimental investigation of the cascadability of a cross-gain modulation wavelength converter*. *IEEE Photonic Tech. Lett.*, 12(3):272–274.

Öhlén P, Olsson B E, y Blumenthal D J, 2000. *All-optical header erasure and penalty-free rewriting in a fiber-based high-speed wavelength converter*. *IEEE Photonic Tech. Lett.*, 12(6):663–665.

Apéndice A

Características del AOS empleado

El AOS empleado se encuentra fabricado en un sustrato el cual contiene 3 amplificadores ópticos de semiconductor, polarizados en 3 secciones, con las siguientes características.

La corriente máxima soportada por cada AOS es de 700 mA, para los experimentos conducidos se emplea una corriente de operación de 500 mA.

La ganancia global del AOS en pequeña señal, se estimó al rededor de los 30 dB.

A.1 Características del chip.

En la tabla I, se aprecian las dimensiones reportadas por el fabricante para el dispositivo empleado en el desarrollo de este trabajo.

Tabla I. Dimensiones del sustrato del AOS

Largo	1.5 mm
Ancho	$\approx$1 mm
Alto	0.153 mm

Las capas que conforman los sustratos del amplificador óptico de semiconductor empleado se citan en la tabla II.

Tabla II. Características de las capas del AOS empleado.

Capa	material	índice de refracción	Dimensiones ancho $\times$ alto [μm]
Contacto	p+ InP	–	2.2×0.223
Polimida	–	1,7	$\approx 500 \times 1.61$
Cresta	p+ InGaAs	3.169	2.2×1.61
Cubierta 1	p+ InGaAsP	3.4	$\approx 1000 \times 0.115$
Región Activa	i InGaAsP	3.55	$\approx 1000 \times 0.25$
Buffer	n+ InP	3.164	$\approx 1000 \times 0.55$
Substrato	n+ InP	3.16	$\approx 1000 \times 150$

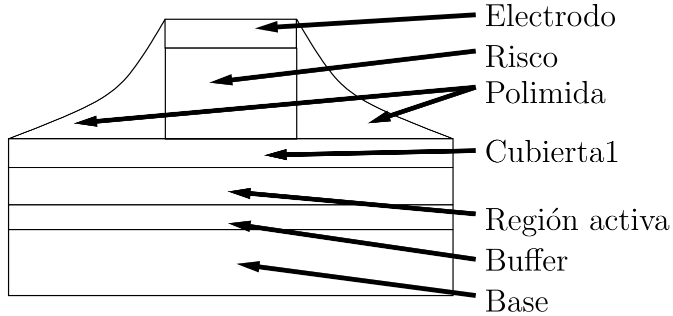


Figura 33. Esquema del AOS seccionado.

A.2 Características del AOS.

El amplificador óptico de semiconductor empleado, contiene capas de material $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$, crecido sobre sustrato de InP. La concentración del contaminante en cada capa está determinada por el valor de la variable y. Los valores de concentración del contaminante en cada capa se calcularon a partir de las expresiones propuestas por Levinshtein *et al.* (2000) y de los valores del índice de refracción de las capas reportados por el fabricante. Las concentraciones se muestran en la tabla III.

Tabla III. Concentración de contaminantes en las capas del AOS empleado

Elemento	y
Cresta	0.1842
Buffer	0.1973
Cubierta 1	0.7153
Región activa	0.9955

donde:

$$x = \frac{0{,}4526y}{1 - 0{,}031y}$$

A.3 Geometría:

Amplificador de tipo cresta, la guía de la región activa cuenta con una inclinación de 7 grados, similar al mostrado en la figura 34.

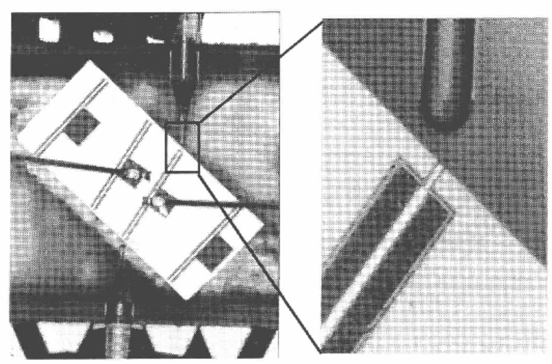


Figura 34. Geometría aproximada del AOS.

Apéndice B

Relación de Kramers-Krönig

La relación de Kramers-Krönig (Hutchings *et al.* (1992)) es un artificio matemático que hace válido el principio de causalidad en sistemas lineales y no lineales. En particular para la susceptibilidad óptica lineal se expresa como:

$$\chi(\omega) = \frac{\chi(\omega)}{2} + \frac{i}{2\pi}\mathcal{P}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\chi(\omega)}{\omega-\Omega}d\,\Omega = \frac{1}{i\pi}\mathcal{P}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\chi(\Omega)}{\Omega-\omega}d\,\Omega \tag{159}$$

donde $\mathcal{P}$ es el valor principal de Cauchy.

El formalismo de la relación de Kramers-Krönig, puede emplearse para determinar las variaciones en el índice de refracción debido a un cambio en absorción o emisión del material. Esta variación está definida como:

$$\Delta n(\omega;\xi) = \frac{c}{\pi}\mathcal{P}\int_{0}^{\infty}\frac{\Delta\alpha(\omega';\xi)}{\omega'^2-\omega^2}d\,\omega' \tag{160}$$

donde ξ indica la perturbación, α el coeficiente de absorción del material, y c es la velocidad de la luz en el vacío.

Esta relación entonces, nos permite conocer las variaciones en el índice de refracción que sufrirá un material, a través de la densidad de portadores existente para el semiconductor empleado (Occhi (1997)), como:

$$n(\omega) = 1 + \frac{c}{\pi}\mathcal{P}\int_0^\infty \frac{\alpha(\Omega, N)}{\Omega^2 - \omega^2}\mathrm{d}\Omega \tag{161}$$

B.1 Programa de variaciones del índice de refracción `dne.m`

```
%
% Programa que calcula el índice efectivo de acuerdo
% a la transformación de Kramers-Krönig.
%
%
function salida=dne(lambda,N,N0);
%
% Eduardo Álvarez Guzmán 9-03-2001
%
% ---------------------- por omisión ------------------------------
if nargin<1; lambda=1.55e-6;end;
if nargin<2; N=2e24; end;
if nargin<3; N0=6.926983853287917e+23; end;%0.9e24; end;
% ------------------------------------------------------------------
fac_comm;
% ------------------------------------------------------------------
fac1=dgan_mat(lambda,N)./(2.*omega);
fac2=log((omega-(E_g./hbar))./(omega+(E_g./hbar)));
int1=-fac1.*fac2;
warning off
int2=integne(lambda,N);
warning on
```

```
dne=-(c./pi).*(int1+int2);

salida=dne;

return

% dgan_mat:
%
% Función que calcula la derivada de la ganancia material.
% lambda es la longitud de onda en metros.
% La densidad de portadores N por omisión es 3.2e24 port/m^3.
% La densidad de portadores en la transparencia N0
% es por omisión 6.9262e23 port/m^3.
% La Temperatura por omisión es de 300 K.
% El valor de y por omisión es de 0.9955
%
% Uso:  salida=dgan_mat(lambda,N,mubar,y,Temp,N0);
function salida = dgan_mat(lambda,N,mubar,y,Temp,N0);
% Eduardo Álvarez Guzmán 04-02-2001
% Datos del problema
%       n          y
%   3.5525        1.0
%   3.164   0.18426865948347 <- Risco
%   3.169   0.19737171267998 <- Base (Buffer)
%   3.400   0.71535312001103 <- Cubierta (Clad)
%   3.550   0.99554277847782 <- Región activa
%   3.0984        0.0
%
% ------------------------------------------------------------------
if nargin < 1; lambda=1.55e-6; end;           % en ţm
if nargin < 2; N = 3e20; end;     %  portadores ./ m^3
% gan==0 en  1.868149203427155e+24
if nargin < 3; mubar=3.55; end;            % mubar
if nargin < 4; y=0.99554277847782; end;   % adimensional
```

```
if nargin < 5; T = 300; end;              % en K
if nargin < 6; N0=6.926983853287917e+23; end;%0.9e24; end;   % eq agrawal
% -------------------- constantes -----------------------------
fac_comm;
deltaE_g0=(-1.6e-8).*((N_v./1e6).^(1./3)+(N0./1e6).^(1./3))./eV;     % [J]
E_g0=E_gb+deltaE_g0;                                    % [J]
epsilon_fc0=log(N0./N_c) + (A(1).*(N0./N_c)) + (A(2).*(N0./N_c).^2) ...
          +(A(3).*(N0./N_c).^3) +(A(4).*(N0./N_c).^4);   % [adim]
epsilon_fv0=log(N0./N_v) + (A(1).*(N0./N_v))+(A(2).*(N0./N_v).^2) ...
          +(A(3).*(N0./N_v).^3)+(A(4).*(N0./N_v).^4);    % [adim]
fc0=1./(1+exp((mr.*(E-E_g0)/(mc.*kb.*T)) - epsilon_fc0));         % [prob]
fv0=1./(1+exp((mr.*(E-E_g0)./(mhh.*kb.*T)) - epsilon_fv0));
% ------------------- Ec absorción --------------------------
Q=(q.^2.*matbsq)./(2.*pi.*e0.*m0.^2.*c).*(2.*mr./hbar.^2).^(3./2);
Fact1 = (Q./mubar).*(1./omega);
Fact2 = sqrt(E-E_g);
Fact3 = fc0+fv0-fc-fv;
dgan_mat = Fact1 .* Fact2 .* Fact3;
salida=[-real(dgan_mat)];
% ------------------- Resultados base ---------------------------
% para lambda =1.55e-6                [m]
% omega =  1.215249111767334e+15       [rad/seg]
% E =      1.281568596154839e-19       [J]
% E_g =    1.153786764311896e-19       [J]
% Delta =  5.277914642143446e-20       [J]
% N_c = 2.096565354426728e+23         [port/mş]
% N_v = 7.230839786503885e+24         [port/mş]
% mr = 3.418751450984825e-32          [kg]
% mc = 3.750684778451658e-32          [kg]
% mhh = 3.863022470920636e-31         [kg]
% mlh = 4.771546441574342e-32         [kg]
```

```
% E_c = 1.164732172461849e-20          [J]
% E_v = 1.130861459675765e-21          [J]
% epsilon_diel = 1.260249755152346e+01
% mubar =        3.34
% matm = 1.5434e-30
% alpha = 1.870672048981544e+05
return

% integne:
%
% Programa que calcula la integral de la ganancia para
% el calculo de la transformación de Kramers-Krönig.
% lambda está en metros
% N en port/m^3
% NO en port/m^3
%
% uso: salida=integne(lambda,N,NO)
function salida=integne(lambda,N,NO);
%
% Eduardo Álvarez Guzmán 9-03-2001
%
% ----------------------- por omisión --------------------------------
if nargin<1; lambda=1.55e-6; end;
if nargin<2; N=2e24;; end;
if nargin<3; NO=6.926983853287917e+23; end;%0.9e24; end;
warning off
global lambdaa Na
Ne=N;
%global_comm;
lambdaa=lambda;
% --------------------------------------------------------------------
fac_comm;
```

```
warning on
% -------------------------------------------------------------------
bb=[];
for ii=1:length(Ne),
Na=Ne(ii);
dlambda1=(lambda-1e-18)./6000;
fac1=quad8('fintegne',1e-18,lambda-dlambda1,[1e-20,1e-20]);
%fac1=quad('fintegne',1e-18,lambda-dlambda1,[1e-20,1e-20]);
dlambda2=((h.*c./E_g)-lambda)./6000;
fac2=quad8('fintegne',lambda+dlambda2 ,h.*c./E_g,[1e-20,1e-20]);
%fac2=quad('fintegne',lambda+dlambda2 ,h.*c./E_g,[1e-20,1e-20]);
% Inicio cálculo del área de integral del punto de la integral de cauchy
val1=(1./(2.*omega)).*derdgan_mat(lambda-dlambda1,N);
val2=(1./(2.*omega)).*derdgan_mat(lambda,N);
val3=(1./(2.*omega)).*derdgan_mat(lambda+dlambda2,N);
Intele3=(dlambda1./2).*(val1+val2)+(dlambda2./2).*(val2+val3);
% Fin cálculo del área de integral del punto de la integral de cauchy
fact1=fac1+Intele3+fac2;
bb=[bb,fac1];
end
salida=bb;
return
```

Apéndice C

Factor de confinamiento

El factor de confinamiento es un dato numérico que nos permite conocer qué porción de la potencia de un campo electromagnético que se propaga en uno de los sustratos dentro de un medio estratificado.

El empleo directo en el estudio de los Amplificadores Ópticos de Semiconductor (AOSes), se dirige a determinar la porción de la potencia del haz de luz introducido, que se propaga dentro de la región activa del amplificador.

El AOS puede estar diseñado con alguna de las diversas geometrías empleadas en el diseño de guías de onda planas. En particular la geometría que nos interesa, es aquella en la cual la capa activa se encuentra con capas pasivas por encima y debajo de ella, y la distribución de los portadores se realiza empleando un electrodo sobre una cresta. Esta geometría confina los haces en la dirección vertical, mediante la diferencia de índices de los materiales, mientras en la horizontal emplea una mezcla de diferencia de índices efectivos y guiado por ganancia.

C.1 Confinamiento

La porción de la potencia de un campo electromagnético que viaja a través de la capa de la región activa, quedará determinada por la potencia total de la señal, y la parte de la potencia de la señal, que viaja dentro de la región activa.

Esto podemos expresarlo como:

$$\Gamma_{\text{conf}} = \frac{P_{\text{núcleo}}}{P_{\text{total}}} \tag{162}$$

Recordando que la potencia se define como:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} S_z \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{Re}\left(E \times H^*\right)_z \, \mathrm{d}x; \mathrm{d}y. \tag{163}$$

Para modos TE podemos expresarla como:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left(E_y H_x^*\right) \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y \tag{164}$$

mientras para modos TM se expresará como:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left(H_y^* E_x\right) \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y \tag{165}$$

De esta manera, es posible obtener el confinamiento si conocemos la distribución del campo eléctrico ó magnético en las diferentes capas.

Basándonos en el procedimiento para la obtención del índice efectivo para 3 capas (TE), donde la solución para la distribución del campo eléctrico se propone como:

$$E_y = \begin{cases} A\exp(-h_1 x) & x \geq 0, \\ A\cos(h_2 x) + B\sin(h_2 x) & 0 \geq x \geq -a, \\ (A\cos(h_2 a) - B\sin(h_2 a))\exp(h_3(x+a)) & -a \geq x. \end{cases} \tag{166}$$

donde:

$$h_1^2 = \beta^2 - n_1^2 k^2$$
$$h_2^2 = -\beta^2 + n_2^2 k^2$$
$$h_3^2 = \beta^2 - n_3^2 k^2$$

Su campo magnético correspondiente se define como:

$$H_x = \frac{-\beta}{\omega \mu_0} E_y. \tag{167}$$

El campo magnético (TM) para la solución de la distribución del campo eléctrico, siguiendo el procedimiento de la obtención del índice efectivo es:

$$H_y = \begin{cases} C \exp(-h_1 x) & x \geq 0, \\ C \cos(h_2 x) + D \sin(h_2 x) & 0 \geq x \geq -a, \\ (C \cos(h_2 a) - D \sin(h_2 a)) \exp(h_3 (x + a)) & -a \geq x. \end{cases} \tag{168}$$

y su campo eléctrico correspondiente será:

$$E_x = \frac{\beta}{\omega n_j^2 \varepsilon_0} H_y \tag{169}$$

El confinamiento para los modos TE resultará entonces:

$$\Gamma_{\mathrm{TE}} = \frac{\iint_{-a}^{0} (A \cos(h_2 x) + B \sin(h_2 x))^2 \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y}{\iint_{0}^{\infty} (A \exp(-h_1 x))^2 \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y + \iint_{-a}^{0} (A \cos(h_2 x) + B \sin(h_2 x))^2 \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y}$$
$$\overline{\iint_{-\infty}^{-a} ((A \cos(h_2 a) - B \sin(h_2 a)) \exp(h_3 (x + a)))^2 \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y} \tag{170}$$

Mientras en TM resultaría:

$$\Gamma_{\mathrm{TM}} = \frac{\iint_{-a}^{0} (n_{\mathrm{eff}}/(n_2 \varepsilon_0))(C \cos(h_2 x) + D \sin(h_2 x)) \, \mathrm{d}x}{\iint_{0}^{\infty} (n_{\mathrm{eff}}/(n_1 \varepsilon_0)) C \exp(-h_1 x) \, \mathrm{d}x + \iint_{-a}^{0} (n_{\mathrm{eff}}/(n_2 \varepsilon_0))(C \cos(h_2 x) + D \sin(h_2 x)) \, \mathrm{d}x}$$
$$\overline{+ \iint_{-\infty}^{-a} (n_{\mathrm{eff}}/(n_3 \varepsilon_0))(C \cos(h_2 a) - D \sin(h_2 a)) \exp(h_3 (x + a)) \, \mathrm{d}x} \tag{171}$$

Apéndice D

Desarrollo del modelo

A continuación se presenta el desarrollo matemático empleado para obtener el modelo propuesto para el fenómeno de la modulación cruzada de la polarización. Para ello primero se muestra en la sección D.1 la solución escalar típica, empleada para un AOS, y a continuación se realiza la solución vectorial en la sección D.2.

D.1 Solución escalar:

Partiendo de la ecuación de propagación:

$$\nabla^2 \mathcal{E} = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \mathrm{t}} \tag{172}$$

donde $\mathcal{E}$ es la componente compleja del campo eléctrico de la señal. Esta se puede expresar como:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \frac{1}{2} E \exp(j[\omega t - \beta z]) && (173) \\ \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} &= j\omega E \exp(j[\omega t - \beta z]) && (174) \\ \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} &= -\omega^2 E \exp(j[\omega t - \beta z]) && (175) \end{aligned}$$

de donde, una vez conocidas las primer y segunda derivadas parciales se puede expresar:

$$\nabla^2 E \exp(j[\omega t - \beta z]) + \omega^2 \mu\varepsilon E \exp(j[\omega t - \beta z]) = 0 \tag{176}$$

simplificando el modo armónico con el tiempo:

$$\nabla^2 E \exp(-j\beta z) + \omega^2 \mu\varepsilon E \exp(-j\beta z) = 0 \tag{177}$$

De las relaciones de constantes sabemos:

$$\mu_0\varepsilon_0 = \frac{1}{c^2} \tag{178}$$

$$k_o = \frac{\omega}{c} \tag{179}$$

$$k_{tx} = \frac{\omega}{c} n_{tx} \tag{180}$$

$$n = \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{\mu_0\varepsilon_0}} \tag{181}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r = \varepsilon_r + j\varepsilon_i \tag{182}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_r \approx n^2 \tag{183}$$

y suponiendo una solución simple donde:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 0 \tag{184}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = 0 \tag{185}$$

$$\frac{\partial E}{\partial y} = 0 \tag{186}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y} = 0 \tag{187}$$

con una solución general del tipo:

$$E = A\exp(-jkz) \tag{188}$$

tenemos:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E}{\partial z} &= \frac{\partial A}{\partial z} exp(-jkz) - jkAexp(-jkz) && (189)\\
\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} &= \frac{\partial^2 A}{\partial^2 z} exp(-jkz) - jk\frac{\partial A}{\partial z}\exp(-jkz) - jk\frac{\partial A}{\partial z}\exp(-jkz) - jk(jk)A\exp(-jkz) && (190)\\
\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} &= \frac{\partial A}{\partial z^2}\exp(-jkz) - 2jk\frac{\partial A}{\partial z}\exp(-jkz) - k^2 A\exp(-jkz) && (191)
\end{aligned}$$

sustituyendo 189,190, y 191 en 177 se tiene:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}\exp(-jkz) - 2jk\frac{\partial A}{\partial z} - k^2 A\exp(-jkz) + \omega^2\mu\varepsilon A\exp(-jkz) = 0 \tag{192}$$

simplificando 192:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z} - 2jk\frac{\partial A}{\partial z} + (\omega^2\mu\varepsilon - k^2)A = 0 \tag{193}$$

si suponemos $\mu \equiv \mu_0$ y $\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon$, y consideramos $\omega^2\mu\varepsilon_0 - k^2 = 0$, tenemos:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - 2jk\frac{\partial A}{\partial z} + \omega^2\Delta\varepsilon A = 0. \tag{194}$$

A continuación suponemos que A es una función que varía lentamente de modo que:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll 2k\frac{\partial A}{\partial z} \tag{195}$$

simplificando la ecuación 194 tenemos entonces:

$$-2jk\frac{\partial A}{\partial z} + \omega^2\mu\Delta\varepsilon A = 0. \tag{196}$$

resolvemos:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A}{\partial z} &= -\frac{\omega^2\Delta\varepsilon}{-2jk}A && (197)\\
\frac{\mathrm{d}A}{A} &= -j\frac{\omega^2\Delta\varepsilon}{2k}\mathrm{d}z && (198)\\
\log(A) &= -j\frac{\omega\Delta\varepsilon}{2k}z + C && (199)
\end{aligned}$$

y la solución general será:

$$A = C\exp(-j\frac{\omega\Delta\varepsilon}{2}z) \tag{200}$$

si $\Delta\varepsilon = \Delta n + j\frac{\Delta g}{\omega}$ entonces:

$$A = C\exp((\frac{\Delta g}{2}k - j\frac{\omega\Delta n}{2}z)) \tag{201}$$

D.2 Solución vectorial:

En este caso contamos con las expresiones vectoriales:

$$\begin{aligned}
\begin{array}{c}\frac{\mathrm{d}^2A_x}{\mathrm{d}z^2}\exp(-jk_xz) - 2jk_x\frac{\mathrm{d}A_x}{\mathrm{d}z}\exp(-jk_xz) - k_x^2A_x\exp(-jk_xz)\\ +\omega^2\mu\varepsilon_{11}A_x\exp(-jk_xz) + \omega\mu\varepsilon_{12}A_y\exp(-jk_yz)\end{array} &= 0 && (202)\\
\begin{array}{c}\frac{\mathrm{d}^2A_y}{\mathrm{d}z^2}\exp(-jk_yz) - 2jk_y\frac{\mathrm{d}A_y}{\mathrm{d}z}\exp(-jk_yz) - k_y^2A_y\exp(-jk_yz)\\ +\omega^2\mu\varepsilon_{21}A_x\exp(-jk_xz) + \omega\mu\varepsilon_{22}A_y\exp(-jk_yz)\end{array} &= 0 && (203)
\end{aligned}$$

si ε_{11} contiene la información de ganancia y defasamiento para el modo TE, mientras ε_{22} contiene la información correspondiente para TM, tenemos como consecuencia que:

$$\begin{aligned} -k_x^2 + \omega^2 \mu \varepsilon_{11} &= 0, &(204)\\ -k_y^2 + \omega^2 \mu \varepsilon_{22} &= 0, &(205) \end{aligned}$$

entonces para una función que evoluciona lentamente tenemos:

$$\begin{aligned} -j2k_x \frac{\mathrm{d}A_x}{\mathrm{d}z} + \omega^2 \mu \varepsilon_{12} A_y \exp(-j2\delta z) &= 0 &(206)\\ -j2k_y \frac{\mathrm{d}A_y}{\mathrm{d}z} + \omega^2 \mu \varepsilon_{21} A_x \exp(j2\delta z) &= 0 &(207) \end{aligned}$$

donde $\delta = (k_y - k_x)/2$. Definimos las siguientes constantes:

$$\begin{aligned} K_x &= \frac{\omega^2 \mu \varepsilon_1 2}{2k_x} &(208)\\ K_y &= \frac{\omega^2 \mu \varepsilon_2 1}{2k_y} &(209) \end{aligned}$$

reescribiendo las ecuaciones correspondientes:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}A_x}{\mathrm{d}z} + jK_x A_y \exp(-j2\delta z) &= 0 &(210)\\ \frac{\mathrm{d}A_y}{\mathrm{d}z} + jK_y A_x \exp(j2\delta z) &= 0 &(211) \end{aligned}$$

Proponemos una solución general del tipo:

$$\begin{aligned} A_x &= C_x \exp(-j\delta z) &(212)\\ A_y &= C_y \exp(j\delta z) &(213) \end{aligned}$$

con lo cual:

$$\frac{\mathrm{d}A_x}{\mathrm{d}z} = \frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z}\exp(-j\delta z) - j\delta C_x \exp(-j\delta z) \tag{214}$$

$$\frac{\mathrm{d}A_y}{\mathrm{d}z} = \frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z}\exp(j\delta z) + j\delta C_y \exp(j\delta z) \tag{215}$$

sustituyendo:

$$\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z}\exp(-j\delta z) - j\delta C_x \exp(-j\delta z) + jK_x C_y \exp(-j\delta z) = 0 \tag{216}$$

$$\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z}\exp(j\delta z) + j\delta C_y \exp(j\delta z) + jK_y C_x \exp(j\delta z) = 0 \tag{217}$$

simplificando:

$$\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z} - j\delta C_x + jK_x C_y = 0 \tag{218}$$

$$\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z} + j\delta C_y + jK_y C_x = 0 \tag{219}$$

de donde:

$$\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z} = j(\delta C_x - K_x C y) \tag{220}$$

$$\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z} = -j(\delta C_y - K_y C x) \tag{221}$$

así como:

$$C_y = \frac{j}{K_x}\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z} + \frac{\delta}{K_x}C_x \tag{222}$$

$$C_x = \frac{j}{K_y}\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z} - \frac{\delta}{K_y}C_y \tag{223}$$

derivando respecto a z tenemos:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}^2 C_x}{\mathrm{d}z^2} - j\delta\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z} + jK_x\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z} &= 0 \qquad (224)\\
\frac{\mathrm{d}^2 C_y}{\mathrm{d}z^2} + j\delta\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z} + jK_y\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z} &= 0 \qquad (225)
\end{aligned}$$

sustituyendo las derivadas pertinentes:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}^2 C_x}{\mathrm{d}z^2} - j\delta\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z} + jK_x\left[-j\left\{\delta C_y + K_y C_x\right\}\right] &= 0 \qquad (226)\\
\frac{\mathrm{d}^2 C_y}{\mathrm{d}z^2} + j\delta\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z} + jK_y\left[j\left\{\delta C_x + K_x C_y\right\}\right] &= 0 \qquad (227)
\end{aligned}$$

simplificando:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}^2 C_x}{\mathrm{d}z^2} - j\delta\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z} - \delta K_x C_y + K_x K_y C_x &= 0 \qquad (228)\\
\frac{\mathrm{d}^2 C_y}{\mathrm{d}z^2} + j\delta\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z} - \delta K_y C_x + K_x K_y C_y &= 0 \qquad (229)
\end{aligned}$$

sustituyendo para C_y y C_x :

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}^2 C_x}{\mathrm{d}z^2} - j\delta\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z} + \delta K_x\left[\frac{j}{K_x}\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z} - \frac{\delta}{K_x}C_x\right] + K_x K_y C_x &= 0 \qquad (230)\\
\frac{\mathrm{d}^2 C_y}{\mathrm{d}z^2} - j\delta\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z} + \delta K_x\left[\frac{j}{K_x}\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z} - \frac{\delta}{K_x}C_y\right] + K_x K_y C_y &= 0 \qquad (231)
\end{aligned}$$

simplificando:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}^2 C_x}{\mathrm{d}z^2} - j\delta\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z} + j\delta\frac{\mathrm{d}C_x}{\mathrm{d}z} + \delta^2 C_x + K_x K_y C_x &= 0 \qquad (232)\\
\frac{\mathrm{d}^2 C_y}{\mathrm{d}z^2} + j\delta\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z} - j\delta\frac{\mathrm{d}C_y}{\mathrm{d}z} + \delta^2 C_y + K_x K_y C_y &= 0 \qquad (233)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}^2 C_x}{\mathrm{d}z^2} + \left[\delta^2 + K_x K_y\right] C_x &= 0 \qquad (234)\\ \frac{\mathrm{d}^2 C_y}{\mathrm{d}z^2} + \left[\delta^2 + K_x K_y\right] C_y &= 0 \qquad (235)\end{aligned}$$

Por operadores diferenciales sabemos que:

$$aD^2 + bD + c = 0 \qquad (236)$$

tiene una solución general del tipo:

$$r_{1,2} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \qquad (237)$$

para obtener expresiones del tipo:

$$\begin{aligned} Sol_1 &= C_1 exp(r_1 z) \qquad (238)\\ Sol_2 &= C_2 exp(r_2 z) \qquad (239)\end{aligned}$$

de modo que para el caso mostrado tenemos una solución:

$$\begin{aligned} C_x &= Cx_1 \exp(j\sqrt{\delta^2 + K_x K_y}\, z) + Cx_2 \exp(-j\sqrt{\delta^2 + K_x K_y}\, z) \qquad (240)\\ C_y &= Cy_1 \exp(j\sqrt{\delta^2 + K_x K_y}\, z) + Cy_2 \exp(-j\sqrt{\delta^2 + K_x K_y}\, z) \qquad (241)\end{aligned}$$

renombrando: $S = \sqrt{\delta^2 + K_x K_y}$ podemos expresar lo siguiente para C_x:

$$\begin{aligned} C_x &= Cx_1 \left\{\cos(Sz) + j\sin(Sz)\right\} + Cx_2 \left\{\cos(Sz) + j\sin(Sz)\right\} \qquad (242)\\ C_x &= (Cx_1 + Cx_2)\cos(Sz) + j(Cx_1 - Cx_2)\sin(Sz) \qquad (243)\end{aligned}$$

Si renombramos de la siguiente manera $B_1 = Cx_1 + Cx_2$ y $B_2 = Cx_1 - Cx_2$

tendremos:

$$C_x = B_1 \cos(Sz) + jB_2 \sin(Sz). \tag{244}$$

Sustituyendo la ec. 244 en la ec. 222 se tiene:

$$\begin{aligned} C_y &= \frac{j}{K_x}\{-B_1 S \sin(Sz) + jB_2 S \cos(Sz)\} + \frac{\delta}{K_x}\{B_1 \cos(Sz) + jB_2 \sin(Sz)\} && (245) \\ C_y &= \left(\frac{\delta B_1}{K_x} - \frac{SB_2}{K_x}\right)\cos(Sz) + j\left(\frac{\delta B_2}{K_x} - \frac{SB_1}{K_x}\right)\sin(Sz) && (246) \end{aligned}$$

En la condición de frontera $z = 0$ tenemos $A_x = A_x(0)$ y $A_y = A_y(0)$. De modo que:

$$\begin{aligned} A_x(0) &= B_1 && (247) \\ A_y(0) &= \frac{1}{K_x}\{\delta B_1 - SB_2\} && (248) \end{aligned}$$

de donde:

$$B_x = \frac{\delta A_x(0) - K_x A_y(0)}{S} \tag{249}$$

Con lo cual tenemos para las soluciones correspondientes:

$$A_x(z) = \left\{A_x(0)\cos(Sz) + j\left[\frac{\delta A_x(0) - K_x A_y(0)}{S}\right]\sin(Sz)\right\}\exp(-j\delta z) \tag{250}$$

$$A_y(z) = \left\{A_y(0)\left[\cos(Sz) - \frac{j\delta}{S}\sin(Sz)\right] + j\frac{K_y}{S}A_x(0)\sin(Sz)\right\}\exp(j\delta z) \tag{251}$$

Apéndice E

Método de propagación de haces (BPM).

En principio el método numérico del BPM obtiene la solución por aproximación parabólica de la propagación de un haz de acuerdo a la ecuación de Helmholtz para una sola dirección; es decir, el método no proporciona información respecto a lo que sucede con las porciones de potencia que se reflejan hacia la dirección de alimentación (que avanzan en contrapropagación), y sólo informa del comportamiento del haz en la dirección de la propagación propuesta inicialmente. Debido a las consideraciones y simplificaciones en el método de solución empleado, el BPM clásico (FFT-BPM) proporciona una solución cualitativa del problema por analizar (Yariv, 1989; Reinhard, 1995). Esta limitación conduce a excluir la aplicación del BPM clásico a fenómenos donde se presentan cambios de índice de refracción en la dirección longitudinal, en el caso de estudio, se ataca el problema considerando secciones de guías de onda, las cuales cuentan con índices de refracción diferentes, así como ganancias diferentes.

En primer lugar se considera un seccionamiento de la longitud total en la dirección hacia la cual se realizará la propagación del haz. Para que la solución sea válida es necesario asegurar que la diferencia de fase entre el paso anterior y el paso siguiente sea mucho menor que 1. De esta manera se puede realizar una propagación de la onda suponiendo que en la primer mitad del paso ésta propagación se realiza en el espacio vacío, y a continuación se realiza la corrección de fase correspondiente a las variaciones espaciales del índice de refracción del medio. Para la propagación entre dos puntos primero se realiza una transformación de Fourier de la señal, para manejarlo en el espacio del número de onda, de manera que podemos considerar el haz incidente como una sumatoria de ondas planas de diferente frecuencia y aplicar un producto entre la transformada de Fourier del haz incidente y un propagador. A continuación se aplicará una transformación de Fourier inversa del producto para regresar al espacio real y se realizará un nuevo producto entre la onda propagada y una máscara de fase lo cual realizará la corrección de fase debida al medio. Así el procedimiento de las operaciones que realiza el método de propagación de haces lo podemos expresar como:

$$A(x,y,z+\Delta z)=\mathcal{F}^{-1}\left(Pr\left(\frac{\Delta z}{2}\right)\cdot\mathcal{F}\left(F\left(\Delta n,\Delta z\right)\cdot\mathcal{F}^{-1}\left(Pr\left(\frac{\Delta z}{2}\right)\cdot\mathcal{F}\left(A\left(x,y,z\right)\right)\right)\right)\right), \tag{252}$$

donde $A(x,y,z)$ corresponde al campo eléctrico en el inicio de la distancia a propagar, $\mathcal{F}$ es la transformada de Fourier realizada, $P(\Delta z/2)$ es el propagador aplicado, $F(\Delta n,\Delta z)$ es la máscara de fase provocada por los índices de refracción de los materiales que forman al medio y $\mathcal{F}^{-1}$ es la transformada inversa de Fourier.

Físicamente lo anterior se interpreta como una conversión del haz a su espectro angular, tras lo cual se le propaga en espacio vacío el equivalente a medio (la mitad de la distancia recorrida), se retorna al espacio de posición y se realiza la corrección de fase. El resultado se convierte nuevamente a su espectro angular y se realiza la propagación en el resto de la distancia de paso para finalmente retornar al espacio de posición. Con ello convertimos la propagación dentro de un medio, a una sucesión de propagaciones en el espacio libre con correcciones de fase por paso.

El algoritmo cuenta con una importante dependencia con el tamaño del paso Δz, ya que este paso determina la precisión de las correcciones de fase y de propagación.

El propagador típicamente empleado es el denominado como propagador con raíz cuadrada, expresado como:

$$Pr = e^{-i\left(\frac{k_t^2}{k+\sqrt{(k^2-k_t^2)}}\right)}, \tag{253}$$

donde k es el número de onda y k_t el valor correspondiente al espacio angular del espacio coordenado.

Tratándose de un método numérico que emplea una discretización del espacio coordenado, debemos cumplir con la condición que de el número de elementos del espacio coordenado sea igual al número de elementos del espacio angular (espacio de Fourier). Es conveniente el empleo de potencias pares en el número de elementos de la discretización de las coordenadas para facilitar a las computadoras el proceso numérico de la transformación y antitransformación. El hecho de emplear la transformada de Fourier discreta implica que para una ventana de trabajo en el espacio coordenado, contamos con condiciones de frontera periódicas.

El corrector de fase ó mascara de fase se define típicamente como:

$$F(\delta n, \delta z) = e^{i\left(\frac{2\pi\Delta n\Delta z}{\lambda_0}\right)} \tag{254}$$

donde Δz es la contribución correspondiente a la distancia propagada, Δn es la variación del índice de refracción, λ_0 es la longitud de onda del haz.

En el desarrollo del programa es conveniente iniciar con una verificación de la ley de Snell, como puede ser la obtención de una reflexión total interna de un haz que se propaga hacia una frontera entre dos materiales diferentes, de modo que sea posible verificar el funcionamiento del algoritmo del programa. Una señal simulada que no se refleje totalmente, indicará que es necesario revisar el algoritmo empleado. La elección del valor promedio del índice de refracción suele ser también un punto importante.

La inclusión de fenómenos ópticos se puede realizar mediante una extrapolación de la solución de la ecuación de Helmholtz de tipo escalar a tipo vectorial, o bien mediante la inclusión de una matriz de "giro" que acople los modos típicamente expresada mediante una matriz de Jones.

La solución mediante la matriz de giro de Jones se propone como:

$$\begin{bmatrix} A_1' \\ A_2' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix}, \tag{255}$$

donde:

$$
\begin{aligned}
G_{11} &= \cos Sdz + i\left(\frac{\delta}{S}\right)\sin Sdz, \\
G_{12} &= \left(\frac{k+i\Gamma}{S}\right)\sin Sdz, \\
G_{21} &= G_{12}^{*}, \\
G_{22} &= \cos Sdz - i\left(\frac{\delta}{S}\right)\sin Sdz, \\
S_T &= \sqrt{k^2+\Gamma^2+\delta^2}, \\
\Gamma_C &= -\frac{k_0\Delta\varepsilon_{12}\varepsilon_{21}}{4n^2}, \\
\delta &= k_0\cdot\sqrt{\Delta\varepsilon_{22}-\Delta\varepsilon_{11}}, \\
k_o^2 &= \frac{k_0}{2}\sqrt{\Delta\varepsilon_{11}^2+\Delta\varepsilon_{22}^2}.
\end{aligned}
$$

En estas expresiones S_T representa la birrefringencia total presente en el dispositivo, Γ_C representa la contribución de birrefringencia circular y es conocido como el coeficiente de acoplamiento inducido, δ representa la contribución de la birrefringencia lineal y k_o representa la actividad óptica del material.

De esta manera la matriz G incluye los efectos principales de birrefringencia, aunque sin incluir el espacio volumétrico de la guía de onda.

En un momento dado se puede proponer la inclusión de estos parámetros como factores de corrección, en tanto se determinan los fenómenos que contribuyen en cada factor.

E.1 Restricciones del BPM.

Las restricciones del BPM están directamente ligadas a las simplificaciones empleadas para desarrollarlo, de esta manera tenemos:

- Para la aproximación paraxial en la solución de la ecuación de Helmholtz se supone que si:

$$\nabla_t^2 A + \tfrac{\partial^2 A}{\partial z^2} - 2ki\tfrac{\partial A}{\partial z} = 0$$
$$\tfrac{\partial^2 A}{\partial z^2} \to 0$$

  se debe cuidar que, en distancias comparables a la longitud de onda en la dirección de propagación las variaciones de la amplitud compleja del campo eléctrico no deben ser muy grandes ni en magnitud ni en fase.

- Las variaciones transversales del índice de refracción se deben calcular obteniendo el valor promedio o estimado de las variaciones de acuerdo intensidad luminosa espacial del sistema simulado, como:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\int U\,\varepsilon\,dx}{\int U\,dx}$$

- La variación de la corrección de fase en cada paso debe cumplir con la relación siguiente:

$$\delta\phi = \frac{2\pi\Delta n(x,y,z)\Delta z}{\lambda_0} \ll 1$$

- Para asegurar una buena solución del problema se debe procurar que la diferencia entre los índices de refracción que estén presentes en la distribución transversal del índice de refracción, sea menor a 0.1, por ejemplo, para una guía de onda simétrica, con un índice de refracción n_1 en el núcleo y un índice de refracción n_2 en la cubierta:

$$\Delta n = n_1 - n_2 \ll 0{,}1$$

- El método computacional de la FFT considera condiciones de frontera donde se tienen ventanas adyacentes. Esto provoca que un haz que sale por alguna de las fronteras laterales en el FFT-BPM, ”parezca” reingresar a través de la otra frontera lateral al medio simulado. Por ello es necesario emplear un absorbedor o un atenuador de frontera. El resultado de emplear tal absorbedor será evitar el reingreso (que no debería darse) en la frontera, y una pérdida de la potencia total del haz que se propaga.

- El producto por medios pasos genera errores grandes si no se emplean separaciones de pasos sumamente pequeños. Par subsanar esta dificultad se suelen emplear BPMs modificados.

E.2 Aplicación del BPM a un amplificador óptico de semiconductor.

Las restricciones que presenta el método de propagación de haces hacen que su aplicación al análisis de un amplificador óptico de semiconductor (AOS) sea delicada.

Entre los factores que se deben considerar en la aplicación se encuentra que la diferencia de índices de refracción no siempre cumple con la condición $\Delta n \ll 0{,}1$; además las características volumétricas de la guía de onda requieren una aplicación de un análisis en 3D del BPM. Actualmente se está empleando un BPM de tipo 2D empelando la matriz de Jones G y el método de modos acoplados.

Algunos de los resultados obtenidos en la implementación en 2D se espera resultarán mejorados mediante una implementación 3D del BPM.

Las actuales consideraciones del programa son: una propagación en la dirección z, campo electromagnético que incide en el centro de la ventana con un ángulo de

7 grados. La polarización del campo electromagnético es lineal y puede contar con un ángulo aleatorio. El eje x corresponde al eje horizontal y cuenta con un guiado por salto de índice con una guía de 2.2 μm de ancho definido por el ancho de la cresta del AOS, por lo cual se emplea para el método una ventana de 9 μm. El eje y corresponde al eje vertical cuenta con cambios de índice de refracción iguales a los reportados en la sección II, con un núcleo de 0.25 μm y considerando una dimensión total vertical de aproximadamente 3 μm. La separación entre pasos se define como $\lambda/16$. Se emplea una máscara de amplificación/absorción para simular el comportamiento del material del AOS.

E.3 Programa en matlab para solución en 2D.

El programa se basa en la solución vectorial de la ecuación de Helmholtz, emplea el espacio coordenado discretizado para extrapolar la solución a 2D y emplea una matriz de Jones y la teoría de modos acoplados para obtener la solución 2D simultáneamente en 2 ejes x y y. La desventaja que esto provoca es que no se toma en cuenta la geometría volumétrica del dispositivo, sino únicamente las variaciones locales de índice de refracción de acuerdo a la posición que se está calculando. En este momento el programa solo calcula la propagación de dos campos electromagnéticos, uno sobre el eje x y otro sobre el eje y. La influencia de variaciones del medio que rodean a los ejes coordenados no se consideran.

Iniciamos con definiciones que permiten el funcionamiento del programa tanto en ambiente de windows como en ambiente de unix. La subrutina `bpm_sis_init` cuenta con definiciones que permiten extender el funcionamiento del programa a MacOS mediante sencillas modificaciones. En esta sección se definen así mismo algunas variables de ambiente necesarias para el almacenado de datos.

```
% Función bpm2.
% Se puede suministrar el nombre del archivo de salida deseado
%
%
function []=bpm('arch_fin');
clear; clc ; close all; tic;
%
% ---------------------------------------------------------------
% Inicialización de espacio de trabajo de acuerdo a arquitectura
bpm_sis_init
%
% ---------------------------------------------------------------
% Define nombres de archivo final y temporales
%
if ~exist(arch_fin)
arch_fin='datos.mat';   % Define archivo final
end
arch_tmp='dato_tmp_'; % Define base de archivos temporales
%
```

E.3.1 Inicialización de variables.

A continuación se realiza la definición de la ventana en espacio coordenado para el material semiconductor.

```
% Programa de propagacion en espacio libre
%
x0= 10;   % Ancho de ventana en \mu m
xcore=3;  % Ancho de núcleo de la guía en \mu m
xN = 11;  % Potencia de número de puntos de muestreo xN > 7 (128)
xN=2^xN;
```

```
%
y1=1.2;
y2=0.55;
yc=0.25;
y4=0.115;
y5=1.61;
y0=y1+y2+yc+y4+y5;
yN = xN;  % Potencia de número de puntos de muestreo yN > 7 (128)
%
```

Acto seguido se proporciona un factor de amplificación para la región activa y un factor de absorción para la región pasiva. Hasta este momento los factores se proponen como fenomenológicos en tanto no se desarrolle un modelo seccionado para calcular estos factores.

Se realizan cálculos básicos para la discretización de las dimensiones proporcionadas para las coordenadas x y y.

```
ampl=1.0023;             % factor de amplificacion
absor=0.9;
%
% prepara coordenadas x
%
x0=x0/2;                   % Ancho de 1/2 ventana en \mu m
xcore=xcore/2;             % Ancho de 1/2 núcleo de la guía en \mu m
dx= 2*x0/xN;               % intervalo de muestreo
pattenx=floor(xN/20);      % Número de puntos del atenuador de frontera
%xpts=linspace(-x0,x0-dx,xN); % Incluye cero excluye coord x0
xpts = linspace(-x0,x0,xN);   % Posicion de muestreo espacial
%
y0=y0/2;                   % Ancho de 1/2 ventana en \mu m
dy= 2*y0/yN;               % intervalo de muestreo
```

```
patteny=floor(yN/5);       % Número de puntos del atenuador de frontera
%ypts=linspace(-y0,y0-dy,yN); % Incluye cero excluye coord x0
ypts = linspace(-y0,y0,yN);   % Posicion de muestreo espacial
%
```

A continuación se definen los índices de refracción para las coordenadas determinadas.

```
% Índice de refracción
%
n=3.55;      % índice promedio
%
nlx=3.51;    % índice a la izq del núcleo x
ncx=3.55;    % índice del núcleo x
nrx=3.51;    % índice a la der del núcleo x
%
ny1=3.13;    % índice de la base: y1
ny2=3.164;   % índice de sustrato: y2
ncy=ncx;     % índice del núcleo: yc
ny4=3.4;     % índice del recubrimiento: y4
ny5=3.169;   % índice de la cubierta: y5
%
```

A partir de las definiciones se generan las mascarillas de fase para generar la máscara de fase que se aplicará en el proceso del BPM, y se generan las máscaras de amplificación-absorción con las que cuenta el medio.

```
% Prepara mascarilla de índice de refracción
%
dnx(1:((xN/2)-floor(xcore/(dx))))=nrx;
dnx(((xN/2)-floor(xcore/(dx))):((xN/2)+ceil(xcore/(dx))))=ncx;
dnx(((xN/2)+ceil(xcore/dx)):xN)=nlx;
```

```
%
dny(1:floor(y1/dy))=ny1;
dny(ceil(y1/dy):floor((y1+y2)/dy))=ny2;
dny(ceil((y1+y2)/dy):floor((y1+y2+yc)/dy))=ncy;
dny(ceil((y1+y2+yc)/dy):floor((y1+y2+yc+y4)/dy))=ny4;
dny(ceil((y1+y2+yc+y4)/dy):floor((y1+y2+yc+y4+y5)/dy))=ny5;
%
% inclusión de atenuador de límites en diferencia promedio;
%
%amplix=ones(size(dn));
amplix(1:((xN/2)-floor(xcore/(dx))))=absor;
amplix(((xN/2)-floor(xcore/(dx))):((xN/2)+ceil(xcore/(dx))))=ampl;
amplix(((xN/2)+ceil(xcore/dx)):xN)=absor;
%
ampliy(1:floor((y1+y2)/dy))=absor;
ampliy(ceil((y1+y2)/dy):floor((y1+y2+yc)/dy))=ampl;
ampliy(ceil((y1+y2+yc)/dy):floor((y1+y2+yc+y4+y5)/dy))=absor;
%
%
```

Se incluyen absorbedores y atenuaciones en la frontera para disminuir las reflexiones internas y simular la fuga de energía en el medio.

```
atenua=1;
if atenua==1
attenx=rot90(hanning(2*pattenx));
attenx=attenx(1:pattenx); % puntos de atenuador
% atten=rot90(blackman(2*patten))
% ;atten=atten(1:patten);  % puntos de atenuador
dnx(1:pattenx)=attenx.*dnx(1:pattenx);
% corrección del índice izq por el atenuador
dnx(xN-pattenx+1:xN)=dnx(xN-pattenx+1:xN).*(rot90(rot90(attenx)));
```

```
% corrección del índice der por el atenuador
%
amplix(1:pattenx)=attenx.*amplix(1:pattenx);
% atenuaciones adicionales de frontera
amplix(xN-pattenx+1:xN)=amplix(xN-pattenx+1:xN).*(rot90(rot90(attenx)));
% atenuaciones adicionales de frontera
%
atteny=linspace(0,1,patteny);   % puntos de atenuador
%
dny(1:pattenx)=attenx.*dny(1:pattenx);
dny(yN-pattenx+1:yN)=dny(yN-pattenx+1:yN).*(rot90(rot90(attenx)));
%
%ampliy(1:patteny)=atteny.*ampliy(1:patteny);
%ampliy(yN-patteny+1:yN)=ampliy(yN-patteny+1:yN).*(rot90(rot90(atteny)));
%
end
amplix=fftshift(amplix);
ampliy=fftshift(ampliy);
%
```

A continuación se define la longitud de onda el número de onda y el espacio de Fourier en el cual se realizará la propagación de los campos durante el BPM.

```
%  Definición de longitud de onda y espacio de Fourier
%
lambda=1.550;                         % Long de onda en \mu m
zt=500;                               % Distancia de propagación \mu m
k=2*pi*n/lambda;                      % Número de onda
kptsx = [-pi/dx:pi/x0:(1-dx/x0)*pi/dx];% Muestreo en espacio de Fourier
kptsy = [-pi/dy:pi/y0:(1-dy/y0)*pi/dy];% Muestreo en espacio de Fourier
dz= lambda/16;                        % intervalo de paso de propagación
zN= zt/dz;                            % pasos de propagación
```

```
%
```

Se incluyen definiciones adicionales para el despliegue de resultados y reducir la tendencia a saturar la memoria de la máquina.

```
% Definiciones adicionales
%
res=512;
ptos_x=[1:xN/res:xN];     % Posicion de puntos de vector
ptos_y=[1:yN/res:yN];     % Posicion de puntos de vector
max_mat=101;              % dimensión máxima de matrices y
paso=res;
paso=round(round(zt/dz)/paso);  % Valor de paso de almacenamiento
if paso <= 3
dz=lambda/64;
zN= zt/dz;
paso=1;
end
%paso=1;
% vectores para manejo de memoria de la
% propagación del haz dentro del material
%
```

E.3.2 Definición del estímulo.

Se define el haz gausiano incidente, con un ángulo de incidencia `alpha` y un ángulo de polarización lineal `a_pol`. Falta incluir las condiciones para una polarización circular y elíptica.

```
% ----------------------------------------------------------------
% Estímulo (haz incidente)
%
```

```
%
% angulo_c=(180./pi).*asin((1/nr).*sin(((pi/2)-asin(nl./nr))));
alpha=7;                 % Ángulo de indicencia del haz en grados
alpha=pi*alpha/180;        % conversión del ángulo a radianes
a_pol=0;                 % Ángulo de indicencia del haz en grados
a_pol=pi*a_pol/180;        % conversión del ángulo a radianes
A1=100;                    % Amplitud del haz gausiano
W0=5;                    % FWHM del haz gausiano.
x0=0;                    % corrimiento lateral del haz gausiano
y0=0;
z0=pi.*W0^2.*n./lambda;        % Distancia de Rayleigh
%
%   Parámetros del haz.
A0=A1./(i.*z0);
% Rotación de coordenadas
x1=(xpts-x0).*cos(alpha);  % rotación en X
y1=(ypts-y0).*cos(alpha);  % rotación en X
z1=(xpts-x0).*sin(alpha);  % rotación en Z
%
rho=sqrt(x1.^2);           % Rho absoluta x
Wz=W0.*sqrt(1+(z1./z0).^2); % Ancho de haz en la superficie
warning off;
Rz=z1.*(1+(z0./z1).^2);
Chiz=atan(z1./z0);
exp1=exp(-((rho.^2)./(Wz.^2)));
exp2=exp(i.*(-k.*z1 - (k.*(rho.^2)./(2.*Rz))+ Chiz));
warning on;
field = (A0.*W0.*exp1.*exp2); % estímulo gausiano
if isnan(field);
m=find(isnan(field));
exp2a=exp(i.*(-k.*z1(m)));
```

```
field(m) = (A0.*W0.*exp1(m).*exp2a); % estímulo gausiano
end;
%
fieldp=[fftshift(field.*cos(a_pol))];
%
rho=sqrt(y1.^2);            % Rho absoluta y
Wz=W0.*sqrt(1+(z1./z0).^2); % Ancho de haz en la superficie
warning off;
Rz=z1.*(1+(z0./z1).^2);
Chiz=atan(z1./z0);
exp1=exp(-((rho.^2)./(Wz.^2)));
exp2=exp(i.*(-k.*z1 - (k.*(rho.^2)./(2.*Rz))+ Chiz));
warning on;
field = (A0.*W0.*exp1.*exp2); % estímulo gausiano
if isnan(field);
m=find(isnan(field));
exp2a=exp(i.*(-k.*z1(m)));
field(m) = (A0.*W0.*exp1(m).*exp2a); % estímulo gausiano
end;
%
fieldp=[fieldp;fftshift(field.*sin(a_pol))];
%
```

E.3.3 Definición de corrector de fase y propagador.

A continuación se definen los correctores de fase y los propagadores correspondientes a cada eje a partir de mascara de índice de refracción y de la máscara de espacio angular.

```
% ---------------------------------------------------------------
% Define corrector de fase
```

```
% Eje x
dfasex=2*pi.*((dnx-n).^2)*(dz/2)/lambda; % diferencia de fase
bpmphasex=exp(i*dfasex);                 % corrector de fase
bpmphasex=fftshift(bpmphasex);
% Eje y
dfasey=2*pi.*((dny-n).^2)*(dz/2)/lambda; % diferencia de fase
bpmphasey=exp(i*dfasey);                 % corrector de fase
bpmphasey=fftshift(bpmphasey);
%
clear dfasex dfasey
%
% Define propagador
%
bpmpropx=exp(-i*(dz).*kptsx.^2./(k+sqrt(k^2-kptsx.^2)));
%propagador x
bpmpropx=fftshift(bpmpropx);
%
bpmpropy=exp(-i*(dz).*kptsy.^2./(k+sqrt(k^2-kptsy.^2)));
%propagador y
bpmpropy=fftshift(bpmpropy);
%
```

Se agregan comentarios que permiten recordar las condiciones de simulación para el archivo de salida.

```
% Comentarios de variables locales
%
comenta={['% Ancho de ventana= ' num2str(x0) ' \mu m'];...
      ['% Ancho del núcleo= ' num2str(xcore) ' \mu m'];...
                ['% Índice del núcleo=' num2str(ncx) ];...
         ['% Long de onda= ' num2str(lambda) ' \mu m'];...
 ['% Distancia de propagación= ' num2str(zt) ' \mu m'];...
```

```
     ['% Amplitud del haz incidente=' num2str(A1) ' '];...
                                ['% FWHM= ' num2str(W0) ];...
         ['% Paso de almacenamiento: ' num2str(paso) ];...
         ['% Fecha: ' date]};
comenta=char(comenta);
```

E.3.4 Inclusión de fenómenos de birrefringencia en 2D.

A continuación se definen los elementos de la matriz de Jones G que simularán las influencias de los diferentes fenómenos de birrefringencia.

```
% ---------------------------------------------------------------
% Elementos de matriz de Jones
%
bat=5*lambda;
beat=0;% lambda/bat;
k0=2.*pi/lambda;
ka=0; %0.0001;           % Actividad Óptica
gamma=0; %0.001;         % Coeficiente de acoplamiento inducido
delta=(pi/lambda)*beat;  % Birefringencia
if ka==0 & gamma==0 & delta==0
S=0;
else
S=sqrt(ka.^2+gamma.^2+delta.^2);
end
```

E.3.5 Kernel (núcleo) del BPM.

A continuación tenemos el núcleo del programa del BPM. Nótese que se prefiere el empleo del almacenamiento de los datos generados en formato de matlab dado que para el almacenamiento en formato de texto (que sería preferible para poder accesarlos después desde otros programas) se requiere generar columnas correspondientes a los valores reales e imaginarios de cada dato complejo. Se debe realizar una búsqueda para genera un algoritmo que permita migrar del formato de matlab a formato de texto, así como definir un formato de archivo estándar para poder emplearlo con otros programas.

```
% ---------------------------------------------------------------
% Inicia el cálculo de la propagación del haz
%
fig1=figure(1);
Field1=[]; Field2=[]; p=paso-1; zpts=[]; pp=0; zpts=0; defase=[];
Field1=fftshift(fieldp(1,ptos_x)); % Valor complejo del campo
Field2=fftshift(fieldp(2,ptos_y)); % Valor complejo del campo
defase=angle(fieldp(2,:))-angle(fieldp(1,:));
if S~=0
G=[cos(S.*dz)+i*(delta/S).*sin(S.*dz),...
 ((ka+i.*gamma)/S).*sin(S.*dz);...
  ((ka-i.*gamma)/S).*sin(S.*dz),...
 cos(S.*dz)-i*(delta/S).*sin(S.*dz)];...
end
for z=0:dz:zN*dz;  % inicia ciclo de evaluación de
% la propagación del haz
  fieldp=[fft(fieldp(1,:));fft(fieldp(2,:))];
  fieldp=[bpmpropx;bpmpropy].*fieldp;
  fieldp=[ifft(fieldp(1,:));ifft(fieldp(2,:))];
if S~=0;
  fieldp=G*fieldp;
end;
  df1=angle(fieldp(2,:))-angle(fieldp(1,:)) ;
  fieldp=[amplix.*bpmphasex; ampliy.*bpmphasey].*fieldp;
  fieldp=[bpmpropx;bpmpropy].*[fft(fieldp(1,:));fft(fieldp(2,:))];
```

```
  fieldp=[ifft(fieldp(1,:));ifft(fieldp(2,:))];
   p=p+1;
if p==paso; % inicia condición de almacenamiento para
% visualización en 3d;
    ztmp=z; zpts=[zpts; ztmp]; clear ztmp;
    defase=[defase ;df1];
    field_smpl1=fieldp(1,ptos_x);
    field_smpl2=fieldp(2,ptos_y);
    Field1=[Field1; fftshift(field_smpl1)];
    Field2=[Field2; fftshift(field_smpl2)];
    subplot(2,2,1); plot(xpts,(fftshift(abs(fieldp(1,:)))));
    ylabel(sprintf('|E| @ z=%5.1f \mum',z));xlabel('x [\mu m]');
    subplot(2,2,2); plot(ypts,(fftshift(abs(fieldp(2,:)))));
    ylabel(sprintf('|E| @ z=%5.1f \mum',z));xlabel('y [\mu m]');
    subplot(2,2,3); plot(xpts,dnx);
    ylabel(sprintf('|E| @ z=%5.1f \mum',z));xlabel('x [\mu m]');
    subplot(2,2,4); plot(ypts,dny);
    ylabel(sprintf('|E| @ z=%5.1f \mum',z));xlabel('y [\mu m]');
    pause(0.1);
    p=0;
    if length(zpts) > max_mat; % inicia condición de almacenamiento
% contra saturación de memoria;
     pp=pp+1;
     eval(['tmp1' num2str(pp) '=[zpts, Field1];']);
     eval(['tmp2' num2str(pp) '=[zpts, Field2];']);
     Field1=[]; Field2=[]; zpts=[];
     if formato_archivo==1; % inicia condición de sintáxis de
% sistema operativo linux
 eval(['save ./tmp/' arch_tmp num2str(pp) '1c '...
 'tmp1' num2str(pp)]);
 eval(['save ./tmp/' arch_tmp num2str(pp) '2c '...
```

```
 'tmp2' num2str(pp)]);
    elseif formato_archivo==2;
% sistema operativo WinXX
 eval(['save .\tmp\' arch_tmp num2str(pp) '1c '...
  'tmp1' num2str(pp)]); %'
 eval(['save .\tmp\' arch_tmp num2str(pp) '2c '...
 'tmp2' num2str(pp)]); %'
    end % fin de condicion de sintáxis de sistema operativo
    clear temp;
  end % fin de condición de almacenamiento por saturación de memoria
end % fin de condición de almacenamiento para visualización en 3d;
end % finaliza el ciclo de la propagación del haz
%
% Almacena datos restantes que no entraron en ciclo de almacenamiento
%
pp=pp+1;
eval(['tmp1' num2str(pp) '=[zpts, Field1];']);
eval(['tmp2' num2str(pp) '=[zpts, Field2];']);
Field1=[]; Field2=[]; zpts=[];
 if formato_archivo==1; % inicia condición de sintáxis de
% sistema operativo linux
 eval(['save ./tmp/' arch_tmp num2str(pp) '1c '...
 'tmp1' num2str(pp)]);
 eval(['save ./tmp/' arch_tmp num2str(pp) '2c '...
 'tmp2' num2str(pp)]);
 elseif formato_archivo==2;
% sistema operativo WinXX
 eval(['save .\tmp\' arch_tmp num2str(pp) '1c '...
 'tmp1' num2str(pp)]); % '
 eval(['save .\tmp\' arch_tmp num2str(pp) '2c '...
 'tmp2' num2str(pp)]); % '
```

```
 end % fin de condicion de sintáxis de sistema operativo
clear temp*  tmp*;
close (fig1);
%
% termina calculo de propagación del haz
% ---------------------------------------------------------------
% carga archivos temporales para generar archivo de salida
%
if pp>=1;
 for p=1:pp;
     if formato_archivo==1; % inicia condición de sintáxis de
% sistema operativo linux
      eval(['load ./tmp/' arch_tmp num2str(p) '1c ']);
      eval(['load ./tmp/' arch_tmp num2str(p) '2c ']);
     elseif formato_archivo==2;
% sistema operativo WinXX
      eval(['load .\tmp\' arch_tmp num2str(p) '1c ']); %  '
      eval(['load .\tmp\' arch_tmp num2str(p) '2c ']); %  '
     end % fin de condicion de sintáxis de sistema operativo
   eval(['zpts = [ zpts; tmp1' num2str(p) '(:,1)];']);
%   eval([arch_tmp num2str(p) 'a(:,1)=[];']);
%   eval(['tmp1' num2str(p) '(:,1)= tmp1'num2str(p)'(:,1)'];);
   eval(['tmp1' num2str(p) '(:,1)=[];']);
   eval(['tmp2' num2str(p) '(:,1)=[];']);
   eval(['Field1=[Field1; ' 'tmp1' num2str(p) '];']);
   eval(['Field2=[Field2; ' 'tmp2' num2str(p) '];']);
 end;
end;
clear dato_tmp_*
cd tmp
% inicia eliminar archivos en el directorio temporal
```

```
if formato_archivo==1;
!rm *.mat;
elseif formato_archivo==2;
!del *.mat;
end;
cd (dir_local);
%
% termina eliminar archivos en el directorio temporal
% ----------------------------------------------------------------
% inicia almacenar resultados finales en el achivo indicado
% formato matlab version 4.
%
if formato_archivo==1; % inicia condición de sintáxis de
% sistema operativo linux
 eval(['save ./salida/' arch_fin ' -v4 comenta xpts ypts zpts'...
 ' Field1 Field2']);
elseif formato_archivo==2;
% sistema operativo WinXX
eval(['save .\salida\' arch_fin ' -v4 comenta xpts ypts zpts'...
' Field1 Field2']);%'
end   % fin de condicion de sintáxis de sistema operativo
%
% termina almacenar resultados finales en el achivo indicado
% ----------------------------------------------------------------
```

E.3.6 Despliegue de resultados.

Finalmente se incluyen rutinas para desplegar los datos generados.

```
clear fig1 dentro p paso;
% Grafica de fase
fas=0;
```

```
if fas==1;
fas_fig=figure(3);
plot(zpts,defase(:,xN/2));
xlabel('Propagación z [\mu m]');
ylabel('\Delta fase  [rad]');
end;

% --------------------------------------------------------------
% Grafica en 3 d. con capacidad de rotación de los ejes
%

% coordenada X
im3d=0;
if im3d==1;
[X,Z]=meshgrid(xpts(ptos_x),zpts);
fig2=figure(2);
graf_1=mesh(X,Z,abs(Field1));
xlabel('Coordenada x [\mu m]');
ylabel('Propagación z [\mu m]');
zlabel('ABS(campo x) [U.A.]');
rotate3d;
end

% coordenada Y
img3d2=0;
if img3d2==1
fig3=figure(3);
graf_1=mesh(X,Z,abs(Field2));
xlabel('Coordenada x [\mu m]');
ylabel('Propagación z [\mu m]');
zlabel('ABS(campo y) [U.A.]');
```

```
rotate3d;
end;

% -----------------------------------------------------------------
% Grafica BW tipo fotografía
%

% eje X
img=1;
if img==1
figure(10);
colormap(gray(256));
map=colormap;
[immax,imax]=max(abs(Field1),[],2);
[immax,imax]=max(immax,[],1);
[immin,imin]=min(abs(Field1),[],2);
[immin,imin]=min(immin,[],1);
m=length(map);
[I]=min(m,round((m-1)*(abs(Field1)-immin)/(immax-immin))+1);
image(xpts,zpts,I);
h=colorbar('vert'); brighten(0.5);
xlabel('Coordenada x [\mu m]');
ylabel('Propagación z [\mu m]');
subplot(h);
ylabel('|Campo X| [U.A.]');
end

% Eje Y
img=1;
if img==1
figure(11);
```

```
colormap(gray(256));
map=colormap;
[immax,imax]=max(abs(Field2),[],2);
[immax,imax]=max(immax,[],1);
[immin,imin]=min(abs(Field2),[],2);
[immin,imin]=min(immin,[],1);
m=length(map);
[I]=min(m,round((m-1)*(abs(Field2)-immin)/(immax-immin))+1);
image(ypts,zpts,I);
h=colorbar('vert'); brighten(0.5);
xlabel('Coordenada y [\mu m]');
ylabel('Propagación z [\mu m]');
subplot(h);
ylabel('|Campo Y| [U.A.]');
end
```

E.3.7 Inicialización del sistema.

La subrutina de elección de comandos para diferente sistema operativo (`bpm_sis_init`) es la siguiente:

```
% Subrutina de bpm1_mod.m
%
% Script de inicialización del sistema
% genera directorios temporal y de salida por definición.
%

% ---------------------------------------------------------------
% Inicialización de espacio de trabajo de acuerdo a arquitectura
%
% Elección del formato de almacenamiento
```

```
sistema=computer;ver_mtlb=version;
if sum(abs(sistema))==sum(abs('PCWIN')); formato_archivo=2; elseif
sum(abs(sistema))==sum(abs('MAC2')); formato_archivo=3; else
formato_archivo=1;
end;
% Fin de elección de formato de almacenamiento
%
% Establece directorio de trabajo y crea el directorio temporal y
% de salida si no existen
if str2num(ver_mtlb(1))==5 % Inicia para version 5 de matlab
dir_local=pwd; cd (dir_local);
if exist('tmp','dir')==0;  % inicia la creación del directorio temporal
!mkdir tmp;
end;        % termina la creación del directorio temporal
% inicia eliminar archivos en el directorio temporal
cd tmp;
if formato_archivo==1;
!rm *.mat;
elseif formato_archivo==2;
!del *.mat;
end;
cd (dir_local);
% termina eliminar archivos en el directorio temporal
%
if exist('salida','dir')==0;  % inicia la creación del directorio de salida
!mkdir salida;
end;        % termina la creación del directorio de salida
clear pp sistema;
end % termina versión 5 de matlab
%
% Termina inicialización de espacio de trabaj de acuerdo a arquitectura
```

%

"The stars are made of the same atoms as the earth."I usually pick one small topic like this to give a lecture on. Poets say science takes away from the beauty of the stars – mere gobs of gas atoms. Nothing is "mere."I too can see the stars on a desert night, and feel them. But do I see less or more? The vastness of the heavens stretches my imagination – stuck on this carousel my little eye can catch one-million-year-old light. A vast pattern – of which I am a part – perhaps my stuff was belched from some forgotten star, as one is belching there. Or see them with the greater eye of Palomar, rushing all apart from some common starting point when they were perhaps all together. What is the pattern, or the meaning, or the *why?* It does not do harm to the mystery to know a little about it. For far more marvelous is the truth than any artists of the past imagined! Why do the poets of the present not speak of it? What men are poets who can speak of Jupiter if he were like a man, but if he is an immense spinning sphere of methane and ammonia must be silent? – Richard P. Feynman (1918-1988)