

TESIS DEFENDIDA POR
RAMÓN GERARDO MALDONADO BASILIO
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Horacio Soto Ortíz
Director del Comité

Dr. Raúl Rangel Rojo
Miembro del Comité

Dr. Seguei Stepanov
Miembro del Comité

Dr. Alfonso García Weidner
Miembro del Comité

Dr. Ramón Gutiérrez Castrejón
Miembro del Comité

Dra. Ma. del Carmen Maya Sánchez
*Coordinadora del Programa de Posgrado
en Electrónica y Telecomunicaciones*

Dr. David H. Covarrubias Rosales
Director de Estudios de Posgrado

1 de Julio de 2009

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE
EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES

MODELADO DE LA MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN EN
AMPLIFICADORES ÓPTICOS DE SEMICONDUCTOR: APLICACIONES A
LOS SISTEMAS DE COMUNICACIONES ÓPTICAS

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
DOCTOR EN CIENCIAS

Presenta:

RAMÓN GERARDO MALDONADO BASILIO

ENSENADA, BAJA CALIFORNIA, MÉXICO, 1 DE JULIO DE 2009

RESUMEN de la tesis de RAMÓN GERARDO MALDONADO BASILIO, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS en ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES con orientación en TELECOMUNICACIONES. Ensenada, Baja California, 1 de Julio de 2009.

MODELADO DE LA MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN EN
AMPLIFICADORES ÓPTICOS DE SEMICONDUCTOR: APLICACIONES A LOS SISTEMAS
DE COMUNICACIONES ÓPTICAS

Aprobado por:

Dr. Horacio Soto Ortíz
Director de Tesis

La modulación cruzada de la polarización (XPolM, Cross-Polarization Modulation) es un fenómeno no lineal que se presenta en la región activa de un amplificador óptico de semiconductor (SOA, Semiconductor Optical Amplifier) y se ha utilizado recientemente en la instrumentación de diferentes bloques de procesamiento de señales en el dominio completamente óptico. Tales bloques de procesamiento son considerados elementos imprescindibles para el desarrollo de los futuros sistemas fotónicos de telecomunicaciones de alta velocidad (cientos de Giga bits por segundo), donde la información es transmitida y guiada a través de fibras ópticas. Esto se debe a que dichos bloques o subsistemas posibilitan la instrumentación de una amplia gama de funciones completamente ópticas sin la necesidad de realizar ninguna conversión óptica-eléctrica (OE) ni eléctrica-óptica (EO). En efecto, la conversión OE-EO constituye una de las principales desventajas y cuellos de botella de los actuales sistemas de telecomunicaciones basados en bloques de procesamiento opto-electrónicos. Algunas de las funciones más importantes que se han estudiado e implementado actualmente utilizando el fenómeno de la XPolM dentro de SOAs son la conversión en longitud de onda, la conmutación óptica, las puertas lógicas, los elementos de memoria y los registros de corrimiento, etc.

Las funciones completamente ópticas desarrolladas hasta ahora utilizando el fenómeno de la XPolM representan, sin embargo, solamente un pequeño conjunto de las aplicaciones potenciales que se pueden realizar con la ayuda de éste fenómeno. En este sentido, se trata de un fenómeno no completamente explotado experimentalmente ni completamente comprendido teóricamente. Por lo tanto, el interés y la motivación fundamentales del presente trabajo de tesis son obtener una mejor comprensión del fenómeno de la XPolM y poder así predecir su comportamiento a través de un modelo

semi-clásico basado en la matriz de densidad en donde se consideran las características intrínsecas del material semiconductor de la región activa de un SOA masivo (bulk-SOA).

En el modelo desarrollado, la perturbación del medio amplificador provocada por la propagación de un campo electromagnético a través de éste se modela considerando una distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores a lo largo de toda la región activa del SOA. En otras palabras, se utiliza la técnica de modelado por secciones para determinar la perturbación sobre el medio activo y la propagación del campo electromagnético dentro del amplificador.

Posteriormente, considerando que la birrefringencia inducida es el principal mecanismo físico que interviene en la manifestación del fenómeno de la XPolM, se utiliza el método del índice efectivo para analizar la guía de onda constituida por el SOA masivo bajo estudio. De esta manera, se plantea una metodología con la que es posible calcular la birrefringencia estructural y la birrefringencia inducida a lo largo de toda la región activa de un SOA masivo.

Finalmente, utilizando un banco experimental estable y repetitivo que permite la caracterización del fenómeno de la XPolM dentro de un SOA masivo, se realiza la comparación y validación de los resultados obtenidos con nuestro modelo desarrollado.

Palabras Clave: Modulación Cruzada de la Polarización, Amplificador Óptico de Semiconductor Masivo, Matriz de Densidad, Método del Índice Efectivo, Modelo por Secciones, Birrefringencia Estructural y Birrefringencia Inducida.

ABSTRACT of the thesis presented by RAMÓN GERARDO MALDONADO BASILIO, in partial fulfillment of the requirements of the degree of DOCTOR OF SCIENCE in ELECTRONICS AND TELECOMMUNICATIONS with orientation in TELECOMMUNICATIONS. Ensenada, Baja California, June 1st, 2009.

CROSS-POLARIZATION MODULATION MODELING IN SEMICONDUCTOR OPTICAL
AMPLIFIERS: APPLICATIONS TO ALL-OPTICAL COMMUNICATION SYSTEMS

Approved by:

Dr. Horacio Soto Ortíz
Thesis Supervisor

In the last few years, the Cross-Polarization Modulation (XPolM) non-linear mechanism developed into a Semiconductor Optical Amplifier (SOA) has been investigated for the implementation of a number of all-optical signal processing functionalities or subsystems. Such subsystems are regarded as essential elements for the development and practical implementation of the future fibre-based photonic telecommunication systems operating at very high speed (Tera-bits per second). They allow a variety of all-optical functionalities to be implemented because there is no necessity for any optical-electrical (OE) or electrical-optical (EO) conversions. As a matter of fact, the OE-EO conversions are one of the main drawbacks and bottle-necks of the current opto-electronic telecommunication systems. Among the most important all-optical XPolM-based functionalities recently investigated are wavelength conversion, optical switching, logic gates, memory elements and shift registers.

The all-optical XPolM-based functionalities investigated so far constitute, however, a small group of potential applications achieved with this non-linear mechanism. Furthermore, there are still many aspects to be theoretically understood and experimentally exploited by using the XPolM phenomenon. In this context, the main aim and fundamental motivation of the current PhD Thesis are a better comprehension of the XPolM phenomenon allowing its performance prediction through the development of a semi-classic model based on the density-matrix equations. The intrinsic characteristics of the semiconductor active region have also been considered.

In the developed model, the perturbation on the amplifier generated by the propagation of an electro-magnetic field is modeled through a non-homogeneous carrier density distribution along the SOA active region. In other words, in order to determine the

perturbation on the active region by the propagation of an electro-magnetic field, a sectioning-model technique has been investigated and applied.

On the other hand, assuming the induced birefringence is the main physical mechanism taking part in the XPolM manifestation, the effective index method has been used to analyze the SOA waveguide behavior. Moreover, a methodology allowing the numerical estimation of the structural and induced birefringences along the SOA active region has been proposed.

Finally, the validation and comparison of our simulation results to experimental measurements has been addressed, obtaining an excellent agreement.

Keywords: Cross-Polarization Modulation, Bulk- Semiconductor Optical Amplifier, Density-Matrix, Effective Index Method, Multi-section Model, Structural and Induced Birefringence

Dedicatorias

Con profundo amor para mi esposa María del Carmen. Su amor, apoyo, paciencia y confianza hacia mi persona han sido imprescindibles para enfrentar y superar todos los retos del presente proyecto.

Para mis hijos Katherine y Gerardo. La alegría de sus sonrisas, el brillo de sus ojos, su curiosidad por comprender y alcanzar lo inalcanzable, su capacidad para adaptarse a diferentes circunstancias y su insaciable espíritu de aprendizaje constituyen una fuente inagotable de motivación.

Con toda mi admiración para mi hermano Jesús, mi cuñada Ime y mi sobrinita Imeldita. Su decisión y coraje por enfrentar los desafíos más extraños, complicados y dolorosos de la vida, me han enseñado a nunca desistir en la lucha por la superación personal y la esperanza en una mejor calidad de vida.

Con respeto y amor a mis padres. Una dedicación especial de este trabajo corresponde a la memoria de mi querida madre. Aún con el paso del tiempo, sus enseñanzas, sus sueños compartidos y sus dulces recuerdos persisten y ocupan por siempre un lugar único en mi corazón. A mi padre, porque aún en las situaciones más grises, tristes, decepcionantes y conflictivas, mi amor hacia él sigue intacto.

A todos mis amigos sinceros por la ayuda invaluable y apoyo incondicional que siempre he recibido de ellos bajo cualquier circunstancia.

Agradecimientos

De manera muy especial agradezco a mi Director de Tesis, Dr. Horacio Soto Ortíz, el invaluable apoyo que siempre me proporcionó en todos aspectos durante el desarrollo de este proyecto de investigación. Muchas gracias por el tiempo que ha dedicado en compartir parte de sus conocimientos y experiencias profesionales. Sin lugar a dudas, los méritos positivos de éste trabajo se deben íntegramente a su inmejorable dirección y a su incansable perfeccionismo. Su filosofía académica de *enseñar con el ejemplo* es admirable. Por último pero no menos importante, reconozco y agradezco su paciencia y confianza hacia mi persona durante la etapa final del presente proyecto. Mi prolongada pero inevitable ausencia ha llegado a un final feliz.

Agradezco a todos los miembros de mi comité de tesis doctoral. Sus comentarios, observaciones y correcciones han enriquecido y mejorado sustancialmente el desarrollo y terminación de este proyecto.

Agradezco a los Drs. Horacio Soto, Raúl Rangel, Roger Cudney y Kevin O'Donnell el haberme permitido ser parte de su grupo de estudiantes de posgrado y compartir sus experiencias académicas; todas ellas han sido determinantes para mi actual desarrollo profesional.

Agradezco al Dr. Pascal Landais del Research Institute for Networks and Communications Engineering, Dublin City University, por haberme permitido participar activamente en su grupo de investigación durante mi estancia doctoral. Igualmente agradezco la oportunidad y su confianza por invitarme a pertenecer y colaborar en su actual grupo de trabajo.

Agradezco al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE) y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por confiar en mí y proporcionarme la oportunidad y el apoyo para realizar mis estudios de Doctorado en Ciencias.

CONTENIDO

Resumen en Español	i
Resumen en Ingles	iii
Dedicatorias	v
Agradecimientos	vi
Índice de Figuras	ix
Índice de Tablas	xvi
I Introducción	1
I.1 Importancia de los amplificadores ópticos de semiconductor en las redes ópticas de alta velocidad	3
I.2 Objetivos generales	5
I.3 Distribución del presente trabajo de tesis	7
I.4 Aportaciones originales de este trabajo de tesis	11
II Conceptos generales sobre los amplificadores ópticos de semiconductor masivos y el fenómeno de la modulación cruzada de la polarización	13
II.1 Introducción	13
II.2 Generalidades sobre los amplificadores ópticos de semiconductor	15
II.3 Características de los SOAs que permiten su posible aplicación en los sistemas de comunicaciones ópticas	19
II.3.1 Selección de los materiales que conforman a los SOAs	19
II.3.2 Reducción de la retroalimentación óptica en la región activa	20
II.3.3 Baja sensibilidad al estado de polarización del campo electromagnético incidente	21
II.3.4 Reducción de las pérdidas de potencia que sufre un haz por su acoplamiento entre una fibra óptica y un SOA	23
II.4 El SOA utilizado en este trabajo	24
II.5 Modulación cruzada de la polarización	29
II.5.1 Birrefringencia inducida	30
II.5.2 Perturbación de las ganancias modales	34
II.5.3 Perturbación de los ejes propios de propagación de la guía de onda	36
II.5.4 Anisotropía de la ganancia provocada por esfuerzos mecánicos internos presentes en la región activa del SOA	38
II.6 Resumen	54

III Modelado del fenómeno de la XPolM dentro de un amplificador óptico de semiconductor	57
III.1 Introducción	57
III.2 Modelado de la distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores en la región activa de un SOA masivo	61
III.2.1 Formalismo de la matriz de densidad	63
III.2.2 Ecuación de evolución de la densidad de portadores en la región activa de un SOA masivo	76
III.3 Modelado de la birrefringencia estructural e inducida en la región activa del SOA	89
III.3.1 Análisis general de una guía de onda óptica	89
III.3.2 Descripción general del método del índice efectivo	113
III.3.3 Estimación de la birrefringencia estructural de un SOA mediante la aplicación del método del índice efectivo	121
III.3.4 Aproximaciones analíticas para calcular la birrefringencia estructural e inducida de la guía de onda del SOA masivo utilizado	133
III.4 Resumen	141
IV Caracterización experimental del fenómeno de la XPolM en un amplificador óptico de semiconductor masivo	143
IV.1 Introducción	143
IV.2 Caracterización de la XPolM manteniendo constantes las longitudes de onda de los haces de control y de datos	145
IV.2.1 Discusión	166
IV.3 Caracterización de la dependencia de la XPolM con la longitud de onda del haz de control	167
IV.4 Resumen	178
V Análisis y discusión de resultados	181
V.1 Introducción	181
V.2 Densidad de portadores dentro de la región activa del SOA bajo estudio	183
V.3 Ganancia material e índice de refracción local en la región activa del SOA	194
V.4 Índices de refracción efectivos η_{eff}^{TE} y η_{eff}^{TM} en la guía de onda del SOA .	198
V.5 Desfasamiento inducido entre las componentes ortogonales del haz de datos obtenido a la salida del SOA	209
V.6 Desfasamiento inducido entre las componentes ortogonales del haz de datos obtenido a la salida del SOA considerando diferentes longitudes de onda del haz de control	219
V.7 Resumen	222
VI Discusiones finales y conclusiones	225
VII Literatura Citada	239

Apéndice A. Caracterización típica del SOA masivo bajo estudio	257
A.I Introducción	257
A.II Pérdidas por inserción y captura en el SOA	258
A.III Emisión espontánea amplificada	270
A.IV Ganancia de un solo paso	276

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura	Página
1 Bosquejo general de una doble heterounión formada por la región activa (construida típicamente con $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$) y las regiones tipo p y tipo n (construidas típicamente con InP o con $InGaAsP$ pero con fracciones moleculares x y y diferentes a las utilizadas en la región activa).	16
2 Diagrama simplificado de las bandas de energía para una doble heterounión polarizada directamente, cuya región activa es construida típicamente con $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$, y las regiones tipo p y tipo n son construidas típicamente con InP o con $InGaAsP$, pero con fracciones moleculares x y y diferentes a las utilizadas en la región activa.	17
3 Bosquejo de la estructura del SOA utilizado. Los valores típicos de los índices de refracción correspondientes a cada material y para una longitud de onda de 1550 nm son: $\eta_1 = 1.6$, $\eta_2 = 3.169$, $\eta_3 = 3.17$, $\eta_4 = 3.524$, $\eta_5 = 3.164$ y $\eta_0 = 1.6$	25
4 Vista frontal (a) y vista superior (b) del soporte de la base de cobretungsteno del SOA utilizado y las conexiones de los controladores de corriente y de temperatura.	27
5 Bosquejo tridimensional de las celdas básicas de los materiales que conforman la heteroestructura antes (a) y después (b) del crecimiento cristalino de la región activa sobre el sustrato y de la cubierta sobre la región activa.	40
6 Diagrama simplificado de bandas de energía, en la aproximación parabólica, del material semiconductor que conforma a la región activa en una heteroestructura no sometida a esfuerzo mecánico interno. Las bandas de valencia correspondientes a los huecos ligeros (LH) y pesados (HH) están degeneradas en $k = 0$	43

7	Bosquejo de la modificación en la magnitud de la energía prohibida asociada con las bandas de valencia del material semiconductor que conforma a la región activa de una heteroestructura sometida a esfuerzo mecánico por tensión biaxial. Las bandas de valencia pierden su degeneración en $k = 0$ y se presentan dos energías prohibidas E_g^{LH} y E_g^{HH} asociadas con los LH y HH , respectivamente. Como referencia, en líneas punteadas se bosquejan las bandas de energía del material no sometido a esfuerzo mecánico interno.	44
8	Bosquejo de la modificación en la forma de las bandas de valencia no degeneradas del material semiconductor que conforma a la región activa de una heteroestructura sometida a esfuerzo mecánico por tensión biaxial. La perturbación de las masas efectivas en la dirección perpendicular al esfuerzo mecánico provoca que la banda de LH se asemeje a la de HH y viceversa. Como referencia, en líneas punteadas se bosquejan las bandas de energía del material no sometido a esfuerzo mecánico interno.	45
9	Diagrama esquemático de la división virtual de la región activa del SOA y de las condiciones de frontera que se aplican para garantizar la continuidad del campo electromagnético al propagarse por las diferentes secciones del amplificador.	63
10	Bosquejo de la estructura de bandas parabólicas en un semiconductor directo. En la figura se bosqueja también la transición radiativa que realiza un electrón que ocupa un estado cuántico de la banda de conducción (con energía E_1) hacia un estado vacante de la banda de valencia (con energía E_2), generando un fotón con energía $E = \hbar\omega_k = E_1 - E_2$	66
11	Bosquejo de una guía de onda básica tipo barra (planar slab waveguide) compuesta por un sustrato, una región central (film) y una cubierta, cuyos índices de refracción son η_s , η_f y η_c , respectivamente.	90
12	Bosquejo de la distribución espacial de la magnitud de la componente E_y de un campo eléctrico a lo largo de las coordenadas x y y de una guía de onda óptica tipo barra. a) Variación pequeña de la magnitud de E_y a lo largo del eje y dentro de los materiales que componen a la guía de onda. b) Variación significativa de la magnitud de E_y a lo largo del eje x dentro de los materiales que componen a la guía de onda.	97
13	Bosquejo de una estructura o guía de onda generalizada cuya región central está rodeada de materiales con diferentes índices de refracción.	113
14	Bosquejo de la estructura equivalente obtenida al analizar independientemente los grupos de materiales cuyos índices de refracción son: η_5 , η_4 , η_3 para el grupo (a), η_6 , η_1 , η_2 para el grupo (b), y η_7 , η_8 , η_9 para el grupo (c) (Ver Figura 13).	118
15	Bosquejo del proceso de simplificaciones sucesivas realizado en las subestructuras A, B, y C, propuesto para calcular los índices efectivos η_{eff}^{TE} y η_{eff}^{TM} de la guía de onda óptica del SOA bajo estudio.	122

16	Bosquejo de la orientación que poseen las componentes vectoriales del campo electromagnético asociado con los modos de propagación fundamentales TE en las subestructuras A, B y C.	123
17	Bosquejo de la orientación que poseen las componentes vectoriales del campo electromagnético asociado con los modos de propagación fundamentales TM en las subestructuras A, B y C.	124
18	Bosquejo de la simplificación realizada en la subestructura A para obtener una región homogénea equivalente con índices efectivos $\eta_{eff,1}^{TE}$ y $\eta_{eff,1}^{TM}$	126
19	Bosquejo del perfil de amplitud normalizada del campo eléctrico $\hat{i}E_x$ y del campo magnético $\hat{i}H_x$ asociados con los modos de propagación TE y TM, respectivamente, en la subestructura A. En ésta figura, el eje de las <i>abscisas</i> corresponde a la dirección <i>y</i> de la Figura 18.	127
20	Bosquejo de la simplificación realizada en la subestructura B para obtener una región homogénea equivalente con índices efectivos $\eta_{eff,2}^{TE}$ y $\eta_{eff,2}^{TM}$	128
21	Bosquejo del perfil de amplitud normalizada del campo eléctrico $\hat{i}E_x$ y del campo magnético $\hat{i}H_x$ asociados con los modos de propagación TE y TM, respectivamente, en la subestructura B. En ésta figura, el eje de las <i>ordenadas</i> corresponde a la dirección <i>x</i> de la Figura 20.	129
22	Bosquejo de la simplificación realizada en la subestructura C para obtener los índices efectivos η_{eff}^{TE} y η_{eff}^{TM} que determinan la birrefringencia estructural del SOA.	131
23	Bosquejo del perfil de amplitud normalizada del campo eléctrico $\hat{i}E_x$ y del campo magnético $\hat{i}H_x$ asociados con los modos de propagación TE y TM en la guía de onda equivalente del SOA. En ésta figura, el eje de las <i>ordenadas</i> corresponde a la dirección <i>x</i> de la Figura 22.	132
24	Arreglo experimental utilizado para caracterizar el fenómeno de la XPoLM desarrollado dentro del SOA masivo bajo estudio.	149
25	Bosquejo de la representación tridimensional en la esfera unitaria de Poincaré del estado de polarización que posee un campo eléctrico. Los puntos (●) representan los siguientes estados de polarización: lineal horizontal (1,0,0), lineal vertical (-1,0,0), lineal a 45° (0,1,0), circular izquierda (0,0,-1) y circular derecha (0,0,1).	153
26	Representación en la esfera unitaria de Poincaré de los estados de polarización del haz de datos obtenido a la salida del SOA, provocados por un cambio en la potencia del haz de control. El haz de datos se introduce al amplificador con una potencia pico de -15 dBm , una longitud de onda de 1562 nm y las inclinaciones de su estado de polarización lineal están indicadas al pie de cada gráfica. El haz de control se introduce con una potencia variable desde -30 dBm (potencia mínima) hasta 0 dBm (potencia máxima) y con un estado de polarización lineal horizontal.	156

27	Representación bidimensional de los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 que describen los estados de polarización del haz de datos obtenido a la salida del SOA, provocados por un cambio en la potencia del haz de control. Las condiciones de operación y la asociación de los símbolos para las diferentes polarizaciones del haz de datos son iguales a aquellas indicadas en la Figura 26.	159
28	Ilustración en la esfera unitaria de Poincaré de la distancia angular α utilizada para cuantificar la rotación del estado de polarización de un haz de prueba provocada por un cambio en la potencia de un haz de control propagándose simultáneamente dentro de un SOA.	161
29	Ángulo real de máxima rotación experimentada por el estado de polarización de un haz de datos cuya potencia pico es de -15 dBm , longitud de onda de 1562 nm y donde la inclinación de sus estados de polarización lineal se varía desde 0° hasta 360° , con incrementos de 15° . En este caso, se considera un haz de control con una potencia pico mínima y máxima de -30 y 0 dBm , respectivamente, longitud de onda de 1558 nm y polarizaciones lineales horizontal (\circ) y vertical (Δ).	163
30	Ángulo real de máxima rotación experimentada por el estado de polarización de un haz de datos cuya orientación en su estado de polarización lineal ha sido ajustada para considerar las diferentes pérdidas por inserción que experimentan sus componentes ortogonales horizontal y vertical. Las condiciones de operación son idénticas a aquellas indicadas en la Figura 29.	164
31	Representación en la esfera unitaria de Poincaré de los estados de polarización del haz de datos obtenido a la salida del SOA, provocados por un cambio en la longitud de onda y en la potencia del haz de control. Las flechas indican los parámetros de Stokes normalizados que se obtienen para las potencias del haz de control iguales a -30 y 0 dBm a la entrada del amplificador.	170
32	Representación bidimensional de los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 que describen la evolución del estado de polarización del haz de datos obtenido a la salida del SOA, provocada por un cambio en la longitud de onda y en la potencia del haz de control.	172
33	Ángulo real de rotación máxima experimentada por el estado de polarización del haz de datos al variar la longitud de onda del haz de control en el intervalo de 1550 a 1566 nm . Las condiciones de operación son las mismas que aquellas con las que se obtuvieron los resultados mostrados en las Figuras 31a y 31b.	176
34	Secuencia lógica utilizada para obtener la evolución temporal y longitudinal de la densidad de portadores y de la envolvente del campo eléctrico total que se propaga y amplifica dentro de la región activa del SOA masivo bajo estudio.	188

35	Evolución temporal y longitudinal de la densidad de portadores dentro de la región activa de un SOA masivo, considerando la inyección de un haz de control con una potencia de -30 dBm (a) y de 0 dBm (b).	190
36	Evolución temporal y longitudinal de la ganancia material dentro de la región activa de un SOA masivo, considerando la inyección de un haz de control con una potencia de -30 dBm (a) y de 0 dBm (b).	191
37	Evolución temporal y longitudinal de la magnitud de la envolvente del campo eléctrico de un haz de control que se propaga dentro de la región activa de un SOA masivo, considerando que su potencia a la entrada de dicho amplificador es de -30 dBm (a) y de 0 dBm (b).	192
38	Simulación numérica de la ganancia material ofrecida por la región activa del SOA masivo bajo estudio para diferentes corrientes de inyección eléctrica.	195
39	Simulación numérica del índice de refracción local $\eta(N, \omega)$ presente en la región activa del SOA masivo bajo estudio para diferentes corrientes de inyección eléctrica.	197
40	Evolución longitudinal del índice de refracción local $\eta(N, \omega_{datos})$ a lo largo de la región activa del SOA bajo estudio, al variar la potencia del haz de control a la entrada del amplificador.	201
41	Evolución longitudinal del índice de refracción efectivo $\eta_{eff}^{TE}(N, \omega_{datos})$ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (solución numérica).	202
42	Evolución longitudinal del índice de refracción efectivo $\eta_{eff}^{TM}(N, \omega_{datos})$ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (solución numérica).	203
43	Evolución longitudinal de la birrefringencia total $ \eta_{m,eff}^{TE}(N, \omega_{datos}) - \eta_{m,eff}^{TM}(N, \omega_{datos}) $ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (solución numérica).	204
44	Evolución longitudinal del índice de refracción efectivo $\eta_{eff}^{TE}(N, \omega_{datos})$ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (aproximación analítica).	205
45	Evolución longitudinal del índice de refracción efectivo $\eta_{eff}^{TM}(N, \omega_{datos})$ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (aproximación analítica).	206
46	Evolución longitudinal de la birrefringencia total $ \eta_{m,eff}^{TE}(N, \omega_{datos}) - \eta_{m,eff}^{TM}(N, \omega_{datos}) $ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (aproximación analítica).	207
47	Perturbación inducida total que se ejerce sobre los índices efectivos $\eta_{eff}^{TE}(N, \omega_{datos})$ y $\eta_{eff}^{TM}(N, \omega_{datos})$ al variar la potencia del haz de control a la entrada del SOA. En líneas continuas se presenta la perturbación calculada mediante las soluciones numéricas y en líneas punteadas se presenta la calculada mediante las aproximaciones analíticas.	208

48	Desfasamiento total experimental (*), numérico (◊) y analítico (◇) que se presenta entre las componentes ortogonales de un haz de datos a la salida del SOA bajo estudio, provocado por una variación en la potencia del haz de control.	212
49	Evolución del estado de polarización experimental (*), numérico (◊) y analítico (◇) del haz de datos a la salida de un SOA provocado por un cambio en la potencia del haz de control. Las flechas indican los parámetros de Stokes normalizados que se obtienen para el haz de datos correspondientes a las potencias del haz de control de 0, -5, -10 y -30 <i>dBm</i> a la entrada del amplificador.	214
50	Ángulo máximo de rotación experimental (*), numérico (◊) y analítico (◇) obtenidos de la representación en la esfera de Poincaré de radio unitario, asociados con el estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA y provocados por un cambio en la potencia del haz de control a la entrada del amplificador.	216
51	Errores relativos de las soluciones numéricas (◊) y las aproximaciones analíticas (◇) asociadas con el cálculo de los ángulos máximos de rotación, los cuales son provocados por un cambio en la potencia del haz de control a la entrada del SOA.	218
52	Desfasamiento inducido normalizado experimental (◇) y numérico (línea continua) que se presenta entre las componentes ortogonales del haz de datos a la salida del SOA masivo, provocado por una variación en la potencia y en la longitud de onda del haz de control. El color de los datos corresponde a las siguientes longitudes de onda del haz de control: 1550 <i>nm</i> (magenta), 1552 <i>nm</i> (verde), 1554 <i>nm</i> (rojo), 1556 <i>nm</i> (azul) y 1557 <i>nm</i> (negro).	220
53	Desfasamiento inducido normalizado experimental (◇) y numérico (línea continua) que se presenta entre las componentes ortogonales del haz de datos a la salida del SOA masivo, provocado por una variación en la potencia y la longitud de onda del haz de control. El color de los datos corresponde a las siguientes longitudes de onda del haz de control: 1559 <i>nm</i> (magenta), 1560 <i>nm</i> (verde), 1562 <i>nm</i> (rojo), 1564 <i>nm</i> (azul) y 1566 <i>nm</i> (negro).	221
54	Esquema experimental utilizado para obtener el perfil espacial de la irradiancia espontánea amplificada del SOA bajo estudio.	260
55	Perfiles transversales de la irradiancia espontánea amplificada medida y aproximada del SOA bajo estudio en su faceta izquierda (gráficas superiores) y derecha (gráficas inferiores), obtenidos sobre los ejes transversales horizontal (gráficas de la izquierda) y vertical (gráficas de la derecha).	261

56	Ilustración de las monturas del SOA utilizado en este trabajo y del foto-receptor empleado para medir el perfil transversal de la irradiancia emitida espontáneamente por el amplificador. En la fotografía (a) se ilustra la montura del SOA, en (b) un acercamiento de la montura del SOA y en (c) el montaje experimental del SOA y del foto-receptor.	262
57	Bosquejo de la propagación en el espacio libre del perfil transversal de irradiancia de un haz gaussiano.	264
58	Bosquejo de las distancias axiales a las que se colocaron las lentes objetivo y las lentes de Grin para realizar la caracterización típica del SOA y de la XPolM.	266
59	Bosquejo del arreglo experimental utilizado para obtener las curvas de emisión espontánea amplificada del SOA al variar la corriente de inyección eléctrica.	271
60	Curvas de emisión espontánea amplificada obtenidas en la faceta izquierda (azul) y derecha (rojo) del SOA para diferentes corrientes de inyección eléctrica.	272
61	Emisión espontánea amplificada del SOA bajo estudio, obtenida al colocar un polarizador lineal entre la lente objetivo y la lente de Grin, respectivamente. La corriente de inyección del SOA se mantuvo fija en 500 mA	274
62	Acercamiento de la curva de ASE para resaltar la presencia de rizados con periodo y fase diferentes asociados con los modos de propagación fundamentales TE y TM de la guía de onda del SOA.	275
63	Bosquejo del esquema experimental utilizado para realizar la medición de la ganancia de un solo paso asociada con los modos fundamentales de propagación TE y TM del SOA bajo estudio.	277
64	Ganancia de un solo paso obtenida al variar la corriente de inyección del SOA para un haz cuya potencia pico y longitud de onda a la entrada del amplificador son iguales a -20 dBm y 1558 nm , respectivamente.	279
65	Ganancia de un solo paso obtenida en función de la corriente de inyección del SOA, considerando un haz cuya potencia pico es de -20 dBm a la entrada del amplificador y su longitud de onda se fluctúa en el intervalo de 1550 a 1568 nm	280
66	Ganancia de un solo paso obtenida al variar la longitud de onda del haz introducido al SOA bajo estudio. La potencia pico del haz a la entrada del amplificador es de -20 dBm y la corriente de inyección del SOA es de 500 mA	281
67	Ganancia de un solo paso obtenida al variar la potencia pico del haz a la entrada del SOA bajo estudio, considerando una longitud de onda de 1558 nm y una corriente de inyección eléctrica de 500 mA	282

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla		Página
I	Características de operación del SOA-1550-CRI/X-1550S.	26
II	Resumen de las ecuaciones que describen la propagación de los modos TE y TM asociados con un campo electromagnético a lo largo de una guía de onda tipo barra.	111
III	Comparación entre los índices efectivos calculados numéricamente y los obtenidos mediante las aproximaciones analíticas en cada una de las subestructuras equivalentes. Tales subestructuras conforman la guía de onda del SOA estudiado en el presente trabajo y los correspondientes índices efectivos determinan la birrefringencia estructural del SOA. En este caso, las condiciones de operación son: ausencia de excitación óptica externa, corriente de inyección eléctrica de 500 mA, longitud de onda de 1562 nm e índice de refracción local $\eta_4 = 3.514$	140
IV	Principales características de operación de los SOAs, así como de los haces de control y de datos utilizados en algunos de los trabajos desarrollados anteriormente dentro del grupo de Comunicaciones Ópticas de CICESE. Las etiquetas [1] a [6] corresponden respectivamente a las referencias: Beas-Bujanos, 2003; Solís-Trápala, 2006; Albores-Mejía, 2007; Soto-b <i>et al</i> , 2001; Soto <i>et al</i> , 2003; Soto y Gutiérrez, 2006.	147
V	Lista de los valores de los parámetros utilizados en las simulaciones. . .	185
VI	Resumen de las características del haz gaussiano emitido espontáneamente por el SOA en sus facetas de entrada y salida, obtenidas al utilizar los datos experimentales y las gráficas aproximadas de la Figura 55.	265
VII	Resumen de los cálculos realizados para estimar las pérdidas que sufre un haz al ser inyectado y capturado del SOA bajo estudio.	268

CAPÍTULO I

INTRODUCCIÓN

LAS redes de computadoras y sistemas de telecomunicaciones han crecido grandemente en los últimos años. Algunos de los servicios que se proporcionan actualmente en los hogares y las oficinas de los usuarios son la TV de alta definición, el audio digital, el video-teléfono, las conexiones móviles a la Internet a través de interfaces gráficas, entre otros (Green, 2001). Para satisfacer estas necesidades de transmisión de información de alta velocidad, el medio de comunicación más utilizado en los enlaces troncales es la fibra óptica, siendo el único medio capaz de soportar tasas de transmisión del orden de Tbps (Tera-bits por segundo) en largas distancias (Borella *et al.*, 1997; Kartalopolous, 2003; Izawa, 2007; Essiambre *et al.*, 2008)

Para aprovechar el enorme ancho de banda de la fibra óptica, en los actuales sistemas de comunicación comerciales se utilizan esquemas de multicanalización tales como DWDM (Dense Wavelength-Division Multiplexing) y OTDM (Optical Time-Division Multiplexing) (Keiser, 1999; Knox, 2000; Kogelnik, 2000; Khoe, 2000). En un sistema

DWDM, el espectro de transmisión óptica se divide en un cierto número de bandas discretas de longitud de onda, manteniendo una separación apropiada entre ellas. De esta manera, al asignar un canal de datos en cada una de estas bandas, es posible transmitir múltiples canales de información a través de una sola fibra óptica. En este caso, la tasa de bits típica de cada canal es de 2.5 a 40 *Gbps*, la separación entre canales es de 50 a 100 *GHz*, equivalente a 0.4 y 0.8 *nm*, respectivamente, y puede ser procesada individualmente en el dominio eléctrico. Por otro lado, en un sistema OTDM los diferentes canales son intercalados temporalmente para formar un sólo canal de mayor velocidad que es asignado a una determinada longitud de onda (Kawanishi *et al.*, 1999; Nakazawa *et al.*, 2000; Koonen, 2008).

Ambos esquemas de multicanalización imponen una restricción mayor: a medida que el número de canales y su tasa de transmisión se incrementan, se excede la capacidad de procesamiento en el dominio eléctrico. Consecuentemente, las redes y bloques de procesamiento completamente óptico constituyen una alternativa preponderante en el actual desarrollo de los sistemas de telecomunicaciones (Saruwatari, 2000; Keck, 2000; Dorren *et al.*, 2005; Smit *et al.*, 2005; Glesk, 2008; Huang, 2009). En efecto, en las nuevas redes de comunicación no sólo será importante lograr una mayor tasa de transmisión con respecto a la de los sistemas de comunicación actuales, sino también será trascendental obtener una reducción en el costo de la red, en el consumo de la energía utilizada para su operación, en el tamaño de los bloques de procesamiento y en la latencia que sufre la información desde su envío hasta su destino final (Kalbe and D.Gevaux, 2009).

En este contexto, es claro que para el desarrollo de las futuras redes completamente ópticas de alta velocidad, también llamadas redes fotónicas de tercera generación, se requerirán bloques de procesamiento que realicen funciones tales como la multi-canalización / demulticanalización en el dominio temporal y espectral, la conmutación,

la conversión en longitud de onda, la regeneración, la recuperación de reloj, así como la elaboración de operaciones lógicas (puertas AND, OR, XOR, etc.) y bloques de procesamiento (registros de corrimiento, memorias, sumadores, restadores, etc.), todo en el dominio completamente óptico. Además, para la implementación de todas estas funciones se requerirán dispositivos de respuesta rápida, de reducido consumo de potencia, de costo relativamente bajo y con capacidad para integrarse dentro de un circuito, de manera que proporcionen flexibilidad y confiabilidad a los bloques que los contendrán.

I.1 Importancia de los amplificadores ópticos de semiconductor en las redes ópticas de alta velocidad

La implementación de los diferentes componentes y bloques de procesamiento necesarios para el desarrollo de las futuras redes completamente ópticas de telecomunicaciones se ha propuesto a través de diversas tecnologías, entre las que destacan las basadas en guías de onda ópticas (Jajszczyk, 2005). En este caso, se han estudiado y explotado diferentes fenómenos electro-mecánicos, termo-ópticos y electro-ópticos. En particular, los fenómenos electro-ópticos presentes en materiales dieléctricos como el niobato de litio ($LiNbO_3$) y en materiales semiconductores de los grupos $III - V$ han captado especial interés (Razegui, 2000; Jajszczyk, 2005).

En este contexto, uno de los componentes más prometedores para su aplicación en las futuras redes fotónicas de telecomunicaciones es el amplificador óptico de semiconductor (SOA, Semiconductor Optical Amplifier) (Stubkjaer, 2000; Zimmerman and

L.H.Spiekman, 2004; Poustie, 2007; Bonk *et al.*, 2008; Ezra *et al.*, 2009). Si bien su desempeño como amplificador es inferior al de los amplificadores de fibra óptica, tiene la ventaja de ser bombeado eléctricamente y de prestarse naturalmente a la integración dentro de un circuito. Una ventaja aún más importante es que éste dispositivo presenta fuertes características no lineales, que permiten vislumbrarlo como un elemento clave para realizar tratamientos ópticos mucho más complejos que una simple amplificación.

Los principales fenómenos físicos no lineales que se presentan dentro de un SOA y que se han estudiado extensivamente para la realización de diferentes funciones de procesamiento óptico son, entre otros: la modulación cruzada de la fase (XPM, Cross Phase Modulation) (Lee *et al.*, 1999), la modulación cruzada de la ganancia (XGM, Cross Gain Modulation) (Durhuus *et al.*, 1996) y la mezcla de cuatro ondas (FWM, Four-Wave Mixing) (Uskov *et al.*, 1994). Utilizando estos fenómenos, ha sido posible la instrumentación de funciones completamente ópticas tales como la conmutación óptica (Alsmtrom *et al.*, 1996; Houbavlis and K.E.Zoiros, 2003), la conversión en longitud de onda (Dong *et al.*, 2001; Wong and H.K.Tsang, 2002, 2003; Xu *et al.*, 2004; Dailye and T.L.Koch, 2009), la recuperación de reloj (Wolfson *et al.*, 1999; Vardakas and K.E.Zoiros, 2007; Vivero *et al.*, 2009), la conversión del formato NRZ a RZ (Yu *et al.*, 2005), la compensación de la dispersión cromática de las fibras ópticas (Corchia *et al.*, 1999), la compresión de pulsos ópticos (Tsang and K.Shore, 1999), las puertas lógicas (Kim *et al.*, 2002; Hamie *et al.*, 2002; Dong *et al.*, 2004; Chan *et al.*, 2004; Zhang *et al.*, 2004; Habib *et al.*, 2008; Kai *et al.*, 2008), sumadores (Kim *et al.*, 2003), registros de corrimiento (Zoiros *et al.*, 2004), filtros ópticos (Xu *et al.*, 2009), etc.

Además de los diferentes fenómenos no lineales ya mencionados, se ha observado también el fenómeno de la modulación cruzada de la polarización (XPoIM, Cross-Polarization Modulation) (Diez *et al.*, 1998; Soto *et al.*, 1999; Manning *et al.*, 2001).

De manera general, éste fenómeno se presenta como un cambio en el estado de polarización de un haz de prueba en función de la potencia, estado de polarización y longitud de onda de un haz de control que se propaga simultáneamente dentro de un SOA (Soto *et al.*, 1999). Los mecanismos físicos responsables de la XPolM se desencadenan a partir de la perturbación de la densidad de portadores dentro de la región activa de un SOA, provocada por el haz intenso de control, lo que modifica la birrefringencia de la guía de onda, los ejes propios de propagación de dicha guía y las ganancias modales. La XPolM ha sido aprovechada para la implementación de puertas lógicas tales como la XOR, NOT XOR, NOR, AND (Soto-a *et al.*, 2001; Soto *et al.*, 2002, 2003, 2004; Ge-a *et al.*, 2005) y para realizar diferentes funciones completamente ópticas, como por ejemplo la conversión en longitud de onda, la recuperación de reloj y la conmutación óptica (Soto-b *et al.*, 2001; Zhao *et al.*, 2003; Liu *et al.*, 2003; Calabretta *et al.*, 2004; Vegas-Olmos *et al.*, 2004; Mishra *et al.*, 2004; Ge-b *et al.*, 2005; Zhang *et al.*, 2007; Zhou *et al.*, 2005; Han-a *et al.*, 2008; Han-b *et al.*, 2008; Pei-li and H.De-xiu, 2008; Li *et al.*, 2008; Ning *et al.*, 2008; Fu *et al.*, 2009).

I.2 Objetivos generales

Las funciones lógicas desarrolladas hasta ahora utilizando el fenómeno de la XPolM representan, sin embargo, solamente un pequeño conjunto de las aplicaciones potenciales que se pueden realizar con la ayuda de éste fenómeno. En este sentido, se trata de un fenómeno no completamente explotado experimentalmente ni completamente comprendido teóricamente. En efecto, hasta donde se tiene conocimiento, se han realizado algunos esfuerzos para modelar y predecir el efecto de la XPolM dentro de un SOA. Así

por ejemplo, en uno de los trabajos más importantes al respecto (Dorren *et al.*, 2003), el cálculo de la perturbación de las ganancias modales y de la birrefringencia inducida en la guía de onda del SOA analizado, se realiza a partir de la introducción de una variable denominada factor de desbalance f en las ecuaciones de evolución (rate equations). Con el uso de ésta variable, se toma en consideración la diferencia de poblaciones de huecos ligeros y pesados de la banda de valencia. Tal diferencia de poblaciones se presenta en la región activa de heteroestructuras sometidas a esfuerzos mecánicos internos, como es el caso de las utilizadas en la construcción de los actuales SOAs *masivos* o de *bulto* (bulk-SOA), es decir, aquellos que no están compuestos por múltiples pozos o puntos cuánticos. Sin embargo, la principal dificultad que presenta este modelo es que se basa en un factor de desbalance f que no se calcula explícitamente a partir de las propiedades físicas del material semiconductor. Por el contrario, adquiere los valores numéricos que permiten un acuerdo entre el modelo desarrollado y las observaciones experimentales. Además, para encontrar los valores de f que producen un adecuado acuerdo teórico–experimental, se requiere que otras variables, como por ejemplo los factores de confinamiento Γ^{TE} y Γ^{TM} , adquieran valores físicamente no razonables.

Por lo tanto, existe un fuerte interés y motivación por desarrollar un modelo que tome en cuenta las características intrínsecas del material semiconductor de la región activa de un SOA masivo, así como la geometría de ésta, para crear una herramienta que permita predecir la manifestación del fenómeno de la XPolM y diseñar diversas aplicaciones. De esta manera, la originalidad del trabajo por abordar radica en el logro de los objetivos siguientes:

- (1) Realizar un modelo semi–clásico general, basado en la matriz de densidad, que permita predecir el estado de polarización de un haz de datos que se propaga a

través de un SOA masivo perturbado por un haz de control intenso. En este caso, se consideran los siguientes objetivos particulares.

- (i) Modelar la perturbación del medio amplificador provocada por la propagación de un haz de control, considerando una distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores a lo largo de toda la región activa del SOA. En otras palabras, utilizar la técnica de modelado por secciones para determinar la perturbación del medio y la propagación de los diferentes campos electromagnéticos dentro del amplificador.
 - (ii) Modelar la XPolM en función de los mecanismos dominantes que gobiernan su manifestación.
- (2) Instrumentar un banco experimental estable y repetitivo para la caracterización del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización, de manera que sea posible validar los resultados obtenidos por el modelo teórico desarrollado. En este caso, se considerarán diferentes longitudes de onda, orientaciones del estado de polarización lineal, y potencias de los campos de control y de datos.

I.3 Distribución del presente trabajo de tesis

El presente trabajo está organizado de la forma siguiente. En el Capítulo II se describe, en primer lugar, la estructura fundamental y el principio de operación de un SOA masivo similar al utilizado en este trabajo. Posteriormente se realiza una descripción general del fenómeno no lineal de la XPolM, enfatizando los principales mecanismos físicos que intervienen en su manifestación. Entre estos mecanismos se encuentran la

birrefringencia inducida, la perturbación de los ejes propios y la anisotropía de la ganancia. En este capítulo se discute también la influencia que tiene el esfuerzo mecánico interno que está presente en la región activa de los SOAs masivos. Además, se plantea la forma utilizada hasta ahora para realizar el modelado de la modulación cruzada de la polarización en amplificadores masivos cuya región activa se encuentra sometida a esfuerzos mecánicos, enfatizando sus ventajas y principales desventajas. Al final del capítulo se resalta la motivación por desarrollar un nuevo modelo que permita describir el fenómeno no lineal de la XPolM desarrollado dentro de un SOA masivo, cuyo objetivo fundamental es mejorar algunas deficiencias encontradas en el modelo previamente desarrollado.

En el Capítulo III se realiza el modelado del fenómeno de la XPolM desarrollado dentro de un SOA masivo, bajo la suposición fundamental de que la birrefringencia inducida es el principal mecanismo que contribuye en la manifestación de dicho fenómeno no lineal. En este sentido, primeramente se presenta un modelo semi-clásico del tipo matriz de transferencia que permite modelar la perturbación ejercida por la propagación de un campo electromagnético sobre el medio amplificador de un SOA. En particular, se modela la perturbación sobre la densidad de portadores en la región activa del dispositivo y sobre la susceptibilidad del material que compone a dicha región activa. En este caso, para considerar la distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores, la región activa del SOA se divide virtualmente en 10 secciones. Posteriormente, se aplica el método del índice efectivo para analizar y calcular la birrefringencia estructural e inducida de la guía de onda del SOA bajo estudio. Así mismo, se discuten también algunas aproximaciones que se pueden aplicar en los sistemas de ecuaciones características con los que se calculan las constantes de propagación y los índices efectivos asociados con la guía de onda del SOA bajo estudio.

El Capítulo IV está dedicado a la caracterización experimental del fenómeno no lineal de la XPolM dentro de un SOA masivo. Para este efecto, primeramente se realiza una revisión de los trabajos relacionados con el fenómeno de la XPolM que han sido desarrollados previamente dentro del grupo de Comunicaciones Ópticas de CICESE. Considerando los resultados obtenidos en tales trabajos y las condiciones de operación que propician la mayor manifestación de la XPolM en un SOA masivo similar al utilizado en este trabajo de tesis, se realiza una caracterización inicial de éste fenómeno en donde se mantienen constantes las longitudes de onda de los haces de control y de datos, así como la corriente de inyección eléctrica del SOA. Bajo tales condiciones, se identifican las orientaciones de los estados de polarización lineal y el intervalo de potencias de entrada de ambos haces para los que se presenta la máxima modificación o rotación del estado de polarización de un haz de datos a la salida del SOA. Posteriormente, considerando como referencia tales orientaciones en los estados de polarización lineal de los haces de control y de datos, se obtiene la evolución del estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA pero ahora para diferentes longitudes de onda de ambos haces. De esta manera, se obtiene un conjunto considerable de mediciones experimentales que proporcionan la información suficiente para realizar la comparación y validación del modelo desarrollado en este trabajo de tesis.

En el Capítulo V se presenta un análisis, discusión y comparación entre los principales resultados teóricos y experimentales obtenidos en este trabajo. Los resultados teóricos se obtienen a partir de simulaciones numéricas del modelo descrito en el Capítulo III y los resultados experimentales se obtienen a partir de la caracterización del fenómeno de la XPolM descrita en el Capítulo IV. En este sentido, primeramente se discuten algunos resultados obtenidos con las simulaciones numéricas, analizando la evolución longitudinal de la densidad de portadores, la ganancia material y el índice

de refracción local a lo largo de la región activa del SOA. Así mismo, se realiza un análisis de la evolución de los índices efectivos TE y TM presentes en la guía de onda del amplificador, provocada por una variación en la potencia del haz de control. Posteriormente se realiza una comparación entre los resultados obtenidos con el modelo y los resultados obtenidos de la caracterización experimental. Las variables más importantes en dicha comparación son el desfase inducido entre las componentes ortogonales del haz de datos, la evolución de su estado de polarización en la representación de la esfera de Poincaré, el ángulo de excursión máxima del estado de polarización en dicha representación de Poincaré, y el error relativo implicado en el cálculo de tal ángulo de excursión máxima.

Finalmente, en el Capítulo VI se presenta una discusión sobre las principales conclusiones obtenidas con el desarrollo del presente trabajo de tesis. Debido al buen acuerdo obtenido entre los resultados de las simulaciones del modelo desarrollado y las observaciones experimentales, en una de las conclusiones más importantes se establece que se corrobora la hipótesis sobre la que se basa nuestro modelo. En tal hipótesis se supone que la birrefringencia inducida en la guía de onda del SOA bajo estudio es la principal contribución del fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización desarrollada dentro de dicho dispositivo.

Por último pero no menos importante, en el Capítulo VII se enlistan las principales referencias bibliográficas que sustentan y justifican el desarrollo teórico, experimental y de simulación presentado en este trabajo de tesis. Así mismo, se incluye un Apéndice al final de éste escrito donde se discuten los resultados obtenidos de una caracterización típica realizada al SOA bajo estudio. Dicha caracterización se realizó de manera previa a la caracterización del fenómeno no lineal de la XPolM. En este caso, los principales aspectos considerados en la caracterización típica del SOA fueron: la estimación de las

pérdidas por inserción y captura de un haz de prueba al ser inyectado (en la entrada) o recuperado (en la salida) del amplificador, el análisis de la emisión espontánea amplificada y la medición de la ganancia de un solo paso ofrecida por dicho dispositivo.

I.4 Aportaciones originales de este trabajo de tesis

En esta sección se enlistan las principales contribuciones que resultaron del presente trabajo de tesis, las cuales fueron presentadas en conferencias y revistas arbitradas.

- (i) Ramón Maldonado, Horacio Soto and Karen Solís. “Simplified model for estimating the cross-polarization modulation in a bulk-semiconductor optical amplifier”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 44, Num. 9, 850-857, 2008.
- (ii) Severine Philippe, A. Louise Bradley, Ramón Maldonado-Basilio, Frederic Surre, Brendan F. Kennedy, Pascal Landais and Horacio Soto-Ortiz. “Polarization dependence of non-linear gain compression factor in semiconductor optical amplifier”. *Optics Express*, Vol. 16, Num. 12, 8641-8648, 2008.
- (iii) M. C. Acosta, R. Maldonado and H. Soto. “Degradation by the cross-polarization modulation of the conversion efficiency of a wavelength converter based on FWM in a SOA”. *Asia-Pacific Optical Communications (APOC-2008). Optoelectronic Materials and Devices III, Proc. SPIE*, Vol. 7135, 713526. October 2008.
- (iv) M. C. Acosta, H. Soto, and R. Maldonado Basilio. “Wavelength converter based on four-wave mixing in a bulk semiconductor optical amplifier assisted by a Sagnac Interferometer and polarizer”. *American Institute of Physics (AIP Conf. Proc.)*,

Volume 992, pp. 571-574, April 15, 2008.

- (v) Phillippe, S., A. L. Bradley, R. Maldonado-Basilio, F. Surre and P. Landais. “Polarization dependent intra-band gain dynamics in semiconductor optical amplifier”. International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), Invited Talk, Rome, Italy, 2007.
- (vi) R. G. Maldonado Basilio y H. Soto Ortiz. “Implementación de un switch completamente óptico basado en la modulación cruzada de la polarización dentro de un amplificador óptico de semiconductor”. Congreso Nacional de Física de la Sociedad Mexicana de Física, Veracruz, México, 2007.
- (vii) R. G. Maldonado Basilio, H. Soto Ortiz, K. Solís Trápala, A. Albores Mejía y M. C. Acosta Enríquez. “Simulación de las características básicas de operación de un amplificador óptico de semiconductor”. Congreso Nacional de Física de la Sociedad Mexicana de Física, Veracruz, México, 2007.
- (viii) Ramón G. Maldonado B., Horacio Soto y Milka Acosta. “Uso del método del índice efectivo para calcular la birrefringencia estructural de una heteroestructura basada en InGaAsP/InP”. XX Congreso Nacional de Instrumentación de la Sociedad Mexicana de Instrumentación, México, 2005.



CAPÍTULO II

CONCEPTOS GENERALES SOBRE LOS AMPLIFICADORES ÓPTICOS DE SEMICONDUCTOR MASIVOS Y EL FENÓMENO DE LA MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN

II.1 Introducción

En este capítulo se revisan algunas generalidades sobre los amplificadores ópticos de semiconductor masivos (bulk-SOAs, Semiconductor Optical Amplifiers) y el fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización (XPolM, Cross-Polarization Modulation). Con relación a los amplificadores, en las secciones II.2 y II.3 se describe su estructura fundamental y su principio de operación, resaltando algunas de sus características que los han posicionado como elementos clave en la instrumentación de funciones completamente ópticas necesarias para el desarrollo de los futuros sistemas

de comunicaciones fotónicas de alta velocidad. Posteriormente, en la sección II.4 se describen las características específicas del SOA masivo utilizado en este trabajo de tesis.

Por otro lado, con relación al fenómeno de la XPolM, en la sección II.5 se realiza una descripción de los principales mecanismos que intervienen en su manifestación, como son la birrefringencia inducida, la perturbación de los ejes propios y la anisotropía de la ganancia. Un tema de especial interés en este capítulo, abordado en la sección II.5.4, es una discusión acerca de la influencia que tiene el esfuerzo mecánico interno, presente en los SOAs masivos similares al utilizado en este trabajo, sobre sus características de amplificación. Así mismo, se discute la forma utilizada hasta ahora para modelar el fenómeno de la XPolM en SOAs masivos sometidos a esfuerzos, resaltando sus ventajas y principales desventajas. Al final de la sección II.5.4, se enfatiza la motivación por desarrollar un nuevo modelo para describir el fenómeno de la modulación cruzada de la polarización, con la intención de mejorar algunas de las deficiencias encontradas en modelos previamente desarrollados.

Es pertinente aclarar que en éste trabajo de tesis, excepto que se indique lo contrario, todas las discusiones de funcionamiento relacionadas con los SOAs se refieren exclusivamente a dispositivos masivos (bulk-type). Por consiguiente, de ahora en adelante cada vez que se haga referencia a un SOA, se tratará en efecto de un SOA masivo.

II.2 Generalidades sobre los amplificadores ópticos de semiconductor

El desarrollo de los amplificadores ópticos de semiconductor (SOAs) se inició a mediados de los años sesentas con los láseres de semiconductor. En la década de los ochentas se desarrollaron los amplificadores láseres Fabry–Pérot. Posteriormente, al reducir la reflectividad de las facetas de entrada y salida del amplificador Fabry–Pérot, se desarrolló el SOA de onda progresiva, permitiendo que un campo óptico incidente pudiera propagarse, amplificarse a lo largo de su región activa y salir del amplificador prácticamente sin pérdidas por reflexión en sus extremos (Simon, 1983; Adams *et al.*, 1985; Henning *et al.*, 1985; Simon, 1987; O’Mahony, 1988; Grobkopf *et al.*, 1989; Stubkjaer, 2000; Ghafouri-Shiraz, 2004; Connelly, 2002).

De manera general, un SOA masivo está constituido por una doble heterounión, entendiéndose por heterounión la unión entre dos materiales semiconductores diferentes, uno intrínseco (la región activa) y el otro contaminado con una cantidad determinada de impurezas (las regiones n y p), como se muestra en la Figura 1.

Debido a la naturaleza propia de una doble heterounión, en la región activa del SOA se presenta favorablemente el confinamiento de portadores libres y el guiado de la señal óptica. Dicho en otras palabras, como se muestra en la Figura 2, debido a que los materiales semiconductores que conforman las regiones tipo p y tipo n de la doble heterounión poseen una energía prohibida mayor que aquella de la región activa, al establecerse la inversión de población mediante la inyección de corriente eléctrica se produce un pozo de potencial. Esto hace que la región activa se comporte como un *contenedor* de electrones y de huecos excitados, confinándolos y evitando que se difundan hacia otras regiones del semiconductor (Milonni, 1988; Peyghambarian *et al.*,

1993; Saleh and M.C.Teich, 2007). Por otro lado, debido a que el índice de refracción de la región activa es mayor que aquel de las regiones tipo p y tipo n , ésta se comporta como una guía de onda óptica (Tamir, 1990; Chuang, 1995; Okamoto, 2005). En otras palabras, en la región activa se presenta también el confinamiento del campo electromagnético total que se propaga y amplifica dentro del SOA. Cabe resaltar que la distribución transversal de la amplitud del campo electromagnético total dentro de la región activa puede tener ciertas formas bien definidas que son conocidas como *modos de propagación*. La forma y el número de tales modos de propagación dependen de las características particulares de la heteroestructura.

Es conveniente mencionar que la difusión de portadores libres es un mecanismo que puede afectar las dimensiones del volumen en donde se lleva a cabo la inversión de población en una doble heterounión y consecuentemente puede complicar su análisis y modelado. Sin embargo, dependiendo de la geometría del dispositivo, la difusión de portadores puede omitirse, como ocurre en los SOAs masivos de doble heterounión,

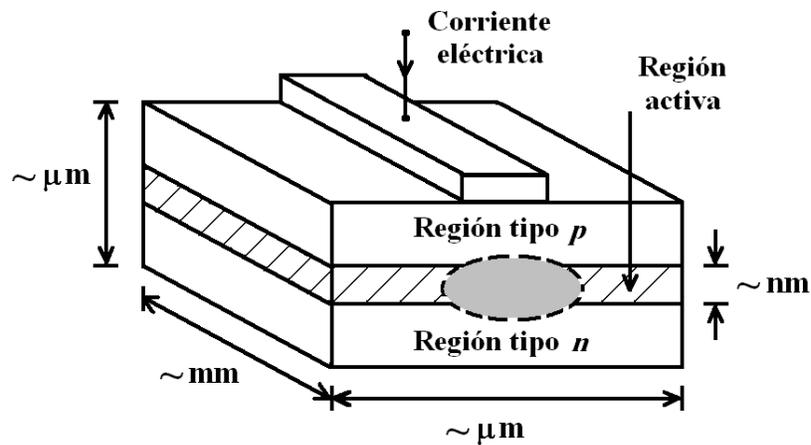


Figura 1: Bosquejo general de una doble heterounión formada por la región activa (construida típicamente con $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$) y las regiones tipo p y tipo n (construidas típicamente con InP o con InGaAsP pero con fracciones moleculares x y y diferentes a las utilizadas en la región activa).

donde las dimensiones transversas de su región activa son similares o inferiores a la longitud de difusión (Agrawal and N.K.Dutta, 1986). Para un SOA masivo como el utilizado en este trabajo, el coeficiente de difusión típico es de $80 \text{ cm}^2/\text{s}$, lo que equivale a una longitud de difusión de 300 nm aproximadamente (Marshall and A.Miller, 2001).

Desde un punto de vista general, la región activa de un SOA es el escenario donde se llevan a cabo los procesos de emisión espontánea y de emisión estimulada. En la emisión espontánea, un electrón decae espontáneamente de la banda de conducción hacia la banda de valencia, liberando su exceso de energía en forma de un fotón, con energía, estado de polarización y dirección de propagación aleatorios. Por otro lado, la emisión estimulada es la clave de la operación de un SOA y ocurre cuando un fotón (con energía igual a la energía de transición de un electrón) interactúa con un electrón de la banda de conducción y provoca que éste se relaje hacia la banda de valencia, liberando su exceso de energía en forma de un fotón. Como resultado de la emisión estimulada se obtienen dos fotones: el fotón incidente y el fotón liberado, el cual posee

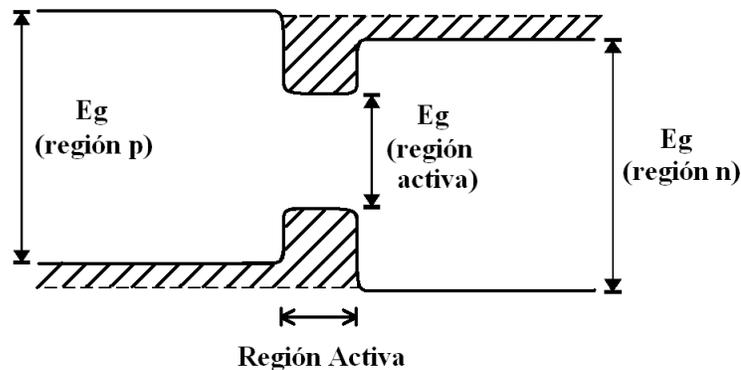


Figura 2: Diagrama simplificado de las bandas de energía para una doble heterounión polarizada directamente, cuya región activa es construida típicamente con $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$, y las regiones tipo p y tipo n son construidas típicamente con InP o con $InGaAsP$, pero con fracciones moleculares x y y diferentes a las utilizadas en la región activa.

las mismas características que el primero, es decir tiene su misma frecuencia, fase, estado de polarización y dirección de propagación. Para que las transiciones radiativas se presenten eficientemente es necesario que el semiconductor sea directo, es decir que en la gráfica de energía de los portadores contra densidad de estados, el mínimo geométrico de la banda de conducción coincida con el máximo geométrico de la banda de valencia (Agrawal and N.K.Dutta, 1986; Verdeyen, 2000; Saleh and M.C.Teich, 2007).

Bajo este contexto, la operación más simple de un SOA se realiza manteniendo su región activa en un estado de inversión de población, al tiempo que se le hace incidir un campo óptico externo. Si la intensidad del campo incidente es tan pequeña que el número de electrones que se consume en la región activa del SOA, por emisión estimulada, es menor o igual al número de electrones que se suministra a ésta por la corriente de inyección, entonces el amplificador opera en un régimen de ganancia lineal.

A medida que se aumenta la intensidad del campo óptico incidente, aumenta también la densidad de fotones generados por emisión estimulada y disminuye significativamente la densidad total de electrones excitados. En consecuencia, se presenta una supresión de la ganancia total que proporciona el medio amplificador en todo su intervalo de amplificación. En estas condiciones, el amplificador opera en un régimen de ganancia no lineal (saturación de la ganancia) y existe la suficiente potencia óptica para que se presenten fenómenos no lineales tales como la modulación cruzada de la ganancia (XGM, Cross-Gain Modulation), la modulación cruzada de la fase (XPM, Cross-Phase Modulation), la mezcla de cuatro ondas (FWM, Four-Wave Mixing) y la modulación cruzada de la polarización (XPoLM, Cross-Polarization Modulation), con los que es posible realizar diferentes funciones de procesamiento en el dominio completamente óptico. Cabe mencionar que la ganancia no lineal del SOA que observa el campo óptico incidente está regida también por mecanismos intrabanda tales como el *quemado del hoyo espectral*

(SHB, Spectral Hole Burning) y el *calentamiento de portadores* (CH, Carrier Heating), quienes modifican la energía de los electrones libres en la región activa del amplificador (Huang and L.W.Casperson, 1993). El tiempo de respuesta de estos mecanismos es de aproximadamente 70 y 650 fs para el SHB y el CH, respectivamente (Agrawal, 1987; Hall *et al.*, 1990; D'Ottavi *et al.*, 1994).

II.3 Características de los SOAs que permiten su posible aplicación en los sistemas de comunicaciones ópticas

La aplicación exitosa de los SOAs como elementos de amplificación y procesamiento óptico en un sistema real de comunicación, se debe en gran medida a diferentes aspectos tecnológicos como los que a continuación se mencionan.

II.3.1 Selección de los materiales que conforman a los SOAs

El criterio de selección más importante para los materiales semiconductores que pueden conformar alguna heteroestructura específica de un SOA está relacionado con la calidad de la heterounión que forma la interface de los dos materiales con energías prohibidas diferentes. En otras palabras, para reducir la cantidad de posibles defectos creados en el proceso de crecimiento de la estructura cristalina y evitar consecuentemente la recombinación no radiativa de pares electrón–hueco, la diferencia en la magnitud de las

constantes de red de las estructuras cristalinas que conforman la heterounión no debe exceder del 0.1 % (Agrawal and N.K.Dutta, 1986; Kapon, 1999). De esta manera, para aplicaciones en sistemas de comunicaciones basados en fibra óptica, la combinación de elementos cuaternarios de los grupos $III-V$ ha captado especial interés. En particular, la región activa de muchos de los actuales SOAs y láseres de semiconductor está construida de $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ (Indio-Galio-Arsénico-Fósforo), mientras que la cubierta y el sustrato son de InP o $InGaAsP$ (Agrawal and N.K.Dutta, 1986; Razegui, 2000). Para esta combinación de materiales, se puede seleccionar alguna gama de longitudes de onda de operación del dispositivo en el intervalo de 1100 a 1600 nm mediante la elección conveniente de las fracciones moleculares x y y .

Otro aspecto igualmente importante es la estructura o forma que deberá tener la guía de onda basada en los materiales previamente mencionados. Para SOAs masivos existe cierta variedad de estructuras entre las que destacan la guía de risco (ridge-waveguide), la guía ranurada (rib-waveguide) y la guía enterrada (buried-waveguide) (Agrawal and N.K.Dutta, 1986; Tamir, 1990).

II.3.2 Reducción de la retroalimentación óptica en la región activa

La diferencia fundamental entre un láser Fabry-Pérot (o un amplificador Fabry-Pérot) y un SOA de onda progresiva (TW-SOA, Traveling Wave-SOA) es la reducción de la retroalimentación óptica presente en éste último, obtenida mediante la implantación de películas dieléctricas anti-reflejantes (ARC, Anti-Reflection Coatings) en sus facetas de entrada y salida. Las principales ventajas que se consiguen al reducir la reflectividad

residual con la implantación de éstas películas son: un mayor ancho de banda de operación, una reducción de la sensibilidad a la temperatura, a la corriente de inyección y al estado de polarización de la señal óptica incidente, una ganancia de un solo paso del orden de 25 a 30 dB sin problemas de oscilación óptica y un mejoramiento en las características de saturación de la ganancia de estos dispositivos (Simon, 1987; O'Mahony, 1988). En general, dichas películas pueden construirse a base de SiO_x (Óxido de Silicio) o Si_3N_4 (Nitrato de Silicio) y proporcionar reflectividades menores a 1×10^{-4} , presentando un índice de refracción de 1.7 a 1.9 y un grosor típico de 0.22 o 0.05 μm , para los casos de una capa simple o de una segunda capa antirreflejante, respectivamente (Sahito *et al.*, 1985).

Una desventaja práctica de las ARCs es que se requiere de un control preciso respecto a su índice de refracción y su grosor. Para superar esta desventaja, una manera complementaria de reducir la reflectividad a la entrada y salida del SOA es mediante la inclinación de la guía de onda (un ángulo entre 5° y 15°) respecto al plano de corte de la estructura cristalina. Así, al combinar la implantación de ARCs con la inclinación de la guía de onda, se puede obtener una reflectividad residual que llega a ser inferior a 1×10^{-5} (Salzman *et al.*, 1988).

II.3.3 Baja sensibilidad al estado de polarización del campo electromagnético incidente

Debido a la variación aleatoria que sufre el estado de polarización de un haz que transporta la información en un sistema de comunicaciones ópticas guiado por fibra óptica, es conveniente que un SOA presente una ganancia de un solo paso insensible a la polari-

zación. Sin embargo, en SOAs masivos con región activa de sección transversal rectangular, el confinamiento de portadores es diferente para los dos modos de propagación fundamentales de la guía de onda (transverso eléctrico -TE- y transverso magnético -TM-). En otras palabras, la guía de onda del SOA presenta dos diferentes factores de confinamiento (Γ^{TE} y Γ^{TM}) asociados con los modos fundamentales de propagación TE y TM, respectivamente, del campo electromagnético. Esto significa que las propiedades de guiado y amplificación son dependientes de la polarización del campo óptico incidente. Aún más, este efecto se puede magnificar con un mal diseño de las ARCs, ya que sus constantes de propagación y sus reflectividades dependen también de la polarización. En efecto, en la actualidad es común encontrar SOAs que favorecen la propagación y amplificación de un modo fundamental con respecto al otro, preferentemente el transverso eléctrico sobre el transverso magnético (O'Mahony, 1988). Como resultado, se ha conseguido una sensibilidad a la polarización, o bien una diferencia de ganancias TE y TM de 3 dB (Labukhin and X.Li, 2006). Cabe mencionar que una manera posible de reducir este problema es mediante la construcción de SOAs que posean una guía de onda casi simétrica, es decir, una guía de onda con una geometría transversal preferentemente cuadrada y con factores de confinamiento muy similares (Eckner, 1998; Duan *et al.*, 2003). Sin embargo, esto genera algunas desventajas en el desempeño en este tipo de guías de onda, ya que se presenta un mayor acoplamiento entre los modos de propagación fundamentales del campo electromagnético confinado dentro de la región activa del SOA.

Por otro lado, como se discute en la sección II.5.4, otra manera posible de compensar la sensibilidad a la polarización es mediante la inserción de esfuerzos mecánicos por tensión en las interfaces de la heteroestructura, favoreciendo la amplificación de la componente del campo electromagnético asociada con el modo fundamental TM con res-

pecto a la del modo TE. Dichos esfuerzos mecánicos se presentan debido a las pequeñas diferencias en las constantes de red de los materiales que conforman la heteroestructura y es una técnica que se ha utilizado en el desarrollo de SOAs basados en guías de onda tipo risco y en pozos cuánticos (QW, Quantum Wells) (Joma *et al.*, 1993; Yasuoka *et al.*, 2008).

II.3.4 Reducción de las pérdidas de potencia que sufre un haz por su acoplamiento entre una fibra óptica y un SOA

Un aspecto importante relacionado principalmente con la producción a gran escala de SOAs para su uso extensivo en sistemas reales de comunicaciones ópticas, es el acoplamiento eficiente de un haz que se propaga entre una fibra óptica y los diversos dispositivos que conforman a dichos sistemas de comunicaciones (Moerman *et al.*, 1997; Mersali *et al.*, 1997; Tao *et al.*, 2002). Esto se debe a que el haz (cuasi-Gaussiano) que es transportado por una fibra óptica monomodal posee un ancho (también denominado el radio o la cintura del haz) aproximado de 8 a 10 μm . Por otro lado, el haz (cuasi-Gaussiano) que es guiado por un SOA posee un ancho de menor tamaño, típicamente de 1 a 2 μm (Moerman *et al.*, 1997). Además, a diferencia del haz que es transportado por una fibra óptica, aquel que es guiado por un SOA no es simétrico en ambas direcciones transversales x y y . Esto se debe a que la gran mayoría de los SOAs posee una región activa cuya sección transversal es rectangular, como se bosqueja en la Figura 1 o con mayor detalle en la Figura 3. Tales diferencias geométricas que se presentan en la interconexión de una fibra óptica con un SOA provocan una cantidad considerable de pérdidas de potencia en el haz que es inyectado o capturado del amplificador.

Para superar este problema, se han propuesto diferentes alternativas que pueden ser aplicables tanto en las fibras ópticas como en los dispositivos semiconductores (SOAs y láseres). Entre las más importantes se encuentran el uso de micro-lentes y fibras lenticuladas/adelgazadas (tapered) (Kalonji and J.Semo, 1994; Presby-a and C.A.Edwards, 1992; Presby-b and C.A.Edwards, 1992), inserción de guías de onda basadas en silicio colocadas entre la fibra óptica y el amplificador (Shani *et al.*, 1989; Cheong *et al.*, 1994), y la integración monolítica de convertidores del tamaño del haz (taper) en la guía de onda del dispositivo semiconductor en cuestión (Murakami *et al.*, 1987). Este último método consiste en incrementar el tamaño del haz, mediante el angostamiento progresivo de las dimensiones horizontales y verticales de la guía de onda del dispositivo activo, en las regiones cercanas a sus facetas de entrada o salida. En general, la forma en que se realiza la conversión del tamaño del haz en las guías de onda depende también del tipo particular de guía (ridge, rib, buried). Además, en contraste con el proceso de angostamiento de las dimensiones horizontales de la guía de onda (plano de la heterounión), el que se realiza para sus dimensiones verticales requiere de técnicas especiales de construcción (crecimiento cristalino). Con el método de integración monolítica de tapers se pueden conseguir pérdidas de acoplamiento entre una fibra óptica monomodo y un SOA o láser de semiconductor que varían de 0.4 a 7.4 dB (Moerman *et al.*, 1997).

II.4 El SOA utilizado en este trabajo

El amplificador utilizado en este trabajo de tesis es un SOA masivo de tipo risco, modelo *SOA – 1550 – CRI/X – 1550S*, construido por la compañía OptoSpeed, cuya heteroestructura se bosqueja en la Figura 3 (OptoSpeed, 2002). Su región activa está

compuesta de $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$, posee un volumen aproximado de $(250\text{ nm}) (2.2\ \mu\text{m}) (1.5\text{ mm}) \cong 1.125 \times 10^{-6}\text{ mm}^3$ y fue construido utilizando la técnica de crecimiento cristalino conocida como MOCVD (Metal–Organic Chemical Vapor Deposition), que es una variante de la técnica VPE (Vapor–Phase Epitaxy).

De acuerdo a las especificaciones del fabricante, este dispositivo opera en una gama de longitudes de onda centradas aproximadamente en 1550 nm , proporciona una ganancia de un solo paso típica de 30 dB , una magnitud máxima de rizo de 1.5 dB , y una dependencia máxima de 6 dB al estado de polarización del campo electromagnético incidente, todo lo anterior para una corriente de alimentación de 500 mA . Debido a que el SOA utilizado en este trabajo no está *empaquetado* con segmentos de fibra óptica desde su fabricación, es pertinente mencionar que la ganancia de un solo paso antes mencionada es, en efecto, la ganancia *on chip* y no la ganancia de *fibra a fibra*. Por otro

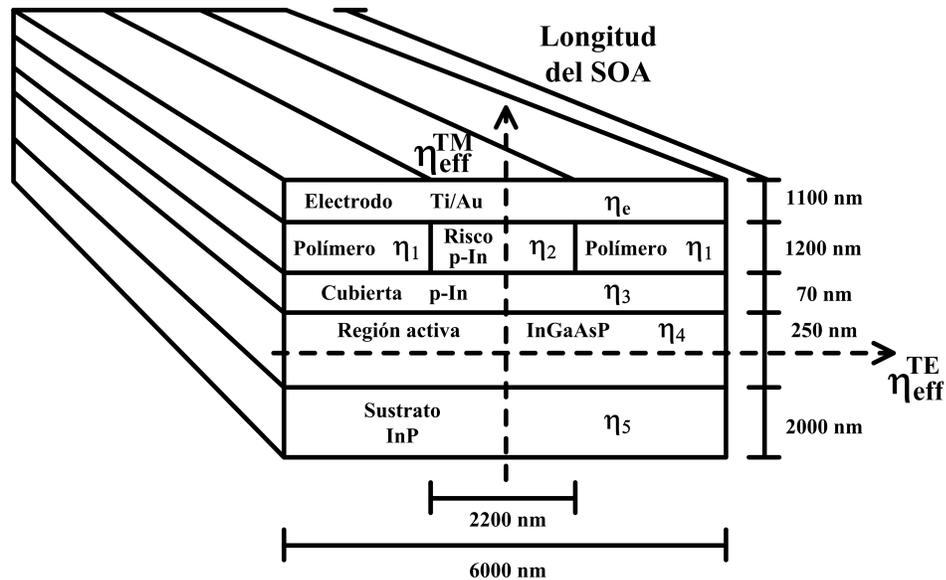


Figura 3: Bosquejo de la estructura del SOA utilizado. Los valores típicos de los índices de refracción correspondientes a cada material y para una longitud de onda de 1550 nm son: $\eta_1 = 1.6$, $\eta_2 = 3.169$, $\eta_3 = 3.17$, $\eta_4 = 3.524$, $\eta_5 = 3.164$ y $\eta_0 = 1.6$.

lado, la combinación de alta ganancia y bajo rizo se obtiene por la inclinación de 12° aproximadamente que tiene la guía de onda del amplificador con respecto a la dirección de propagación del campo electromagnético incidente y por la aplicación de una capa doble de películas dieléctricas anti-reflejantes en sus facetas de entrada/salida. En la Tabla I se resumen las principales características de operación del SOA utilizado.

Por otro lado, para facilitar su manejo y operación en el laboratorio, el circuito integrado del amplificador ha sido colocado por el fabricante sobre una base de cobre-tungsteno y nosotros la hemos fijado en un soporte que permite suministrarle una corriente de alimentación y controlar su temperatura, como se muestra en la Figura 4. Para el sistema de corriente eléctrica, el ánodo y el cátodo del SOA son conectados a la base de cobre-tungsteno y a un electrodo, respectivamente. Para el sistema de temperatura se dispone de un elemento Peltier (módulo termo-eléctrico) y una termo-resistencia. Ambos sistemas son operados por un controlador (driver) construido por la compañía ILX Lightwave, modelo Laser Diode Controller LDC-37448. Finalmente, la

Tabla I: Características de operación del SOA-1550-CRI/X-1550S.

PARÁMETRO	MÍNIMO	TÍPICO	MÁXIMO	UNIDADES
Ganancia de un solo paso		30		<i>dB</i>
Magnitud de rizo		0.5	1.5	<i>dBm</i>
Dependencia a la polarización			6	<i>dB</i>
Potencia de salida en saturación	6			<i>dBm</i>
Ancho de banda de 3 <i>dB</i>		25		<i>nm</i>
Longitud de onda central	1535		1570	<i>nm</i>
Voltaje directo a 500 <i>mA</i>		2	2.4	<i>V</i>
Corriente de inyección eléctrica		500	750	<i>mA</i>

inserción y captura del campo electromagnético total que se propaga en el amplificador se realiza por medio de lentes de inyección construidas por la compañía Newport, modelo F-L10B, colocadas apropiadamente en monturas mecánicas 3D.

Es pertinente mencionar que, como se muestra en la Figura 3, la estructura del SOA es mucho más compleja que la heteroestructura general bosquejada en la Figura 1. En efecto, el material de su región activa está inmerso en diferentes semiconductores: el sustrato en la parte inferior, y el electrodo, el risco, los polímeros (dieléctrico que delimita al risco), así como la cubierta en la parte superior, donde cada material posee un índice de refracción específico. Para analizar este tipo de heteroestructuras, se supone generalmente que el campo electromagnético incidente está constituido por una onda plana y que dichas heteroestructuras son guías de onda que pueden soportar los modos fundamentales de propagación transversal eléctrico (TE) y transversal magnético (TM).

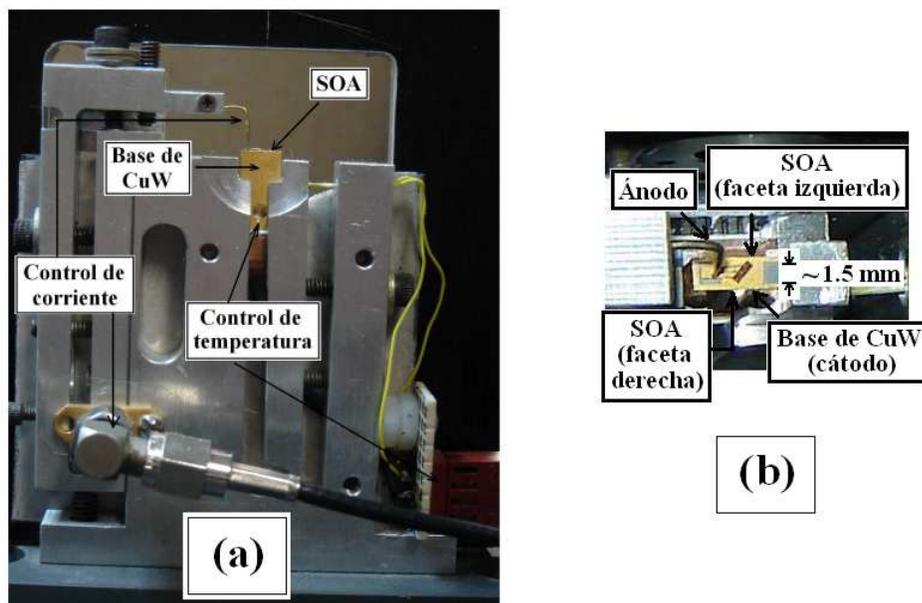


Figura 4: Vista frontal (a) y vista superior (b) del soporte de la base de cobre-tungsteno del SOA utilizado y las conexiones de los controladores de corriente y de temperatura.

En este caso, la determinación de las constantes de propagación asociadas con los modos fundamentales del campo electromagnético total dentro del SOA, es generalmente una tarea complicada. Esto se debe básicamente a que dichas constantes de propagación no están determinadas única y exclusivamente por el índice de refracción que posee el material que compone a la región activa. Por el contrario, es necesario considerar también el efecto combinado de todas las capas de los materiales que la rodean, así como el cambio de índice de refracción que sufre el semiconductor de la parte central de la región activa cuando en ésta se establece una inversión de población. Así, es indispensable utilizar los conceptos de guiado por ganancia y por índice efectivo que permiten explicar el porqué la estructura bajo estudio se comporta como una guía de onda óptica. En otras palabras, tal como se discute en el Capítulo III, es necesario analizar por partes la estructura del SOA para determinar tanto el índice del núcleo o región activa, como los índices efectivos que la delimitan para cada modo que la guía de onda, compuesta por estos elementos, pueda soportar. A partir de este análisis, el problema se puede tratar como una guía de onda de sección transversal rectangular equivalente y se pueden efectuar diversas aproximaciones que permiten simplificar la compleja heteroestructura bosquejada en la Figura 3. De esta forma, es posible determinar las constantes de propagación y los índices de refracción efectivos η_{eff}^{TE} y η_{eff}^{TM} , los cuales se asocian respectivamente con la propagación de los modos fundamentales TE y TM del campo electromagnético total dentro de la guía de onda del SOA.

En este punto, cabe mencionar que las componentes horizontal y vertical del campo eléctrico incidente se pueden asociar con las constantes de propagación y los índices efectivos correspondientes a los modos de propagación TE y TM, respectivamente, de la guía de onda del SOA. Como se discutirá con mayor detalle en el Capítulo III, tal asociación se justifica por la forma analítica que define a los modos de propagación TE

y TM en una guía de onda rectangular, tal como la constituida por la región activa del SOA utilizado en este trabajo.

En otras palabras, la propagación de un campo eléctrico incidente que posee un estado de polarización lineal horizontal, se analiza dentro de la región activa del SOA utilizando la constante de propagación y el índice efectivo asociados con el modo de propagación TE de la guía de onda. Así mismo, la propagación de un campo eléctrico incidente que posee un estado de polarización lineal vertical, se analiza utilizando la constante de propagación y el índice efectivo asociados con el modo de propagación TM.

II.5 Modulación cruzada de la polarización

El fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización (XPolM, Cross-Polarization Modulation) consiste en modificar el estado de polarización de un haz de datos, a través de una variación en la potencia, estado de polarización y longitud de onda de un haz de control relativamente intenso (típicamente con una potencia óptica promedio mayor a 1 mW), que se propaga simultáneamente con éste dentro de un SOA. En general, se considera que la XPolM es el resultado de diferentes contribuciones o fenómenos que se manifiestan simultáneamente dentro del amplificador bajo estudio, como son por ejemplo: la birrefringencia inducida, la modificación de los factores de confinamiento en conjunto con las ganancias modales TE y TM, la perturbación de los ejes propios de la guía de onda y la anisotropía de la ganancia debida al esfuerzo por tensión presente en la región activa de algunos SOAs masivos (Soto *et al.*, 1999; Dorren *et al.*, 2003; Soto *et al.*, 2004). Debido a la importancia que tiene en este trabajo de tesis el entendimiento de los diferentes fenómenos que intervienen en la XPolM, a

continuación se discutirán algunos aspectos importantes de las diferentes contribuciones.

II.5.1 Birrefringencia inducida

Para comenzar esta descripción, es claro que en todo momento se debe suministrar una corriente de inyección constante en el SOA concernido, de tal forma que se genere un estado de inversión de población de portadores libres en su región activa. En estas condiciones, debido a la emisión estimulada, se puede amplificar progresivamente un haz introducido dentro de la región activa del SOA. La emisión estimulada, en conjunto con la emisión espontánea amplificada (ASE, Amplified Spontaneous Emission), provocan una distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores a lo largo de la región activa del SOA. Si el consumo de portadores provocado por la amplificación del haz es mayor que el provocado por la ASE, la densidad de portadores en la parte final de la región activa (salida) es menor a aquella que se presenta en la parte inicial (entrada) (Adams *et al.*, 1985; Soto and D.Erasme, 1996; Scarmozzino *et al.*, 2000; Ginovart *et al.*, 2001; Mathlouthi *et al.*, 2006; Connelly, 2006). Dicha variación es proporcional a la potencia del haz introducido en el SOA y depende también de la longitud del amplificador.

Una consecuencia de la distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores es la formación de una distribución longitudinal no homogénea del índice de refracción local del material que compone a la región activa. En efecto, el índice de refracción local depende, entre otras variables, de la densidad de portadores libres, como se establece en la expresión siguiente (Agrawal and N.K.Dutta, 1986):

$$\eta(N, \omega) = \eta_{mp}(\omega) + \Delta\eta_p(N, \omega) , \quad (1)$$

donde $\eta(N, \omega)$ es el índice de refracción local, $\eta_{np}(\omega)$ es el índice de refracción local no perturbado, el cual está presente en toda la región activa en ausencia de bombeo óptico o eléctrico, y $\Delta\eta_p(N, \omega)$ representa el cambio en el índice de refracción local debido a la presencia de alguna perturbación externa. En la ecuación (1), N y ω representan a la densidad de portadores y a la frecuencia angular del campo incidente en cuestión, respectivamente, mientras que los subíndices p y np indican perturbado y no perturbado. La perturbación $\Delta\eta_p(N, \omega)$ al índice de refracción local se puede expresar como: (Agrawal and N.K.Dutta, 1986):

$$\Delta\eta_p(N, \omega) \cong \frac{Re(\chi(N, \omega))}{2\eta_{np}(\omega)} . \quad (2)$$

En la ecuación (2), $\chi(N, \omega)$ es la susceptibilidad del medio amplificador y describe la forma en que éste responderá ante una perturbación externa (Agrawal and N.K.Dutta, 1986; Butcher and D.Cotter, 1991; Boyd, 2008). Una expresión equivalente para la perturbación del índice de refracción local es $\Delta\eta_p(N, \omega) \cong bN$, donde b representa la razón de cambio del índice de refracción local con respecto al cambio en la densidad de portadores. En general, $\Delta\eta_p$ es una cantidad real negativa y aún cuando su magnitud es muy pequeña con respecto a la del índice de refracción local no perturbado (alrededor del 1%), afecta significativamente las características estáticas, dinámicas y espectrales de un SOA (Agrawal and N.K.Dutta, 1986). Es conveniente resaltar que la inyección de portadores libres, a través de la corriente eléctrica que se suministra al SOA, establece una perturbación inicial sobre el índice de refracción local de su región activa, provocando que dicho índice disminuya con respecto a su valor no perturbado. A partir de ésta perturbación inicial, el cambio en el índice de refracción local es provocado por el

consumo de portadores que produce la onda óptica. De esta manera, una disminución longitudinal progresiva de la densidad de portadores a lo largo de la región activa del SOA se traduce en un correspondiente incremento longitudinal progresivo del índice de refracción local.

Por otro lado, como se mencionó en la sección II.4, el SOA utilizado en este trabajo está constituido por una doble heteroestructura donde su región activa tiene una geometría de perfil transversal rectangular equivalente y está rodeada de diferentes materiales semiconductores. Esto provoca que el SOA presente una birrefringencia estructural natural con índices de refracción efectivos $\eta_{eff}^{TE}(\eta(N, \omega), \omega)$ y $\eta_{eff}^{TM}(\eta(N, \omega), \omega)$ asociados con las componentes ortogonales del campo eléctrico que se propaga dentro del amplificador. Para aclarar los términos, el concepto de birrefringencia se entiende como la propiedad de un determinado material, ya sea homogéneo o heterogéneo (como el caso de la guía de onda del SOA) que consiste en exhibir o presentar dos índices de refracción característicos, cada uno asociado con los ejes propios de propagación del material en cuestión (Butcher and D.Cotter, 1991; Boyd, 2008). Así mismo, un eje propio de propagación se entiende como aquella orientación dentro de un material o estructura cristalina que conserva el estado de polarización (lineal, en el caso del SOA) de un campo eléctrico a medida que éste se propaga a través de dicho material.

Continuando con la discusión, tal como se ha denotado explícitamente, los índices efectivos dependen también de la densidad de portadores. Consecuentemente, la birrefringencia estructural puede ser modificada o perturbada por la distribución longitudinal no homogénea del índice de refracción local y de la densidad de portadores en presencia de algún campo electromagnético que se propague dentro del amplificador. Similarmente a lo que ocurre con el índice de refracción local, la variación longitudinal

de los índices efectivos se puede expresar fenomenológicamente como (Soto *et al.*, 1999):

$$\eta_{eff}^{TE(TM)}(N, \omega) = \eta_{eff,np}^{TE(TM)}(\omega) + \Delta\eta_p^{TE(TM)}(N, \omega) , \quad (3)$$

donde $\eta_{eff}^{TE(TM)}(N, \omega)$ representa a los índices efectivos que determinan la birrefringencia estructural y $\Delta\eta_p^{TE(TM)}(N, \omega)$ representa la perturbación a dichos índices efectivos. Es conveniente resaltar que, como se discutirá en detalle en el siguiente capítulo, la fluctuación del índice de refracción local afecta a los dos índices efectivos pero no en la misma proporción. En efecto, ya que las condiciones de continuidad aplicables a la solución de las ecuaciones de onda que determinan la propagación de los modos TE y TM son diferentes (Tamir, 1990; Okamoto, 2005), las constantes de propagación y los índices efectivos son perturbados en una proporción también diferente, lo que genera una birrefringencia inducida. De esta manera, si un haz de entrada relativamente intenso (haz de control), perturba a la guía de onda y éste presenta dos componentes de polarización, dichas componentes experimentarán un desfasamiento progresivo impuesto no solamente por la birrefringencia estructural, sino también por la birrefringencia inducida. En otras palabras, si por ejemplo el haz de control tiene una polarización lineal con una determinada orientación (diferente de 0° y 90°) a la entrada del SOA, a la salida se obtendrá una versión amplificada de dicho haz pero con un estado de polarización elíptico. Dicha elipticidad dependerá del desfasamiento progresivo experimentado por sus componentes, desde la entrada hasta la salida del amplificador. Es interesante notar que, si se introduce simultáneamente un segundo haz al amplificador (haz de prueba), con dos componentes de polarización y con una potencia lo suficientemente baja para provocar una perturbación insignificante del índice local de la guía de onda, su estado de polarización a la salida del SOA también será modificado por la birrefringencia total. Este comportamiento se mantendrá mientras el haz de control

se encuentre perturbando a la guía de onda. Consecuentemente, al no estar presente el haz de control, el haz de prueba experimentará una modificación en su estado de polarización determinada exclusivamente por la birrefringencia estructural.

II.5.2 Perturbación de las ganancias modales

En la sección anterior se describió la forma en que la distribución longitudinal de la densidad de portadores puede afectar la birrefringencia total de la guía de onda de un SOA, provocando así el desfase inducido entre las componentes transversales del campo electromagnético que se propaga y amplifica dentro de éste dispositivo. Por otro lado, la perturbación de las ganancias modales es otro de los aspectos importantes en la manifestación del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización.

En general, la ganancia modal (también llamada *ganancia de un solo paso* para un modo de propagación) está determinada, entre otras variables, por la ganancia material $g(N, \omega)$ y por el factor de confinamiento $\Gamma(N, \omega)$ asociado con algún modo de propagación particular (Agrawal and N.K.Dutta, 1986). De manera coloquial, la ganancia material se entiende como una medida del grado en que un material (región activa del SOA), bajo la influencia de un bombeo óptico y eléctrico determinado, absorbe o produce emisión estimulada por unidad de longitud. Así mismo, el factor de confinamiento es definido como el cociente de la ganancia modal entre la ganancia material (o ganancia del medio activo). En otras palabras, en términos de la distribución espacial de la intensidad del campo eléctrico de un modo que se propaga dentro de la guía de onda de un SOA, es el cociente entre la intensidad que se está guiando por la región activa entre la intensidad total del campo eléctrico del modo en cuestión (Agrawal and N.K.Dutta,

1986).

Ambas variables (ganancia material y factor de confinamiento) dependen de la densidad de portadores N presente en la región activa del SOA. Aún mas, considerando las características geométricas de su sección transversal, en la guía de onda del SOA se presentan dos factores de confinamiento diferentes $\Gamma^{TE}(N, \omega)$ y $\Gamma^{TM}(N, \omega)$, cada uno asociado con un modo de propagación fundamental TE y TM, respectivamente. Por lo tanto, el medio amplificador del SOA presenta dos ganancias modales diferentes $G^{TE}(N, \omega)$ y $G^{TM}(N, \omega)$, las cuales se expresan generalmente como:

$$G^{TE(TM)}(N, \omega) = \exp[(\Gamma^{TE(TM)}(N, \omega) \cdot g^{TE(TM)}(N, \omega) - \alpha) \cdot L] , \quad (4)$$

donde α representa las pérdidas internas en la guía de onda, y L es la longitud del amplificador. Por simplicidad, en la ecuación anterior se ha considerado que las pérdidas internas en la guía de onda para los modos TE y TM son las mismas. Es importante resaltar que, al introducir al SOA un haz de control, con dos componentes de polarización y con la suficiente potencia para producir una acentuada distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores, se provoca una perturbación sobre los factores de confinamiento, aunque de diferente proporción en cada uno de ellos. En consecuencia, se puede modificar la relación de ganancias modales G^{TE}/G^{TM} , provocando que una de las componentes transversales del haz de control (por lo general, aquella que coincide con el modo de propagación fundamental TE), experimente una mayor amplificación. Como resultado, se presenta un cambio en el estado de polarización de dicho haz a la salida del amplificador. De manera similar a lo que ocurre en el caso de la birrefringencia inducida, la perturbación de las ganancias modales puede generar modificaciones en el estado de polarización de un haz de prueba con dos componentes de polarización propagándose simultáneamente con el haz de control.

Es necesario hacer notar que estrictamente hablando, la perturbación de la birrefringencia estructural es el fenómeno que produce la perturbación de las ganancias modales. Sin embargo, el motivo de describir separadamente la perturbación de la birrefringencia estructural y la perturbación de las ganancias modales es para resaltar que dichos mecanismos provocan respectivamente un desbalance en las fases y en las potencias de las componentes transversales del campo eléctrico total que se propaga dentro del SOA (Soto *et al.*, 2004).

II.5.3 Perturbación de los ejes propios de propagación de la guía de onda

Como ya se ha mencionado anteriormente, la amplificación progresiva de un haz en la región activa de un SOA provoca un consumo longitudinal no homogéneo de la densidad de portadores y una perturbación en el índice de refracción local. Bajo estas condiciones, si el haz de entrada tiene una potencia significativamente alta (típicamente mayor a 1 mW), el índice de refracción local se vuelve progresivamente alto y, en estructuras como la del SOA utilizado en este trabajo, se puede llegar a manifestar un comportamiento multimodo. En otras palabras, la guía de onda del amplificador puede llegar a soportar algunos modos de orden superior, diferentes al modo fundamental de propagación del SOA. Cabe resaltar que debido a la inclinación que tiene la región activa con respecto a la dirección de incidencia del campo electromagnético, se puede presentar la excitación de tales modos de propagación de orden superior desde la entrada del SOA, y consecuentemente se puede asegurar su existencia dentro de la guía de onda. Por otro lado, debido a que cada modo de propagación posee una constante

de propagación diferente, se presenta una interferencia dinámica (constructiva y destructiva) que provoca una distribución transversal no homogénea del campo eléctrico total, cuya amplitud máxima se propaga en forma de zig-zag a lo largo de la región activa. Suponiendo que ésta forma de propagación del campo electromagnético ocurre tanto en la dirección horizontal como en la vertical, su amplitud máxima describirá una trayectoria cuasi-helicoidal a lo largo de la guía de onda del SOA. En estas condiciones, se genera una trayectoria cuasi-helicoidal de alto consumo de portadores que induce una distribución transversal no homogénea del índice de refracción, cuyo valor máximo se distribuye también cuasi-helicoidalmente a lo largo de la guía de onda (Soto *et al.*, 2004). En otras palabras, la adición coherente de los modos con diferentes constantes de propagación produce una especie de actividad óptica y genera una guía de onda desprovista de ejes propios, suscitándose lo que se puede interpretar como una conversión efectiva de modos TE a TM y viceversa. Con esto, al introducir en el amplificador un haz intenso con una polarización lineal orientada en coincidencia con los ejes TE o TM no perturbados del SOA, su estado de polarización no será conservado a la salida de este dispositivo. Es decir, la modificación de los ejes propios produce una rotación del estado de polarización de dicho haz a la salida del amplificador. Este efecto se verá igualmente reflejado si se introduce simultáneamente en el SOA un haz de prueba con una potencia relativamente baja y un estado de polarización lineal orientado en coincidencia con uno de los ejes propios no perturbados de su guía de onda.

Es importante mencionar que la operación dinámica de la XPolM realizada en SOAs masivos está limitada por los mecanismos que gobiernan la dinámica del índice de refracción, es decir la pulsación de la densidad de portadores y el calentamiento de portadores (Soto *et al.*, 2004). En particular, la dinámica de la pulsación de la densidad de portadores está limitada por el tiempo de vida de los portadores en la banda de

conducción ($\tau_c < 100 ps$ en un SOA de $1.5 mm$ de largo con una corriente de inyección de $500 mA$), mientras que la dinámica del calentamiento de portadores está limitada por el tiempo de dispersión intrabanda portador–fonón ($\tau_{ch} \cong 650 fs$).

II.5.4 Anisotropía de la ganancia provocada por esfuerzos mecánicos internos presentes en la región activa del SOA

En esta sección, primeramente se discutirán algunos conceptos relacionados con el esfuerzo mecánico interno presente en la región activa de algunos dispositivos optoelectrónicos construidos en base a heteroestructuras. Posteriormente se describirá la forma en que se ha aplicado este concepto en el modelado de la XPolM dentro de un SOA masivo.

Como se mencionó previamente, un aspecto importante en la construcción y operación de un SOA masivo está relacionado con las características de los materiales que conforman su heteroestructura. Dependiendo de los materiales semiconductores utilizados para la construcción del sustrato, la región activa y la cubierta, así como de la temperatura de operación, se ha observado que los SOAs de heteroestructura pueden presentar una cantidad considerable de esfuerzo mecánico interno [ver, por ejemplo: (Pikus and G.L.Bir, 1961; Hensel and G.Feher, 1963; Patel *et al.*, 1973; Bir and G.E.Pikus, 1974; Yablonovitch and E.O.Kane, 1988; Dutta, 1984; Chong and C.G.Fonstad, 1989; Adachi, 1992)]. Las variables responsables de éste esfuerzo son: la diferencia en las constantes de red de las estructuras cristalinas, la diferencia en sus coeficientes de expansión térmica, o una combinación de ambas variables.

En el caso de los SOAs masivos de doble heteroestructura, la constante de red de la

celda básica del semiconductor que conforma a la región activa ($InGaAsP : \sim 5.85 \text{ \AA}$) es un poco menor que la del sustrato y de la cubierta ($InP : \sim 5.86 \text{ \AA}$) (Agrawal and N.K.Dutta, 1986). Debido a esto, en el proceso de crecimiento cristalino de estos dispositivos se presenta un esfuerzo por tensión en los ejes y y z paralelos al plano de las heterouniones (denominado esfuerzo por tensión biaxial) y un esfuerzo por compresión en el eje x perpendicular a dicho plano (Chuang, 1995), como se bosqueja en la Figura 5. En general, el esfuerzo por compresión es mucho menor que el esfuerzo por tensión biaxial, por lo que el primero se considera despreciable en este tipo de dispositivos. Además del SOA, otros ejemplos de estructuras con esfuerzo por tensión biaxial son (Chong and C.G.Fonstad, 1989; Adachi, 1992): superestructuras (strained-layer superlattice), pozos cuánticos tensados (strained-layer quantum well), dispositivos que emiten en el espectro visible e infrarrojo contruidos con $GaInAsP/GaAs$ y $GaInAsP/InP$, respectivamente, dobles heteroestructuras, etc.

En todas estas estructuras, la existencia del esfuerzo mecánico interno causa que la simetría cúbica de la estructura cristalina de los materiales semiconductores que la componen sufra una deformación tetragonal. Por consiguiente, en el contexto de las bandas de energía y la representación parabólica entre la energía E y el vector de onda k , se presenta un desdoblamiento de las bandas de valencia alrededor de $k = 0$. En otras palabras, como se discutirá en los siguientes párrafos, el efecto del esfuerzo mecánico interno se ve reflejado en una modificación tanto de la magnitud de la energía prohibida E_g como de la forma de las bandas de valencia (Bir and G.E.Pikus, 1974; Yablonovitch and E.O.Kane, 1988; Dutta, 1984; Chong and C.G.Fonstad, 1989; Adachi, 1992).

Una consecuencia del esfuerzo mecánico por tensión biaxial presente en la región activa de los dispositivos de doble heterounión es una modificación en sus características de emisión con respecto a las observadas en un material sin esfuerzo. En el caso par-

particular de un láser, se observa una modificación en el estado de polarización del haz emitido, cambiando del modo fundamental de propagación TE a modos híbridos TEM (Transverso Electro-Magnético); en el caso de un SOA, se modifica la sensibilidad de la ganancia con respecto al estado de polarización del haz por amplificar (Akhmedov *et al.*, 1980; Yablonovitch and E.O.Kane, 1988).

Debido a la importancia que tiene el esfuerzo mecánico en las características de emisión de estos dispositivos, se han desarrollado algunos modelos semi-clásicos basados en la matriz de densidad para describir su efecto. El formalismo de la matriz de densidad es especialmente conveniente en este caso porque en su formulación se con-

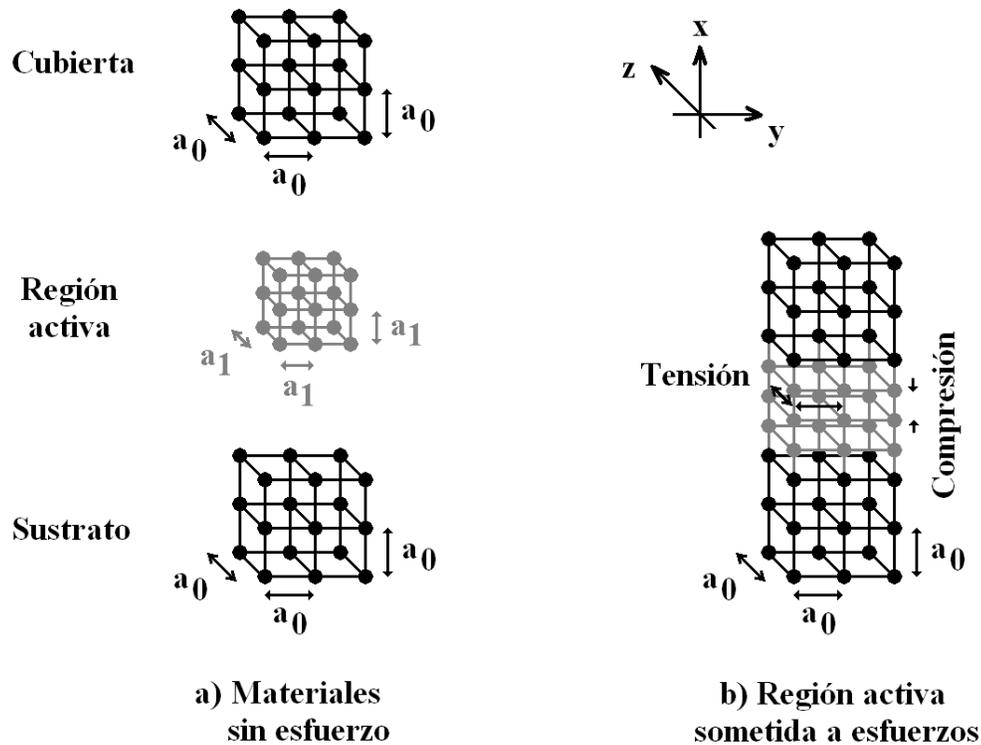


Figura 5: Bosquejo tridimensional de las celdas básicas de los materiales que conforman la heteroestructura antes (a) y después (b) del crecimiento cristalino de la región activa sobre el sustrato y de la cubierta sobre la región activa.

sidera simultáneamente la estructura de las bandas de energía y el vector de momento dipolar. Este último está asociado con la amplitud de probabilidad de que ocurra una transición radiativa de un estado cuántico de la banda de conducción, *ocupado* por un electrón, a un estado cuántico *vacío* de la banda de valencia. En materiales *directos*, como es el caso del SOA utilizado en este trabajo, las transiciones radiativas se efectúan con conservación del momento dipolar.

Dicho en otras palabras, en el marco de los modelos semi-clásicos, la ganancia material asociada con la parte guiada de un modo de propagación fundamental en la región activa de una heteroestructura, se puede estimar básicamente a través de la determinación de dos variables importantes. La primera de ellas es la distribución de los niveles de energía que pueden ocupar los electrones del material semiconductor que compone a la región activa de una heteroestructura. En otras palabras, la estructura de las bandas de energía que poseen los electrones y los huecos dentro del material en cuestión. Tal distribución de niveles de energía está determinada por la densidad de posibles estados cuánticos y por la probabilidad de que tales estados se encuentren ocupados dentro de un intervalo infinitesimal de energía dE . La otra variable importante es la tasa o probabilidad de ocurrencia de las transiciones radiativas que experimenta un electrón que ocupa un estado cuántico de la banda de conducción hacia un estado vacante de la banda de valencia. Dicha probabilidad de ocurrencia del cambio de energía que sufre un electrón es proporcional a la magnitud del vector de momento dipolar del electrón.

De manera mas específica, con relación a la estructura de las bandas de energía del material semiconductor que conforma a la región activa de una heteroestructura, se ha mostrado que el esfuerzo mecánico interno tiene un doble efecto (Bir and G.E.Pikus, 1974; Chong and C.G.Fonstad, 1989). En primer lugar, se presenta una modificación ΔE_g de la magnitud de la energía prohibida $E_g = E_c - E_v$, la cual está determinada

tanto por la intensidad del esfuerzo como por su dirección (esfuerzo por tensión o por compresión). En este caso, E_c representa el mínimo geométrico en la curva de distribución de energía de los electrones en la banda de conducción. Similarmente, E_v representa el máximo geométrico en la curva de distribución de energía de los huecos en la banda de valencia.

En particular, para un semiconductor directo sometido a esfuerzo por tensión biaxial, tal como el que conforma la región activa de un SOA masivo, la distribución de energías de los electrones en la banda de conducción se mantiene sin cambio, pero la de los huecos en las bandas de valencia se modifica. Es decir, con referencia al máximo de energía E_v de la banda de valencia de un material no sometido a esfuerzo, dicha energía se incrementa en $\Delta E_g/2$ para el caso de la banda de huecos ligeros (LH , Light Hole) y disminuye esa misma cantidad para el caso de los huecos pesados (HH , Heavy Hole). Tal modificación se interpreta como un desdoblamiento o pérdida de degeneración de las bandas de valencia asociadas con los LH y los HH alrededor del punto $k = 0$, como se bosqueja en los diagramas simplificados de bandas de energía de las Figuras 6 y 7.

Es conveniente hacer notar que la exagerada pérdida de degeneración de las bandas de valencia bosquejada en la Figura 7 se realiza sólo para fines descriptivos. En la realidad, el desdoblamiento de las bandas de valencia es muy pequeño, de aproximadamente unas centésimas de eV (ver, por ejemplo: (Adachi, 1992) y las referencias ahí mencionadas). Sin embargo, es suficiente para causar una asimetría entre las bandas de valencia y su consecuente pérdida de degeneración alrededor de $k = 0$.

Un segundo efecto del esfuerzo mecánico interno sobre la forma de las bandas de energía, específicamente sobre las bandas de valencia, está relacionado con una modificación en la magnitud de las masas efectivas $m_{eff,LH}$ y $m_{eff,HH}$, asociadas con los LH y los HH , respectivamente. En particular, para un material semiconductor sometido a

esfuerzo por tensión biaxial, la masa efectiva $m_{eff,LH}$ asociada con los LH se incrementa en la dirección perpendicular al esfuerzo mecánico interno, y la asociada con los HH disminuye a lo largo de esa misma dirección. Es decir, en la dirección perpendicular al esfuerzo mecánico interno, la banda de LH se asemeja a la banda de HH y viceversa, como se bosqueja en la Figura 8. En la dirección paralela al esfuerzo, las masas efectivas no presentan este mismo tipo de modificación (Bir and G.E.Pikus, 1974; Chong and C.G.Fonstad, 1989).

En este punto, cabe resaltar que para el caso particular de un SOA masivo, la modificación en la magnitud de las masas efectivas $m_{eff,LH}$ y $m_{eff,HH}$, en función de la magnitud y dirección del esfuerzo mecánico interno presente en su región activa, puede tener un papel significativo en la sensibilidad de su ganancia material con respecto al estado de polarización del haz por amplificar. Esto se debe a que, como se mencionó en párrafos anteriores, la ganancia material asociada con la parte guiada de algún

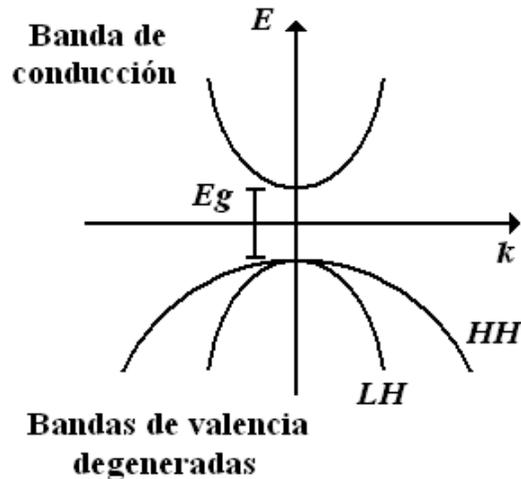


Figura 6: Diagrama simplificado de bandas de energía, en la aproximación parabólica, del material semiconductor que conforma a la región activa en una heteroestructura no sometida a esfuerzo mecánico interno. Las bandas de valencia correspondientes a los huecos ligeros (LH) y pesados (HH) están degeneradas en $k = 0$.

modo de propagación fundamental depende, entre otras variables, de las densidades de LH y HH en las bandas de valencia (degeneradas o no degeneradas), las cuales varían en proporción directa de $m_{eff,LH}^{3/2}$ y $m_{eff,HH}^{3/2}$ (Thompson, 1980; Yariv, 1997; Liu, 2005). Por consiguiente, debido a que la región activa de un SOA masivo se encuentra sometida a esfuerzo por tensión biaxial en la dirección paralela al plano de la doble heterounión, se presentará una menor densidad de LH a lo largo de ésta dirección, y una mayor densidad de ese mismo tipo de huecos en la dirección perpendicular a dicho plano. Esta diferencia en las densidades de población de huecos ligeros implica que el esfuerzo por tensión biaxial modifica en cierta medida la sensibilidad de la ganancia modal de un SOA con respecto a la dirección del estado de polarización lineal del campo electromagnético por amplificar.

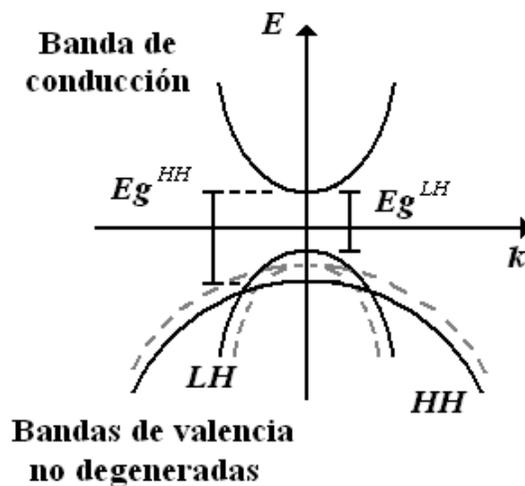


Figura 7: Bosquejo de la modificación en la magnitud de la energía prohibida asociada con las bandas de valencia del material semiconductor que conforma a la región activa de una heteroestructura sometida a esfuerzo mecánico por tensión biaxial. Las bandas de valencia pierden su degeneración en $k = 0$ y se presentan dos energías prohibidas E_g^{LH} y E_g^{HH} asociadas con los LH y HH , respectivamente. Como referencia, en líneas punteadas se bosquejan las bandas de energía del material no sometido a esfuerzo mecánico interno.

Recapitulando, el doble efecto que tiene el esfuerzo mecánico interno por tensión biaxial sobre la forma de las bandas de energía es provocar un incremento en el máximo de energía de la banda de LH , acompañado de un incremento en la densidad de tales huecos en la dirección perpendicular al plano de la heterounión con respecto a su densidad en la dirección paralela a dicho plano.

Por otro lado, con relación a la tasa o probabilidad de ocurrencia de las transiciones radiativas que experimenta un electrón que ocupa un estado cuántico de la banda de conducción hacia un estado vacante de la banda de valencia, que es otra de las variables importantes en el cálculo de la ganancia material, se tiene lo siguiente. La mencionada probabilidad de ocurrencia es proporcional a la magnitud del momento

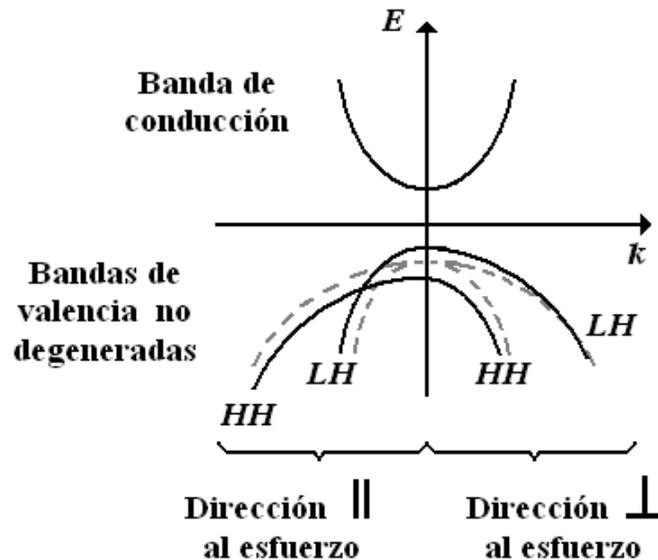


Figura 8: Bosquejo de la modificación en la forma de las bandas de valencia no degeneradas del material semiconductor que conforma a la región activa de una heteroestructura sometida a esfuerzo mecánico por tensión biaxial. La perturbación de las masas efectivas en la dirección perpendicular al esfuerzo mecánico provoca que la banda de LH se asemeje a la de HH y viceversa. Como referencia, en líneas punteadas se bosquejan las bandas de energía del material no sometido a esfuerzo mecánico interno.

dipolar eléctrico $|M_{cv}|^2$. Así mismo, en estructuras con esfuerzo por tensión biaxial, Chong y C.G. Fonstad, 1989, han mostrado que dicha magnitud del vector de momento dipolar se puede expresar como:

$$|M_{cv}^{horiz}|^2 = \begin{cases} \frac{|M_0|^2}{2} \\ \frac{|M_0|^2}{6} \end{cases}, \quad (5)$$

$$|M_{cv}^{vert}|^2 = \begin{cases} 0 \\ \frac{2 \cdot |M_0|^2}{3} \end{cases}. \quad (6)$$

En la ecuación (5), el término superior (inferior) determina la probabilidad de que ocurra una transición radiativa de la banda de conducción a la banda de HH (LH), estimulada por un fotón de un campo electromagnético con polarización lineal horizontal. Por otro lado, en la ecuación (6), el término superior (inferior) determina la probabilidad de que ocurra una transición radiativa de la banda de conducción a la banda de HH (LH), estimulada por un fotón de un campo electromagnético con polarización lineal vertical. Así mismo, en éstas ecuaciones $|M_0|^2$ es la magnitud del vector de momento dipolar de una transición radiativa que experimenta un electrón que ocupa un estado cuántico de la banda de conducción hacia un estado cuántico vacante de la banda de valencia en una estructura sin esfuerzo mecánico interno. Tal variable se define como (Chong and C.G.Fonstad, 1989):

$$|M_0|^2 = \frac{\hbar^2 E_g (E_g + \Delta)}{2m_c (E_g + 2\Delta/3)} \frac{e^2}{E_{cv}}. \quad (7)$$

En la ecuación (7), E_{cv} es la energía de transición, E_g es la energía prohibida de la estructura sin esfuerzo, m_c es la masa efectiva del electrón, Δ es la energía de des-

doblamiento debida a la interacción del espín de los electrones y su momento angular orbital, y \hbar es la constante de Planck normalizada.

Analizando las expresiones (5) y (6) se observa que, a diferencia de una estructura sin esfuerzo, ahora se tiene una probabilidad de transición gobernada por un momento dipolar que depende de la polarización del campo electromagnético que estimula las transiciones verticales radiativas. En particular, para un campo electromagnético con polarización lineal horizontal, la probabilidad de que se produzca una transición radiativa de la banda de conducción a la banda de HH es mayor que la probabilidad de que ocurra una transición radiativa de la banda de conducción a la banda de LH . Inversamente, cuando el campo electromagnético posee una polarización lineal vertical, la probabilidad de que se produzca una transición radiativa de la banda de conducción a la banda de HH es nula, mientras que la probabilidad de que ocurra una transición radiativa de la banda de conducción a la banda de LH es muy elevada.

En este punto, es importante observar que la suma de los momentos dipolares que intervienen en las probabilidades de transición entre la banda de conducción y la banda de HH , así como entre la banda de conducción y la banda de LH , produce dos momentos dipolares idénticos. Tales momentos dipolares son equivalentes a $2|M_0|^2/3$; por lo tanto, se obtienen dos probabilidades totales de transición iguales. En un material sometido a esfuerzo por tensión biaxial, esto se interpreta de la siguiente manera. El hecho de presentarse diferentes probabilidades de transición entre la banda de conducción y las bandas de valencia en función de la polarización del campo electromagnético que estimula tales transiciones radiativas, no implica por sí sólo que se establezcan dos ganancias materiales diferentes, cada una asociada con la polarización lineal horizontal o lineal vertical de dicho campo. Sin embargo, la anisotropía de la ganancia material asociada con alguna dirección de polarización del campo electromagnético en cuestión,

es provocada por la combinación entre las diferentes densidades de población de huecos en las dos bandas de valencia y las diferentes probabilidades de ocurrencia de transiciones radiativas que experimenta un electrón de la banda de conducción hacia alguna de dichas bandas de valencia.

Así por ejemplo, considerando el caso particular de un SOA masivo al que se le inyecta un haz con dos componentes de polarización idénticas, es decir, una polarización lineal a 45° y cuyos fotones poseen una determinada energía de transición $\hbar\omega$, se tendría lo siguiente. Debido a su mayor masa efectiva, la banda no degenerada de LH presenta una mayor densidad de estados en la dirección perpendicular al plano de la unión de la heteroestructura (dirección vertical) que en la dirección paralela a dicha unión (dirección horizontal). Debido a las características del momento dipolar, la probabilidad de que ocurra una transición de la banda de conducción a la banda de LH es mayor en la dirección perpendicular al plano de la unión de la heteroestructura que en la dirección paralela a dicha unión. Considerando estos dos hechos, el efecto del esfuerzo mecánico por tensión biaxial, presente en la región activa de los dispositivos basados en heteroestructuras y en particular de un SOA masivo, se puede interpretar como una preferencia intrínseca por amplificar la componente de polarización lineal vertical con respecto a la componente de polarización lineal horizontal de un campo electromagnético que se propaga a través de dicha región activa. Dicho en otras palabras, el esfuerzo mecánico interno puede llegar a establecer una anisotropía estructural en la ganancia modal de la región activa de un SOA masivo, favoreciendo la ganancia modal de un campo electromagnético con polarización lineal vertical con respecto a uno con polarización lineal horizontal.

Es importante resaltar, sin embargo, que la cuantificación del esfuerzo mecánico y su influencia en las características de amplificación de una determinada heteroestructura

se debe tratar cuidadosamente para cada dispositivo en particular. Esto se justifica debido a que la cantidad de esfuerzo mecánico interno está influenciada también por los defectos presentes en la región activa y por los porcentajes de impurezas agregadas en la cubierta y el sustrato que conforman una heteroestructura (Takahashi *et al.*, 1998; Kakitsuka *et al.*, 2002). Por otro lado, no debe perderse de vista que la geometría de la guía de onda de algún dispositivo particular puede diseñarse expreso para proporcionar mejores condiciones de confinamiento y guiado de algún modo de propagación fundamental. Tal es el caso de un SOA masivo como el utilizado en este trabajo de tesis, donde la componente de polarización lineal horizontal de un campo electromagnético incidente, experimenta en efecto una ganancia modal máxima cuya magnitud es aproximadamente dos veces mayor que la experimentada por la componente de polarización lineal vertical. En este contexto, el efecto del esfuerzo mecánico interno constituye sólo una posibilidad o estrategia para compensar la menor ganancia de un solo paso y las mayores pérdidas experimentadas por un haz cuyo estado de polarización lineal está orientado verticalmente.

Otro punto importante es la influencia real que tiene el esfuerzo mecánico interno sobre el fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización. En este sentido, la anisotropía de la ganancia modal provocada por el esfuerzo mecánico interno, puede explicar el cambio en el estado de polarización que experimenta un haz, con una potencia suficientemente pequeña, a medida que éste se propaga y amplifica dentro de la región activa de un SOA masivo que opera en régimen de ganancia lineal. En otras palabras, el esfuerzo mecánico interno es uno de los mecanismos responsables de la anisotropía intrínseca o estructural de la ganancia modal que proporciona la región activa de un SOA. Dicha anisotropía intrínseca de la ganancia modal, solamente establece una modificación determinada o fija en el estado de polarización que experimenta un

haz al propagarse dentro de un SOA, y por lo tanto no tiene ninguna contribución efectiva sobre el fenómeno de la XPolM.

En este sentido, bajo la perspectiva del esfuerzo mecánico interno no se puede explicar claramente el cambio inducido en el estado de polarización que experimenta un haz inyectado en un SOA a medida que su potencia se incrementa progresivamente y se establece el régimen de ganancia no lineal de tal dispositivo. Es importante recordar que dicho cambio inducido en el estado de polarización de un haz que se propaga dentro de la región activa del amplificador es el que contribuye efectivamente en el fenómeno no lineal de la XPolM. En otras palabras, bajo la perspectiva del esfuerzo mecánico interno, el origen de la anisotropía de la ganancia se entiende en términos de la modificación de las propiedades intrínsecas de la región activa de una doble heteroestructura, tales como la magnitud de la energía prohibida, de las masas efectivas y del vector de momento dipolar, asociados con las bandas de valencia de LH y HH . Sin embargo, en las variables antes mencionadas no está involucrada explícitamente alguna dependencia con respecto a la potencia del campo electromagnético incidente.

En este punto es pertinente mencionar que, en efecto, la magnitud de la energía prohibida puede perturbarse o modificarse con respecto a la cantidad del material contaminante (impurezas) que se combina con el material principal que compone a la región activa del SOA. Debido a que tales impurezas se distribuyen aleatoriamente a lo largo de dicha región activa, se crean estados cuánticos adicionales muy cerca de los límites inferior y superior de las bandas de conducción y de valencia. Este mecanismo se conoce como las *colas de las bandas (band-tails) de energía* y tiene una influencia significativa sobre las características de emisión de los láseres de semiconductor. Sin embargo, convencionalmente su efecto no se considera para describir las causas y los efectos del esfuerzo mecánico interno en los dispositivos construidos con dobles heteroestructuras,

tales como el SOA bajo estudio.

En base a todo lo expuesto en la presente sección, hasta donde se tiene conocimiento, se han realizado esfuerzos considerables para modelar el fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización, incluyendo el efecto del esfuerzo mecánico interno (Dorren *et al.*, 2003; Yang *et al.*, 2003; Wang *et al.*, 2004; Mishra *et al.*, 2004; Dorren *et al.*, 2004). En ése modelo, se supone primeramente que la componente horizontal del campo electromagnético total que se propaga en la región activa del SOA está en coincidencia con el eje del modo fundamental TE y que la componente vertical está en coincidencia con el eje del modo fundamental TM . Posteriormente se plantean las ecuaciones de evolución fenomenológicas que describen la dinámica de la densidad de portadores, pero se consideran por separado las transiciones radiativas entre los electrones en la banda de conducción y los huecos en las dos diferentes bandas de valencia: banda de LH y banda de HH . De esta manera, la ganancia material y la ganancia modal experimentada por cada componente transversal del campo electromagnético total que se propaga en la región activa del SOA se asocian a una diferente población de huecos en la banda de valencia. En otras palabras, se definen ganancias materiales y de un solo paso diferentes para las componentes horizontal y vertical del campo electromagnético suponiendo que, en las transiciones radiativas de un electrón provocadas por la emisión estimulada, tales componentes del campo se acoplan a diferentes reservas de huecos en la banda de valencia. En particular, la componente vertical del campo electromagnético se asocia con la banda de huecos ligeros, mientras que la componente horizontal se asocia con una combinación de huecos ligeros y de huecos pesados. Es importante mencionar que, en este enfoque, se considera también que las dos reservas de huecos son independientes y por lo tanto que no existe ningún mecanismo de regulación o de equilibrio de huecos.

Con todo esto, en el modelo mencionado se plantean básicamente dos ecuaciones de evolución acopladas: una para las transiciones radiativas entre electrones y huecos pesados y otra para las transiciones radiativas entre electrones y huecos ligeros. Debido al equilibrio presente entre la densidad total de electrones en la banda de conducción y la densidad total de huecos en las bandas de valencia, las fracciones de las diferentes poblaciones de huecos y consecuentemente su interacción o acoplamiento con las diferentes componentes del campo eléctrico total, se modelan mediante la introducción de una variable arbitraria denominada factor de desbalance f .

Aún cuando en principio el modelo antes mencionado permite describir la anisotropía de la ganancia modal dentro de un SOA masivo sometido a esfuerzo mecánico interno, la introducción del mencionado factor de desbalance f constituye su principal desventaja. Esto se debe a que el factor de desbalance, así como algunos de los parámetros importantes del amplificador tales como la densidad de estados electrónicos implicados en las transiciones radiativas, la densidad de portadores en transparencia, el tiempo de recombinación espontáneo electrón–hueco, los factores de confinamiento para ambos modos de propagación, las velocidades de grupo, así como las pérdidas modales, no se calculan. Por el contrario, estos parámetros adquieren valores un tanto arbitrarios o diferentes a los valores típicos considerados en este tipo de estructuras, de manera que con la combinación de todos ellos se obtenga un buen acuerdo entre las simulaciones numéricas obtenidas con ese modelo y las observaciones experimentales. Así por ejemplo, un parámetro característico como lo es el factor de confinamiento, cuyo valor típico para el modo fundamental de propagación TE es de 0.43 (Gutiérrez-Castrejón *et al.*, 2000), adquiere un valor de 0.2 en ése modelo. Aún mas, debido a que el efecto del esfuerzo mecánico interno presente en heteroestructuras como la que conforma al SOA se modela convenientemente mediante el formalismo de la matriz de densidad,

es evidente que el modelo de Dorren *et al.*, 2004, tiene la desventaja de abordar este problema complejo de manera fenomenológica.

Habiendo identificado este problema, se refuerza la motivación principal que se tiene en el presente trabajo de tesis, la cual consiste en desarrollar un modelo semi-clásico que permita describir el fenómeno no lineal de la XPolM desarrollado dentro de un SOA masivo y que considere las características intrínsecas y geométricas del material semiconductor que conforma su región activa.

Es de suma importancia resaltar que, teniendo en cuenta todo lo discutido en la presente sección, para modelar el fenómeno de la XPolM pareciera ser necesario considerar simultáneamente los diferentes mecanismos que contribuyen en su manifestación. Entre los mecanismos importantes se encuentran la birrefringencia inducida, la perturbación de las ganancias modales y de los ejes propios de la guía de onda del SOA, así como la anisotropía de la ganancia debida a los esfuerzos mecánicos internos presentes en la región activa del amplificador. Al respecto, cabe mencionar que la contribución de cada uno de estos mecanismos sobre la XPolM puede depender del tipo particular de SOA y de sus condiciones de operación. Así por ejemplo, la modificación de los ejes propios puede explotarse cuando se inyecta a un SOA masivo un haz de control cuyo estado de polarización está en coincidencia con uno de los ejes propios de éste dispositivo, y su guía de onda exhibe un comportamiento multi-modal ante la inyección de un haz de alta potencia (Soto *et al.*, 2004; Han-b *et al.*, 2008). Sin embargo, en un caso más general, donde se introduce al SOA masivo un haz de datos con una polarización lineal a 45° , el cual es utilizado frecuentemente en diversas aplicaciones, la birrefringencia inducida es la principal contribución con la que se puede describir y predecir la manifestación de la XPolM (Soto *et al.*, 1999; Mishra *et al.*, 2004; Ge-b *et al.*, 2005; Zhang *et al.*, 2007). De esta manera, el modelo que se implementó en este trabajo de tesis

se basó en la suposición de que la birrefringencia inducida es el principal mecanismo que contribuye a la manifestación de la XPolM desarrollada dentro de un SOA masivo. Como se mostrará en el Capítulo V dedicado a la presentación y discusión de resultados, la hipótesis sobre la que se basa nuestro modelo es corroborada ampliamente debido a la semejanza y acuerdo entre los resultados teóricos y los experimentales de la manifestación del fenómeno no lineal de la XPolM.

II.6 Resumen

En el presente capítulo se han revisado algunos conceptos generales sobre los SOAs y el fenómeno no lineal de la XPolM. Primeramente, se describió la estructura fundamental de un SOA masivo y su principio de operación, resaltando algunas de sus características que han permitido vislumbrarlo como un elemento fundamental en la instrumentación de funciones completamente ópticas necesarias para el desarrollo de los futuros sistemas de comunicaciones fotónicas de alta velocidad.

Por otro lado, se realizó una descripción de los principales mecanismos que intervienen en la manifestación del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización desarrollada dentro de un SOA masivo. Un tema de especial interés en este capítulo fue un análisis de las causas y efectos del esfuerzo mecánico interno que se presenta en las dobles heteroestructuras que conforman la región activa de algunos SOAs masivos, tal como el utilizado en este trabajo de tesis. En este sentido, se presentó un análisis y discusión sobre la eventual influencia que puede llegar a tener el esfuerzo mecánico interno sobre la dependencia de la ganancia modal del SOA con respecto a la polarización del campo electromagnético incidente.

De manera similar, se discutieron a grandes rasgos algunos puntos importantes del principal modelo desarrollado hasta ahora para la descripción y análisis del fenómeno de la XPolM en SOAs masivos sometidos a esfuerzos mecánicos. En base a dicha discusión, se encontró que los trabajos de (Dorren *et al.*, 2003; Yang *et al.*, 2003; Wang *et al.*, 2004; Mishra *et al.*, 2004; Dorren *et al.*, 2004) proporcionan un modelo fenomenológico que describe la dependencia de la ganancia modal con el estado de polarización del haz que se propaga dentro de un SOA masivo sometido a esfuerzos mecánicos internos.

En contraparte, se resalta que el problema complejo del esfuerzo mecánico interno se aborda en ése modelo de manera fenomenológica. Además, la anisotropía de la ganancia material, la diferencia en las poblaciones de huecos ligeros y huecos pesados en la banda de valencia, así como su relación con las componentes transversales del campo electromagnético total, se modelan utilizando un parámetro de ajuste que adquiere valores arbitrarios de manera que se obtenga un buen acuerdo entre las simulaciones numéricas y las observaciones experimentales.

Todo lo anterior ha reforzado la motivación principal de este trabajo de tesis de desarrollar un modelo semi-clásico que permita describir el fenómeno de la XPolM dentro de un SOA masivo. En particular, este modelo considerará que la birrefringencia inducida es el principal mecanismo responsable de la manifestación de la XPolM. De esta manera, se podrá contar por primera vez –a nuestro conocimiento– con una herramienta autosustentable de simulación que permita describir y predecir el fenómeno de la modulación cruzada de la polarización dentro de un SOA masivo.

CAPÍTULO III

MODELADO DEL FENÓMENO DE LA MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN DENTRO DE UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR MASIVO

III.1 Introducción

El modelado de dispositivos o sistemas es una herramienta de análisis que puede ser bastante útil desde diferentes perspectivas: i) se pueden estudiar y comprender las características internas de los diferentes dispositivos, facilitando entender su operación y sus posibles aplicaciones; ii) permite estimar y optimizar el desempeño de un nuevo diseño sin la necesidad de construir el prototipo, ahorrando tiempo y costo de fabricación; iii) posibilita el análisis de tolerancia en los parámetros de diseño.

En el caso de los dispositivos optoelectrónicos empleados en los sistemas de comu-

nicaciones ópticas, tales como el amplificador óptico de semiconductor (SOA, Semiconductor Optical Amplifier), el modelado está constituido, por ejemplo, por un conjunto de ecuaciones de evolución (rate equations) que describen su comportamiento dinámico. En general, es prácticamente imposible considerar todos los efectos físicos involucrados en la dinámica de un SOA y todas sus condiciones de operación. Por este motivo, es necesario acotar las variables de análisis, limitando la validez del modelo a un determinado intervalo de operación del amplificador. En consecuencia, existe en la literatura una gran variedad de modelos que describen el comportamiento del SOA en diferentes escenarios (Durhuus *et al.*, 1996; Uskov *et al.*, 1994; Guekos, 1999; Connelly, 2001; Gen-Xiang *et al.*, 2005; Janyani *et al.*, 2005; Morel *et al.*, 2006; Mathlouthi *et al.*, 2006; Gutiérrez-Castrejón and M.Duelk, 2006; Gutiérrez-Castrejón *et al.*, 2006; Matsumoto *et al.*, 2006). Además, en todos los modelos de los SOAs se presenta un compromiso inherente entre varios aspectos importantes tales como la complejidad, la precisión del modelo seleccionado y el tiempo de ejecución del cómputo.

Con respecto a los modelos que describen el comportamiento dinámico de un SOA, éstos pueden clasificarse principalmente en dos grupos: los modelos clásicos y los modelos semi-clásicos. En los modelos clásicos, el comportamiento lineal y no lineal del amplificador se simula mediante variables fenomenológicas que, aún cuando proporcionan un entendimiento global del dispositivo y una cuantificación relativamente precisa de su operación, no permiten un análisis detallado de sus características intrínsecas (Huang and L.W.Casperson, 1993).

Por otro lado, los modelos semi-clásicos rigurosos basados en las ecuaciones de Maxwell y Schrödinger permiten analizar, con suficiente precisión y detalle, la interacción que existe entre un campo electromagnético y el medio amplificador por donde éste se propaga. Específicamente, con estos modelos se puede analizar la influencia

que ejerce la propagación de un campo electromagnético sobre la susceptibilidad del medio en función de la densidad de portadores. En consecuencia, es posible estudiar la evolución temporal y espacial de la ganancia material y del índice de refracción local presentes a lo largo de la guía de onda del SOA bajo estudio. En efecto, como se discutió en el capítulo anterior, la densidad de portadores, la ganancia material y el índice de refracción local son variables imprescindibles en la descripción del fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización (XPolM, Cross-Polarization Modulation) y todas ellas pueden analizarse apropiadamente utilizando los modelos semi-clásicos.

Bajo este contexto, en este capítulo se presenta un modelo semi-clásico del tipo matriz de transferencia que permite describir el fenómeno no lineal de la XPolM desarrollado dentro de un SOA masivo. Como se discutió en el capítulo anterior, debido a que la hipótesis fundamental del modelo por desarrollar es considerar a la birrefringencia inducida como la principal contribución de la XPolM, el problema se aborda de la siguiente manera. Primeramente, utilizando el formalismo de la matriz de densidad (Uskov *et al.*, 1994), en la sección III.2 se discute la forma en que se puede modelar la perturbación ejercida sobre la densidad de portadores en la región activa del SOA debida a la propagación y amplificación de un campo electromagnético a través de ella. Conociendo la distribución longitudinal de la densidad de portadores, se obtiene también la evolución de la ganancia material y del índice de refracción local a lo largo de toda la región activa del SOA. En este caso, cabe mencionar que para considerar la distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores, la longitud de la región activa del SOA se divide virtualmente en diferentes segmentos o secciones, y el modelo semi-clásico se aplica a cada una de ellas. En otras palabras, se utiliza un modelo semi-clásico por secciones (Durhuus *et al.*, 1992).

Por otro lado, para analizar y calcular la birrefringencia estructural e inducida

presente en la región activa del SOA, en la sección III.3 se comienza por estudiar la propagación de un campo electromagnético en una guía de onda plana tipo barra. En este caso, se analiza también la forma en que se definen y calculan los índices efectivos asociados con los modos de propagación fundamentales transversos eléctrico y transversos magnéticos en la guía de onda tipo barra. Posteriormente, se describe el método del índice efectivo y la forma en que éste método se puede aplicar para analizar guías de onda bidimensionales complicadas, enfatizando su aplicación particular sobre la guía de onda constituida por un SOA masivo tipo riesgo. De esta manera, se plantea una metodología con la que se calcula la birrefringencia estructural y la birrefringencia inducida a lo largo de toda la región activa de un SOA masivo.

En la sección III.3 se discuten también algunas aproximaciones que se pueden aplicar en los sistemas de ecuaciones características con los que se calculan las constantes de propagación y los índices efectivos, los cuales están asociados con la guía de onda constituida por un SOA masivo tipo riesgo. De esta manera, la estimación de tales variables en SOAs masivos con estructuras de tipo riesgo como el utilizado en el presente trabajo, no se restringe a métodos numéricos, sino que se expande a métodos analíticos.

El presente capítulo termina con un resumen del modelo propuesto para analizar el fenómeno de la modulación cruzada de la polarización dentro de un SOA masivo.

III.2 Modelado de la distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores en la región activa de un SOA masivo

En esta sección se describe el modelo semi-clásico utilizado en este trabajo de tesis para estimar la perturbación ejercida por un campo electromagnético sobre la densidad de portadores, la ganancia material y el índice de refracción local de la región activa del SOA masivo bajo estudio. El análisis y cuantificación de éstas variables, en particular el índice de refracción local, es determinante para estimar la birrefringencia estructural y la birrefringencia inducida de la guía de onda del SOA en cuestión, y en consecuencia para estimar la manifestación de la XPolM dentro de este dispositivo.

Es pertinente mencionar que los modelos semi-clásicos se aplicaron inicialmente en los láseres de semiconductor. En este caso, debido a la retroalimentación óptica presente en la cavidad resonante, se considera que la distribución longitudinal de la densidad de portadores es uniforme a lo largo de toda la región activa (Durhuus *et al.*, 1992). Sin embargo, como se mencionó en los Capítulos I y II, se debe considerar que la situación es diferente para los SOAs. Esto se debe a que la reducción de la reflectividad residual obtenida mediante la implantación de películas antirreflejantes en sus facetas de entrada y de salida facilita la propagación, sin reflexiones significativas, de un campo electromagnético a través de su región activa. Como consecuencia, al hacer incidir un haz en la entrada de un SOA, a medida que éste se propaga y se amplifica mediante la emisión estimulada, se provoca un consumo de portadores no homogéneo a lo largo de la región activa, en la dirección de propagación de dicho campo (Durhuus *et al.*, 1992; Soto and D.Erasme, 1996).

En este sentido, para considerar la distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores, en primer lugar se divide virtualmente la región activa del SOA en varias secciones, y se supone que dicha densidad de portadores es constante en cada sección. Posteriormente, se asigna un campo electromagnético total inicial $E_{in}(z_0, t_0)$ a la entrada del SOA, con una potencia óptica igual a aquella utilizada en el experimento realizado, el cual será explicado en el siguiente capítulo. Aplicando el desarrollo que se describe en secciones posteriores de este capítulo, se analiza la interacción del campo electromagnético con el medio amplificador. De esta forma, además de las variables de interés fundamental tales como la densidad de portadores, la ganancia material y el índice de refracción local, se calcula también la intensidad de la envolvente de dicho campo a la salida de la primera sección $E_1(z_1, t_1)$. Como se ilustra en la Figura 9, la continuidad del campo electromagnético (así como de todas las variables antes mencionadas) al propagarse de la sección $n - 1$ a la sección n , se consigue al asignar la envolvente del campo obtenida a la salida de la sección $n - 1$, como la condición inicial de dicha envolvente a la entrada de la sección n . Es decir, la continuidad del campo electromagnético al propagarse de una sección a la siguiente se consigue al asignar $E_{n-1}(z_{n-1}, t_{n-1}) = E_n(z_{n-1}, t_{n-1})$.

Cabe hacer mención que, en una primera aproximación del modelo presentado en este trabajo, solamente se considerará la amplificación del campo electromagnético debida a la emisión estimulada. La inclusión de la intensidad de la emisión espontánea amplificada será considerada en un posterior proyecto de investigación. Esta aproximación se justifica porque, como se discutió en el capítulo anterior, la mayor manifestación de la XPolM se presenta generalmente cuando la potencia del campo electromagnético incidente es significativa. En otras palabras, la operación en un régimen de ganancia no lineal del SOA se caracteriza porque el consumo de la densidad de portadores en

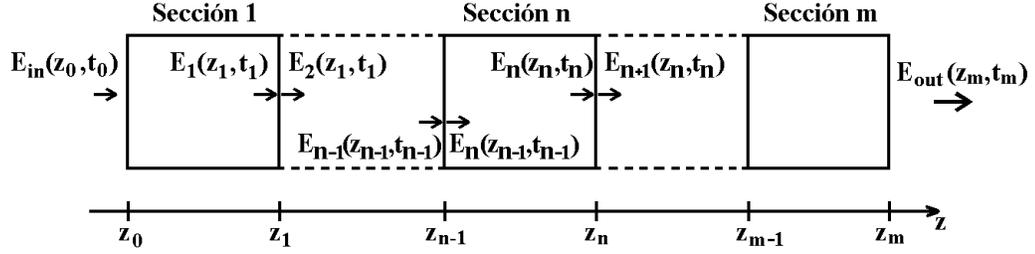


Figura 9: Diagrama esquemático de la división virtual de la región activa del SOA y de las condiciones de frontera que se aplican para garantizar la continuidad del campo electromagnético al propagarse por las diferentes secciones del amplificador.

su región activa se genera predominantemente por la emisión estimulada y no por la emisión espontánea amplificada.

III.2.1 Formalismo de la matriz de densidad

Para estudiar la dinámica de los portadores (electrones libres) en la región activa de un SOA, es conveniente comenzar por discutir algunos conceptos importantes tales como la formación de bandas de energía en un semiconductor y la definición de un semiconductor directo.

La formación de *bandas* de energía, en lugar de *niveles discretos* de energías, los cuales están asociados con los electrones de un átomo aislado, se genera fundamentalmente por la pequeña separación que existe entre los átomos que componen a una determinada estructura cristalina o material semiconductor (Milonni, 1988; Ankrum, 1971). Dichas bandas son tratadas como si existiera una distribución continua de energías permitidas para todos los electrones del material en cuestión. Así, la banda formada por el *desdoblamiento* de los niveles de excitación se denomina banda de conducción y

aquella formada por el *desdoblamiento* de los niveles de valencia se denomina banda de valencia. De forma similar, se establece también la existencia de una banda prohibida localizada entre la banda de conducción y la de valencia, es decir, un intervalo de energías no permitidas para los electrones. La magnitud de dicho intervalo constituye una propiedad particular de algún material determinado y depende del espaciamiento entre los átomos de dicha estructura, así como de la temperatura y de la concentración de impurezas en el material. En este sentido, un semiconductor se define como un material sólido, cristalino o amorfo, con una energía prohibida E_g moderada cuya magnitud se encuentra entre las energías prohibidas correspondientes a las de los conductores y a las de los aislantes.

En este punto, es importante recordar que de acuerdo al principio de exclusión de Pauli, cada electrón de un material semiconductor está asociado con sólo un estado cuántico. Es decir, ningún electrón comparte con otro electrón la misma energía, el mismo momento angular ni el mismo spin (o *movimiento de rotación*) a un mismo tiempo. Además, para el caso de un material semiconductor que es sometido a alguna excitación externa, los electrones que ocupan un estado cuántico de la banda de valencia se pueden desplazar hacia la banda de conducción, ocupando un estado cuántico vacante de dicha banda. De esta manera, los electrones se comportan como portadores libres y pueden contribuir al establecimiento de una corriente eléctrica en presencia, por ejemplo, de un campo eléctrico externo. El desplazamiento de los electrones conlleva a la liberación de estados electrónicos de la banda de valencia, provocando la generación de *huecos* o cargas positivas en dicha banda. Como resultado, la excitación de un electrón provoca la generación de un par de portadores libres: un electrón libre en la banda de conducción y un hueco libre en la banda de valencia.

Por otro lado, una aproximación ampliamente aceptada para la estructura de ban-

das de energía de un material semiconductor es aquella que considera una relación parabólica entre la energía E_c que posee un electrón excitado y su vector de onda k asociado (Agrawal and N.K.Dutta, 1986; Thompson, 1980; Kittel, 2005). En otras palabras, se considera una representación parabólica determinada por la relación siguiente:

$$E_c = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} , \quad (8)$$

donde \hbar es la constante de Planck normalizada y m_c es la masa efectiva del electrón en la banda de conducción. La relación (8) se justifica porque el momento p de un electrón se define como $p = \hbar k$ y su relación con la energía del electrón está dada por $E_c = p^2/2m_c$. Cabe mencionar que en la ecuación (8), E_c está determinada con respecto al mínimo local de energía en la banda de conducción. Además, la masa efectiva m_c del electrón, generalmente inferior a la masa del electrón en el espacio libre m_0 , denota la influencia que ejercen todos los átomos que componen el material semiconductor en cuestión sobre la energía de un electrón. Una relación completamente análoga a (8) se plantea para la energía E_v de los huecos en la banda de valencia, donde E_v se calcula a partir del máximo local de energía en dicha banda.

Así mismo, el proceso de emisión estimulada que tiene lugar en la región activa de un material semiconductor es más eficiente cuando el mínimo de energía de la banda de conducción coincide con el máximo de energía de la banda de valencia (Saleh and M.C.Teich, 2007). A un material semiconductor que presenta ésta característica se le denomina *semiconductor directo*, a diferencia por ejemplo del silicio, cuyas características se enmarcan dentro de los semiconductores *indirectos*. En los semiconductores directos, entre los que está incluido aquel que conforma la región activa del SOA, las transiciones radiativas de un electrón que ocupa un estado de la banda de conducción hacia un estado no ocupado de la banda de valencia, satisfacen la conservación de momento y

energía. En otras palabras, como se bosqueja en la Figura 10, cada uno de los niveles de energía de la banda de conducción se asocia con un vector de onda k idéntico al asociado con un nivel de energía único en la banda de valencia. Esto se debe a que el fotón emitido en una transición radiativa de un electrón que ocupa un estado de la banda de conducción hacia un estado vacante de la banda de valencia, posee un momento prácticamente despreciable en comparación con aquel que posee el electrón que realiza dicha transición (Thompson, 1980).

Bajo este contexto y considerando el marco de los modelos semi-clásicos, la dinámica de los electrones presentes en la región activa de un SOA se puede analizar de la siguiente forma. En una primera aproximación, se supone que dicha región activa está compuesta por una colección de sistemas de dos niveles homogéneamente distribuidos. Posteriormente, se aplica la ecuación de Schrödinger que describe la evolución en el

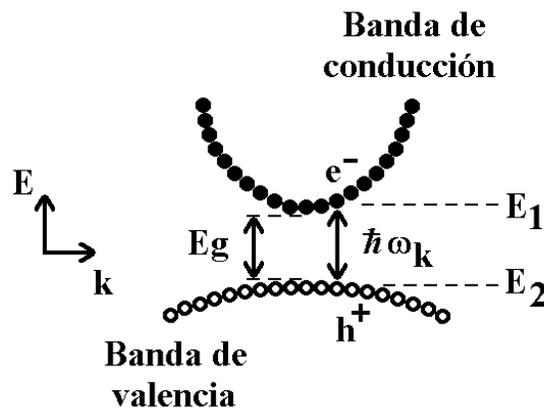


Figura 10: Bosquejo de la estructura de bandas parabólicas en un semiconductor directo. En la figura se bosqueja también la transición radiativa que realiza un electrón que ocupa un estado cuántico de la banda de conducción (con energía E_1) hacia un estado vacante de la banda de valencia (con energía E_2), generando un fotón con energía $E = \hbar\omega_k = E_1 - E_2$.

tiempo de la amplitud de probabilidad de que un electrón del k -ésimo sistema de dos niveles tenga una energía determinada (Uskov *et al.*, 1994).

En este caso, se entiende como conjunto homogéneamente distribuido a aquel conjunto de electrones excitados que no presentan ninguna preferencia por ocupar algún estado electrónico disponible en la banda de conducción, por ejemplo aquel que se genera como resultado de una transición radiativa. En otras palabras, en un conjunto de sistemas de dos niveles homogéneamente distribuidos, el estado vacante que se genera en la banda de conducción como resultado de una transición radiativa puede ser ocupado indistintamente por cualquier otro electrón excitado de esa misma banda. Además, el nombre de *sistemas de dos niveles* hace referencia a que en una transición radiativa están implicados dos niveles de energía asociados con dos estados electrónicos, uno de la banda de conducción (electrón) y otro de la banda de valencia (hueco).

Así mismo, la ecuación de Schrödinger que describe la evolución en el tiempo de la amplitud de probabilidad $a_{m,k}$ de que un electrón del k -ésimo sistema de dos niveles tenga una energía determinada se establece como (Milonni, 1988):

$$\begin{aligned} i\hbar\dot{a}_{m,k} &= E_{m,k} a_{m,k} + \sum_n a_{n,k} \cdot \int \Phi_{m,k}^*(r) V_{ext,k}(r,t) \Phi_{n,k}(r) d^3r \\ &= E_{m,k} a_{m,k} + \sum_n V_{mn,k}(t) a_{n,k} . \end{aligned} \quad (9)$$

Cabe mencionar que para realizar el análisis de la región activa de un SOA, el electrón del k -ésimo sistema de dos niveles descrito en la ecuación (9) solo puede estar en uno de dos estados de energía, por lo que el subíndice m es igual a 1 o 2 ($m = 1, 2$). Además, $|a_{m,k}|^2$ representa la probabilidad de que un electrón se encuentre en el nivel 1 o 2 de energía en un tiempo dado, $E_{m,k}$ representa el nivel de energía que posee el electrón, $|\Phi_{m,k}|^2$ representa la probabilidad –independiente del tiempo– de que el electrón se encuentre en un nivel de energía específico, todas éstas cantidades referidas

al k -ésimo sistema de dos niveles. Finalmente, $V_{mn,k}(t)$ se denomina elemento de matriz de $V_{ext,k}(r, t)$. Este elemento de matriz representa la perturbación ejercida sobre un nivel de energía específico, en el k -ésimo sistema de dos niveles, debida a algún potencial externo aplicado $V_{ext,k}(r, t)$ y se define como $V_{mn,k}(t) = \int \Phi_{m,k}^*(r) V_{ext,k}(r, t) \Phi_{n,k}(r) d^3r$ (Milonni, 1988).

De esta manera, a través de la ecuación (9) es posible determinar la evolución en el tiempo de las amplitudes de probabilidad $a_{1,k}$ y $a_{2,k}$ de que un electrón se encuentre en el nivel excitado 1, ubicado en la banda de conducción, o en el nivel 2, representado en la banda de valencia, para cada uno de los sistemas electrónicos de dos niveles, respectivamente. De manera explícita, las ecuaciones que permiten encontrar dichas evoluciones son obtenidas directamente de (9) y se expresan como:

$$i\hbar\dot{a}_{1,k} = E_{1,k} a_{1,k} + V_{11,k}(t) a_{1,k} + V_{12,k}(t) a_{2,k} , \quad (10)$$

$$i\hbar\dot{a}_{2,k} = E_{2,k} a_{2,k} + V_{21,k}(t) a_{1,k} + V_{22,k}(t) a_{2,k} . \quad (11)$$

Dado que en este trabajo se utilizan únicamente semiconductores directos, es plausible suponer que las transiciones entre los dos estados electrónicos de cada sistema se realizan con conservación del vector de onda. Esto exige que los elementos diagonales $V_{11,k}$ y $V_{22,k}$ de la matriz de interacción $V_{ext,k}$ sean nulos. Así mismo, la conservación del momento en las transiciones verticales permite asociar al k -ésimo sistema electrónico con un único vector de onda k . Tomando en cuenta estas consideraciones y asociando los niveles de energía del sistema electrónico en cuestión a los correspondientes de la banda de conducción y de valencia, las ecuaciones anteriores (10) y (11) se pueden escribir como:

$$i\hbar\dot{a}_{e_c,k} = E_{e_c,k} a_{e_c,k} + V_{cv,k}(t) a_{e_v,k} , \quad (12)$$

$$i\hbar\dot{a}_{e_v,k} = E_{e_v,k} a_{e_v,k} + V_{vc,k}(t) a_{e_c,k} , \quad (13)$$

donde el subíndice e denota a los electrones y k denota el vector de onda incluido en la representación parabólica de las bandas. En este caso, las variables $E_{e_c,k}$ y $E_{e_v,k}$ indican la energía de un electrón cuando tal energía está representada en la banda de conducción y en la de valencia para un determinado vector de onda k , respectivamente. Las variables $a_{e_c,k}(t)$ y $a_{e_v,k}(t)$ son las amplitudes de probabilidad de encontrar a un electrón en un estado de la banda de conducción y de valencia para un vector de onda k dado, respectivamente. Las variables $V_{c_v,k}$ y $V_{v_c,k}$ son denominadas elementos de matriz y representan la perturbación ejercida sobre el electrón debida a algún potencial externo.

En este punto, cabe resaltar algunos aspectos importantes. Como se mencionó anteriormente, en el contexto de los sistemas electrónicos a dos niveles, la transición radiativa de un electrón que ocupa un estado de la banda de conducción hacia un estado vacante de la banda de valencia implica necesariamente la transición de un hueco que ocupa un estado de la banda de valencia hacia uno de la banda de conducción. Esto significa que cambiando el subíndice e (electrón) por h (hueco), las ecuaciones (12) y (13) describen equivalentemente la dinámica de un hueco que realiza una transición de un estado de la banda de valencia hacia uno de la banda de conducción.

Por otro lado, en un conjunto de sistemas a dos niveles como el que se ha asumido para la región activa de un SOA, no existen exclusivamente estados estacionarios puros. Así mismo, existen diferentes mecanismos de interacción entre todos estos sistemas de dos niveles tales como las colisiones portador–portador, portador–fonón y la emisión espontánea amplificada. Por lo tanto, es necesario considerar a éstos mecanismos y calcular las probabilidades promedio de ocupación $|\bar{a}_{c,k}(t)| = |\bar{a}_{e_c,k}(t)|$ y $|\bar{a}_{v,k}(t)| = |\bar{a}_{h_v,k}(t)|$ asociadas con cada uno de los estados de energía de cada sistema de dos niveles (Milonni, 1988). En este sentido, toda la información asociada con la dinámica

promedio de todos los electrones que conforman el conjunto de sistemas de dos niveles y que realizan transiciones radiativas de un estado de la banda de conducción hacia uno de la banda de valencia, se puede obtener a partir de las amplitudes de probabilidad promedio $\bar{a}_{c,k}(t) = \bar{a}_{e_c,k}(t)$ y $\bar{a}_{v,k}(t) = \bar{a}_{h_v,k}(t)$ asociadas con las ecuaciones (12) y (13). Con esto, se puede establecer el siguiente conjunto de elementos arreglados en forma matricial, denominados elementos de la *matriz de densidad* y asociados con el k -ésimo sistema de dos niveles (Milonni, 1988):

$$\bar{\rho}_k = \begin{pmatrix} \bar{\rho}_{c,k} \equiv \bar{a}_{c,k}\bar{a}_{c,k}^* = |\bar{a}_{c,k}|^2 & \bar{\rho}_{cv,k} \equiv \bar{a}_{c,k}\bar{a}_{v,k}^* \\ \bar{\rho}_{vc,k} \equiv \bar{a}_{v,k}\bar{a}_{c,k}^* & \bar{\rho}_{v,k} \equiv \bar{a}_{v,k}\bar{a}_{v,k}^* = |\bar{a}_{v,k}|^2 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

En la ecuación (14), la barra arriba del símbolo ρ_k denota la dinámica promedio del electrón del k -ésimo sistema de dos niveles que realiza transiciones radiativas de la banda de conducción a la banda de valencia. Además, en esta misma ecuación los elementos diagonales de la matriz de densidad representan las probabilidades de ocupación promedio de los niveles de energía en la banda de conducción y de valencia, mientras que los elementos fuera de la diagonal son proporcionales al vector de desplazamiento complejo del electrón promedio (Milonni, 1988; Uskov *et al.*, 1994). El vector de desplazamiento complejo se entiende también como la amplitud de probabilidad de localizar a un electrón en alguna determinada posición con alguna determinada energía. De manera similar, la evolución temporal de los elementos de la matriz de densidad (14) está descrita mediante las siguientes ecuaciones de movimiento:

$$\frac{\partial}{\partial t}\bar{\rho}_k = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t}\bar{\rho}_{c,k} & \frac{\partial}{\partial t}\bar{\rho}_{cv,k} \\ \frac{\partial}{\partial t}\bar{\rho}_{vc,k} & \frac{\partial}{\partial t}\bar{\rho}_{v,k} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

donde cada uno de los elementos de la ecuación anterior se expresa, para el caso del amplificador óptico de semiconductor, de la siguiente forma (Uskov *et al.*, 1994; Ogasawara and I.Ryoichi, 1988):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho}_{c,k}(t) = & -\frac{\rho_{c,k}(t) - f_{c,k}(t)}{\tau_{1c}} - \frac{\bar{\rho}_{c,k}(t) - f_{c,k}^L(t)}{\tau_{hc}} - \frac{\bar{\rho}_{c,k}(t) - f_{c,k}^{eq}(t)}{\tau_s} - \\ & -\frac{i}{\hbar} \cdot [d_k^* \bar{\rho}_{cv,k}(t) - d_k \bar{\rho}_{vc,k}(t)] E(z, t) + \Lambda_{c,k} , \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho}_{v,k}(t) = & -\frac{\bar{\rho}_{v,k}(t) - f_{v,k}(t)}{\tau_{1v}} - \frac{\bar{\rho}_{v,k}(t) - f_{v,k}^L(t)}{\tau_{hv}} - \frac{\bar{\rho}_{v,k}(t) - f_{v,k}^{eq}(t)}{\tau_s} - \\ & -\frac{i}{\hbar} [d_k^* \bar{\rho}_{cv,k}(t) - d_k \bar{\rho}_{vc,k}(t)] E(z, t) + \Lambda_{v,k} , \end{aligned} \quad (17)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho}_{cv,k}(t) = \left(-i\omega_k - \frac{1}{\tau_2} \right) \bar{\rho}_{cv,k}(t) - \frac{i}{\hbar} d_k [\bar{\rho}_{c,k}(t) + \bar{\rho}_{v,k}(t) - 1] E(z, t) . \quad (18)$$

En las ecuaciones anteriores (16)-(18), el subíndice k se utiliza para especificar el número de onda y los subíndices c , v se utilizan para denotar a la banda de conducción y a la de valencia, respectivamente. Las ecuaciones (16) y (17) describen la evolución temporal de las probabilidades de ocupación de los niveles de energía en las bandas mencionadas. Estas ecuaciones, además de contener los términos que indican la interacción del campo eléctrico con el medio amplificador, incluyen también varios términos fenomenológicos y de inyección eléctrica externa que no están considerados explícitamente en la matriz de densidad (14) y que a continuación se discuten.

El primer término del lado derecho de las ecuaciones (16) y (17) describe la relajación de la distribución de energía de los portadores (electrones en la banda de conducción y huecos en la banda de valencia) hacia una distribución de Fermi $f_{x,k}$ en cuasi equilibrio. Este término, en efecto, se ha agregado de manera fenomenológica para representar

la contribución del mecanismo del hoyo espectral (SHB, Spectral Hole Burning) sobre la evolución de la probabilidad de ocupación de un estado de energía en las bandas de conducción y de valencia que tienen asociado un vector de onda k (Uskov *et al.*, 1994). Esta relajación es debida al proceso de dispersión portador–portador y posee un tiempo característico τ_{1x} de 70 *fs* aproximadamente (Uskov *et al.*, 1994; Huang and L.W.Casperson, 1993). El subíndice x indica c ó v , y denota a las bandas de conducción y de valencia, respectivamente. En la función de distribución de Fermi $f_{x,k}$, el factor de Fermi depende de la densidad de portadores así como de su temperatura. En el caso de los electrones en la banda de conducción, el factor de Fermi se determina mediante la siguiente expresión (Agrawal and N.K.Dutta, 1986; Kittel, 2005):

$$f_{c,k} = \frac{1}{1 + \exp \left[(\varepsilon_{c,k} - \varepsilon_{f,c}) / (\kappa_B T_c) \right]} , \quad (19)$$

donde κ_B es la constante de Boltzmann, T_c es la temperatura de los electrones, $\varepsilon_{f,c}$ es el cuasi nivel de Fermi de los electrones en la banda de conducción y $\varepsilon_{c,k}$ es la energía de los electrones expresada por la ecuación (8) y es medida a partir del mínimo geométrico de la banda de conducción. De acuerdo a la aproximación de Joyce y Dixon, el cuasi nivel de Fermi de los electrones en la banda de conducción se determina mediante la siguiente expresión (Joyce and R.W.Dixon, 1977):

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_{f,c}}{\kappa_B T_c} = & \ln \left(\frac{N}{N_c} \right) + 0.353553 \left(\frac{N}{N_c} \right) - 4.95009 \times 10^{-3} \left(\frac{N}{N_c} \right)^2 + \\ & + 1.48386 \times 10^{-4} \left(\frac{N}{N_c} \right)^3 + 4.42563 \times 10^{-6} \left(\frac{N}{N_c} \right)^4 , \end{aligned} \quad (20)$$

donde N es la densidad de electrones excitados, $N_c = 2(2\pi m_c \kappa_B T_c / h^2)^{3/2}$ es la densidad efectiva de estados, y m_c es la masa efectiva de los electrones, todas ellas en la banda

de conducción.

Es importante resaltar que, al hablar de un cuasi nivel de Fermi, implícitamente se hace referencia a una variable termodinámica que se presenta en una doble heterounión de materiales semiconductores, y por lo tanto no a aquella que se presenta en un sólo material semiconductor, ya sea intrínseco o extrínseco. En otras palabras, en una doble heterounión de materiales semiconductores, como aquella que conforma la denominada región activa de un SOA, se presenta un cuasi nivel de Fermi asociado con los electrones de la banda de conducción y un cuasi nivel de Fermi asociado con los huecos de la banda de valencia. En el equilibrio térmico, dicho cuasi nivel de Fermi se define como aquel nivel de energía de un electrón o de un hueco que tiene una probabilidad de ocupación igual a $1/2$. En una doble heterounión que se encuentra polarizada directamente, es decir, aquella en la que se presenta una inversión de población debida a la inyección directa de una corriente eléctrica, coloquialmente se dice que la banda de conducción está llena de electrones debajo de su cuasi nivel de Fermi $\varepsilon_{f,c}$ y la banda de valencia está llena de huecos arriba de su cuasi nivel de Fermi $\varepsilon_{f,v}$. En este sentido, expresiones completamente análogas a (19) y (20) se establecen para el factor de Fermi y el cuasi nivel de Fermi asociados con los huecos de la banda de valencia, por lo que sólo es necesario reemplazar el subíndice c por el subíndice v en las variables correspondientes.

El segundo término del lado derecho de las ecuaciones (16) y (17) describe la redistribución global de la energía de los portadores hacia una distribución de Fermi $f_{x,k}^L$ en cuasi equilibrio, determinada por la temperatura promedio de toda la estructura cristalina. Dicha redistribución se presenta debido al proceso de dispersión portador-fonón y posee un tiempo característico τ_{hx} de $650 fs$ aproximadamente (Uskov *et al.*, 1994; Huang and L.W.Casperson, 1993). Este término también se ha agregado de manera fenomenológica y sirve para representar la contribución del mecanismo del ca-

lentamiento de portadores (CH, Carrier Heating) sobre la evolución de la probabilidad de ocupación promedio de un estado de energía en la banda de conducción y de valencia que tienen asociado un determinado vector de onda k . En éste término, la variable $f_{x,k}^L$ representa la función de distribución de Fermi para los electrones en la banda de conducción y para los huecos en la banda de valencia a la temperatura promedio T_L de la estructura cristalina.

El tercer término del lado derecho de las ecuaciones (16) y (17) describe la relajación de la distribución de energía de los portadores hacia una distribución de energía en equilibrio térmico, la cual se logra en ausencia de bombeo externo, y se consideran transiciones espontáneas tanto radiativas como no radiativas. En este término, la variable $f_{x,k}^{eq}$ representa la función de distribución de Fermi en equilibrio para los electrones en la banda de conducción ($x = c$) y para los huecos ($x = v$) en la banda de valencia. Por otro lado, la variable τ_s representa el tiempo de vida de los portadores y es aproximadamente igual a $100 ps$.

El término proporcional al campo óptico incidente $E(z, t)$ en las ecuaciones (16) y (17) denota emisión estimulada y/o absorción. En este caso, d_k es el momento dipolar eléctrico y a diferencia del momento dipolar eléctrico que se define en la física clásica, d_k es una cantidad compleja o una amplitud de probabilidad. La magnitud del momento dipolar está relacionada con la probabilidad de transición de un electrón que ocupa un estado de la banda de conducción hacia un estado de la banda de valencia, ambos asociados con un mismo vector de onda k . Como se discutió en el capítulo anterior, el cuadrado de la magnitud del momento dipolar eléctrico se determina mediante la ecuación (7) o equivalentemente mediante la expresión siguiente:

$$|d_k|^2 = \left(\frac{q^2 \hbar}{\varepsilon_k} \right) \left(\frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \left(\frac{E_g(E_g + \Delta)}{6m_0(E_g + 2\Delta/3)} \right), \quad (21)$$

donde \hbar es la constante de Planck normalizada, q y m_0 son la carga y la masa del electrón libre, respectivamente, ε_k es la energía de transición, E_g es la energía prohibida, m_c es la masa efectiva del electrón en la banda de conducción, Δ es la energía de desdoblamiento debida a la interacción del espín de los electrones y su momento angular orbital. Debido a que la probabilidad de emisión estimulada es igual a la probabilidad de absorción estimulada, se puede suponer sin pérdida de generalidad que $d_k = d_k^*$, donde el superíndice $*$ denota el complejo conjugado. En otras palabras, la igualdad anterior significa que la transición estimulada de un electrón que ocupa un estado de la banda de conducción hacia uno de la banda de valencia es igualmente probable que su transición estimulada de la banda de valencia hacia la banda de conducción.

Continuando con el término proporcional al campo eléctrico de las ecuaciones (16) y (17), las variables $\bar{\rho}_{cv,k}$ y $\bar{\rho}_{vc,k}$ denotan el vector de desplazamiento complejo de un electrón en la banda de conducción y de un hueco en la banda de valencia, respectivamente. Como se mencionó en la sección anterior, debido a que el desplazamiento o transición de un electrón implica el desplazamiento en sentido contrario de un hueco, se puede suponer que $\bar{\rho}_{vc,k} = \bar{\rho}_{cv,k}^*$. El vector de desplazamiento complejo $\bar{\rho}_{cv,k}$, en conjunto con el momento dipolar eléctrico d_k , determinan lo que se denomina la *polarización macroscópica inducida*. En general, la polarización macroscópica inducida es una cantidad compleja que describe la forma en que un medio determinado responde ante una perturbación externa y puede ser expresada equivalentemente en función de la denominada *susceptibilidad* del medio en cuestión. Por otro lado, el término $\Lambda_{x,k}$ en las ecuaciones (16) y (17) representa el suministro de portadores debido a la inyección

de corriente eléctrica. Finalmente, la ecuación (18) representa la evolución temporal del desplazamiento complejo del electrón.

Recapitulando, en los dos primeros términos del lado derecho de las ecuaciones (16) y (17) se hace referencia a la dinámica intrabanda de los electrones (huecos) en la banda de conducción (valencia), en la que se afecta la forma de su distribución de energía pero no su densidad total en las bandas respectivas. Por otro lado, los términos restantes de tales ecuaciones describen la dinámica interbanda en la que sí se afecta la densidad total de portadores y en consecuencia la forma de su distribución de energía. Con esto, en la presente sección se han planteado las ecuaciones (16) a (18) que representan el punto de partida para la obtención de la ecuación de evolución semi-clásica que describe la dinámica de los electrones excitados en la región activa de un SOA masivo, la cual se discute a continuación.

III.2.2 Ecuación de evolución de la densidad de portadores en la región activa de un SOA masivo

En la sección anterior se plantearon ecuaciones que describen la dinámica de las probabilidades de ocupación de los niveles de energía asociados con los electrones en la banda de conducción y con los huecos en la banda de valencia en un SOA masivo. Debido a que la densidad total de electrones excitados en la banda de conducción es igual a la densidad total de huecos excitados en la banda de valencia, la dinámica de los pares electrón-hueco se determina completamente analizando solo a un tipo de tales partículas, es decir, a los electrones o a los huecos.

En este sentido, la dinámica de la densidad de portadores (electrones) en la región

activa de un SOA masivo se puede determinar utilizando la ecuación (16). Para este efecto, es necesario definir primeramente a la densidad de portadores $N(t)$ como el número de electrones excitados en todos los sistemas de dos niveles contenidos en el volumen de la región activa del amplificador en cuestión. De esta forma, $N(t)$ se puede estimar sumando las probabilidades de ocupación $\bar{\rho}_{c,k}$ de los estados excitados de cada uno de los sistemas *promedios* de dos niveles contenidos en el volumen de la región activa. Dicho de otra forma, $N(t)$ se puede calcular sumando las probabilidades de ocupación de cada uno de los estados de energía representados en la banda de conducción y dividiendo el resultado entre el volumen de la región activa. Es decir:

$$N(t) = \frac{1}{V} \sum_k \bar{\rho}_{c,k}(t) . \quad (22)$$

Posteriormente, como se mencionó en la sección anterior, debido a que los procesos dinámicos intrabanda de dispersión portador–portador y portador–fonón no alteran la densidad total de portadores, se establecen las siguientes igualdades:

$$\frac{1}{V} \sum_k \frac{\bar{\rho}_{c,k}(t) - f_{c,k}(t)}{\tau_{1c}} = 0 , \quad (23)$$

y

$$\frac{1}{V} \sum_k \frac{\bar{\rho}_{c,k}(t) - f_{c,k}^L(t)}{\tau_{hc}} = 0 . \quad (24)$$

Finalmente, considerando que la densidad total de portadores que se presenta en ausencia de excitación óptica o eléctrica externa es despreciable, se tiene que $N^{eq} = (1/V) \sum_k f_{c,k}^{eq} \approx 0$. De esta manera, utilizando (22) a (24), la ecuación de evolución (16) se expresa como:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_s} - \frac{i}{\hbar} \frac{1}{V} \sum_k d_k (\bar{\rho}_{cv,k}(t) - \bar{\rho}_{vc,k}(t)) E(z, t) . \quad (25)$$

El primer término del lado derecho de la ecuación de evolución (25) se interpreta como el suministro de electrones en la región activa del SOA debido a la inyección de corriente eléctrica, la cual se ha definido como $I = q \sum_k \Lambda_{c,k}$. El segundo término, denominado también como la tasa de recombinación espontánea de los portadores, describe el consumo de portadores en la banda de conducción debido a la emisión espontánea. Cabe mencionar que, en un contexto más general, se puede definir una tasa de recombinación $R(N)$ como (Olshansky *et al.*, 1984):

$$R(N) = AN + BN^2 + CN^3 \quad , \quad (26)$$

donde A es denominado el coeficiente de Shockley–Read–Hall, B es el coeficiente de recombinación radiativa bimolecular o coeficiente de recombinación espontánea y CN^3 representa la recombinación Auger o el principal proceso de recombinación no radiativa en la banda de conducción de un SOA masivo.

Continuando con la ecuación de evolución (25), el tercer término del lado derecho describe el consumo o suministro de portadores en la región activa del SOA debido a la emisión estimulada o a la absorción, la cual es provocada por la propagación de un campo eléctrico $E(z, t)$ a través de dicha región activa. De manera particular, en este término se establece una relación entre la probabilidad de transición de un electrón (a través de d_k), el vector de desplazamiento de los electrones (a través de $\bar{\rho}_{cv,k}(t)$) y el campo electromagnético que provoca tales transiciones radiativas a medida que éste se propaga y amplifica a través de la región activa del SOA.

La obtención de una expresión analítica para el factor $[\bar{\rho}_{cv,k}(t) - \bar{\rho}_{vc,k}(t)]$ que posibilite la solución de la ecuación de evolución (25), ya sea numérica o analíticamente, no es una tarea sencilla (Uskov *et al.*, 1994). Para obtenerla, es conveniente considerar algunos aspectos importantes. Primeramente, se supone que el campo elec-

tromagnético total $E_{total}(x, y, z, t)$ que se propaga a través de la región activa del SOA es una onda plana que puede estar compuesta por la suma de diferentes campos $E_1(x, y, z, t) \exp(-i\omega_1 t) + E_2(x, y, z, t) \exp(-i\omega_2 t) + \dots$, cada uno oscilando a una determinada frecuencia angular $\omega_1, \omega_2, \dots$, y con una determinada potencia óptica, la cual es proporcional a $|E_1|^2, |E_2|^2, \dots$, respectivamente. En este sentido, la solución para $[\bar{\rho}_{cv,k}(t) - \bar{\rho}_{vc,k}(t)]$ y en consecuencia para la densidad de portadores $N(t)$, estará compuesta por dos términos, uno que determina el valor promedio de tales variables, y otro que determina la variación o perturbación pequeña alrededor de dicho valor promedio. En general, se considera que el valor promedio de las variables antes mencionadas es gobernado principalmente por la potencia promedio de los haces que se propagan dentro del SOA. Por otro lado, la perturbación pequeña alrededor de los valores promedio es provocada por la acción del batimiento armónico o periodico sobre el medio semiconductor. Dicho batimiento se genera por la interferencia de los diferentes campos electromagnéticos que se propagan a través del medio amplificador en cuestión (Uskov *et al.*, 1994). En particular, debido a que el fenómeno no lineal de la XPolM dentro de un SOA es provocado fundamentalmente por la propagación de un campo de control relativamente intenso y uno de datos debil, las variables $[\bar{\rho}_{cv,k}(t) - \bar{\rho}_{vc,k}(t)]$ y $N(t)$ se pueden analizar considerando únicamente al haz de control $E_1(x, y, z, t) \exp(-i\omega_1 t)$. Con esta aproximación, se puede omitir la perturbación pequeña alrededor de los valores promedio.

Debe notarse, sin embargo, que la densidad de portadores resultante de tal aproximación es completamente aplicable al haz de datos. En otras palabras, la ganancia material, el índice de refracción local y la birrefringencia son variables físicas que dependen de la densidad de portadores pero también poseen una dependencia con la longitud de onda. De esta forma, las variables antes mencionadas se calculan con la

perturbación que produce el haz de control sobre la densidad de portadores para la longitud de onda de interés particular, en este caso, aquella del haz de datos.

De esta manera, una posible solución a $\bar{\rho}_{cv,k}(t)$ está determinada por la siguiente expresión (Uskov *et al.*, 1994):

$$\bar{\rho}_{cv,k}(t) = \frac{d_k}{\hbar} \zeta_k(\omega_1) \left(\bar{\rho}_{c,k}(t) + \bar{\rho}_{v,k}(t) - 1 \right) E_1(x, y, z, t) , \quad (27)$$

donde d_k representa el momento dipolar y \hbar es la constante de Planck normalizada. Además, $\zeta_k(\omega_1)$ es una cantidad compleja cuya magnitud se relaciona con la tasa o proporción a la que se suprime la ganancia material alrededor de ω_1 en presencia de un campo electromagnético intenso $E_1(x, y, z, t)$. Finalmente, el término $\left(\bar{\rho}_{c,k}(t) + \bar{\rho}_{v,k}(t) - 1 \right)$ físicamente permite determinar si en la región activa del SOA se presenta la condición de *inversión de población*, referida a electrones en la banda de conducción y a huecos en la banda de valencia. Es conveniente notar que en la ecuación (27), la variable $\zeta_k(\omega_1)$ se expresa como (Uskov *et al.*, 1994):

$$\zeta_k(\omega_1) = \frac{1}{\omega_1 - \omega_k + i/\tau_{1c}} , \quad (28)$$

donde ω_1 es la frecuencia angular del campo de control, ω_k es la frecuencia angular asociada con la energía de transición de un electrón con un determinado vector de onda k , la constante τ_{1c} es el tiempo asociado con el proceso de dispersión portador–portador y el símbolo i denota al número complejo $\sqrt{-1}$.

Por otro lado, para entender el significado del factor de inversión de población $\left(\bar{\rho}_{c,k}(t) + \bar{\rho}_{v,k}(t) - 1 \right)$, considérese un escenario en donde fotones de energía $\hbar\omega_1$, asociados con un campo electromagnético, están incidiendo sobre un SOA alimentado en forma *directa*. En estas condiciones, la tasa de absorción R_{abs} de un fotón es proporcional a la probabilidad promedio $(1 - \bar{\rho}_{v,k})$ de que un electrón ocupe un estado de

la banda de valencia con vector de onda k , multiplicada por la probabilidad promedio $(1 - \bar{\rho}_{c,k})$ de que electrón no ocupe un estado en la banda de conducción con vector de onda k . En otras palabras, la tasa de absorción de fotones se expresa como:

$$R_{abs} \propto (1 - \bar{\rho}_{v,k}) \cdot (1 - \bar{\rho}_{c,k}) . \quad (29)$$

De manera similar, la tasa de emisión estimulada R_{stim} de un fotón es proporcional a la probabilidad promedio $\bar{\rho}_{c,k}$ de que un electrón ocupe un estado en la banda de conducción con vector de onda k , multiplicada por la probabilidad promedio $\bar{\rho}_{v,k}$ de que un hueco ocupe un estado de la banda de valencia con vector de onda k . Es decir:

$$R_{stim} \propto (\bar{\rho}_{c,k} \cdot \bar{\rho}_{v,k}) . \quad (30)$$

De esta manera, la condición para una emisión estimulada neta o ganancia óptica se establece como $R_{stim} > R_{abs}$. Utilizando las relaciones (29) y (30), dicha condición se expresa como:

$$\bar{\rho}_{c,k} \cdot \bar{\rho}_{v,k} > (1 - \bar{\rho}_{v,k}) \cdot (1 - \bar{\rho}_{c,k}) . \quad (31)$$

Desarrollando la desigualdad anterior, se obtiene que $(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) > 0$. Esta expresión se denomina la condición de inversión de población. Satisfacer a dicha desigualdad significa que un campo electromagnético propagándose a través de un medio *invertido* experimentará una determinada ganancia óptica. En caso contrario, dicho campo experimentará una pérdida o reducción en su potencia. Así mismo, de acuerdo con el desarrollo de (Uskov *et al.*, 1994), el factor de inversión de población se expresa como:

$$\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1 = (f_{c,k} + f_{v,k} - 1) \cdot \left\{ 1 - 2i\tau_1 \frac{d_k^2}{\hbar^2} |E_1|^2 [\zeta_k(\omega_1) - \zeta_k^*(\omega_1)] \right\} . \quad (32)$$

En la ecuación (32), las variables $f_{c,k}$ y $f_{v,k}$ son los factores de Fermi definidos en (19) y todas las demás variables conservan su significado físico previamente definido.

Tomando en cuenta todo lo anterior y recordando que $d_k = d_k^*$ y $\bar{\rho}_{vc,k} = \bar{\rho}_{cv,k}^*$, la ecuación de evolución (25) se expresa como:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - R(N) - \frac{i}{\hbar} \frac{1}{V} \cdot \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} (\zeta_k(\omega_1) - \zeta_k^*(\omega_1)) (\bar{\rho}_{c,k}(t) + \bar{\rho}_{v,k}(t) - 1) |E_1(x, y, z, t)|^2 . \quad (33)$$

La ecuación de evolución (33), con las variables $R(N)$, d_k , $\zeta_k(\omega_1)$, y $(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1)$ definidas en (26), (21), (28) y (32), respectivamente, describe la evolución temporal de la densidad de portadores $N(t)$ debida a la propagación de un campo electromagnético cuya potencia es proporcional a $|E_1|^2$.

Hasta donde se tiene conocimiento, la ecuación (33) no se puede resolver analíticamente. Para obtener una solución numérica lo más precisa posible, es necesario transformar la sumatoria sobre el vector de onda k en una integral sobre la densidad de estados electrónicos permitidos $\Psi(\varepsilon)$. En otras palabras, es necesario expresar el número total de estados en el espacio k dentro del volumen V del material en cuestión, como una densidad de estados permitidos para los electrones en la banda de conducción en función de su energía de transición ε . Para este efecto, en el espacio k se define a la densidad de estados $\Psi(k)$ cuyo vector de onda asociado se encuentra entre k y $k + dk$ como (Verdeyen, 2000; Kittel, 2005):

$$\Psi(k)dk = \frac{k^2}{\pi^2} dk . \quad (34)$$

Posteriormente, utilizando la relación (8) entre la energía ε de un electrón en la banda de conducción y su vector de onda asociado k , el diferencial dk de la ecuación

(34) se expresa como:

$$dk = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2m_c}{\hbar^2}} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^{1/2}} . \quad (35)$$

Sustituyendo (35) en (34) y considerando que la densidad total de estados asociada con los electrones en la banda de conducción se expresa equivalentemente en términos del vector de onda k o en términos de la energía ε de transición de los electrones, se obtiene lo siguiente:

$$\Psi(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\varepsilon - E_g)^{1/2} d\varepsilon , \quad (36)$$

donde $\Psi(\varepsilon)d\varepsilon$ representa la densidad de estados electrónicos para los portadores cuya energía se encuentra entre ε y $(\varepsilon + d\varepsilon)$. Cabe hacer notar que en la ecuación (36) se ha utilizado la masa reducida m_r en lugar de la masa del electrón m_c en la banda de conducción. Esto se debe a que en (33) están concernidos simultáneamente los electrones y los huecos a través del factor de inversión de población $(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1)$. Así mismo, en la ecuación (36) la energía de transición ε es referida con respecto a la energía de la banda prohibida E_g (es decir, $\varepsilon \rightarrow (\varepsilon - E_g)$), lo cual permitirá integrar desde los bordes de las bandas de conducción y de valencia hasta el infinito. De esta forma, aplicando la transformación (36), la ecuación de evolución (33) se expresa de la manera siguiente:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} = & \frac{I}{qV} - R(N) - \frac{i}{\hbar^2} \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_g}^{\infty} (\varepsilon - E_g)^{1/2} |d(E)|^2 \cdot \\ & \cdot (\zeta(\varepsilon, \omega_1) - \zeta^*(\varepsilon, \omega_1)) [\bar{\rho}_c(\varepsilon - E_g) + \bar{\rho}_v(\varepsilon - E_g) - 1] |E_1|^2 d\varepsilon . \end{aligned} \quad (37)$$

La transformación de la sumatoria en (33) a la integral en (37) implica que todos los términos en el argumento de la sumatoria que posean una dependencia sobre k ,

se transformen para tener una dependencia explícita sobre ε . Por tal motivo, todos los términos que aparecen en el argumento de la integral de (37) se han denotado en función de la energía. Dicha transformación se debe realizar en todas las ecuaciones relacionadas con (37) cada vez que alguna variable que dependa del número de onda k esté involucrada con la integración sobre un intervalo de energías. Además, como se mencionó en el párrafo anterior, en el caso particular del factor de inversión de población, en donde están concernidos simultáneamente los electrones y los huecos, se realiza el cambio de variable ε por $(m_r/m_c)(\varepsilon - E_g)$ para los electrones y ε por $(m_r/m_{hh})(\varepsilon - E_g)$ para los huecos.

Es interesante notar que el tercer término del lado derecho de la ecuación de evolución (37) se puede ordenar de manera que dicha ecuación se visualice en una forma mucho más compacta. En este sentido, primeramente se define a la susceptibilidad $\chi(N, \omega_1)$ del medio como (Uskov *et al.*, 1994):

$$\chi(N, \omega_1) = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_g}^{\infty} \frac{1}{\hbar} (\varepsilon - E_g)^{1/2} d(\varepsilon)^2 \cdot \zeta(\varepsilon, \omega_1) [\bar{\rho}_c(\varepsilon - E_g) + \bar{\rho}_v(\varepsilon - E_g) - 1] d\varepsilon . \quad (38)$$

En efecto, $\chi(N, \omega_1)$ es la misma susceptibilidad del medio que se discutió en la sección II.5. del capítulo anterior y (38) representa su definición analítica en el marco de los modelos semi-clásicos. De esta manera, expresando el tercer término del lado derecho de (37) en función de la susceptibilidad del medio $\chi(N, \omega_1)$ se obtiene:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - R(N) - \frac{i}{\hbar} \varepsilon_0 [\chi(N, \omega_1) - \chi^*(N, \omega_1)] |E_1|^2 , \quad (39)$$

donde el símbolo $*$ denota el conjugado complejo de la susceptibilidad del medio $\chi(N, \omega_1)$. Posteriormente, debido a que la ganancia material $g(N, \omega_1)$ y la suscepti-

bilidad $\chi(N, \omega_1)$ se relacionan mediante:

$$g(N, \omega_1) = -\frac{\omega_1}{c \eta(N, \omega_1)} \text{Im}[\chi(N, \omega_1)] , \quad (40)$$

donde Im denota la parte imaginaria de $\chi(N, \omega_1)$, $\eta(N, \omega_1)$ es el índice de refracción local y c es la velocidad de la luz en el vacío, la ecuación de evolución (39) se expresa finalmente como:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - R(N) - \frac{c}{\eta_g} g(N, \omega_1) S_1 . \quad (41)$$

En ésta última ecuación, η_g es el índice de grupo y S_1 representa la densidad de fotones asociada con el campo electromagnético E_1 , la cual está definida como:

$$S_1 = \frac{2 \varepsilon_0 \eta \eta_g}{\hbar \omega_1} |E_1|^2 . \quad (42)$$

Recapitulando el desarrollo realizado hasta este punto de la presente sección, la evolución temporal de la densidad de portadores $N(t)$ en la región activa de un SOA masivo se describe mediante la solución a la ecuación de evolución (37) o a la ecuación equivalente (41). La solución a tal ecuación sólo se puede obtener de manera numérica. En efecto, el límite superior de la integral presente en la ecuación (37) no se considera infinito, sino como la máxima energía de transición que es posible amplificar con algún SOA en particular. De manera análoga, la ganancia material $g(N, \omega_1)$ que ofrece este dispositivo ante la propagación de un campo electromagnético E_1 con una frecuencia angular ω_1 se determina mediante la ecuación (40). Finalmente, el índice de refracción local $\eta(N, \omega_1)$ y su perturbación $\Delta \eta(N, \omega_1)$ provocada por la propagación del campo electromagnético E_1 se calcula utilizando las ecuaciones (1) y (2) del Capítulo II, donde la susceptibilidad del medio se determina mediante la ecuación (38).

Antes de terminar la discusión de esta sección con respecto a la ecuación de evolución (37) o (41), es útil mencionar que en el marco de los modelos semi-clásicos, algunos autores han propuesto expresiones diferentes pero equivalentes para la ganancia material $g(N, \omega_1)$. Así por ejemplo, como se discute en (Agrawal and N.K.Dutta, 1986), mediante algunas aproximaciones es posible resolver la integral indicada en la ecuación (38) y expresar a la ganancia material como:

$$g(N, \omega_1) = \frac{q^2 |M_b|^2}{2\pi \varepsilon_0 m_0^2 c \eta \omega_1} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} (f_c + f_v - 1)(\varepsilon - E_g)^{1/2} . \quad (43)$$

Conservando la notación de (Agrawal and N.K.Dutta, 1986), en la ecuación (43) la variable $|M_b|$ representa la magnitud del momento dipolar, m_0 es la masa del electrón en el vacío y todas las demás variables conservan su significado físico anteriormente definido. En este contexto, el índice de refracción local $\eta(N, \omega)$ que presenta el medio amplificador para alguna determinada densidad de portadores N y alguna frecuencia angular ω se calcula mediante la siguiente relación de Kramers-Krönig (Hutchings *et al.*, 1992):

$$\eta(N, \omega) = \eta_{np}(\omega) + \frac{c}{\pi} \wp \int_0^\infty \frac{g(N, \omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' . \quad (44)$$

En la ecuación anterior, $\eta_{np}(\omega)$ es el índice de refracción estructural de la región activa en ausencia de excitación externa y \wp es el valor principal de Cauchy. El segundo término del lado derecho de (44) constituye, en efecto, la perturbación $\Delta\eta(N, \omega)$ al índice de refracción local. Cabe mencionar que el valor principal de Cauchy es un artificio matemático que se utiliza para estimar el valor de la integral que aparece en (44), cuando la variable de integración ω' es igual a la frecuencia ω (Weber and G.B.Arffken, 2001).

Para terminar la presente sección, es importante resaltar que con las ecuaciones (37)

o (41), se describe la evolución temporal de la densidad de portadores pero únicamente para una determinada posición longitudinal dentro de la región activa de un SOA. Para obtener una estimación completa de la densidad de portadores a lo largo de todo el amplificador, también se debe considerar la propagación longitudinal del campo electromagnético en cuestión. En el caso más general, la frecuencia ω_{bits} de la señal moduladora (señal de información) de un campo electromagnético que se propaga dentro de un SOA es mucho menor que su frecuencia angular ω_1 . Por lo tanto, es posible emplear la aproximación de la envolvente lentamente variable, relacionando la envolvente $A_1(z)$ y el campo eléctrico $E_1(z)$ de la siguiente forma (Uskov *et al.*, 1994):

$$A_1(z) = \exp \left(- i \left(\frac{\eta_{eff}(N, \omega_1) \omega_{bits}}{c} \right) z \right) E_1(z) . \quad (45)$$

En (45), c es la velocidad de la luz en el vacío y $\eta_{eff}(N, \omega_1)$ es el índice de refracción efectivo asociado con algún modo de propagación del campo electromagnético $E_1(z)$ dentro de la región activa del SOA, el cual es modulado a una frecuencia angular ω_{bits} . Por otro lado, la ecuación de Maxwell que describe la evolución longitudinal de la envolvente $A_1(z)$ de un campo electromagnético que se propaga a lo largo del amplificador se expresa como:

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = \frac{i \omega_1}{2 \varepsilon_0 c \eta_{eff}(N, \omega_1)} \Gamma P_1(N, \omega_1) \exp \left(- i \left(\frac{\eta_{eff}(N, \omega_1) \omega_{bits}}{c} \right) z \right) , \quad (46)$$

donde Γ es el factor de confinamiento correspondiente al modo de propagación del campo electromagnético en cuestión y $P_1(N, \omega_1) = \varepsilon_0 \chi(N, \omega_1) E_1(z)$ es la polarización macroscópica inducida en el medio amplificador. Utilizando la expresión anterior para $P_1(N, \omega_1)$ en la ecuación (46) se obtiene:

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = \frac{i \omega_1}{2 c \eta_{eff}(N, \omega_1)} \Gamma \left[\chi(N, \omega_1) A_1(z) \right] . \quad (47)$$

De esta forma, a partir de la solución numérica o analítica de la ecuación de propagación (47) y considerando la susceptibilidad material expresada en (38), se calcula la evolución longitudinal de la envolvente del campo eléctrico $A_1(z)$.

A manera de resumen, en la presente sección se ha planteado un modelo semi-clásico basado en la matriz de densidad que describe la evolución temporal de la densidad de portadores en la región activa de un SOA, la cual es perturbada por la propagación de un campo electromagnético a través de dicho medio activo. Cabe recordar que para realizar una correcta aplicación del modelo, la ecuación de evolución de la densidad de portadores (37) se resuelve, en conjunto con la ecuación de evolución de la envolvente del campo eléctrico (47), para cada una de las secciones longitudinales Δz en que se divide virtualmente la región activa del SOA utilizado en este trabajo. En otras palabras, partiendo de una potencia inicial del campo eléctrico y una densidad inicial de portadores, se resuelve (37) para un intervalo de tiempo igual al tiempo de propagación de la envolvente del campo a través de una sección de longitud Δz . Con la solución de (37), se calcula la susceptibilidad del medio (ecuación (38)) y por lo tanto la ganancia material (ecuación (40)), el índice de refracción local y la perturbación (ecuaciones (1) y (2) del Capítulo II, respectivamente, o ecuación (44) de éste capítulo) que presenta la sección Δz del medio amplificador. Utilizando la solución para la susceptibilidad en la ecuación (47), se obtiene la amplitud y la fase de la envolvente del campo eléctrico a la salida de la sección de longitud Δz . Este proceso se aplica para todas las secciones en que se divide virtualmente la región activa del SOA. Como se mencionó al inicio del presente capítulo, la continuidad de todas las variables involucradas se asegura asignando sus valores calculados en la sección n como las condiciones iniciales de la sección $n + 1$.

III.3 Modelado de la birrefringencia estructural e inducida en la región activa del SOA

En esta sección se estudia primeramente la propagación de un campo electromagnético en una guía de onda óptica tipo barra. Posteriormente se describe el método del índice efectivo y la forma en que éste se puede aplicar para calcular los índices efectivos de la guía de onda del SOA. Al final de esta sección se discuten algunas aproximaciones que se pueden utilizar en los sistemas de ecuaciones características del método del índice efectivo, permitiendo que su solución se pueda obtener de forma analítica y no solamente de forma numérica.

III.3.1 Análisis general de una guía de onda óptica

Las guías de onda ópticas, conocidas como guías de onda dieléctricas, son estructuras fundamentales que se utilizan para el confinamiento y guiado de la luz en dispositivos optoelectrónicos. La guía de onda mas conocida es la fibra óptica. Esta guía posee normalmente una sección transversal de geometría circular. Sin embargo, las guías de onda ópticas más utilizadas y de sumo interés para los dispositivos optoelectrónicos (incluyendo los construidos con técnicas de óptica integrada) son usualmente estructuras planas, tales como películas delgadas o microcintas (Chuang, 1995; Tamir, 1990). En este sentido, la guía de onda más simple es la conocida como guía de onda tipo barra (planar slab waveguide). Esta estructura es considerada como el punto de partida o la estructura básica de análisis porque a partir de ella se puede estudiar el comportamiento de guías de onda mas complicadas, como por ejemplo aquellas que conforman la hete-

roestructura de un láser de semiconductor o un amplificador óptico de semiconductor (Yariv, 1997). Básicamente, una guía de onda tipo barra está constituida por una capa delgada de material dieléctrico con índice de refracción η_f , rodeada de un sustrato y una cubierta con índices de refracción η_s y η_c respectivamente, como se muestra en la Figura 11.

La propagación de la luz a través de guías de onda ópticas se puede analizar desde diferentes perspectivas. En una de ellas, el análisis se realiza utilizando la óptica geométrica. De manera muy general, en este caso se puede considerar que la luz se propaga sin pérdidas mediante las reflexiones totales internas sucesivas que se presentan en las interfases de los materiales con índices de refracción diferentes. Desde otra perspectiva, más formal y completamente apropiada para el análisis del problema que se aborda en este trabajo de tesis, la propagación de la luz se analiza fundamentalmente a través de la solución a las ecuaciones de Maxwell.

En este contexto, considerando primeramente un medio dieléctrico homogéneo, isótropo, no magnético, sin pérdidas y en ausencia de cargas libres, las ecuaciones de

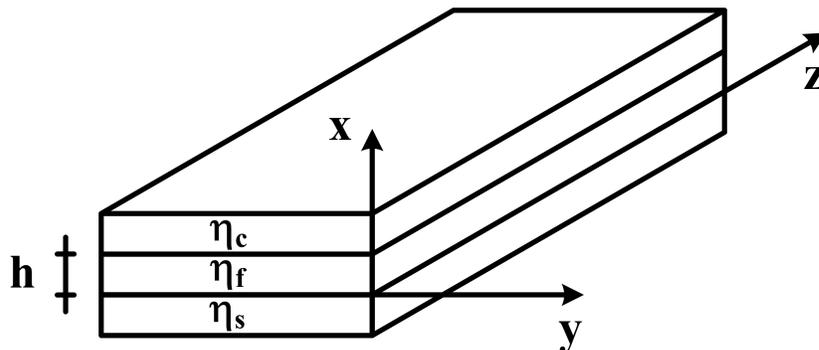


Figura 11: Bosquejo de una guía de onda básica tipo barra (planar slab waveguide) compuesta por un sustrato, una región central (film) y una cubierta, cuyos índices de refracción son η_s , η_f y η_c , respectivamente.

Maxwell que describen la evolución espacial de un campo electromagnético propagándose como una onda plana en ese medio se expresan como (Tamir, 1990):

$$\nabla \times \vec{E}(x, y, z) = -j\omega\mu\vec{H}(x, y, z) , \quad (48)$$

$$\nabla \times \vec{H}(x, y, z) = j\omega\varepsilon\vec{E}(x, y, z) . \quad (49)$$

En estas ecuaciones, $\nabla \times$ representa el operador rotacional aplicado a las componentes espaciales $\vec{E}(x, y, z)$ y $\vec{H}(x, y, z)$ de los vectores de campo eléctrico y magnético respectivamente, μ la permeabilidad escalar magnética del medio, ε su constante dieléctrica y j el número complejo $\sqrt{-1}$. En las ecuaciones (48) y (49) se ha considerado además que dichos campos poseen una dependencia temporal periódica descrita de la forma $E(t) = \exp(j\omega t) + c.c.$ y $H(t) = \exp(j\omega t) + c.c.$, donde ω es su frecuencia angular y $c.c.$ denota complejo conjugado. En conjunto con las ecuaciones de Maxwell (48) y (49), se plantean las siguientes ecuaciones constitutivas:

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} + \vec{P} , \quad (50)$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H} , \quad (51)$$

donde \vec{D} representa el vector de desplazamiento eléctrico, \vec{B} el vector de inducción magnética y \vec{P} la polarización macroscópica inducida en el medio. En la ecuación (50), la polarización macroscópica inducida se expresa generalmente como $\vec{P} = \varepsilon_0\chi_e\vec{E}$, donde ε_0 es la permitividad en el vacío y χ_e es la susceptibilidad eléctrica del medio.

Es importante mencionar que para describir la propagación de un campo electromagnético dentro de una guía de onda óptica tipo barra, en general no sólo se plantea un grupo de ecuaciones (48)-(51), sino un conjunto de tres grupos de tales ecuaciones. Cada uno de ellos se asocia con cada uno de los tres materiales o regiones que conforman

la guía de onda tipo barra. Adicionalmente, como se discutirá en párrafos posteriores, la continuidad del campo electromagnético en toda la guía de onda se consigue mediante la solución a las ecuaciones de Maxwell asociadas con cada material en cuestión y la aplicación de condiciones de frontera en las interfaces entre los materiales diferentes de la guía de onda.

En este sentido, antes de resolver las ecuaciones de Maxwell que permiten describir la propagación de un campo electromagnético en una guía de onda, es conveniente realizar algunas simplificaciones con las que se puede obtener la ecuación de propagación de una onda en un material homogéneo determinado. Primeramente, aplicando el operador rotacional $\nabla \times$ a la ecuación (48) se obtiene:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla \times (-j\omega\mu\vec{H}) . \quad (52)$$

Utilizando la identidad $\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ del operador rotacional (Weber and G.B.Arffen, 2001), donde $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ es el operador Laplaciano de un campo vectorial (en este caso, del campo eléctrico $\vec{E} = \vec{E}(x, y, z)$), la ecuación (52) se puede expresar como:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = \nabla \times (-j\omega\mu\vec{H}) . \quad (53)$$

Posteriormente, utilizando la ecuación (49) en (53) y definiendo el vector de onda k asociado con la propagación del campo electromagnético en un medio homogéneo con índice de refracción η como $k = k_0\eta = k_0\sqrt{\epsilon_r} = \omega\sqrt{\epsilon_0\epsilon_r\mu_0} = \omega\sqrt{\epsilon\mu_0}$, la ecuación (53) se expresa de la siguiente manera:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = k_0^2\eta^2 \vec{E} . \quad (54)$$

Finalmente, considerando que la divergencia del campo eléctrico puede expresarse como $\nabla \cdot \vec{E} = -(1/\varepsilon_r)(\nabla \varepsilon_r \cdot \vec{E})$, y que el medio por donde se propaga el campo es homogéneo, es decir, que la permitividad relativa ε_r es constante en todo el medio de análisis y por lo tanto $\nabla \varepsilon_r = 0$, la expresión (54) se reduce a la denominada ecuación de onda de Helmholtz:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \eta^2 \vec{E} = 0 \quad . \quad (55)$$

La ecuación de Helmholtz (55) se puede particularizar para analizar la propagación de un campo eléctrico a lo largo de alguna dirección específica de un material, por ejemplo, aquella que es paralela al eje z del sistema coordenado bosquejado en la Figura 11. En este caso, expresando el campo eléctrico en términos de sus componentes transversales $\vec{E}_t(x, y) = \hat{i}E_x + \hat{j}E_y$ y de su componente longitudinal $\vec{E}_z(z) = \hat{k}E_z$ cuya variación es de la forma $\exp(j\beta z)$, la ecuación (55) se expresa como:

$$\nabla^2 \vec{E} + (k_0^2 \eta^2 - \beta^2) \vec{E} = 0 \quad , \quad (56)$$

donde β es denominada la constante de propagación de un campo eléctrico que se propaga a lo largo de la dirección z en un medio homogéneo determinado. Físicamente, la constante de propagación se entiende como la cantidad de rotación que experimenta la fase de un campo eléctrico a medida que éste se propaga en un determinado medio. Es decir, la constante de propagación se relaciona con la cantidad de retardo que experimenta un campo eléctrico a medida que se propaga en una guía de onda en comparación con el retardo que experimentaría al propagarse en el vacío. Es importante aclarar que a diferencia de (55), el operador ∇^2 de la ecuación (56) se aplica únicamente a las componentes transversales $\vec{E}_t(x, y)$ del campo eléctrico y por lo tanto es igual a $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. Así mismo, el campo eléctrico \vec{E} indicado en (56) denota

únicamente a sus componentes transversales, es decir $\vec{E}(x, y) = \hat{i}E_x + \hat{j}E_y$.

De esta manera, regresando a lo que se mencionó en párrafos anteriores, el análisis de una guía de onda plana tipo barra se realiza considerando un conjunto de tres ecuaciones de onda idénticas a (56), cada una relacionada con cada región que compone a dicha guía, es decir:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{E} + (k_0^2 \eta_c^2 - \beta^2) \vec{E} &= 0, \\ \nabla^2 \vec{E} + (k_0^2 \eta_f^2 - \beta^2) \vec{E} &= 0, \\ \nabla^2 \vec{E} + (k_0^2 \eta_s^2 - \beta^2) \vec{E} &= 0,\end{aligned}\tag{57}$$

donde η_c , η_f y η_s denotan a los índices de refracción de la cubierta, región activa y sustrato de la guía de onda, respectivamente, y β denota la *constante de propagación efectiva* del campo electromagnético en la guía de onda.

Es importante hacer notar que en las ecuaciones (57) se ha asignado una constante de propagación efectiva del campo eléctrico idéntica para las tres regiones que componen a la guía de onda. En efecto, tal asignación constituye una condición necesaria para que se presente la propagación (físicamente realizable) de un campo eléctrico en una guía de onda y se justifica porque la fase de dicho campo es idéntica en las tres regiones de la guía a medida que éste se propaga a través de ella. En otras palabras, la distribución espacial de la amplitud del campo eléctrico total describe superficies equi-fase en las tres regiones de una guía de onda conforme éste se propaga a través de ella. Por este motivo, la constante de propagación β que se define para un medio homogéneo adquiere el nombre de constante de propagación *efectiva* cuando se aplica a una guía de onda compuesta, como en el caso aquí analizado, por tres regiones homogéneas donde cada una posee un determinado índice de refracción.

Otra observación igualmente importante es que las ecuaciones de onda (57) están expresadas en términos del campo eléctrico \vec{E} . Sin embargo, se pueden obtener ecuaciones de onda idénticas a (57) pero expresadas en términos del campo magnético \vec{H} . Para este efecto, no se comienza por aplicar el operador rotacional a la ecuación de Maxwell (48), sino que se aplica dicho operador a la ecuación (49) y se realiza un proceso completamente análogo al descrito para el campo eléctrico.

Continuando con la discusión, la naturaleza general de las soluciones a las ecuaciones de Maxwell (57) en una guía de onda óptica se ha descrito en detalle en diferentes referencias, por ejemplo en (Marcuse, 1991) o en (Adams, 1981), por citar algunas. En general, las posibles soluciones físicamente razonables a las ecuaciones de Maxwell son denominadas *modos de propagación* y se interpretan como un campo electromagnético que mantiene la misma distribución espacial (o perfil transversal) y el mismo estado de polarización a medida que éste se propaga en una dirección paralela al eje de la guía de onda óptica (Saleh and M.C.Teich, 2007).

En este sentido, una posible solución a las ecuaciones de Maxwell (57) se puede encontrar suponiendo un campo eléctrico propagándose en la dirección z , y con una sola componente transversal en la dirección y , es decir, expresando al campo eléctrico de la forma $\vec{E}(x, y, z) = \hat{j}E_y$. Considerando las propiedades de ortogonalidad que prevalecen entre los vectores de campo eléctrico y magnético, las componentes espaciales de éste último quedan expresadas como $\vec{H}(x, y, z) = \hat{i}H_x + \hat{k}H_z$. Cabe resaltar que la identificación de las componentes espaciales que conforman al vector de campo magnético asociado con el campo eléctrico $\hat{j}E_y$ se obtienen también al desarrollar explícitamente los productos vectoriales indicados por las ecuaciones de Maxwell (48) y (49) y sustituir $\vec{E}(x, y, z) = \hat{j}E_y$. En estas definiciones, además, los símbolos \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} representan vectores unitarios apuntando en las direcciones x , y , z , respectivamente, como se muestra

en el sistema coordenado bosquejado en la Figura 11. Sustituyendo las componentes del campo eléctrico $\hat{j}E_y$ y magnético $\hat{i}H_x + \hat{k}H_z$ en las ecuaciones de Maxwell (57), se obtienen las ecuaciones de onda que describen la propagación de un campo eléctrico $\hat{j}E_y$ en cada una de las regiones de una guía de onda óptica tipo barra (Tamir, 1990). Dichas ecuaciones de onda se expresan como:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y + (k_0^2 \eta_c^2 - \beta^2) E_y &= 0 , \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y + (k_0^2 \eta_f^2 - \beta^2) E_y &= 0 , \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y + (k_0^2 \eta_s^2 - \beta^2) E_y &= 0 ,\end{aligned}\tag{58}$$

donde $\partial^2/\partial x^2$ denota la segunda derivada parcial de la componente del campo eléctrico $\hat{j}E_y$ con respecto a la coordenada espacial x , y las variables k_0 , η_c , η_f y η_s conservan el mismo significado que el definido anteriormente.

Es importante mencionar que en la obtención de la ecuación (58) se ha considerado que la región central de la guía de onda posee un grosor h mucho más pequeño que sus dimensiones en el plano $y - z$. Como se bosqueja en la Figura 12, esto implica suponer que la componente E_y del campo eléctrico no cambia sus características a lo largo de la dirección y . En otras palabras, que $\partial \vec{E}(x, y, z)/\partial y = 0$.

Antes de discutir o proponer las posibles soluciones a la ecuación de onda (58), es adecuado realizar algunas precisiones. Para una guía de onda óptica tipo barra como la bosquejada en la Figura 11, la solución propuesta para el campo eléctrico $\vec{E}(x, y, z) = \hat{j}E_y$ se denomina modo de propagación *transverso eléctrico (TE)*. En otras palabras, dicho modo de propagación corresponde a un campo eléctrico propagándose en una dirección paralela al eje coordenado z , y que está conformado por una sola componente espacial. Tal componente espacial está orientada en una dirección paralela

al plano de la interfase entre los materiales con diferentes índices de refracción, en este caso la dirección y . De manera análoga, un modo de propagación *transverso magnético* (*TM*) es una solución a las ecuaciones de Maxwell (57) obtenida al considerar un campo magnético expresado de la forma $\vec{H}(x, y, z) = \hat{j}H_y$. En este caso, debido nuevamente a las propiedades de ortogonalidad entre los vectores de campo eléctrico y magnético, las componentes de éste último quedan expresadas como $\vec{E}(x, y, z) = \hat{i}E_x + \hat{k}E_z$. Reemplazando las componentes vectoriales antes mencionadas del campo

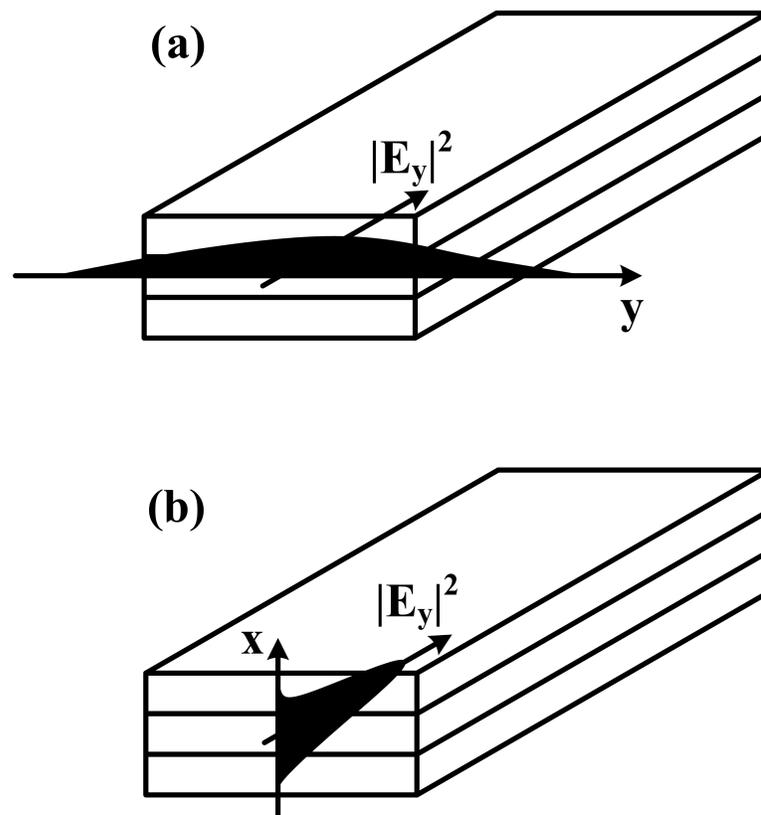


Figura 12: Bosquejo de la distribución espacial de la magnitud de la componente E_y de un campo eléctrico a lo largo de las coordenadas x y y de una guía de onda óptica tipo barra. a) Variación pequeña de la magnitud de E_y a lo largo del eje y dentro de los materiales que componen a la guía de onda. b) Variación significativa de la magnitud de E_y a lo largo del eje x dentro de los materiales que componen a la guía de onda.

eléctrico y magnético en las ecuaciones equivalentes (57), es decir, en aquellas expresadas en términos de \vec{H} y no de \vec{E} , las ecuaciones de onda que describen la propagación de un campo magnético en un modo TM dentro de una guía de onda tipo barra son:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2}{\partial x^2} H_y + (k_0^2 \eta_c^2 - \beta^2) H_y &= 0 , \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} H_y + (k_0^2 \eta_f^2 - \beta^2) H_y &= 0 , \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} H_y + (k_0^2 \eta_s^2 - \beta^2) H_y &= 0 .\end{aligned}\tag{59}$$

Por otro lado, para efectos de simplicidad, la guía de onda óptica bosquejada en la Figura 11 se denomina simétrica si los índices de refracción asociados con el sustrato y la cubierta son iguales, o asimétrica si tales índices son diferentes.

Con todo esto, la naturaleza de la solución a las ecuaciones de onda (58) y (59) dependerá fundamentalmente de la constante de propagación β y de los índices de refracción asociados con las tres regiones que constituyen a la guía de onda óptica en cuestión. Cabe mencionar, sin embargo, que en la búsqueda de una solución formal a las ecuaciones de onda (58) y (59), es conveniente identificar soluciones físicamente razonables mediante la aplicación de argumentos simples.

En este sentido, es útil recordar que en la presente sección se está analizando una guía de onda tipo barra con el objetivo fundamental de poder entender el comportamiento de una guía de onda más compleja, en particular aquella que compone la heteroestructura de un SOA masivo. En dicha estructura, se necesita que un campo electromagnético pueda ser guiado y amplificado preferentemente dentro de la región activa o región central de la guía de onda. De esta manera, una posible solución a las ecuaciones de onda (58) y (59) que satisfaga tal condición puede ser aquella en donde el campo eléctrico (para el modo TE) y el magnético (para el modo TM) presenten

una distribución espacial con perfil sinusoidal en la región central de la guía de onda y un perfil exponencial decreciente en la cubierta y el sustrato. Analizando las ecuaciones (58) y (59), se puede mostrar que para obtener dicha solución se debe satisfacer la condición $k_0\eta_f > \beta > (k_0\eta_c, k_0\eta_s)$ o equivalentemente la condición $\eta_f > (\eta_c, \eta_s)$ (Yariv, 1997). A tales soluciones del campo electromagnético se les denomina *modos guiados TE o TM*.

Una segunda posible solución que satisface sólo parcialmente el guiado del campo electromagnético en la región central de la guía de onda se obtiene al satisfacerse la condición $k_0\eta_s > k_0\eta_f > \beta > k_0\eta_c$. En este caso, analizando las ecuaciones (58) y (59) se puede mostrar que la distribución espacial de los campos eléctrico (para el modo TE) y magnético (para el modo TM) presentan un perfil sinusoidal tanto en la región central como en el sustrato, y un perfil exponencial decreciente en la cubierta (Yariv, 1997). En otras palabras, parte de la energía del campo electromagnético que es confinado en la región central se pierde o se radía en el sustrato. Por tal motivo, a tales soluciones para las ecuaciones de Maxwell se les denomina *modos radiados en sustrato*.

Recapitulando, a partir de las ecuaciones generales de Maxwell (48) y (49) se han obtenido las ecuaciones de onda (58) y (59) que describen la propagación de un campo electromagnético como un modo TE o TM dentro de una guía de onda óptica tipo barra. Además, de todo el conjunto posible de soluciones a las ecuaciones de Maxwell, se ha restringido el análisis a solamente los modos guiados y a los modos radiados en sustrato. En este sentido, se ha propuesto descriptivamente la forma analítica que pueden tener las componentes del campo eléctrico (o magnético) que se propagan como modos TE (o TM) dentro de dicha guía de onda. En las siguientes subsecciones se analizará con mayor detalle la expresión analítica que puede adquirir el campo electromagnético y la

metodología a seguir para calcular la constante de propagación β efectiva asociada con tales modos de propagación.

III.3.1.1 Soluciones a las ecuaciones de onda asociadas con un campo electromagnético propagándose como un *modo guiado TE*

Como se discutió en la sección anterior, la solución a la ecuación de onda (58) que describe la evolución de la componente tangencial $\hat{j}E_y$ de un campo eléctrico propagándose como un modo guiado TE en una guía de onda óptica tipo barra, puede expresarse de la forma siguiente:

$$E_y = \begin{cases} E_c \exp(-\gamma_c(x - h)) & x \geq h \\ E_f \cos(\kappa_f x - \phi_f) & h \geq x \geq 0 \\ E_s \exp(\gamma_s x) & 0 \geq x \end{cases} \quad (60)$$

En la ecuación (60), las variables E_c , E_f y E_s representan la magnitud del campo eléctrico en la cubierta, la región central y el sustrato de la guía de onda, respectivamente, γ_c y γ_s son constantes que determinan el decaimiento exponencial del campo eléctrico en la cubierta y sustrato, respectivamente. Así mismo, κ_f es la constante de propagación de dicho campo en la región central, h es el ancho de la región central, y ϕ_f es una variable asociada con la fase de la función cosenoidal que generalmente se agrega para permitir la continuidad de E_y en las interfaces entre los materiales con diferentes índices de refracción.

Con el planteamiento de la ecuación (60), la situación se vuelve aparentemente más complicada porque ahora, además de la constante de propagación efectiva β incluida en la ecuación de onda (58), se tienen también las incógnitas γ_c , γ_s , κ_f y ϕ_f . Para resolver

este problema, en primer lugar es conveniente regresar a las ecuaciones de Maxwell (48) y (49), y desarrollar el producto vectorial correspondiente. De esta manera, tales ecuaciones quedan expresadas de la forma:

$$\hat{i}\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}\right) - \hat{j}\left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z}\right) + \hat{k}\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right) = -j\omega\mu\vec{H}(x, y, z), \quad (61)$$

$$\hat{i}\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right) - \hat{j}\left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z}\right) + \hat{k}\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right) = j\omega\epsilon\vec{E}(x, y, z). \quad (62)$$

Debido a que el vector de campo eléctrico asociado con un modo de propagación TE posee una componente transversal única, es decir $\vec{E} = \hat{j}E_y$, las ecuaciones (61) y (62) se pueden simplificar hasta obtener las siguientes igualdades:

$$\vec{E}(x, y, z) = \begin{cases} \hat{i}E_x = 0 \\ \hat{j}E_y = \hat{j}\left(\frac{-\omega\mu}{\beta}H_x\right) \\ \hat{k}E_z = 0 \end{cases}, \quad (63)$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \begin{cases} \hat{i}H_x = \hat{i}\left(\frac{-\beta}{\omega\mu}E_y\right) \\ \hat{j}H_y = 0 \\ \hat{k}H_z = \hat{k}\left(\frac{j}{\omega\mu}\frac{\partial E_y}{\partial x}\right) \end{cases}. \quad (64)$$

En la obtención de las ecuaciones (63) y (64), se ha supuesto que la variación longitudinal de la componente E_y del campo eléctrico a lo largo de la guía de onda dieléctrica es de la forma $\partial E_y/\partial z = \partial E_y \exp(-j\beta z)/\partial z = -j\beta E_y$.

Posteriormente, para obtener la solución a las variables γ_c , γ_s y κ_f , que en conjunto con la constante de propagación efectiva β conforman expresiones analíticas que determinan la evolución de un campo electromagnético propagándose como un modo TE en una guía de onda dieléctrica, es necesario también aplicar las condiciones de

continuidad de dicho campo en las interfaces de la guía de onda concernida. En otras palabras, como se indica en (60), la componente $\hat{j}E_y$ del campo eléctrico está definida tanto por una expresión cosenoidal como por una exponencial en las interfaces $x = h$ y $x = 0$. En este sentido, la propagación de un campo eléctrico en la guía de onda bajo estudio impone que dicha componente de campo, así como su variación con respecto al eje coordenado x (es decir, $\partial E_y/\partial x$), sean cantidades continuas o uni-valuadas en dichas interfaces. Cabe resaltar que las condiciones de continuidad del vector de campo eléctrico conllevan también a la continuidad del vector de campo magnético, tal como puede observarse y comprobarse de la ecuación (64).

De esta manera, utilizando la expresión (60) se establecen las siguientes condiciones de continuidad del campo eléctrico E_y en las interfaces $x = h$ y $x = 0$:

$$E_c \exp[-\gamma_c(x-h)]_{x=h} = E_f \cos(\kappa_f x - \phi_f)_{x=h} , \quad (65)$$

$$E_f \cos(\kappa_f x - \phi_f)_{x=0} = E_s \exp(\gamma_s x)_{x=0} . \quad (66)$$

Por otro lado, utilizando $H_z = (j/\omega\mu)(\partial E_y/\partial x)$ de (64) y sustituyendo (60) en $\partial E_y/\partial x$, se establecen las siguientes condiciones de continuidad del campo magnético en las interfases $x = h$ y $x = 0$:

$$\frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left[E_c \exp[-\gamma_c(x-h)] \right]_{x=h} = \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left[E_f \cos(\kappa_f x - \phi_f) \right]_{x=h} , \quad (67)$$

$$\frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left[E_f \cos(\kappa_f x - \phi_f) \right]_{x=0} = \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left[E_s \exp(\gamma_s x) \right]_{x=0} . \quad (68)$$

En este punto, cabe resaltar que la sustitución de (60) en $\partial E_y/\partial x$ se justifica porque la solución propuesta a una determinada ecuación diferencial parcial de orden n , debe también ser solución de todas sus respectivas ecuaciones diferenciales parciales de orden

inferior. En este caso, la ecuación propuesta (60) debe ser solución de la ecuación de onda (58), que es de segundo orden, y de la ecuación diferencial de primer orden que aparece en la componente longitudinal $\hat{k}H_z$ de (64).

Resolviendo (65) a (68) y realizando el cociente de (67) entre (65), así como de (68) entre (66), se obtienen las siguientes relaciones:

$$\gamma_c = \kappa_f \tan(\kappa_f h - \phi_f) , \quad (69)$$

$$\gamma_s = \kappa_f \tan(\phi_s) . \quad (70)$$

Sustituyendo ϕ_f de (70) en (69) y resolviendo para $\kappa_f h$, se obtiene la siguiente expresión, conocida como la *ecuación propia* asociada con la propagación de un modo TE de un campo eléctrico en una guía de onda tipo barra generalizada:

$$\kappa_f h = \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_c}{\kappa_f} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_s}{\kappa_f} \right) . \quad (71)$$

La ecuación propia (71) indica la relación existente entre las variables γ_c , γ_s y κ_f que describen la posible forma analítica que adquiere la componente E_y de un campo eléctrico propagándose como un modo TE a lo largo de una guía de onda dieléctrica tipo barra. Sin embargo, es necesario obtener también una relación entre tales variables y las propiedades de cada uno de los materiales que componen a la guía de onda en cuestión, en particular, sus índices de refracción. En este sentido, sustituyendo la solución propuesta (60) del campo eléctrico en sus correspondientes ecuaciones de onda (58), se obtienen las siguientes relaciones:

$$k_0^2 \eta_c^2 - \beta^2 + \gamma_c^2 = 0 , \quad (72)$$

$$k_0^2 \eta_f^2 - \beta^2 + \kappa_f^2 = 0 , \quad (73)$$

$$k_0^2 \eta_s^2 - \beta^2 + \gamma_s^2 = 0 . \quad (74)$$

Sustituyendo (73) en (72) y (74), se obtienen las siguientes expresiones que son conocidas como las *relaciones de dispersión* (Tamir, 1990):

$$\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_c^2)k_0^2 - \gamma_c^2 , \quad (75)$$

$$\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_s^2)k_0^2 - \gamma_s^2 . \quad (76)$$

De esta forma, la ecuación propia (71) y las relaciones de dispersión (75) y (76) forman un conjunto cerrado de ecuaciones cuya solución para κ_f permite determinar la constante de propagación efectiva β definida en (73).

Antes de terminar la presente sección, es conveniente realizar algunas precisiones con respecto a la constante de propagación efectiva β . En primer lugar, además de que dicha constante se utiliza para asegurar analíticamente la continuidad del campo eléctrico en una guía de onda (ver las ecuaciones (58) y (59)), sirve también como un enlace entre la definición de dicho campo y las propiedades de los materiales que componen a tal guía (ver las ecuaciones (72)-(74)). Por otro lado, la constante de propagación efectiva β , calculada a partir de (72)-(74) mediante la solución a κ_f , adquiere un valor numérico que sólo es válido cuando se le asocia con la componente de campo eléctrico E_y que se propaga como un modo TE a lo largo de la guía de onda analizada. En este sentido, a dicha constante se le debe nombrar estrictamente como la *constante de propagación efectiva* β^{TE} . Aún más, debido a que β^{TE} se asocia con la cantidad de retraso que experimenta la componente E_y de un campo eléctrico a medida que se propaga en una guía de onda, en comparación con el retraso que experimentaría al propagarse en el vacío, se define el *índice de refracción efectivo* η_{eff}^{TE} como:

$$\eta_{eff}^{TE} = \frac{\beta^{TE}}{k_0} . \quad (77)$$

En la ecuación anterior, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ es el vector de onda asociado con la propagación en el vacío del campo eléctrico E_y , y λ_0 es la longitud de onda de dicho campo. De esta forma, mediante la definición (77) se proporciona una expresión analítica para el concepto de índice de refracción efectivo que se discutió en el Capítulo II, particularmente en las secciones II.4 y II.5. En esos apartados se argumenta que la constante de propagación de un campo electromagnético en una guía de onda tal como la del SOA, no está determinada exclusivamente por el índice de refracción de la región activa de dicha guía, sino por una combinación de los índices de refracción de todos los materiales que la componen. Con la discusión de la presente sección, aún cuando sólo se está analizando una guía de onda tipo barra, se muestra que la constante de propagación efectiva β^{TE} y el correspondiente índice efectivo η_{eff}^{TE} dependen, en efecto, de los índices de refracción η_c , η_f y η_s de los materiales que componen a dicha guía de onda y de su anchura h .

III.3.1.2 Soluciones a las ecuaciones de onda asociadas con un campo electromagnético propagándose como un *modo guiado TM*

Considerando el desarrollo que se realizó en la sección anterior, a continuación se discutirá el análisis de la propagación de un campo electromagnético como un modo TM en una guía de onda tipo barra. La solución a la ecuación de onda (59) que describe la evolución de la componente tangencial $\hat{j}H_y$ de un campo magnético propagándose como un modo guiado TM en una guía de onda óptica tipo barra se puede expresar de la siguiente forma:

$$H_y = \begin{cases} H_c \exp(-\gamma_c(x-h)) & x \geq h \\ H_f \cos(\kappa_f x - \phi_f) & h \geq x \geq 0 \\ H_s \exp(\gamma_s x) & 0 \geq x \end{cases} , \quad (78)$$

donde H_c , H_f y H_s representan la magnitud del campo magnético en la cubierta, región central y sustrato, respectivamente, mientras que todas las demás variables conservan el mismo significado físico que el definido previamente en (60), pero ahora para el campo magnético $\hat{j}H_y$.

Utilizando las ecuaciones (61)-(62) y considerando que el vector de campo magnético asociado con un modo de propagación TM posee una componente transversal única $\vec{H} = \hat{j}H_y$, se obtienen las siguientes igualdades:

$$\vec{E}(x, y, z) = \begin{cases} \hat{i}E_x = \hat{i}\left(\frac{\beta}{\omega\epsilon}H_y\right) \\ \hat{j}E_y = 0 \\ \hat{k}E_z = \hat{k}\left(\frac{-j}{\omega\epsilon}\frac{\partial H_y}{\partial x}\right) \end{cases} , \quad (79)$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \begin{cases} \hat{i}H_x = 0 \\ \hat{j}H_y = \hat{j}\left(\frac{\omega\epsilon}{\beta}E_x\right) \\ \hat{k}H_z = 0 \end{cases} , \quad (80)$$

donde todas las variables conservan su significado físico previamente definido. De forma análoga a lo realizado para el modo guiado TE, las condiciones de continuidad del campo electromagnético demandan que H_y expresado en (80), $\partial H_y/\partial x$ expresado en (79), así como las correspondientes componentes $\hat{i}E_x$ y $\hat{k}E_z$ del vector de campo eléctrico expresado también en (79), sean uni-valorados en las interfaces $x = h$ y $x = 0$. Aplicando estas condiciones de continuidad se obtiene la siguiente ecuación propia:

$$\kappa_f h = \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_c}{\kappa_f} \left(\frac{\eta_f}{\eta_c} \right)^2 \right) + \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_s}{\kappa_f} \left(\frac{\eta_f}{\eta_s} \right)^2 \right) . \quad (81)$$

Por otro lado, sustituyendo (78) en (59) se obtienen nuevamente las relaciones (72)-(74) y por consecuencia las relaciones de dispersión (75) y (76). De esta manera, la ecuación propia (81), en conjunto con las relaciones de dispersión (75) y (76), forman un conjunto de ecuaciones cuya solución numérica para κ_f permite determinar la constante de propagación efectiva β^{TM} . Por lo tanto, el índice efectivo η_{eff}^{TM} asociado con un campo magnético propagándose como un modo TM en una guía de onda tipo barra se define como:

$$\eta_{eff}^{TM} = \frac{\beta^{TM}}{k_0} . \quad (82)$$

Antes de terminar esta sección, es apropiado mencionar que las soluciones (60) y (78) a las ecuaciones de Maxwell (58) y (59), sujetas a las condiciones de continuidad (65) a (68) de un campo electromagnético propagándose como un modo guiado TE y TM, respectivamente, pueden no ser únicas (Yariv, 1997; Chuang, 1995; Tamir, 1990). Esto se debe a la periodicidad que posee la función cosenoidal que describe la parte guiada del campo electromagnético (60) y (78). Con este hecho, es posible obtener un conjunto discreto de constantes de propagación efectivas β^{TE} y β^{TM} que, en combinación con (60) y (78), satisfagan las ecuaciones de onda (58) y (59) (Yariv, 1997; Chuang, 1995; Tamir, 1990). El número de tales soluciones o modos de propagación depende de los índices de refracción que poseen las regiones que componen a la guía de onda y del grosor de su región central.

En este sentido, para considerar no una solución única sino un conjunto discreto de soluciones a las constantes de propagación, se debe agregar el término $q\pi$ en las ecuaciones propias (71) y (81) (Yariv, 1997; Chuang, 1995; Tamir, 1990). En este caso,

q es un número entero que denota el número del modo asociado con el campo electromagnético y π denota la periodicidad de las funciones cosenoidales concernidas en (60) y (78). Debe notarse que se considera una periodicidad de π (y no de 2π) para incluir indistintamente a las funciones sinusoidales y cosenoidales. La solución a las ecuaciones de onda (58) y (59) obtenidas para $q = 0$ se denominan *modos guiados fundamentales* de propagación TE y TM, y las soluciones obtenidas para $q \geq 1$ se denominan *modos de orden superior*.

III.3.1.3 Soluciones a las ecuaciones de onda asociadas con un campo electromagnético propagándose como un *modo radiado TE*

Realizando un desarrollo análogo a aquel de las dos subsecciones anteriores, las componentes vectoriales de un campo electromagnético propagándose como un modo radiado en sustrato TE en una guía de onda óptica tipo barra son idénticas a las definidas en (63) y (64). Sin embargo, la componente tangencial $\hat{j}E_y$ del campo eléctrico se expresa en éste caso como:

$$E_y = \begin{cases} E_c \exp(-\gamma_c(x - h)) & x \geq h \\ E_f \cos(\kappa_f(x - h) + \phi_f) & h \geq x \geq 0 \\ E_s \cos(\gamma_s x + \phi_s) & 0 \geq x \end{cases} , \quad (83)$$

donde E_c , E_f , E_s , γ_c , γ_s , κ_f , h y ϕ_f conservan el mismo significado físico que aquel definido previamente. Así mismo, ϕ_s es una variable asociada con la fase de la función cosenoidal que permite la continuidad de E_y en la interfase entre la región central y el sustrato de la guía de onda. Por otro lado, aplicando las condiciones de continuidad del campo eléctrico y magnético en las interfaces $x = h$ y $x = 0$ de la guía de onda, se

obtiene la siguiente ecuación propia:

$$\kappa_f h = \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_c}{\kappa_f} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_s}{\kappa_f} \tan(\phi_s) \right) . \quad (84)$$

Además de la ecuación propia (84), se obtienen ahora las siguientes relaciones de dispersión (Tamir, 1990):

$$\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_c^2) k_0^2 - \gamma_c^2 , \quad (85)$$

$$\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_s^2) k_0^2 + \gamma_s^2 . \quad (86)$$

Resolviendo la ecuación propia (84) y las relaciones de dispersión (85) y (86) para κ_f , se pueden determinar la constante de propagación efectiva β^{TE} y el índice efectivo η_{eff}^{TE} asociado con el modo radiado en sustrato TE. Dichas variables se calculan mediante las ecuaciones (73) y (77) previamente definidas.

III.3.1.4 Soluciones a las ecuaciones de onda asociadas con un campo electromagnético propagándose como un *modo radiado TM*

De manera completamente análoga, las componentes vectoriales de un campo electromagnético propagándose en una guía de onda tipo barra como un modo radiado en sustrato TM, son idénticas a las definidas en (79) y (80). Sin embargo, la componente tangencial $\hat{j}H_y$ del campo magnético se expresa como:

$$H_y = \begin{cases} H_c \exp(-\gamma_c(x - h)) & x \geq h \\ H_f \cos(\kappa_f(x - h) + \phi_f) & h \geq x \geq 0 \\ H_s \cos(\gamma_s x + \phi_s) & 0 \geq x \end{cases} , \quad (87)$$

donde todas las variables conservan su significado físico previamente definido. Por otro lado, aplicando las condiciones de continuidad del campo eléctrico y magnético en las interfaces $x = h$ y $x = 0$ de la guía de onda se obtiene la siguiente ecuación propia:

$$\kappa_f h = \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_c}{\kappa_f} \left(\frac{\eta_f}{\eta_c} \right)^2 \right) - \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_s}{\kappa_f} \left(\frac{\eta_f}{\eta_s} \right)^2 \tan(\phi_s) \right). \quad (88)$$

De esta forma, resolviendo la ecuación propia (88) y las relaciones de dispersión (85) y (86) para κ_f , se puede determinar la constante de propagación efectiva β^{TM} y el índice efectivo η_{eff}^{TM} para el modo radiado en sustrato TM. Dichas variables se calculan mediante las ecuaciones (73) y (82) previamente definidas.

Para terminar esta subsección, debe notarse que en la relación de dispersión (86), a diferencia de la relación de dispersión (76), el signo del último término del lado derecho es positivo. Esto se debe a que las soluciones propuestas (83) y (87) del campo eléctrico y magnético, respectivamente, las cuales son sustituidas en las ecuaciones de onda (58) y (59), poseen un comportamiento cosenoidal en el sustrato. Con este hecho, al aplicar (83) y (87) en las ecuaciones de onda (58) y (59), no se obtiene un conjunto discreto sino un conjunto continuo de constantes de propagación asociado con las soluciones a tales ecuaciones de onda (Yariv, 1997; Chuang, 1995; Tamir, 1990). Físicamente, esto significa que la fracción del campo eléctrico E_y o magnético H_y que se propaga a través del sustrato puede adquirir una amplitud arbitraria, restringida dentro de un intervalo que está determinado por las características de los materiales que conforman a la guía de onda, en particular sus índices de refracción.

Finalmente, también es importante hacer notar que no es posible obtener una solución analítica exacta a los sistemas de ecuaciones compuestos por las ecuaciones propias y las relaciones de dispersión asociadas con la propagación de los modos guiados y los radiados en sustrato. Por esta razón, las soluciones a tales sistemas de ecuaciones

que se presentan en este trabajo de tesis se han obtenido numéricamente.

A manera de resumen de la presente sección, en la Tabla II se presentan las expresiones generales que definen al campo electromagnético (en los modos de propagación TE y TM, tanto guiados como radiados en sustrato) y los sistemas de ecuaciones no lineales que se deben resolver para determinar la constante de propagación y el índice efectivo exhibido por una guía de onda óptica tipo barra.

Después de haber planteado las expresiones necesarias para calcular un índice efectivo TE y TM de una guía de onda simplificada como la mostrada en la Figura 11, en la siguiente sección se aplicarán estas expresiones para analizar una estructura más compleja como aquella que conforma a la de un SOA masivo.

Tabla II: Resumen de las ecuaciones que describen la propagación de los modos TE y TM asociados con un campo electromagnético a lo largo de una guía de onda tipo barra.

Definiciones generales	
Modo de propagación TE	Modo de propagación TM
$H_y = E_x = E_z = 0$	$E_y = H_x = H_z = 0$
$E_y = \left(\frac{-\omega\mu}{\beta^{TE}}\right)H_x$	$H_y = \left(\frac{\omega\epsilon}{\beta^{TM}}\right)E_x$
$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu H_z$	$\frac{\partial H_y}{\partial x} = j\omega\epsilon E_z$
$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = [(\beta^{TE})^2 - \left(\frac{\eta\omega}{c}\right)^2]E_y$	$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = [(\beta^{TM})^2 - \left(\frac{\eta\omega}{c}\right)^2]H_y$
Modos guiados	
Definición de E_y	Definición de H_y
$E_c \exp(-\gamma_c(x-h)) \quad x \geq h$	$H_c \exp(-\gamma_c(x-h)) \quad x \geq h$
$E_f \cos(\kappa_f x - \phi_f) \quad h \geq x \geq 0$	$H_f \cos(\kappa_f x - \phi_f) \quad h \geq x \geq 0$
$E_s \exp(\gamma_s x) \quad 0 \geq x$	$H_s \exp(\gamma_s x) \quad 0 \geq x$

Tabla II (continuación).

Sistema de ecuaciones por resolver (guía de onda simétrica) $\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_c^2)k_0^2 - \gamma_c^2$ $\kappa_f h = 2 \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_c}{\kappa_f} \right) + q\pi$	Sistema de ecuaciones por resolver (guía de onda simétrica) $\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_c^2)k_0^2 - \gamma_c^2$ $\kappa_f h = 2 \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_c}{\kappa_f} \left(\frac{\eta_f}{\eta_c} \right)^2 \right) + q\pi$
Sistema de ecuaciones por resolver (guía de onda no simétrica) $\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_c^2)k_0^2 - \gamma_c^2$ $\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_s^2)k_0^2 - \gamma_s^2$ $\kappa_f h = \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_c}{\kappa_f} \right)$ $+ \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_s}{\kappa_f} \right) + q\pi$	Sistema de ecuaciones por resolver (guía de onda no simétrica) $\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_c^2)k_0^2 - \gamma_c^2$ $\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_s^2)k_0^2 - \gamma_s^2$ $\kappa_f h = \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_c}{\kappa_f} \left(\frac{\eta_f}{\eta_c} \right)^2 \right)$ $+ \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_s}{\kappa_f} \left(\frac{\eta_f}{\eta_s} \right)^2 \right) + q\pi$

Modos radiados en sustrato

Definición de E_y $E_c \exp(-\gamma_c(x-h)) \quad x \geq h$ $E_f \cos(\kappa_f(x-h) + \phi_f) \quad h \geq x \geq 0$ $E_s \cos(\gamma_s x + \phi_s) \quad 0 \geq x$	Definición de H_y $H_c \exp(-\gamma_c(x-h)) \quad x \geq h$ $H_f \cos(\kappa_f(x-h) + \phi_f) \quad h \geq x \geq 0$ $H_s \cos(\gamma_s x + \phi_s) \quad 0 \geq x$
Sistema de ecuaciones por resolver $\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_c^2)k_0^2 - \gamma_c^2$ $\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_s^2)k_0^2 + \gamma_s^2$ $\kappa_f h = \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_c}{\kappa_f} \right)$ $- \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_s}{\kappa_f} \tan(\phi_s) \right)$	Sistema de ecuaciones por resolver $\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_c^2)k_0^2 - \gamma_c^2$ $\kappa_f^2 = (\eta_f^2 - \eta_s^2)k_0^2 + \gamma_s^2$ $\kappa_f h = \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_c}{\kappa_f} \left(\frac{\eta_f}{\eta_c} \right)^2 \right)$ $- \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_s}{\kappa_f} \left(\frac{\eta_f}{\eta_s} \right)^2 \tan(\phi_s) \right)$

III.3.2 Descripción general del método del índice efectivo

El método del índice efectivo (MIE) se ha utilizado extensivamente desde los inicios de la óptica integrada. Algunos autores han propuesto éste método como una herramienta de análisis aproximado de guías de onda ópticas con estructuras complicadas, tales como las de tipo risco, obteniéndose resultados muy cercanos a los conseguidos con análisis exactos y con resultados experimentales (Tamir, 1990). En particular, el MIE permite calcular las constantes de propagación y los índices de refracción efectivos asociados con los modos de propagación TE y TM en una estructura o guía de onda óptica rectangular, cuya región central está rodeada de materiales con diferentes índices de refracción, como se bosqueja en la Figura 13. En efecto, con éste método se puede transformar el problema de análisis bidimensional de una guía de onda como la mostrada en la Figura 13, a un análisis de una guía de onda efectiva unidimensional como la analizada anteriormente en la sección III.3.1 (Buus, 1982; Tamir, 1990; Chuang, 1995; Okamoto, 2005).

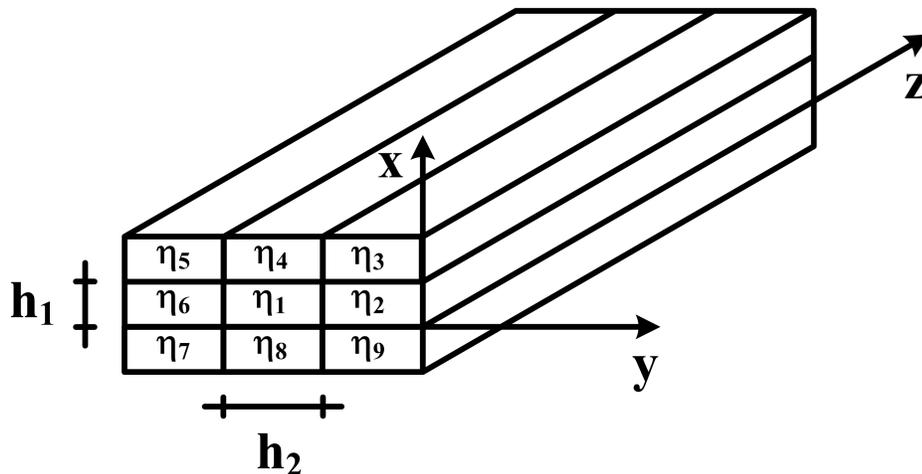


Figura 13: Bosquejo de una estructura o guía de onda generalizada cuya región central está rodeada de materiales con diferentes índices de refracción.

Para abordar la discusión del MIE, se proseguirá de una manera análoga al desarrollo presentado en la sección anterior, donde se analizó una guía de onda plana tipo barra. En este sentido, el análisis de la propagación de un campo electromagnético a través de una guía de onda como la bosquejada en la Figura 13 se describe, en general, por medio de un conjunto de 9 ecuaciones de onda similares a (56). En este caso, cada ecuación de onda estaría identificada mediante un índice de refracción η_i , donde el subíndice $i = 1, 2, \dots, 9$ denota el número de cada una de las regiones que componen a la guía de onda en cuestión. De igual forma, la propagación de dicho campo electromagnético demandaría la satisfacción de un conjunto mayor de condiciones de continuidad en comparación con las que se satisfacen para una guía de onda plana. Específicamente, se requieren 4 condiciones de continuidad asociadas con las interfaces entre la región central 1 y las regiones adyacentes 2, 4, 6 y 8, así como otras 8 condiciones de continuidad asociadas con las interfaces entre las diferentes regiones 2, 3, \dots , 9 que rodean a la región central.

El análisis de la guía de onda bosquejada en la Figura 13 presenta una complicación implícita adicional. Los materiales que componen a dicha guía de onda proporcionan una distribución transversal de índices de refracción que varía tanto en la dirección horizontal como en la vertical. Esto significa que en este caso ya no sería válido establecer ecuaciones de onda similares a aquellas indicadas en (58) porque estrictamente no se cumpliría la condición $\partial \vec{E}(x, y, z) / \partial y = 0$. En consecuencia, las ecuaciones de onda que describen la evolución transversal de un campo eléctrico $E(x, y, z)$ que se propaga a través de una guía de onda como la bosquejada en la Figura 13, tendrían la forma general siguiente:

$$\frac{\partial^2 E(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x, y, z)}{\partial y^2} + (k_0^2 \eta(x, y)^2 - \beta^2) E(x, y, z) = 0 \quad , \quad (89)$$

donde $\eta(x, y)$ denota explícitamente la variación transversal del índice de refracción en la guía de onda y β denota la constante de propagación efectiva asociada con algún modo de propagación de dicho campo eléctrico.

En este contexto, aún cuando el tipo de guías de onda como la bosquejada en la Figura 13 puede diseñarse para permitir el guiado y la propagación de modos fundamentales TE y TM, su análisis parece ciertamente complicado. Una forma conveniente de simplificar este análisis es mediante la aplicación del MIE. Analíticamente, dicho método consiste fundamentalmente en simplificar la ecuación de onda bidimensional (89), en dos ecuaciones de onda unidimensionales como las analizadas anteriormente para el caso de una guía de onda plana. Para realizar tal simplificación, se supone que la distribución transversal $E(x, y)$ del campo eléctrico puede expresarse como:

$$E(x, y) = \zeta(x; y)\xi(y) \quad , \quad (90)$$

donde $\xi(y)$ denota la variación del campo eléctrico a lo largo de la coordenada y , y $\zeta(x; y)$ denota su variación a lo largo de la coordenada x para una determinada posición o intervalo a lo largo del eje coordenado y . Al expresar al campo eléctrico mediante (90) se está considerando que su evolución transversal a lo largo del eje x se puede analizar de manera independiente con respecto a su evolución a lo largo del eje y . En efecto, la distribución transversal del campo a lo largo del eje x se expresa en (90) como $\zeta(x; y)$, pero indistintamente se puede expresar tal distribución como $\zeta(x)$, con lo que se tendría $\xi(y; x)$. Bajo esta aproximación, sustituyendo (90) en (89) y dividiendo sobre (90) se obtiene:

$$\frac{1}{\zeta(x; y)} \frac{d^2 \zeta(x; y)}{dx^2} + \frac{1}{\xi(y)} \frac{d^2 \xi(y)}{dy^2} + (k_0^2 \eta(x, y)^2 - \beta^2) = 0 \quad . \quad (91)$$

Posteriormente, sumando y restando el término auxiliar $k_0^2 M(y)^2$ en (91), dicha

ecuación se expresa como:

$$\frac{d^2\xi(y)}{dy^2} + (k_0^2 \eta(x, y)^2 - k_0^2 M(y)^2) \xi(y) = 0 , \quad (92)$$

$$\frac{d^2\zeta(x; y)}{dx^2} + (k_0^2 M(y)^2 - \beta^2) \zeta(x; y) = 0 . \quad (93)$$

Así, bajo la aproximación (90), las ecuaciones de onda unidimensionales (92) y (93) son equivalentes a la ecuación de onda bidimensional (89) y constituyen la base del método del índice efectivo (Tamir, 1990; Okamoto, 2005; Kawano and T.Kitoh, 2001). Para aclarar el significado físico de la variable auxiliar $M(y)$ usada en las ecuaciones de onda (92) y (93), así como la utilidad de tales ecuaciones, es conveniente relacionarlas con las tercias de regiones superiores (5, 4 y 3), centrales (6, 1 y 2) o inferiores (7, 8 y 9) que componen a la guía de onda bosquejada en la Figura 13. En este caso, considerando el análisis de las regiones superiores 5, 4 y 3, la ecuación (92) se reescribe de la forma siguiente:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\xi(y)}{dy^2} + (k_0^2 \eta_5^2 - k_0^2 M(y)^2) \xi(y) &= 0 , \\ \frac{d^2\xi(y)}{dy^2} + (k_0^2 \eta_4^2 - k_0^2 M(y)^2) \xi(y) &= 0 , \\ \frac{d^2\xi(y)}{dy^2} + (k_0^2 \eta_3^2 - k_0^2 M(y)^2) \xi(y) &= 0 . \end{aligned} \quad (94)$$

De esta manera, en analogía con el conjunto de ecuaciones de onda (57) que se presentó en la sección III.3.1, la ecuación (92) reescrita como (94) permite describir la evolución de un campo eléctrico $\xi(y)$ a través de una guía de onda plana compuesta por las regiones 5, 4 y 3. En este caso, la variable $M(y)$ representa el índice de refracción efectivo a lo largo del eje coordenado y , asociado con un campo electromagnético propagándose a través de esta hipotética guía de onda plana. Debe notarse

que la ecuación (94) describe, en general, tanto la evolución de un campo eléctrico como la de un campo magnético a través de la guía mencionada. De forma similar, la ecuación (94) no se ha particularizado para el análisis de algún modo de propagación específico del campo electromagnético, por lo que se puede aplicar para describir tanto a un modo de propagación TE como a uno TM asociado con dicha guía de onda, tal como se hizo en las subsecciones III.3.1.1 y III.3.1.2.

La parte valiosa de la aplicación de la ecuación de onda (92) o las ecuaciones (94) es que el conjunto de regiones superiores (5, 4 y 3), o similarmente el conjunto de regiones centrales (6, 1 y 2) e inferiores (7, 8, y 9), se puede reemplazar por una región equivalente caracterizada por un índice de refracción homogéneo idéntico al índice efectivo $M(y)$, tal como se bosqueja en la Figura 14 (Tamir, 1990; Okamoto, 2005; Kawano and T.Kitoh, 2001). Aplicando este mismo razonamiento, la ecuación de onda (93) se puede reescribir de la forma:

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2\zeta(x; y)}{dx^2} + (k_0^2 M_a^2 - \beta_0^2) \zeta(x; y) &= 0 , \\
 \frac{d^2\zeta(x; y)}{dx^2} + (k_0^2 M_b^2 - \beta_0^2) \zeta(x; y) &= 0 , \\
 \frac{d^2\zeta(x; y)}{dx^2} + (k_0^2 M_c^2 - \beta_0^2) \zeta(x; y) &= 0 .
 \end{aligned}
 \tag{95}$$

La interpretación de la ecuación (93), o equivalentemente la (95), se obtiene directamente por su analogía con la ecuación (57) de la sección III.3.1, y se aplica para describir la evolución de un campo electromagnético a través de una guía de onda plana equivalente compuesta por los índices de refracción efectivos $\eta_{eff-a} = M_a$, $\eta_{eff-b} = M_b$ y $\eta_{eff-c} = M_c$.

Cabe resaltar que, como se discutió en la sección III.3.1, las ecuaciones (95) se pueden aplicar para obtener la constante de propagación efectiva y el índice de refracción

efectivo asociados con algún modo particular de propagación del campo eléctrico, especialmente los modos TE y TM. Es igualmente importante mencionar que $\beta^{TE(TM)}$ y $\eta_{eff}^{TE(TM)}$ calculados mediante la solución a las ecuaciones (95) son, en efecto, las constantes de propagación y los índices efectivos asociados con un modo TE o TM de un campo electromagnético que se propaga a través de la *complicada* guía de onda bidimensional bosquejada en la Figura 13.

A manera de resumen, el MIE discutido en la presente sección se puede describir en dos pasos (Tamir, 1990; Okamoto, 2005; Kawano and T.Kitoh, 2001). Primeramente se identifican grupos de tres materiales homogéneos colineales que formen parte de una guía de onda compleja y se analizan de manera independiente. En otras palabras, se identifican tercias de materiales colineales no seleccionados en otra tercia y se tratan independientemente como si conformaran una guía de onda plana tipo barra. Así por ejemplo, utilizando el bosquejo de la guía de onda generalizada mostrada en la Figura 13, se pueden conformar tres grupos de materiales cuyos índices de refracción son: $\eta_5, \eta_4,$

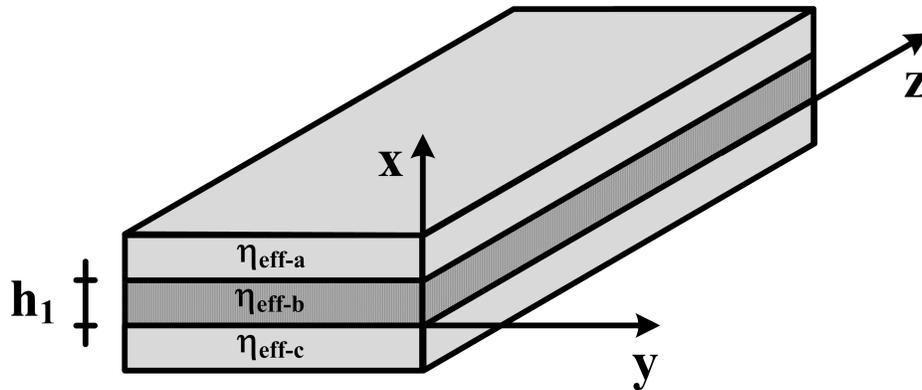


Figura 14: Bosquejo de la estructura equivalente obtenida al analizar independientemente los grupos de materiales cuyos índices de refracción son: η_5, η_4, η_3 para el grupo (a), η_6, η_1, η_2 para el grupo (b), y η_7, η_8, η_9 para el grupo (c) (Ver Figura 13).

η_3 para el grupo (a), η_6, η_1, η_2 para el grupo (b), y η_7, η_8, η_9 para el grupo (c). Como resultado, de los nueve materiales iniciales se obtienen las tres regiones homogéneas equivalentes ilustradas en la Figura 14, cuyos índices de refracción efectivos son: η_{eff-a} para la región (a), η_{eff-b} para la región (b) y η_{eff-c} para la región (c). Después de esta simplificación, el segundo paso del método consiste en aplicar el análisis de una guía de onda plana tipo barra a aquella compuesta por las tres regiones homogéneas equivalentes, obteniendo la correspondiente constante de propagación efectiva y el índice de refracción efectivo asociados con la compleja guía de onda inicial bosquejada en la Figura 13.

Considerando lo que se ha estudiado en este trabajo de tesis con respecto al MIE, es apropiado mencionar algunos aspectos importantes aplicables a algún arreglo de materiales que conforman una guía de onda óptica en particular.

- (i) La identificación de los grupos de tres materiales colineales homogéneos debe ser tal que la región central de la guía de onda equivalente, obtenida al final de todas las simplificaciones realizadas, coincida con la parte que físicamente contiene a la región activa de la guía de onda inicial o guía de onda no simplificada. De esta manera, se tiene la posibilidad de restringir el cálculo del índice efectivo final y de la correspondiente constante de propagación en una determinada región de interés, que en nuestro caso es la región activa del SOA. Esto es importante porque, como se puede comprobar de las ecuaciones resumidas en la Tabla II, en el cálculo de las constantes de propagación y de los índices efectivos se requiere solamente del valor numérico de los índices de refracción de los materiales que conforman a la guía de onda tipo barra y del grosor de su región central. De esta manera, es necesario que las dimensiones físicas de la región activa y los índices

de refracción locales que la rodean sean los que se apliquen para encontrar la constante de propagación e índices efectivos finales de toda la estructura.

- (ii) El cálculo final de la constante de propagación y del índice efectivo puede obtenerse para ambos modos de propagación TE y TM, siguiendo la misma identificación de tercias de materiales y la misma secuencia de simplificación. En otras palabras, cada simplificación se puede efectuar de manera que proporcione simultáneamente los índices efectivos asociados con la propagación de los modos TE y TM del campo eléctrico. Además, es importante notar que los índices efectivos TE o TM obtenidos en una determinada simplificación, deben ser utilizados para calcular los correspondientes índices efectivos TE o TM de la simplificación subsecuente. Este criterio debe aplicarse a pesar de que la tercia de índices por simplificar se encuentre orientada ortogonalmente a la tercia anterior. Como se discutirá en la siguiente sección de este capítulo (sección III.3.3), tal situación se presenta en la segunda etapa de la simplificación de la estructura del SOA bajo estudio. Es decir, la subestructura analizada en la primera etapa de simplificación, la cual está compuesta por la tercia de materiales polímero-risco-polímero, está orientada ortogonalmente a la subestructura compuesta por el electrodo, la región equivalente 1 y la cubierta.
- (iii) Para una simplificación determinada, se pueden presentar las condiciones que permitan la existencia de modos no guiados. Esto dependerá de los valores numéricos de los índices de refracción, locales o efectivos, asociados con los materiales o regiones equivalentes implicadas, respectivamente. Sin embargo, es evidente que en el caso de la guía de onda equivalente de un SOA, obtenida al final de todas las simplificaciones, se deben presentar las condiciones necesarias para la existencia

exclusiva de modos guiados.

- (iv) Finalmente, en el proceso de simplificación de una guía de onda de estructura compleja, se puede considerar también la interfase con el aire o con algún electrodo para completar las tercias de índices de refracción que más tarde permitirán establecer una guía de onda equivalente total.

III.3.3 Estimación de la birrefringencia estructural de un SOA mediante la aplicación del método del índice efectivo

En esta sección se aplicará el principio de solución del método del índice efectivo para analizar y estimar los índices efectivos TE y TM presentes en la región activa del amplificador óptico de semiconductor utilizado en este trabajo de tesis.

Para este efecto, es preciso recordar el bosquejo de la estructura del SOA utilizado en este trabajo que se presentó en la Figura 3 del Capítulo II. Como se muestra en aquella figura, la guía de onda del SOA es una estructura compleja cuya región activa está inmersa en diferentes materiales semiconductores: el sustrato en la parte inferior, y el electrodo, el risco, los polímeros (dieléctrico que delimita al risco), y la cubierta en la parte superior. Para el análisis de esta compleja guía de onda, se propone la identificación y simplificación sucesiva de subestructuras conformadas por tercias de diferentes materiales, de tal manera que cada tercia pueda ser simplificada en una región homogénea equivalente con índices efectivos específicos. Dicho proceso de simplificación se ilustra en la Figura 15, donde la subestructura A (conformada por los polímeros y el risco) se transforma o simplifica en una región homogénea equivalente con índices de refracción efectivos $\eta_{eff,1}^{TE}$ y $\eta_{eff,1}^{TM}$ asociados con los modos de propagación TE y TM de

esa estructura particular, respectivamente. Usando esa transformación, la subestructura B (conformada por el electrodo, la subestructura A, y la cubierta) se transforma en una región homogénea equivalente con índices de refracción efectivos $\eta_{eff,2}^{TE}$ y $\eta_{eff,2}^{TM}$. Finalmente, la subestructura C (conformada por la subestructura B, la región activa y el sustrato) se analiza para calcular los índices efectivos η_{eff}^{TE} y η_{eff}^{TM} asociados con los modos de propagación TE y TM de tal subestructura. Evidentemente, estos índices efectivos son equivalentes a los índices efectivos exhibidos por la compleja guía de onda inicial bosquejada en la Figura 3 del Capítulo II.

Es importante resaltar que para realizar las transformaciones antes mencionadas, se considera que las componentes tangenciales de los modos TE y TM, que soportan las guías de onda formadas por cada una de las tercias de materiales, están orientadas en una dirección paralela a las interfaces de la subestructura correspondiente. De esta forma, como se ilustra en la Figura 16, en la guía de onda constituida por la subestructura A, el modo de propagación fundamental TE está asociado con un campo

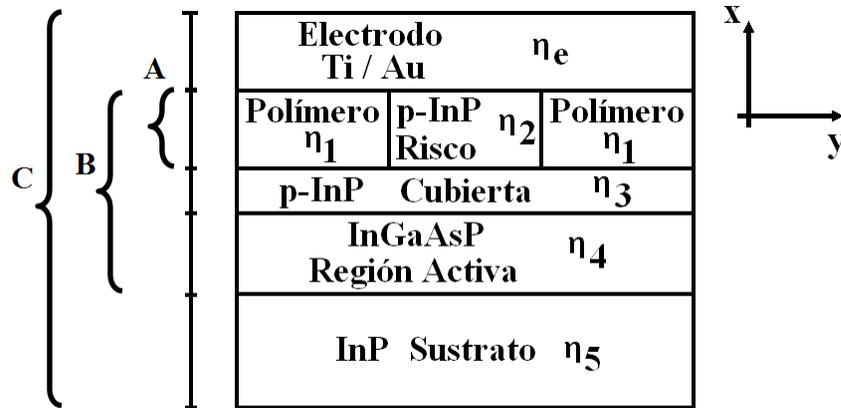


Figura 15: Bosquejo del proceso de simplificaciones sucesivas realizado en las subestructuras A, B, y C, propuesto para calcular los índices efectivos η_{eff}^{TE} y η_{eff}^{TM} de la guía de onda óptica del SOA bajo estudio.

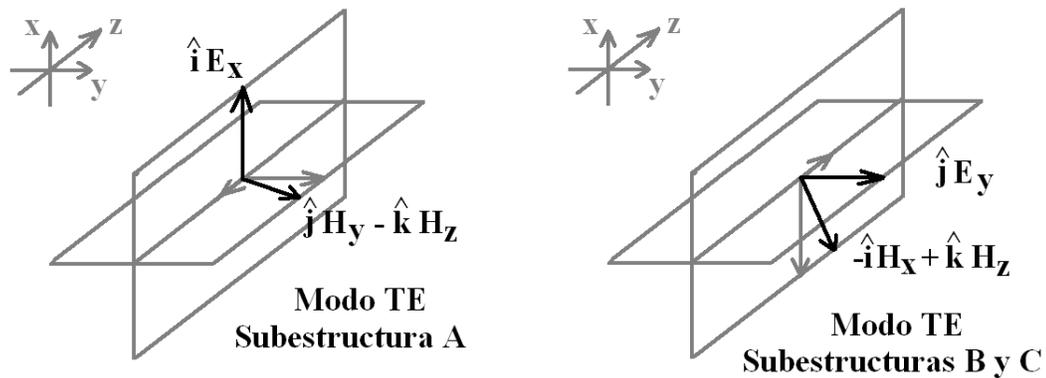


Figura 16: Bosquejo de la orientación que poseen las componentes vectoriales del campo electromagnético asociado con los modos de propagación fundamentales TE en las subestructuras A, B y C.

eléctrico cuya componente transversa única apunta en la dirección x . Por el contrario, en las guías de onda constituidas por las subestructuras B y C, el modo TE está asociado con un campo eléctrico cuya componente transversa única apunta en la dirección y . De manera análoga, en la Figura 17 se muestra la orientación de las componentes vectoriales del campo electromagnético asociado con los modos de propagación fundamentales TM en las subestructuras A, B, y C.

Otra observación pertinente es la siguiente. Considerando el bosquejo del SOA mostrado en la Figura 3 del Capítulo II y su respectivo sistema coordenado, un campo eléctrico inyectado al amplificador con un estado de polarización lineal horizontal se asocia convencionalmente con un modo de propagación transversal eléctrico. Por el contrario, un campo eléctrico inyectado con una polarización lineal vertical se asocia convencionalmente con un modo de propagación transversal magnético.

La primera asociación no causa ningún tipo de confusión. Esto se debe a que en un SOA (o equivalentemente en la guía de onda simplificada de la subestructura C), se

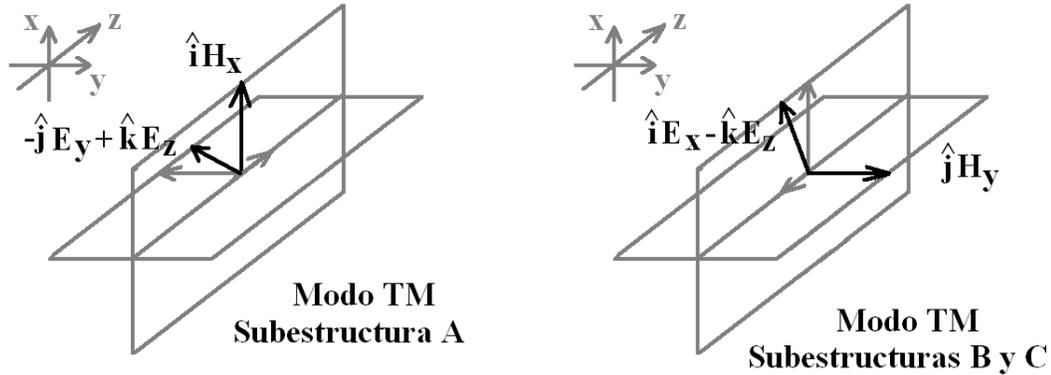


Figura 17: Bosquejo de la orientación que poseen las componentes vectoriales del campo electromagnético asociado con los modos de propagación fundamentales TM en las subestructuras A, B y C.

denomina modo de propagación transverso eléctrico a un campo eléctrico $\vec{E}(x, y, z)$ que posee una componente vectorial única $\hat{j}E_y$. En efecto, la orientación de tal componente del campo eléctrico coincide con la orientación de la polarización lineal horizontal.

La segunda asociación, sin embargo, causa generalmente un poco de confusión. Esto se debe a que estrictamente se define a un modo de propagación transverso magnético como un *campo magnético* $\vec{H}(x, y, z)$ que posee una componente vectorial única $\hat{j}H_y$, pero no a un *campo eléctrico* $\hat{i}E_x$. En efecto, el campo eléctrico asociado con este modo de propagación posee componentes vectoriales $\hat{i}E_x + \hat{k}E_z$. En este sentido, la asociación entre un modo de propagación TM y un campo eléctrico con polarización lineal vertical se justifica porque las componentes vectoriales $\hat{i}E_x$, $\hat{k}E_z$ y $\hat{j}H_y$ de un modo TM se propagan todas a una misma velocidad. Por lo tanto, la constante de propagación efectiva β^{TM} y el índice de refracción efectivo η_{eff}^{TM} correspondientes a un modo transverso magnético $\hat{j}H_y$, se pueden asociar con la componente vectorial $\hat{i}E_x$ de un campo eléctrico cuya orientación coincide con la polarización lineal vertical.

En resumen, las componentes horizontal y vertical del campo eléctrico inyectado al SOA se asocian con los modos de propagación TE y TM de la guía de onda, respectivamente. Por lo tanto, la constante de propagación y el índice de refracción efectivo correspondientes a la componente horizontal (vertical) del campo eléctrico se calculan con las ecuaciones propias y las relaciones de dispersión correspondientes al modo de propagación TE (TM).

Con todo lo anterior, a continuación se presenta un resumen del proceso de simplificaciones sucesivas que se realiza para obtener la birrefringencia estructural de la región activa del SOA bajo estudio. En este caso, se considera que al SOA se le suministra una corriente de inyección eléctrica de 500 mA y que su región activa posee un índice de refracción local de 3.514 para una longitud de onda del campo electromagnético en cuestión de 1562 nm .

III.3.3.1 Simplificación en la subestructura A

La primera simplificación se realiza en la subestructura A para obtener una región homogénea equivalente con índices efectivos $\eta_{eff,1}^{TE}$ y $\eta_{eff,1}^{TM}$, como se bosqueja en la Figura 18. La subestructura A está compuesta por el risco (con índice de refracción $\eta_2 = 3.169$) y los polímeros (ambos con índice de refracción $\eta_1 = 1.6$). En este caso, se cumple que $\eta_2 > \eta_1$ y por lo tanto se aplica el análisis de modos guiados propagándose en guías de onda simétricas, el cual fue discutido en las secciones III.3.1.1 y III.3.1.2.

Después de resolver numéricamente los sistemas de ecuaciones correspondientes, se obtienen índices efectivos $\eta_{eff,1}^{TE} = 3.152$ y $\eta_{eff,1}^{TM} = 3.15$. De esta manera, utilizando los datos de las soluciones numéricas, en la Figura 19 se muestra un bosquejo del perfil

de amplitud normalizada del campo eléctrico obtenido para el modo TE y del campo magnético obtenido para el modo TM, ambos asociados con la subestructura A.

En la Figura 19, el intervalo de $-1.1 \mu m < y < 1.1 \mu m$ denota el espesor de la región central (risco) de esta guía de onda. Como puede observarse, debido a que dicha subestructura es una guía de onda simétrica, los máximos de amplitud del campo eléctrico y del campo magnético coinciden para ambos modos de propagación TE y TM, respectivamente. Tales máximos de amplitud se localizan justo a la mitad de la región del risco, es decir, en $y = 0$.

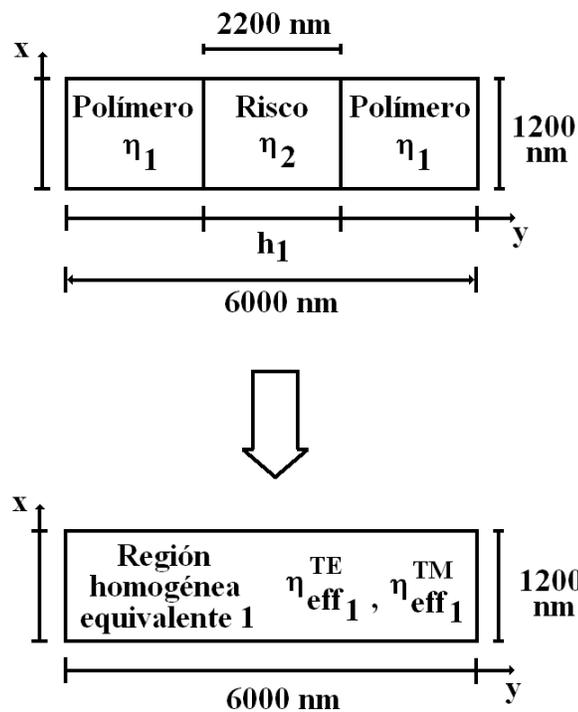


Figura 18: Bosquejo de la simplificación realizada en la subestructura A para obtener una región homogénea equivalente con índices efectivos $\eta_{eff,1}^{TE}$ y $\eta_{eff,1}^{TM}$.

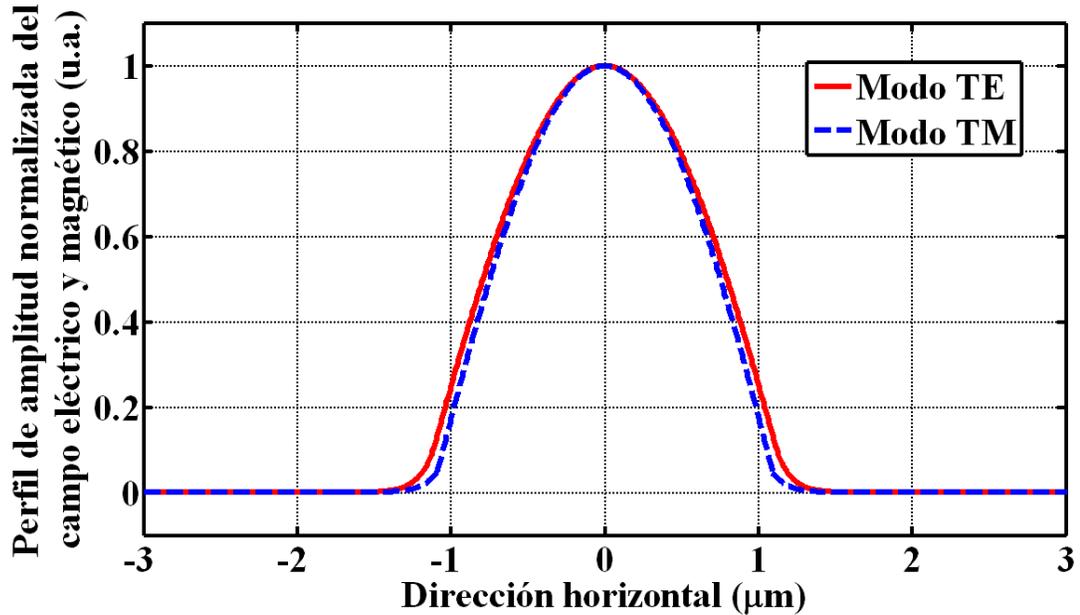


Figura 19: Bosquejo del perfil de amplitud normalizada del campo eléctrico $\hat{i}E_x$ y del campo magnético $\hat{i}H_x$ asociados con los modos de propagación TE y TM, respectivamente, en la subestructura A. En ésta figura, el eje de las *abcisas* corresponde a la dirección y de la Figura 18.

III.3.3.2 Simplificación en la subestructura B

La subestructura B, conformada por el electrodo (con índice de refracción $\eta_e = 1.6$), la región homogénea equivalente 1 (con índices efectivos $\eta_{eff,1}^{TE} = 3.152$ y $\eta_{eff,1}^{TM} = 3.15$) y la cubierta (con índice de refracción $\eta_3 = 3.17$), se simplifica para obtener una región homogénea equivalente 2 con índices efectivos $\eta_{eff,2}^{TE}$ y $\eta_{eff,2}^{TM}$, como se muestra en la Figura 20. Debido a que el índice de refracción de la cubierta es mayor que los índices efectivos de la región homogénea equivalente 1, en la subestructura B se aplica el análisis de modos no guiados discutido en las secciones III.3.1.3 y III.3.1.4. Como se mencionó previamente y se bosquejó en las Figuras 16 y 17, debe notarse que aún cuando los vectores de campo eléctrico apuntan en direcciones diferentes para los modos TE (o

TM) en las subestructuras A y B, para calcular el índice efectivo $\eta_{eff,2}^{TE}$ (o el $\eta_{eff,2}^{TM}$) se utiliza el correspondiente índice efectivo $\eta_{eff,1}^{TE}$ (o el $\eta_{eff,1}^{TM}$) de la región homogénea equivalente 1.

De esta manera, después de resolver numéricamente los respectivos sistemas de ecuaciones, se obtiene una región homogénea equivalente 2 con índices efectivos $\eta_{eff,2}^{TE} = 3.079$ y $\eta_{eff,2}^{TM} = 3.068$. Así, en la Figura 21 se muestra un bosquejo del perfil de amplitud

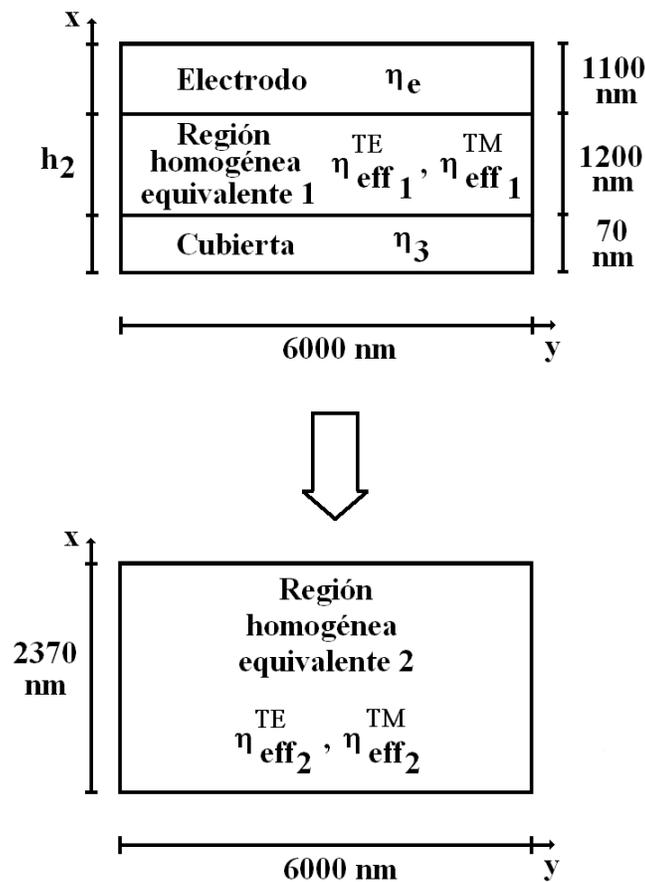


Figura 20: Bosquejo de la simplificación realizada en la subestructura B para obtener una región homogénea equivalente con índices efectivos $\eta_{eff,2}^{TE}$ y $\eta_{eff,2}^{TM}$.

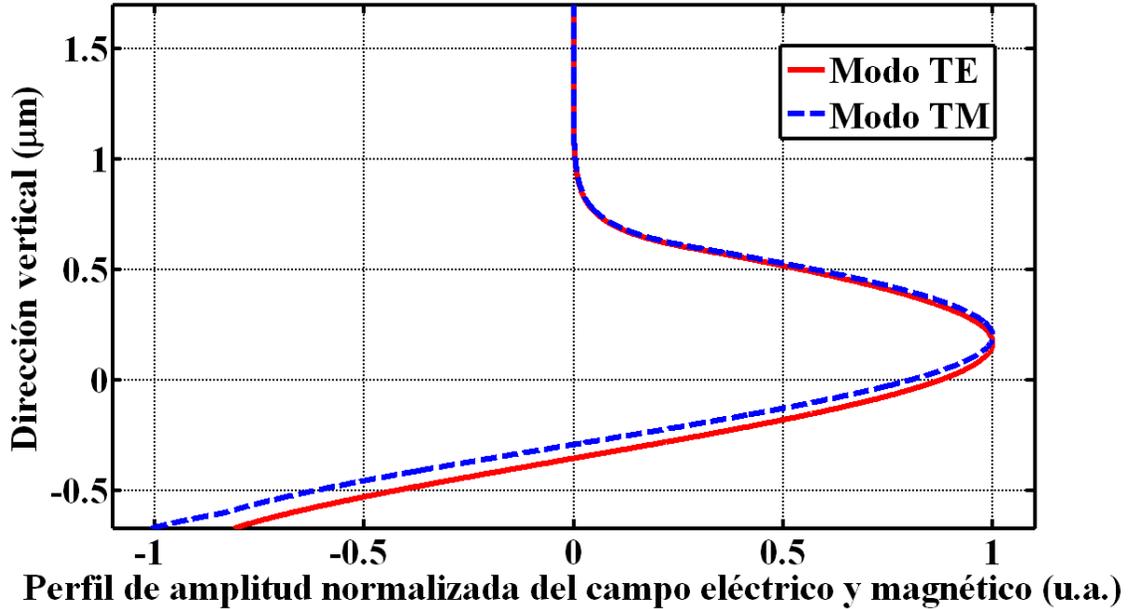


Figura 21: Bosquejo del perfil de amplitud normalizada del campo eléctrico $\hat{i}E_x$ y del campo magnético $\hat{i}H_x$ asociados con los modos de propagación TE y TM, respectivamente, en la subestructura B. En ésta figura, el eje de las *ordenadas* corresponde a la dirección x de la Figura 20.

del campo eléctrico obtenido para el modo TE y del campo magnético obtenido para el modo TM, ambos asociados con la subestructura B. En esta figura, el intervalo de $-0.67 \mu m < x < -0.6 \mu m$ denota el espesor de la cubierta, el intervalo de $-0.6 \mu m < x < 0.6 \mu m$ denota el espesor de la región homogénea equivalente 1, y el intervalo de $0.6 \mu m < x < 1.7 \mu m$ denota el espesor del electrodo.

Como se puede observar en la Figura 21, debido a que en esta subestructura se presentan modos radiados, el campo eléctrico (para el modo TE) y el campo magnético (para el modo TM) en la cubierta no presentan un perfil exponencial decreciente, sino un perfil cosenoidal. Dicho perfil cosenoidal no es claramente perceptible porque el espesor de la cubierta es menor que el de la región homogénea equivalente 1. A pesar de

este escenario, la existencia de modos radiados cambia significativamente el perfil general del campo electromagnético que se manifiesta en esta subestructura con respecto al que se presenta en las subestructuras A y C. Además, debido a que la guía de onda es asimétrica, los máximos de amplitud del campo eléctrico (para el modo TE) y del campo magnético (para el modo TM) no coinciden para ambos modos de propagación ni se encuentran a la mitad de la región homogénea equivalente 1.

III.3.3.3 Simplificación en la subestructura C

Finalmente, para obtener los índices efectivos η_{eff}^{TE} y η_{eff}^{TM} , se analiza la subestructura C conformada por la región homogénea equivalente 2 (con índices efectivos $\eta_{eff,2}^{TE} = 3.079$ y $\eta_{eff,2}^{TM} = 3.068$), la región activa del SOA (con índice de refracción $\eta_4 = 3.514$) y el sustrato (con índice de refracción $\eta_5 = 3.164$), como se muestra en la Figura 22. En este caso, debido a que $\eta_4 > \eta_{eff,2}^{TE}, \eta_{eff,2}^{TM}, \eta_5$, en la subestructura C se aplica el análisis de modos guiados propagándose en una guía de onda plana asimétrica, el cual fue discutido en las secciones III.3.1.1 y III.3.1.2.

Después de resolver numéricamente los sistemas de ecuaciones correspondientes, se obtienen índices efectivos de $\eta_{eff}^{TE} = 3.272$ y $\eta_{eff}^{TM} = 3.242$. De igual forma, usando los datos de las soluciones numéricas, en la Figura 23 se muestra un bosquejo del perfil de amplitud del campo eléctrico obtenido para los modos TE y TM de la subestructura C. En esta figura, el intervalo de $-2.125 \mu m < x < -0.125 \mu m$ denota el espesor del sustrato, el intervalo de $-0.125 \mu m < x < 0.125 \mu m$ denota el espesor de la región activa del SOA, y el intervalo de $0.125 \mu m < x < 2.495 \mu m$ denota el espesor de la región homogénea equivalente 2. Como puede observarse, el perfil del campo eléctrico

está confinado principalmente en la región activa de la guía de onda ($-0.125 \mu m < x < 0.125 \mu m$). Por otro lado, debido a que ésta subestructura es una guía de onda asimétrica, los máximos de amplitud del campo eléctrico no se encuentran al centro de la región activa ni coinciden perfectamente para ambos modos de propagación TE y TM.

Para terminar la discusión de la presente sección, es pertinente resaltar que la bi-

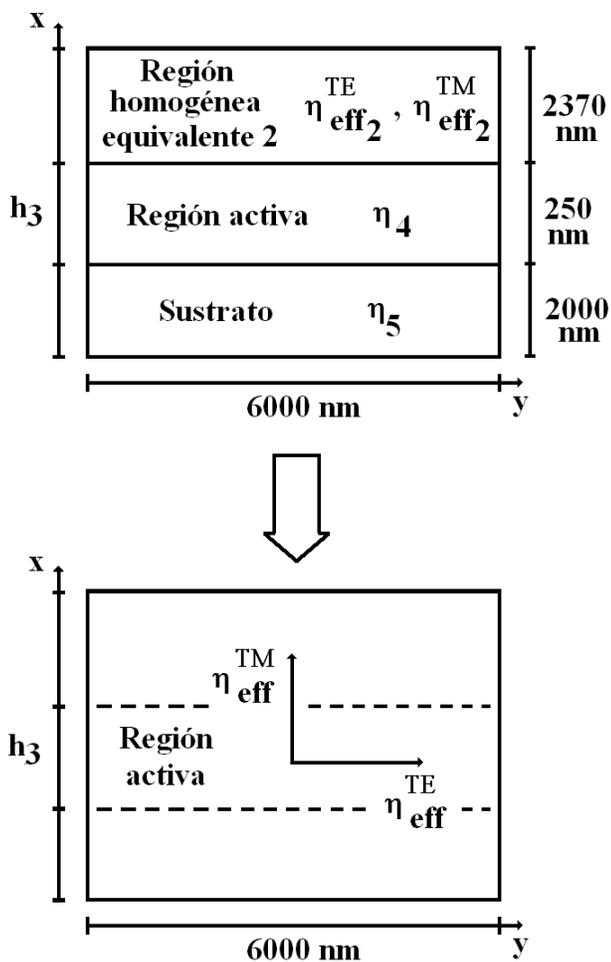


Figura 22: Bosquejo de la simplificación realizada en la subestructura C para obtener los índices efectivos $\eta_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ y $\eta_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ que determinan la birrefringencia estructural del SOA.

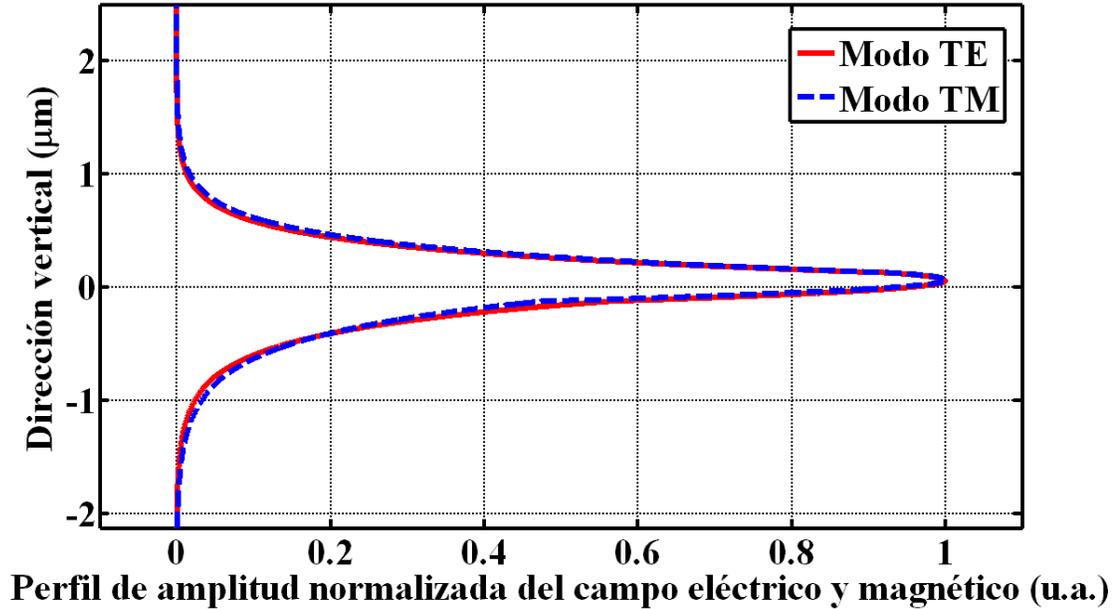


Figura 23: Bosquejo del perfil de amplitud normalizada del campo eléctrico $\hat{i}E_x$ y del campo magnético $\hat{i}H_x$ asociados con los modos de propagación TE y TM en la guía de onda equivalente del SOA. En ésta figura, el eje de las *ordenadas* corresponde a la dirección x de la Figura 22.

refrindexia estructural del SOA, determinada por los índices efectivos $\eta_{eff}^{TE} = 3.272$ y $\eta_{eff}^{TM} = 3.242$, se obtiene considerando que el índice de refracción local de la región activa es constante a lo largo de todo el amplificador. Por el contrario, para calcular la birrefringencia inducida, se debe considerar la perturbación que sufre el índice de refracción local provocada por la propagación del haz de control y eventualmente la perturbación provocada por la emisión espontánea amplificada, aunque éste último efecto no se ha incluido en el presente trabajo. Evidentemente, la magnitud de dicha perturbación debida a la propagación del haz de control en cada posición longitudinal del SOA, se calculará utilizando el modelo semi-clásico por secciones descrito en la sección III.2.

III.3.4 Aproximaciones analíticas para calcular la birrefringencia estructural e inducida de la guía de onda del SOA masivo utilizado

Como se discutió en la sección anterior, para estimar la birrefringencia estructural e inducida de la región activa del SOA, se ha propuesto resolver numéricamente un conjunto de ecuaciones no lineales asociado con cada subestructura, siguiendo una determinada secuencia. Sin embargo, una manera más práctica de estimar la birrefringencia total de la guía de onda del SOA es mediante una solución analítica. Por tal motivo, en la presente sección se discuten algunas aproximaciones que se pueden aplicar en los diferentes sistemas de ecuaciones no lineales para obtener expresiones analíticas que posibiliten estimar los valores de todos los respectivos índices efectivos. Con la finalidad de evitar redundancia, sólo se describirá con cierto detalle el procedimiento con el que se obtienen expresiones analíticas que permiten estimar el índice efectivo η_{eff}^{TE} . Las expresiones que permiten calcular analíticamente el índice efectivo η_{eff}^{TM} se obtienen siguiendo una metodología análoga.

III.3.4.1 Soluciones analíticas aproximadas para la subestructura A

En la subestructura A, el sistema de ecuaciones por resolver está conformado por la ecuación propia (71) y las relaciones de dispersión (75) y (76). Sin embargo, debido a que los polímeros que delimitan al risco en dicha subestructura poseen ambos un mismo valor de índice de refracción, para el análisis solamente se requiere de la ecuación propia

(71) y de la relación de dispersión (75). En este caso, la principal complicación que se presenta en este sistema de ecuaciones es la función tangente inversa que aparece en la ecuación (71), ya que imposibilita la solución analítica de γ_c y κ_f . Sin embargo, considerando los resultados numéricos que se obtienen con el desarrollo que fue descrito en la sección anterior, se observa que para los valores de índices de refracción que poseen el risco y los polímeros, el argumento de la función tangente inversa es mayor a uno (aproximadamente mayor a 8). En este sentido, debido a que una función tangente inversa generalizada $\tan^{-1}(x)$ se puede aproximar como $\pi/2 - x^{-1}$ bajo la condición $x \geq 1$ (Spiegel, 1993), la ecuación propia (71) asociada con el modo de propagación fundamental TE en la subestructura A se puede aproximar como:

$$\frac{\kappa_r^{TE} h_1}{2} \simeq \frac{\pi}{2} - \frac{\kappa_r^{TE}}{\gamma_p} . \quad (96)$$

En (96), todas las variables conservan su significado físico previamente definido en la sección III.3.3 y los subíndices r y p se han incluido para denotar específicamente al risco y al polímero, respectivamente. De esta manera, sustituyendo γ_p de la relación de dispersión (75) en la ecuación (96), se obtiene:

$$\frac{\kappa_r^{TE} h_1}{2} \simeq \frac{\pi}{2} - \frac{\kappa_r^{TE}}{\sqrt{(\eta_2^2 - \eta_1^2)k_0^2 - (\kappa_r^{TE})^2}} . \quad (97)$$

En (97), η_1 y η_2 denotan los índices de refracción del polímero y del risco, respectivamente. Debido a que $\eta_2 > \eta_1$, generalmente se satisface la desigualdad $(\eta_2^2 - \eta_1^2)k_0^2 \gg (\kappa_r^{TE})^2$ y el radical de (97) se reduce a $\sqrt{(\eta_2^2 - \eta_1^2)k_0^2}$. Por lo tanto, resolviendo κ_r^{TE} de la ecuación reducida (97), la constante de propagación asociada con el modo fundamental TE en el risco se expresa como:

$$\kappa_r^{TE} \simeq \frac{(\pi/2)\sqrt{(\eta_2^2 - \eta_1^2)k_0^2}}{1 + (h_1/2)\sqrt{(\eta_2^2 - \eta_1^2)k_0^2}} . \quad (98)$$

Realizando un desarrollo similar, la constante de propagación κ_r^{TM} asociada con el modo fundamental TM en el risco se expresa como:

$$\kappa_r^{TM} \simeq \frac{(\pi/2)\sqrt{(\eta_2^2 - \eta_1^2)k_0^2}}{(\eta_1/\eta_2)^2 + (h_1/2)\sqrt{(\eta_2^2 - \eta_1^2)k_0^2}} . \quad (99)$$

Con esto, al sustituir (98) y (99) en (73) y posteriormente en (77), se calculan analíticamente los índices efectivos $\eta_{eff,1}^{TE}$ y $\eta_{eff,1}^{TM}$ asociados con la subestructura A.

III.3.4.2 Soluciones analíticas aproximadas para la subestructura B

En esta subestructura, el sistema de ecuaciones por resolver está conformado por la ecuación propia (84) y las relaciones de dispersión (85) y (86). El problema radica nuevamente en las funciones tangentes inversas que aparecen en la ecuación propia (84). Sin embargo, considerando los resultados numéricos obtenidos, se observa que para los valores de índices de refracción que poseen el electrodo, la cubierta y la región homogénea equivalente 1, el argumento de la función tangente inversa también es mayor a uno (aproximadamente mayor a 6). Aplicando la misma aproximación que la utilizada en la subestructura A, la ecuación propia (84) asociada con el modo radiado TE en la subestructura B se puede aproximar como:

$$\kappa_{eq}^{TE} h_2 \simeq \pi + \kappa_{eq}^{TE} \left(\frac{\alpha_1}{\kappa_c \tan \phi_c} - \frac{1}{\gamma_e} \right) , \quad (100)$$

donde todas las variables conservan el mismo significado físico que el definido previamente, y los subíndices eq , c y e denotan a la región homogénea equivalente 1, a la cubierta y al electrodo, respectivamente. Cabe mencionar que en la ecuación (100) se incluyó el factor α_1 con la finalidad de obtener una mejor aproximación de la función

tangente inversa que aparece en la ecuación propia (84). Sustituyendo γ_e y κ_c de las relaciones de dispersión (85) y (86) en la aproximación (100), se obtiene lo siguiente:

$$\kappa_{eq}^{TE} h_2 \simeq \pi + \kappa_{eq}^{TE} \left[\frac{\alpha_1}{\tan \phi_c \sqrt{(\kappa_{eq}^{TE})^2 - [(\eta_{eff,1}^{TE})^2 - \eta_c^2] k_0^2}} - \frac{1}{\sqrt{[(\eta_{eff,1}^{TE})^2 - \eta_e^2] k_0^2 - (\kappa_{eq}^{TE})^2}} \right]. \quad (101)$$

Es importante observar que, en esta subestructura en particular se cumple la equivalencia $\eta_{eff,1}^{TE} \approx \eta_c$. En consecuencia, el segundo término del lado derecho de (101) se reduce a $\alpha_1 / \tan \phi_c$. Por otro lado, se satisfacen también las siguientes desigualdades: $\eta_{eff,1}^{TE} > \eta_e$ y $[(\eta_{eff,1}^{TE})^2 - \eta_e^2] k_0^2 \gg (\kappa_{eq}^{TE})^2$. Con esto, la ecuación propia (101) se reduce a:

$$\kappa_{eq}^{TE} h_2 \simeq \pi + \frac{\alpha_1}{\tan \phi_c} - \frac{\kappa_{eq}^{TE}}{\sqrt{\left[\left(\frac{\eta_{eff,1}^{TE} + \eta_c}{2} \right)^2 - \eta_e^2 \right] k_0^2}}. \quad (102)$$

Finalmente, para que se presente la continuidad del campo eléctrico en la interfase entre la región homogénea equivalente 1 y la cubierta de esta subestructura, en particular se obtiene que $\phi_c \approx \pi/4$. Por lo tanto, resolviendo κ_{eq}^{TE} de (102), la constante de propagación del modo radiado TE asociado con la región homogénea equivalente 2 se expresa como:

$$\kappa_{eq}^{TE} \simeq \frac{(\pi + \alpha_1) \sqrt{\left[\left(\frac{\eta_{eff,1}^{TE} + \eta_c}{2} \right)^2 - \eta_e^2 \right] k_0^2}}{1 + h_2 \sqrt{\left[\left(\frac{\eta_{eff,1}^{TE} + \eta_c}{2} \right)^2 - \eta_e^2 \right] k_0^2}}. \quad (103)$$

Realizando un desarrollo similar, la constante de propagación κ_{eq}^{TM} del modo radiado TM en la región homogénea equivalente 2 se expresa como:

$$\kappa_{eq}^{TM} \simeq \frac{\left[\pi + \alpha_2 \left(\frac{\eta_c}{\eta_{eff,1}^{TM}} \right)^2 \right] \sqrt{\left[\left(\frac{\eta_{eff,1}^{TM} + \eta_c}{2} \right)^2 - \eta_e^2 \right] k_0^2}}{1 + h_2 \sqrt{\left[\left(\frac{\eta_{eff,1}^{TM} + \eta_c}{2} \right)^2 - \eta_e^2 \right] k_0^2}} . \quad (104)$$

De esta manera, al sustituir (103) y (104) en (73) y en posteriormente en (77), se calculan analíticamente los índices efectivos $\eta_{eff,2}^{TE}$ y $\eta_{eff,2}^{TM}$. En este caso, cabe mencionar que se asignaron valores numéricos de 0.7 y 0.8 para los factores α_1 y α_2 , respectivamente. Para tales valores, el error relativo que resulta de la aproximación de la función tangente inversa de las ecuaciones propias (84) y (88) es inferior al 3%.

III.3.4.3 Soluciones analíticas aproximadas para la subestructura C

La aproximación de la ecuación propia (71) asociada con la propagación de un modo fundamental TE en la subestructura C sigue un proceso similar al realizado en la aproximación asociada con la subestructura A. Sin embargo, existen algunas diferencias. Primeramente, debido a que los índices de refracción asociados con la región homogénea equivalente 2 y con el sustrato de esta subestructura son diferentes (aunque muy similares), es necesario utilizar las dos relaciones de dispersión (75)-(76), y no únicamente la relación (75). Posteriormente, considerando los resultados numéricos obtenidos para la subestructura C, se observa que el argumento de la función tangente inversa de (71) es menor que aquellos argumentos relacionados con las subestructuras A y B, aunque sigue siendo mayor a uno (generalmente es menor a 3). Bajo esta condición y con la finalidad de obtener una simplificación razonable, la función tangente inversa de (71) se aproxima en este caso como $\tan^{-1}(x) \approx x$. De esta forma, utilizando dicha aproximación y sustituyendo $\gamma_{eff,2}^{TE}$ y γ_s de (75) y (76) en la ecuación propia (71), se

obtiene lo siguiente:

$$\kappa_f^{TE} h_3 \simeq \frac{\sqrt{(\eta_f^2 - (\eta_{eff,2}^{TE})^2) k_0^2 - (\kappa_f^{TE})^2}}{\kappa_f^{TE}} + \frac{\sqrt{(\eta_f^2 - \eta_5^2) k_0^2 - (\kappa_f^{TE})^2}}{\kappa_f^{TE}} . \quad (105)$$

En esta ecuación, η_f es el índice de refracción local de la región activa y todas las demás variables conservan el mismo significado físico definido anteriormente. Multiplicando ambos lados de (105) por κ_f^{TE} y considerando que $\eta_{eff,2}^{TE} \approx \eta_5$, la ecuación anterior se puede aproximar como:

$$(\kappa_f^{TE})^2 \frac{h_3}{2} \simeq \sqrt{\left(\eta_f^2 - \frac{(\eta_{eff,2}^{TE})^2 + \eta_5^2}{2}\right) k_0^2 - (\kappa_f^{TE})^2} . \quad (106)$$

Finalmente, elevando al cuadrado ambos lados de (106) se obtiene la siguiente ecuación aproximada de cuarto orden:

$$\left(\frac{h_3}{2}\right)^2 (\kappa_f^{TE})^4 + (\kappa_f^{TE})^2 - \left(\eta_f^2 - \frac{(\eta_{eff,2}^{TE})^2 + \eta_5^2}{2}\right) k_0^2 \approx 0 . \quad (107)$$

De esta manera, resolviendo (107) para κ_f^{TE} , se obtiene la constante de propagación del modo fundamental TE asociada con la región central de la subestructura equivalente C, la cual se expresa como:

$$\kappa_f^{TE} \simeq \sqrt{\frac{-B^{TE} + \sqrt{(B^{TE})^2 - 4A^{TE}C^{TE}}}{2A^{TE}}} , \quad (108)$$

donde las variables A^{TE} , B^{TE} y C^{TE} están definidas como:

$$A^{TE} = \left(\frac{h_3}{1.58}\right)^2 , \quad (109)$$

$$B^{TE} = 1 , \quad (110)$$

$$C^{TE} = \left(\frac{(\eta_{eff,2}^{TE})^2 + \eta_5^2}{2} - \eta_4^2\right) k_0^2 . \quad (111)$$

Procediendo de manera completamente análoga, la constante de propagación del modo fundamental TM asociada con la región central de la subestructura equivalente C se expresa como:

$$\kappa_f^{TM} \simeq \sqrt{\frac{-B^{TM} + \sqrt{(B^{TM})^2 - 4A^{TM}C^{TM}}}{2A^{TM}}} , \quad (112)$$

donde las variables A^{TM} , B^{TM} y C^{TM} están definidas como:

$$A^{TM} = \left(\frac{h_3}{0.79}\right)^2 \left(\frac{\eta_5^2 (\eta_{eff,2}^{TM})^2}{\eta_4^2 (\eta_5^2 + (\eta_{eff,2}^{TM})^2)}\right)^2 , \quad (113)$$

$$B^{TM} = 0.82 , \quad (114)$$

$$C^{TM} = \left(\frac{(\eta_{eff,2}^{TM})^2 + \eta_5^2}{2} - \eta_4^2\right) k_0^2 . \quad (115)$$

Cabe mencionar que, de manera similar a lo realizado en la solución analítica aproximada para la subestructura B, en las ecuaciones (109), (113) y (114) se consideran los factores 1.58, 0.79 y 0.82 en lugar de los factores 2, 2 y 1, respectivamente. Esto se realiza así para obtener una mejor aproximación de los resultados analíticos con los numéricos y se justifica porque estrictamente no se satisface la aproximación $\tan^{-1}(x) \approx x$ aplicada en la ecuación propia (71). De esta forma, al sustituir (108) y (112) en (73) y posteriormente sustituyendo el anterior resultado en (77), se calculan los índices efectivos η_{eff}^{TE} y η_{eff}^{TM} que determinan la birrefringencia de la subestructura C y en consecuencia la birrefringencia de la región activa del SOA.

A manera de resumen comparativo, en la Tabla III se muestran los resultados de los índices efectivos calculados numéricamente y los obtenidos mediante las aproximaciones analíticas en cada una de las subestructuras equivalentes. Los índices efectivos correspondientes con la subestructura C determinan la birrefringencia estructural que

posee la guía de onda del SOA, la cual fue calculada en ausencia de excitación óptica externa, con una corriente de inyección eléctrica de 500 mA , una longitud de onda de 1562 nm y un índice de refracción local $\eta_4 = 3.514$.

Para terminar esta sección, es importante resaltar que al obtenerse soluciones analíticas para conjuntos de ecuaciones propias y relaciones de dispersión, se establece un sistema completo de ecuaciones que permite calcular las constantes de propagación y los índices efectivos asociados con los modos fundamentales de propagación para SOAs masivos con la estructura de risco estudiada. En otras palabras, las expresiones analíticas derivadas de nuestro trabajo son válidas para una gama de valores de los índices de refracción de los materiales que conforman a una heteroestructura tipo risco como la estudiada, y no exclusivamente para ciertos valores exactos de tales parámetros.

Tabla III: Comparación entre los índices efectivos calculados numéricamente y los obtenidos mediante las aproximaciones analíticas en cada una de las subestructuras equivalentes. Tales subestructuras conforman la guía de onda del SOA estudiado en el presente trabajo y los correspondientes índices efectivos determinan la birrefringencia estructural del SOA. En este caso, las condiciones de operación son: ausencia de excitación óptica externa, corriente de inyección eléctrica de 500 mA , longitud de onda de 1562 nm e índice de refracción local $\eta_4 = 3.514$.

	CÁLCULO NUMÉRICO	APROXIMACIÓN ANALÍTICA
$\eta_{eff,1}^{TE}$ (Subestructura A)	3.152	3.152
$\eta_{eff,1}^{TM}$ (Subestructura A)	3.150	3.150
$\eta_{eff,2}^{TE}$ (Subestructura B)	3.079	3.150
$\eta_{eff,2}^{TM}$ (Subestructura B)	3.068	3.064
η_{eff}^{TE} (Subestructura C)	3.272	3.2723
η_{eff}^{TM} (Subestructura C)	3.242	3.2426

III.4 Resumen

En este capítulo se ha presentado un modelo general que permite describir el fenómeno no lineal de la XPolM dentro de un SOA masivo bajo la hipótesis de que la birrefringencia inducida es el principal mecanismo responsable en la manifestación de dicho fenómeno.

Para este efecto, primeramente se consideró que la región activa del SOA bajo estudio está compuesta por un conjunto de sistemas de dos niveles homogéneamente distribuidos. Posteriormente se aplicó la ecuación de Schrödinger a cada uno de tales sistemas de dos niveles para describir la evolución en el tiempo de las amplitudes de probabilidad de que un electrón tenga una energía determinada. Así mismo, se planteó la ecuación de la matriz de densidad y se obtuvo una ecuación de evolución que describe la dinámica de los portadores en la región activa de un SOA. En general, con esta ecuación se puede analizar la perturbación que provoca la propagación de un campo electromagnético en el medio amplificador de tal dispositivo. En este sentido, se plantearon ecuaciones que permiten analizar diferentes variables de interés en este trabajo de tesis, tales como la ganancia material y el índice de refracción local. En efecto, debido a que se utiliza un modelo por secciones, fue posible obtener expresiones que describen la evolución longitudinal de las variables mencionadas a todo lo largo del amplificador bajo estudio.

La siguiente etapa del análisis fue estimar las birrefringencias estructural e inducida que posee la guía de onda del SOA. Para tal efecto, primeramente se analizó una guía de onda dieléctrica tipo barra y se obtuvieron expresiones que permiten calcular los índices efectivos asociados con los modos fundamentales de propagación TE y TM de esta guía de onda. Posteriormente, se describió de manera general el método del índice

efectivo y la forma particular en que éste se puede aplicar para analizar una estructura complicada como aquella que compone la guía de onda del SOA. En este caso, se propuso una metodología o secuencia de análisis basada en la identificación y simplificación de subestructuras, de tal forma que la compleja heteroestructura del SOA se pudo analizar como una guía de onda generalizada tipo barra. Además, en este capítulo se propuso, por primera vez a nuestro conocimiento, un conjunto de ecuaciones que permiten calcular analíticamente las birrefringencias estructural e inducida de un SOA masivo con una estructura tipo risco. La validez de las ecuaciones y las aproximaciones utilizadas se discutió mediante una tabla comparativa que muestra los índices efectivos calculados tanto numérica como analíticamente.



CAPÍTULO IV

CARACTERIZACIÓN EXPERIMENTAL DEL FENÓMENO DE LA MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN EN UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR MASIVO

IV.1 Introducción

En este capítulo se describe el arreglo experimental que se utilizó para realizar la caracterización del fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización (XPoLM) dentro de un amplificador óptico de semiconductor masivo (SOA). Dicha caracterización experimental se llevó a cabo en el Laboratorio de Comunicaciones Ópticas del Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones del CICESE y es de suma importancia para poder comparar y validar el modelo teórico que fue desarrollado y descrito en el Capítulo III.

Es pertinente mencionar que antes de realizar la caracterización de la XPolM, se realizó previamente una evaluación típica del SOA bajo estudio y de los principales componentes utilizados en el banco experimental. En el caso particular de la evaluación típica del SOA, primeramente se estimaron las pérdidas por inserción y captura que experimenta un haz de prueba al ser inyectado y recuperado del amplificador. Posteriormente se obtuvieron las curvas de emisión espontánea amplificada en ambas facetas de entrada y salida del SOA, así como las curvas de ganancia en pequeña señal. En ambos casos, tales curvas se obtuvieron para diferentes corrientes de inyección eléctrica del amplificador. De manera similar, las curvas de ganancia en pequeña señal se obtuvieron considerando diferentes potencias de entrada, longitudes de onda y orientaciones del estado de polarización lineal del haz de prueba introducido al SOA. Cabe resaltar que con la finalidad de evitar desviar la atención del lector del objetivo principal del presente capítulo, el cual es la discusión de la caracterización de la XPolM, los detalles más importantes de la evaluación típica del SOA y de los principales componentes utilizados en el banco experimental se encuentran en el Apéndice A, al final de este trabajo de tesis.

En particular, la caracterización de la XPolM se realizó bajo la siguiente metodología. Primeramente se hizo una revisión de los trabajos relacionados con el fenómeno de la XPolM que han sido desarrollados previamente dentro del grupo de Comunicaciones Ópticas de CICESE. Considerando los resultados obtenidos en tales trabajos y las condiciones de operación que propician la mayor manifestación de la XPolM en un SOA similar al utilizado en este trabajo de tesis, se realizó una caracterización inicial de éste fenómeno. En dicha caracterización inicial se mantuvieron constantes las longitudes de onda de los haces de control y de prueba (1558 y 1562 *nm*, respectivamente), así como la corriente de inyección eléctrica del SOA (500 *mA*). En estas condiciones de

operación, se identificaron las orientaciones de los estados de polarización lineales y el intervalo de potencias de entrada de ambos haces para los que se presenta la máxima modificación o rotación del estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA. Posteriormente, considerando como referencia tales orientaciones en los estados de polarización lineal de los haces de control y de datos, se obtuvo la evolución del estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA pero ahora para diferentes longitudes de onda de ambos haces.

Con todo esto, se obtiene un conjunto considerable de mediciones experimentales que proporcionan la información suficiente para realizar la comparación y validación del modelo desarrollado en este trabajo de tesis.

IV.2 Caracterización de la XPolM manteniendo constantes las longitudes de onda de los haces de control y de datos

Como se discutió en el Capítulo II, el fenómeno de la XPolM se entiende como una modificación del estado de polarización de un haz de datos, provocado por un cambio en la potencia, el estado de polarización o la longitud de onda de un haz de control relativamente intenso, propagándose simultáneamente dentro del SOA. Esto significa que para realizar una caracterización experimental completa de dicho fenómeno no lineal, se tendría que cuantificar y analizar la rotación del estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA en función del efecto combinado de las tres variables implicadas (potencia, longitud de onda y estado de polarización), tanto en el haz de control

como en el haz de datos. Sin embargo, es pertinente mencionar que dentro del Grupo de Comunicaciones Ópticas del Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones de CICESE, ya se han realizado importantes avances con respecto a la caracterización experimental de este fenómeno no lineal. Por ejemplo, considerando longitudes de onda específicas, se han encontrado intervalos de potencias y estados de polarización de los campos de control y de datos que permiten una óptima implementación de algunas funciones completamente ópticas tales como la conversión en longitud de onda (Beas-Bujanos, 2003), la conmutación óptica (Soto-b *et al.*, 2001), las operaciones binarias basadas en puertas lógicas (Soto *et al.*, 2003) y la codificación de señales de 2 a 4 niveles para la instrumentación de multiplexores ópticos (Soto and A.Gutiérrez, 2006). De manera similar, bajo ciertas condiciones de operación, se ha realizado una caracterización específica cuyos datos experimentales fueron útiles para describir el fenómeno de la XPolM considerando la teoría de modos acoplados (Solís-Trápala, 2006) y para analizar la respuesta en frecuencia de dicho fenómeno (Albores-Mejía, 2007). Así mismo, se ha realizado un estudio teórico y experimental sobre el efecto que el fenómeno de la XPolM ejerce sobre la eficacia de conversión de un proceso de mezcla de cuatro ondas desarrollado dentro de un SOA (Acosta-Enríquez, 2006). Las principales condiciones de operación del SOA y las características (potencia y longitud de onda) de los haces de control y de datos bajo las cuales se han obtenido todos estos resultados experimentales se resumen en la Tabla IV.

Considerando los resultados obtenidos en los trabajos previamente mencionados, en la presente sección se describe una caracterización del fenómeno de la XPolM en la que se utilizan los intervalos de potencias, longitudes de onda y estados de polarización de los haces de control y de datos, en donde anteriormente se han encontrado los respectivos parámetros que maximizan a dicho fenómeno. Para este efecto, en la Figura 24 se

muestra un bosquejo del arreglo experimental utilizado para la caracterización de la XPolM desarrollada dentro del SOA masivo bajo estudio. En este caso, el haz de control se obtiene de un láser sintonizable en longitud de onda de la compañía JDS Uniphase, modelo SWS-15101. Su intervalo de sintonización es de 1520 a 1600 nm , proporcionando

Tabla IV: Principales características de operación de los SOAs, así como de los haces de control y de datos utilizados en algunos de los trabajos desarrollados anteriormente dentro del grupo de Comunicaciones Ópticas de CICESE. Las etiquetas [1] a [6] corresponden respectivamente a las referencias: Beas-Bujanos, 2003; Solís-Trápala, 2006; Albores-Mejía, 2007; Soto-b *et al*, 2001; Soto *et al*, 2003; Soto y Gutiérrez, 2006.

PARÁMETRO	[1]	[2]	[3]
Tipo	Bulk - OptoSpeed SOA 1550 CRI / x-1500	Bulk - OptoSpeed SOA 1550 CRI / x-1500	Bulk - OptoSpeed SOA 1550 CRI / x-1500
Longitud aproximada del SOA	1.5 mm	1.5 mm	1.5 mm
Corriente de inyección eléctrica	500 mA	500 mA	400 mA
Temperatura de la región activa	22 °C	22 °C	20 °C
Ganancia de un solo paso	26 dB	33 dB	
Dependencia al estado de polarización	6 dB		
Longitud de onda central a la corriente indicada	1558 nm	1550 nm	1550 nm
Longitud de onda del haz de control	1550, 1555 y 1560 nm	1558 nm	
Potencia pico del haz de control a la entrada del SOA	-14.5 a 1.5 dBm	-33 a 2.1 dBm	
Polarización del haz de control a la entrada del SOA	Lineal desde 0 hasta 180°	Lineal desde 0 hasta 180°	
Longitud de onda del haz de datos	1545, 1550, 1555 1560 y 1564 nm	1556 y 1562 nm	1558, 1562 y 1564 nm
Potencia pico del haz de datos a la entrada del SOA	-9 dBm	-3.9 a 5.9 dBm	-13 a 1.6 dBm
Polarización del haz de datos a la entrada del SOA	Lineal desde 0 hasta 180°	Lineal desde 0 hasta 360°	Lineal desde 0 hasta 360°

Tabla IV (continuación).

PARÁMETRO	[4]	[5]	[6]
Tipo	Bulk ETH-Zurich	Bulk ETH-Zurich	Bulk
Longitud aproximada del SOA	1.5 mm	1.5 mm	1.5 mm
Corriente de inyección eléctrica	500 mA	500 mA	500 mA
Temperatura de la región activa			25 °C
Ganancia de un solo paso	30 dB	30 dB	
Dependencia al estado de polarización	3 dB	3 dB	
Longitud de onda central a la corriente indicada	1560 nm	1560 nm	1557.5 nm
Longitud de onda del haz de control	1564.1 nm	1556 nm	1558 y 1560 nm
Potencia pico del haz de control a la entrada del SOA	0.3 mW (ON) y 0 mW (OFF)	0.2 mW (ON) y 0 mW (OFF)	0.55 mW (ON) y 0 mW (OFF)
Polarización del haz de control a la entrada del SOA	Lineal a 90°	Lineal a 100°	Lineal a 0°
Longitud de onda del haz de datos	1563.8 nm	1558.4 nm	1554 nm
Potencia pico del haz de datos a la entrada del SOA	40 μW	0.1 mW	150 μW
Polarización del haz de datos a la entrada del SOA	Lineal a 90°	Lineal a 90°	Lineal a 45°

una potencia promedio máxima de 2 dBm y una potencia pico máxima de -6 dBm aproximadamente, en todo este intervalo de longitudes de onda. Para incrementar la potencia pico del haz de control a la entrada del SOA, se utilizó un amplificador de fibra contaminada con erbio (EDFA, Erbium Dopped Fiber Amplifier) de la compañía Nuphoton Technologies, Modelo NP2000-PS, el cual proporciona una ganancia máxima de 30 dB en el intervalo de 1550 a 1568 nm, aproximadamente. Además, para facilitar la variación en potencia del haz de control que se inyecta al SOA, se utilizó un atenuador

variable (Variable Optical Attenuator, VOA) de la compañía Hewlett Packard, Modelo HP 8156A. El haz de datos se obtiene de un láser sintonizable modelo Nanotronics 3645 HE 1550, el cual presenta una potencia pico máxima de 0.3 dBm aproximadamente, para longitudes de onda en el intervalo de 1530 a 1570 nm . La corriente eléctrica necesaria para la operación de este láser es suministrada por un controlador construido por la compañía ILX Lightwave, modelo LDX-3412. Los controladores de polarización PC-1 y PC-2, en conjunto con los polarizadores lineales Pol-1 y Pol-2, se utilizan para ajustar la orientación del estado de polarización lineal de los haces de control y de datos a la entrada del SOA, respectivamente. Estos haces se introducen simultáneamente al amplificador a través de un cubo combinador / separador de haces (BS, Beam Splitter), construido por la compañía Newport, modelo 05BC16NP-11. Las características del SOA masivo utilizado en este trabajo fueron descritas en el Capítulo II. A la salida del SOA se utiliza un filtro óptico pasa-banda para suprimir las componentes espectrales del haz de control y parte de la emisión espontánea amplificada del SOA.

Cabe resaltar que, en el arreglo experimental mostrado en la Figura 24, el uso del filtro óptico pasa-banda es de suma importancia para asegurar que la señal óptica que

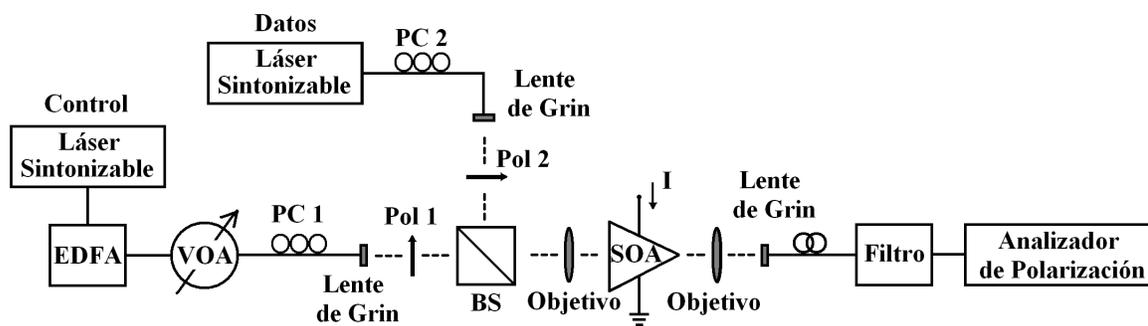


Figura 24: Arreglo experimental utilizado para caracterizar el fenómeno de la XPolM desarrollado dentro del SOA masivo bajo estudio.

recibe el detector del analizador de polarización está constituida fundamentalmente por el haz de datos que se desea analizar, excluyendo así al haz de control y a la emisión espontánea amplificada (ASE, Amplified Spontaneous Emission). En efecto, se utilizaron dos filtros ópticos en cascada, cada uno con una banda de paso de 0.8 nm , permitiendo una banda de paso efectiva de 0.5 nm aproximadamente sin supresión significativa de la potencia del haz de datos.

Por otro lado, la medición de los estados de polarización del haz de datos se realiza con un analizador de polarización construido por la compañía Hewlett Packard, modelo 8509B. Bajo un procedimiento *ad hoc*, dicho analizador de polarización es capaz de compensar el efecto, en el estado de polarización de la señal de interés, de la birrefringencia existente en los segmentos de fibra óptica y en los diversos dispositivos ópticos pasivos utilizados en el sendero óptico que liga al punto de medición con el instrumento de medición. En efecto, éste analizador de polarización calcula la matriz de Jones del sendero óptico antes mencionado, así como la matriz inversa de tal medición. Una mayor información relacionada con la matriz de Jones y con el proceso de compensación de la birrefringencia puede consultarse en (Goldstein, 2003) y (Agilent-Technologies, 2002), respectivamente.

En concreto, la metodología seguida en este trabajo para caracterizar la XPolM consiste primeramente en determinar el cambio máximo en el estado de polarización que sufre el haz de datos, desde un punto de partida en el que se mantienen constantes las longitudes de onda de los haces de control y de datos, así como la corriente de inyección eléctrica del SOA. Los parámetros por fluctuar son la orientación de los estados de polarización lineales y las potencias de ambos haces. Los detalles de tal caracterización se discuten en la presente sección. Posteriormente, considerando como referencia las orientaciones en los estados de polarización lineales de ambos haces que producen el

mayor cambio en el estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA, se determina éste último parámetro pero ahora en función de las longitudes de onda de los haces involucrados. Los detalles de tal caracterización se discutirán en la siguiente sección.

Es pertinente mencionar que los estados de polarización del haz de datos se obtienen mediante la medición de los correspondientes parámetros de Stokes proporcionados por el analizador de polarización HP 8509B. En efecto, tales parámetros están constituidos por un conjunto de cuatro cantidades reales que pueden medirse físicamente y que describen completamente el estado de polarización de un campo eléctrico, el cual puede expresarse como $\vec{E}(t) = \hat{i}E_x(t) + \hat{j}E_y(t)$. En este caso, $E_x(t)$ y $E_y(t)$ representan la variación temporal de las componentes transversales del campo eléctrico apuntando en las direcciones indicadas por los vectores unitarios \hat{i} y \hat{j} . En general, tales componentes transversales se pueden expresar en función del tiempo como:

$$E_x(t) = E_{0x}(t) \cos(\omega t + \delta_x(t)) , \quad (116)$$

$$E_y(t) = E_{0y}(t) \cos(\omega t + \delta_y(t)) , \quad (117)$$

donde $E_{0x,0y}(t)$ y $\delta_{x,y}(t)$ son sus amplitudes y fases instantáneas, respectivamente, y ω es su frecuencia angular. De esta manera, los parámetros de Stokes asociados con el campo eléctrico $\vec{E}(t) = \hat{i}E_x(t) + \hat{j}E_y(t)$ se definen como (Goldstein, 2003; Brosseau, 1998):

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 , \quad (118)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 , \quad (119)$$

$$S_2 = 2 E_{0x} E_{0y} \cos(\delta) , \quad (120)$$

$$S_3 = 2 E_{0x} E_{0y} \sin(\delta) , \quad (121)$$

donde $\delta = \delta_y(t) - \delta_x(t)$.

De las definiciones (118) a (121) se obtiene la interpretación física de cada parámetro de Stokes, encontrando que el parámetro S_0 representa a la irradiancia total del campo electromagnético, S_1 representa la tendencia hacia una polarización lineal horizontal o vertical del campo electromagnético. Así mismo, S_2 representa la tendencia hacia una polarización lineal con inclinación a $+45^\circ$ o -45° , y S_3 representa la tendencia hacia una polarización circular orientada hacia la derecha o hacia la izquierda.

Un aspecto importante derivado de los parámetros de Stokes es que el estado de polarización de un haz también puede representarse gráficamente como un vector o un punto sobre una esfera denominada *esfera de Poincaré*. Dicha esfera es una representación tridimensional del estado de polarización de un haz en la que cada uno de sus tres ejes ortogonales contiene los posibles valores de los parámetros S_1 , S_2 y S_3 , respectivamente. En particular, cuando se utilizan parámetros de Stokes normalizados, es decir, $s_1 = S_1/S_0$, $s_2 = S_2/S_0$ y $s_3 = S_3/S_0$, se forma una terna ordenada que produce un vector unitario si el grado de polarización del haz bajo estudio es del 100%. En este caso, dicho vector puede graficarse en una esfera de Poincaré de radio unitario y representa un estado de polarización único del campo electromagnético en cuestión. A manera de ejemplo ilustrativo, en la Figura 25 se bosqueja la esfera unitaria de Poincaré y se indica la localización de algunos estados de polarización bien definidos tales como: lineal horizontal $(1, 0, 0)$, lineal vertical $(-1, 0, 0)$, lineal a 45° $(0, 1, 0)$, circular izquierda $(0, 0, -1)$ y circular derecha $(0, 0, 1)$. Con la finalidad de evitar confusión en la notación, cabe resaltar que en la Figura 25 se ha asignado un sistema coordenado cuyos vectores unitarios \hat{i} , \hat{j} y \hat{k} no corresponden a aquellos del sistema coordenado asig-

nado para el análisis de las guías de onda discutidas en el Capítulo III. Considerando la representación en la esfera unitaria de Poincaré, todos los puntos localizados sobre el ecuador de dicha esfera denotan polarizaciones lineales. A medida que la ubicación de tales puntos se desplaza hacia los polos de la esfera, se representan polarizaciones elípticas. Finalmente, en los polos norte y sur de la esfera se representan las polarizaciones circulares derecha e izquierda, respectivamente. Otra representación gráfica alternativa es a través de una elipse de polarización, cuya inclinación y elipticidad se obtienen también a partir de los parámetros de Stokes.

Comenzando con la caracterización de la XPolM, ésta se realiza suministrando una corriente de inyección eléctrica del amplificador igual a 500 mA y especificando longitudes de onda para los haces de control y de datos que se encuentran dentro del intervalo

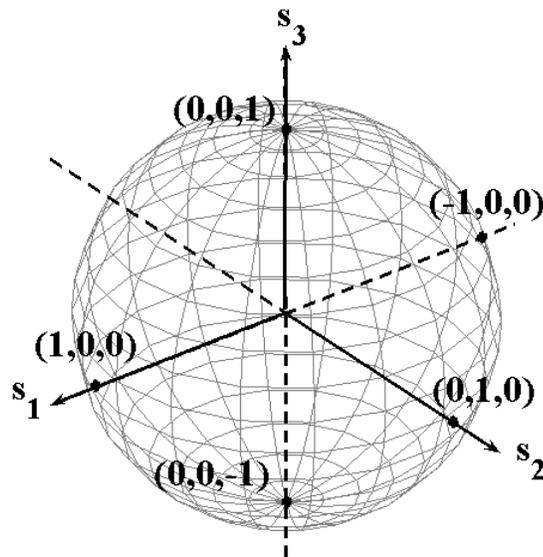


Figura 25: Bosquejo de la representación tridimensional en la esfera unitaria de Poincaré del estado de polarización que posee un campo eléctrico. Los puntos (\bullet) representan los siguientes estados de polarización: lineal horizontal $(1,0,0)$, lineal vertical $(-1,0,0)$, lineal a 45° $(0,1,0)$, circular izquierda $(0,0,-1)$ y circular derecha $(0,0,1)$.

de mayor amplificación del SOA. En particular, se seleccionan las longitudes de onda de 1558 y 1562 nm, respectivamente. Por otro lado, considerando la caracterización de la ganancia de un solo paso del SOA, la cual se discute en el Apéndice A de este escrito de tesis, se selecciona una potencia pico de -15 dBm para el haz de datos a la entrada del SOA. Dicha selección se justifica porque para tal potencia de entrada, el SOA está en el límite de la operación en régimen lineal y en consecuencia el haz de datos no provoca una perturbación significativa en el medio amplificador. En contraparte, la potencia pico del haz de control se selecciona en el intervalo de -30 a 0 dBm, con incrementos de 1 dB. Cabe notar que para potencias en el intervalo de -30 a -15 dBm, el haz de control teóricamente no perturba significativamente al medio amplificador. Sin embargo, la inclusión de dicho intervalo de potencias permite verificar, tanto la hipótesis anterior, como aquella que supone que el haz de datos no perturba al medio debido a su baja potencia óptica. Con relación a sus estados de polarización, en un primer experimento, el haz de control se introduce al SOA con una polarización lineal horizontal, mientras que el haz de datos se introduce con una polarización lineal cuya orientación se varía desde 0° hasta 180° , con incrementos de 15° . Cabe resaltar que la orientación del estado de polarización lineal del haz de datos se realiza girando apropiadamente el polarizador Pol-2 indicado en el arreglo experimental bosquejado en la Figura 24.

En este sentido, utilizando la representación en la esfera de Poincaré de radio unitario y las condiciones de operación mencionadas anteriormente, en las Figuras 26a a 26d se muestra la evolución del estado de polarización del haz de datos, que se obtiene a la salida del amplificador, cuando la orientación de su estado de polarización lineal y la potencia del haz de control son variadas a la entrada del SOA. Los resultados mostrados en las Figuras 26a, 26b, 26c y 26d se obtuvieron para orientaciones del estado de polarización lineal del haz de datos de 0° a 45° , de 60° a 90° , de 90° a

120°, y de 135° a 180°, respectivamente. Cabe mencionar que por motivos de claridad en la presentación de los resultados, en todas las figuras antes mencionadas los ejes coordenados de las diferentes esferas unitarias de Poincaré no se encuentran orientados en la misma dirección.

Considerando los resultados mostrados en las Figuras 26a y 26b, se puede observar que cuando el haz de datos se introduce al SOA con una polarización lineal horizontal $(s_1, s_2, s_3) = (1, 0, 0)$ o vertical $(s_1, s_2, s_3) = (-1, 0, 0)$, la variación en potencia del haz de control no provoca una modificación significativa en el estado de polarización de dicho haz de datos a la salida del amplificador. En otras palabras, en la representación de la esfera unitaria de Poincaré se obtienen puntos cercanos al eje coordenado $s_1 = +1$ y $s_1 = -1$, respectivamente. Por otro lado, cuando se incrementa progresivamente la orientación del haz de datos desde 0° hasta 60° a la entrada del SOA, su estado de polarización va experimentando una modificación cada vez mayor como respuesta al cambio en la potencia del haz de control. Así por ejemplo, cuando el haz de datos posee una orientación de 60° a la entrada del SOA, su estado de polarización a la salida del amplificador experimenta una modificación considerable, comenzando en una polarización elíptica, pasando a una circular derecha y terminando en una lineal. En efecto, como se discutirá en párrafos posteriores, con la orientación de 60° del haz de datos a la entrada del SOA, dicho haz experimenta la mayor modificación en su estado de polarización a la salida del amplificador. Posteriormente, al incrementarse la orientación del haz de datos desde 60° hasta 90°, la modificación en su estado de polarización a la salida del SOA va disminuyendo progresivamente, presentando un comportamiento similar a aquel que se observa desde 45° a 0°.

Considerando los resultados mostrados en las Figuras 26c y 26d, se observa que para una inclinación del estado de polarización del haz de datos en el intervalo de 90° a 180°

a la entrada del SOA, su estado de polarización a la salida del amplificador experimenta un comportamiento análogo a aquel que se presenta de 0° a 90° . La mayor diferencia

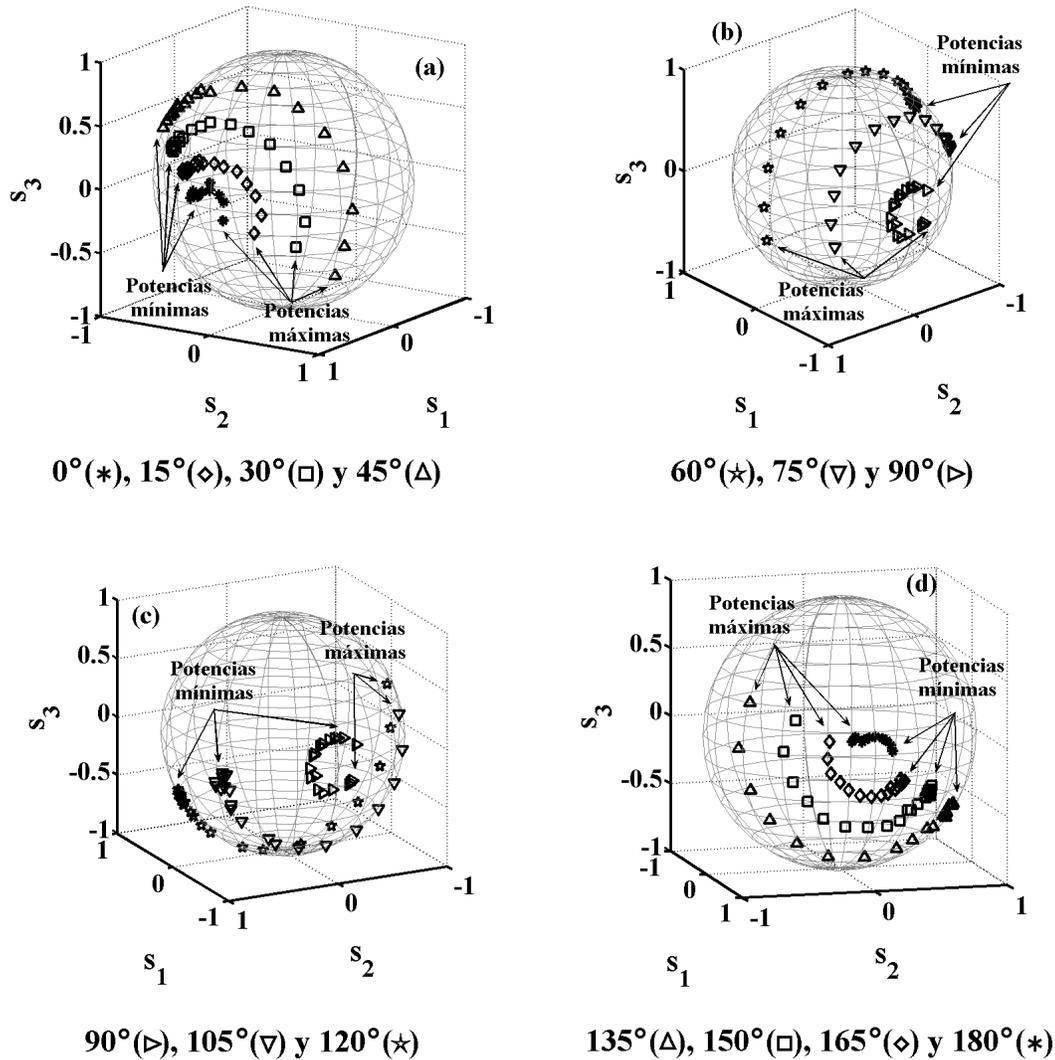


Figura 26: Representación en la esfera unitaria de Poincaré de los estados de polarización del haz de datos obtenido a la salida del SOA, provocados por un cambio en la potencia del haz de control. El haz de datos se introduce al amplificador con una potencia pico de -15 dBm , una longitud de onda de 1562 nm y las inclinaciones de su estado de polarización lineal están indicadas al pie de cada gráfica. El haz de control se introduce con una potencia variable desde -30 dBm (potencia mínima) hasta 0 dBm (potencia máxima) y con un estado de polarización lineal horizontal.

observada es que en el intervalo de 0° a 90° , el estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA comienza generalmente en el hemisferio superior de la esfera de Poincaré y experimenta una modificación con la que el estado de polarización final puede presentarse en éste mismo hemisferio o en alguna parte del hemisferio inferior de dicha esfera. Por otro lado, en el intervalo de 90° a 180° ocurre un comportamiento inverso, comenzando en el hemisferio inferior y experimentando una modificación que puede terminar en alguna parte del hemisferio superior de la esfera de Poincaré.

Cabe mencionar que se realizó un experimento posterior en el que se analizó también la modificación del estado de polarización que experimenta el haz de datos cuando se introduce al SOA con una orientación lineal en el intervalo de 180° a 360° . Los resultados obtenidos fueron completamente similares a los mostrados en las Figuras 26a - 26d. De la misma manera, se realizó un experimento análogo a los descritos anteriormente, con condiciones de operación idénticas en el SOA y en el haz de datos, cambiando únicamente la orientación del haz de control a la entrada del amplificador. En particular, el haz de control se inyectó al SOA con una polarización lineal vertical, en coincidencia con el eje propio que está asociado con el modo de propagación transversal magnético de su guía de onda. En este caso, se obtuvo nuevamente un comportamiento similar a aquel que se presenta con la inyección del haz de control con una polarización lineal horizontal y cuyos resultados se mostraron en las Figuras 26. Sin embargo, como se discutirá en párrafos posteriores, la mayor diferencia observada fue que el haz de datos experimenta una menor modificación o excursión en la esfera de Poincaré provocada por un cambio en su orientación y en la potencia del haz de control a la entrada del amplificador.

Continuando con la discusión de los resultados experimentales bosquejados en las Figuras 26a - 26d, ahora se mostrará una perspectiva diferente de aquella visualizada

en la esfera unitaria de Poincaré. En otras palabras, en las Figuras 27a - 27d se muestra una gráfica bidimensional de los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 . Tales parámetros, en efecto, son los mismos que aquellos utilizados en la graficación de las esferas unitarias de Poincaré bosquejadas en las Figuras 26a - 26d, pero ahora describen la evolución bidimensional del estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA, provocada por un cambio en la orientación de su polarización lineal y en la potencia del haz de control.

Una observación importante derivada de los resultados experimentales ilustrados en las Figuras 27a - 27d es la siguiente. A medida que se incrementa la potencia del haz de control a la entrada del SOA, los parámetros de Stokes s_1 y s_2 asociados con el estado de polarización del haz de datos, medidos a la salida del amplificador, describen líneas verticales *paralelas* al eje s_2 , con una componente s_1 aproximadamente constante. Este comportamiento se presenta para todas las orientaciones bajo estudio del estado de polarización del haz de datos en el semi-ciclo completo de 0° a 180° .

Para analizar con mayor detalle este resultado, se considerarán las definiciones (119) y (120) de los parámetros de Stokes discutidas en párrafos anteriores. Primeramente, el hecho de presentarse un comportamiento de $s_1 = (E_{0x}^2 - E_{0y}^2)/S_0 \simeq \text{constante}$ para todo el intervalo de variación en potencia del haz de control, implica lo siguiente. Aún cuando la región activa del SOA es perturbada por dicho haz de control, las ganancias de simple paso experimentadas por cada componente ortogonal E_{0x} y E_{0y} del haz de datos conservan aproximadamente una misma proporción.

Además de esto, otra implicación importante está relacionada con el hecho de que se presenta simultáneamente un comportamiento de $s_2 = (2E_{0x}E_{0y} \cos(\delta))/S_0 \simeq \text{variable}$. En otras palabras, para las condiciones de operación consideradas en el experimento bajo estudio, la modificación en el estado de polarización del haz de datos a la salida del

SOA es fundamentalmente debida al desfase inducido δ entre las componentes ortogonales de dicho haz. Tal desfase inducido es provocado por un cambio en la potencia del haz de control que se propaga y en consecuencia perturba a la guía de

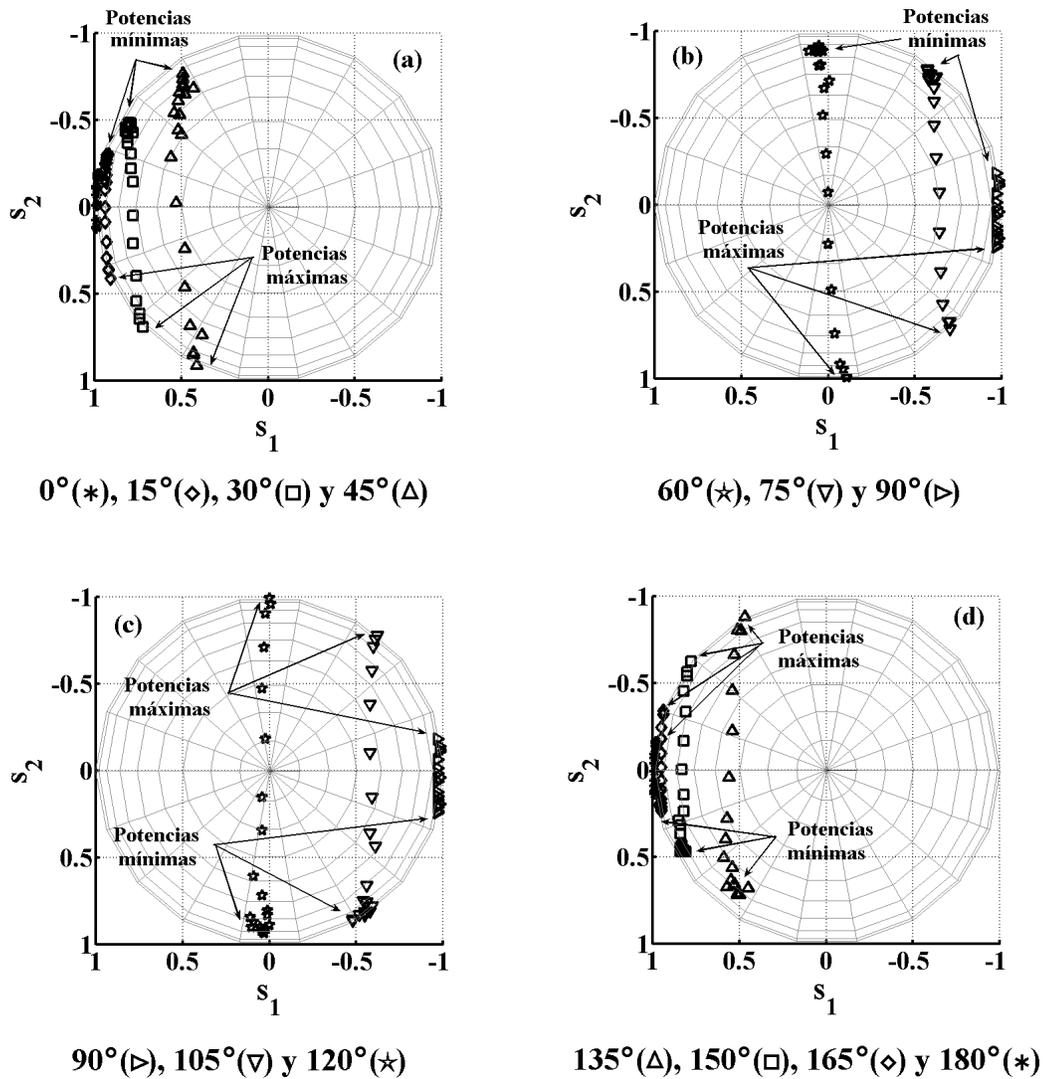


Figura 27: Representación bidimensional de los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 que describen los estados de polarización del haz de datos obtenido a la salida del SOA, provocados por un cambio en la potencia del haz de control. Las condiciones de operación y la asociación de los símbolos para las diferentes polarizaciones del haz de datos son iguales a aquellas indicadas en la Figura 26.

onda del SOA.

Esto quiere decir que, con los resultados de la caracterización experimental del fenómeno de la XPolM descrita hasta esta parte del presente Capítulo IV, se demuestra que la principal contribución en la manifestación de dicho fenómeno no lineal es la birrefringencia inducida entre las componentes ortogonales del haz de datos, la cual es provocada por la propagación de un haz intenso de control.

En este punto, cabe mencionar que utilizando los parámetros de Stokes y su representación en la esfera unitaria de Poincaré, se puede establecer una forma de cuantificar la modificación o la rotación del estado de polarización de un haz de datos (o de prueba), producida por un cambio en la potencia de un haz de control. Dicha cuantificación se realiza a través de la estimación del ángulo entre los vectores (o la distancia angular) que describen sus estados de polarización obtenidos para una mínima y una máxima potencia del haz de control, como se bosqueja en la Figura 28.

En este caso, considerando como referencia los vectores \vec{u} y \vec{v} que unen el centro de la esfera de Poincaré con las respectivas posiciones en donde se localizan los estados de polarización del haz de datos obtenidos para una potencia mínima y una potencia máxima del haz de control, la cuantificación de la XPolM estará determinada por la distancia angular α que existe entre estos dos vectores. Dicha distancia angular puede ser calculada utilizando el producto escalar (Weber and G.B.Arffen, 2001):

$$\cos(\alpha) = \frac{\vec{u} \cdot \vec{v}}{|\vec{u}| |\vec{v}|} , \quad (122)$$

donde $\vec{u} = (s_{1,i}, s_{2,i}, s_{3,i})$, $\vec{v} = (s_{1,f}, s_{2,f}, s_{3,f})$, y las variables s_x representan a los parámetros de Stokes normalizados del haz de datos, los cuales se miden utilizando el analizador de polarización. En estas expresiones, los subíndices i y f denotan, respectivamente, a los estados de polarización inicial (potencia mínima del haz de control)

y final (potencia máxima del haz de control) del haz de datos obtenidos a la salida del SOA.

Cabe aclarar que la máxima distancia angular α es, en efecto, proporcional al doble del ángulo de rotación real α' del estado de polarización, de tal forma que éste puede determinarse como:

$$\alpha' = \frac{1}{2} \cos^{-1} \left(\frac{s_{1,i} s_{1,f} + s_{2,i} s_{2,f} + s_{3,i} s_{3,f}}{\sqrt{(s_{1,i}^2 + s_{2,i}^2 + s_{3,i}^2)} \sqrt{(s_{1,f}^2 + s_{2,f}^2 + s_{3,f}^2)}} \right). \quad (123)$$

De esta manera, a partir de los parámetros de Stokes que describen los estados de polarización mostrados en las Figuras 26 y 27, en la Figura 29 se muestra el ángulo real α' de rotación máxima que experimenta el estado de polarización del haz de datos a la

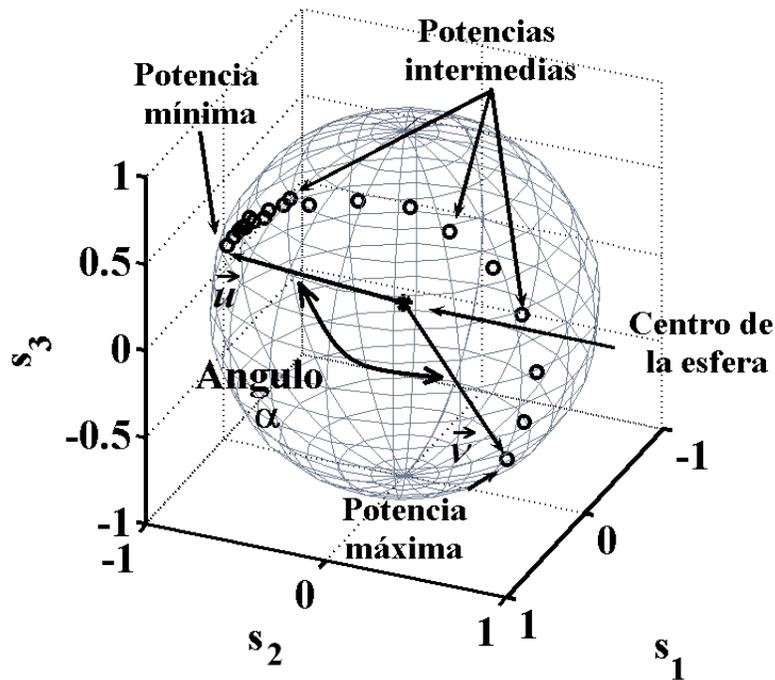


Figura 28: Ilustración en la esfera unitaria de Poincaré de la distancia angular α utilizada para cuantificar la rotación del estado de polarización de un haz de prueba provocada por un cambio en la potencia de un haz de control propagándose simultáneamente dentro de un SOA.

salida del SOA, provocado por un cambio en la orientación de su estado de polarización lineal a la entrada del amplificador. Cabe mencionar que en la Figura 29 se muestran los resultados que se obtienen cuando el haz de control se inyecta al SOA con un estado de polarización lineal horizontal, así como también con una polarización lineal vertical. Como se puede observar en la Figura 29, dicho ángulo de rotación presenta un comportamiento *sinusoidal* provocado por el cambio en la orientación del estado de polarización lineal del haz de datos. En este caso, se obtienen máximos locales en las orientaciones cercanas a 60° , 120° , 240° y 300° , y mínimos locales en las orientaciones cercanas a 0° , 90° , 180° , y 270° . Así mismo, se puede observar que cuando el haz de control se inyecta al SOA con una polarización lineal horizontal (en coincidencia con el modo TE de la guía de onda del amplificador), se obtiene un ángulo real de máxima rotación que es mayor a aquel que se obtiene cuando dicho haz se inyecta con una polarización lineal vertical (en coincidencia con el modo TM de la guía de onda del amplificador). A partir de esta observación se concluye que la propagación de un campo intenso de control en coincidencia con el eje propio TE de la guía de onda del SOA, provoca una perturbación sobre dicha guía de onda que es mayor a aquella provocada por la propagación del campo de control en coincidencia con el eje propio TM.

Con respecto a los resultados mostrados en la Figura 29, también es importante mencionar lo siguiente. Las orientaciones del estado de polarización lineal del haz de datos reportados en tal figura son aquellas indicadas por el polarizador Pol-2 que se utiliza en el arreglo experimental bosquejado en la Figura 24. Sin embargo, como se discute en el Apéndice A incluido al final del presente escrito de tesis, un aspecto importante que es útil considerar en la operación de un SOA masivo como el utilizado en este trabajo, está constituido por las pérdidas de potencia que experimenta un haz al ser inyectado y capturado del amplificador. Así mismo, es importante tener en cuenta

que en el proceso de inyección de dicho haz hacia el SOA, las pérdidas de potencia son generalmente diferentes para las dos componentes ortogonales del haz bajo estudio. Esto se debe básicamente a que la guía de onda del SOA utilizado en este trabajo posee una sección transversal de geometría rectangular.

En este sentido, a partir de la caracterización del SOA discutida en el Apéndice A, se obtiene que las pérdidas de potencia experimentadas por la componente horizontal de un haz de prueba inyectado a tal amplificador son de 3.8 dB , mientras que las pérdidas experimentadas por la componente vertical de dicho haz son de 5.3 dB aproximadamente. El hecho de considerar pérdidas por inserción diferentes asociadas con las componentes ortogonales del haz inyectado al SOA, implica que la orientación del estado

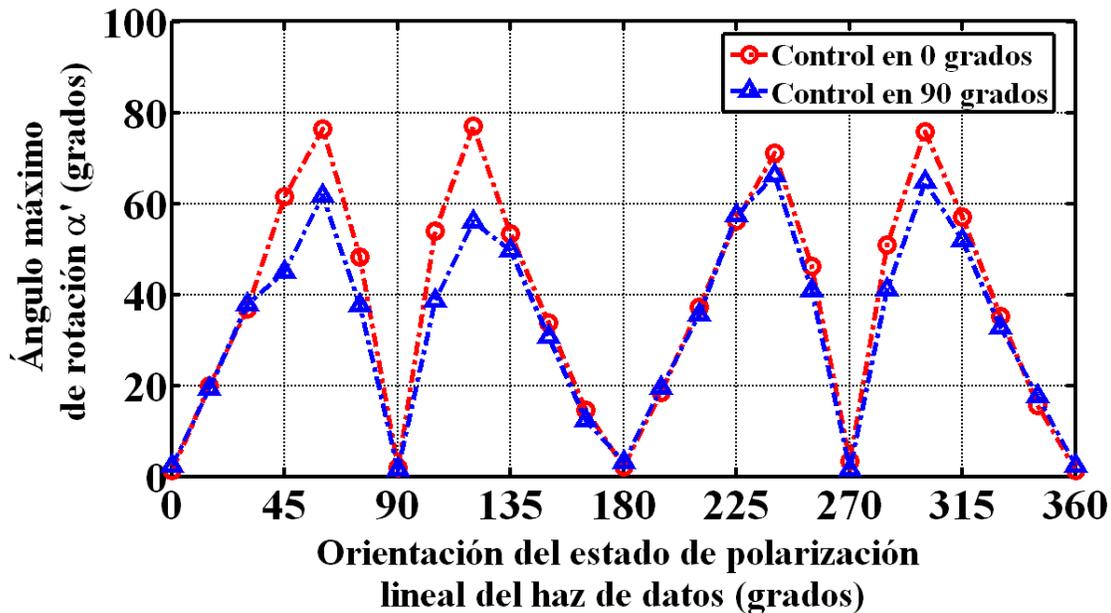


Figura 29: Ángulo real de máxima rotación experimentada por el estado de polarización de un haz de datos cuya potencia pico es de -15 dBm , longitud de onda de 1562 nm y donde la inclinación de sus estados de polarización lineal se varía desde 0° hasta 360° , con incrementos de 15° . En este caso, se considera un haz de control con una potencia pico mínima y máxima de -30 y 0 dBm , respectivamente, longitud de onda de 1558 nm y polarizaciones lineales horizontal (\circ) y vertical (\triangle).

de polarización lineal indicado por el polarizador Pol-2 no corresponde estrictamente con aquella orientación lineal que posee dicho haz al ser inyectado al amplificador.

De esta manera, considerando el porcentaje de las pérdidas de potencia que experimenta la componente vertical del haz de datos con respecto a las pérdidas que experimenta su componente horizontal, se realiza un ajuste de la orientación del estado de polarización lineal indicado por el polarizador Pol-2 y se estima la orientación del estado de polarización que posee realmente dicho haz al ser inyectado al SOA. Los resultados de este ajuste se muestran en la Figura 30. Como se puede observar en esta figura, ahora los ángulos de máxima rotación se localizan aproximadamente en 45° , 135° , 225° y 315° .

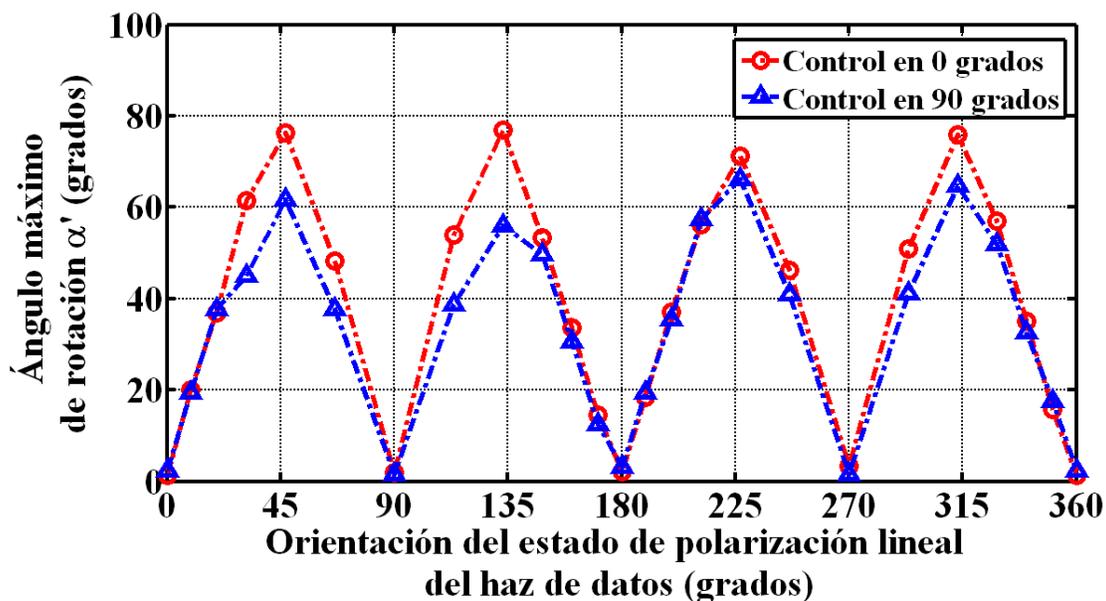


Figura 30: Ángulo real de máxima rotación experimentada por el estado de polarización de un haz de datos cuya orientación en su estado de polarización lineal ha sido ajustada para considerar las diferentes pérdidas por inserción que experimentan sus componentes ortogonales horizontal y vertical. Las condiciones de operación son idénticas a aquellas indicadas en la Figura 29.

Con este resultado experimental, se demuestra la hipótesis planteada al inicio del presente trabajo de tesis, la cual establece que al inyectar al SOA un haz de control con un estado de polarización lineal horizontal y un haz de datos con una polarización lineal orientada a 45° , se presentan las condiciones propicias para observar la máxima manifestación del fenómeno no lineal de la XPolM. Así mismo, con los resultados mostrados en las Figuras 26 y 27 se demuestra que para las condiciones de operación del SOA bajo estudio, dicha manifestación máxima de la XPolM se genera porque el intenso haz de control provoca una perturbación máxima en la birrefringencia estructural de la guía de onda del amplificador, es decir, provoca una birrefringencia inducida máxima. Dicha birrefringencia inducida máxima se puede observar o medir al introducir simultáneamente al amplificador un haz de prueba de menor intensidad cuyas componentes transversales de campo eléctrico están en fase y poseen magnitudes aproximadamente iguales a la entrada del SOA.

Recapitulando, los resultados experimentales de la caracterización del fenómeno de la XPolM ilustrados en las Figuras 26, 27 y 30, permiten establecer la siguiente conclusión. Para obtener la evolución de la rotación máxima del estado de polarización de un haz de datos provocada por el mínimo cambio posible en la potencia de un haz de control, es necesario que las inclinaciones de los estados de polarización lineales de los haces de datos y de control estén orientadas a 45° y 0° , respectivamente. Bajo tales condiciones de operación, la birrefringencia inducida en la guía de onda del SOA es el mecanismo dominante en la manifestación de la XPolM.

IV.2.1 Discusión

Considerando los resultados experimentales ilustrados en las Figuras 27a y 27b, es interesante notar lo siguiente. Las gráficas muestran que el parámetro de Stokes normalizado s_1 , asociado con el estado de polarización del haz de datos obtenido a la salida del SOA, es aproximadamente igual a una constante c . A partir de las definiciones (118) y (119), dicho parámetro se puede escribir como $(E_{0x}^2 - E_{0y}^2)/(E_{0x}^2 + E_{0y}^2) \simeq c$. Resolviendo la expresión anterior para E_{0x}^2 se obtiene $E_{0x}^2 \simeq E_{0y}^2[(c + 1)/(c - 1)]$. De esta manera, para un estado de polarización lineal del haz de datos orientado a 60° a la entrada del SOA, se observa que $s_1 \simeq c \simeq 0$ y por lo tanto se obtiene $E_{0x}^2 \simeq E_{0y}^2$. Sustituyendo la relación anterior en el parámetro de Stokes normalizado s_2 , se obtiene $s_2 \simeq 1 \cdot \cos(\delta)$, donde δ es el desfase entre las componentes ortogonales del haz de datos a la salida del SOA. Por otro lado, para un estado de polarización lineal orientado a 45° , se observa que $s_1 \simeq c \simeq 0.5$ y por lo tanto se obtiene $E_{0x}^2 \simeq 3 \cdot E_{0y}^2$. Sustituyendo la relación anterior en s_2 , ahora se obtiene $s_2 \simeq (\sqrt{3}/2) \cdot \cos(\delta) \simeq 0.866 \cdot \cos(\delta)$.

A partir de las observaciones anteriormente mencionadas, se resalta lo siguiente. La relación de ganancias modales totales, es decir, la anisotropía de la ganancia se mantiene constante, siendo siempre mayor la ganancia que experimenta la componente horizontal (modo TE). Así mismo, con respecto al parámetro de Stokes normalizado s_2 que se obtiene para un estado de polarización lineal de 60° , la anisotropía de la ganancia provoca que dicho parámetro se minimice por un factor de 0.866 para el caso de la polarización orientada a 45° . De aquí se concluye que para las dos orientaciones analizadas (45° y 60°), los dos desfases δ son iguales, lo cual produce una función $\cos(\delta)$ que proporciona la misma excursión de δ . La única diferencia es que, en el caso de 45° , se obtiene un menor parámetro s_2 por el efecto de la anisotropía de la ganancia.

Esto significa que para poder considerar a la birrefringencia inducida como el único mecanismo que interviene en la manifestación de la XPolM, se debe encontrar el estado de polarización del haz de datos que compense a la anisotropía de la ganancia. De acuerdo a los resultados mostrados en la Figura 29 y a la discusión previamente realizada, la polarización lineal orientada a 60° satisface dicha condición. Debe notarse, sin embargo, que la utilidad del análisis anterior está sujeta a la determinación y aplicación de las pérdidas modales de inserción y de captura que sufre el haz bajo estudio al ser inyectado y recuperado del SOA. En efecto, como se mostró en la Figura 30, al considerar las pérdidas modales de captura se obtiene que el estado de polarización que efectivamente se encuentra a la entrada del SOA posee una orientación cercana a 45° . En conclusión, para establecer que la birrefringencia inducida es el mecanismo dominante en la manifestación de la XPolM bajo determinadas condiciones experimentales, se debe minimizar el efecto de las ganancias modales (así como los demás mecanismos que participen en la manifestación de la XPolM), y muy importante, se debe poner mucha atención a la correcta determinación de las pérdidas modales por inserción y por captura.

IV.3 Caracterización de la dependencia de la XPolM con la longitud de onda del haz de control

En la sección anterior se discutió una caracterización del fenómeno no lineal de la XPolM en la que los haces de control y de datos poseen longitudes de onda fijas, en particular de 1558 y 1562 *nm* respectivamente. En ese caso, especificando una potencia moderada

del haz de datos (-15 dBm), se analizó la evolución de su estado de polarización a la salida del SOA bajo estudio, provocada por un cambio en la orientación de su estado de polarización lineal (un ciclo completo de 360°) a la entrada del SOA, y por un cambio en la potencia del haz de control (desde -30 hasta 0 dBm). Con relación al estado de polarización del haz de control a la entrada del SOA, se consideraron las orientaciones lineales horizontal y vertical.

En esta sección se presenta una caracterización del fenómeno de la XPolM bajo las condiciones de operación en las que se observó la manifestación máxima de dicho fenómeno en el experimento anterior, pero esta vez, variando la longitud de onda del haz de control en el intervalo de 1550 a 1566 nm , con incrementos de 2 nm , y manteniendo fija la longitud de onda del haz de datos en 1558 nm . En otras palabras, el haz de datos se coloca dentro del intervalo de longitudes de onda en las que el SOA presenta la mayor ganancia de un solo paso y se realiza una variación de la longitud de onda del haz de control, tanto dentro como fuera de ese intervalo. Al igual que en el experimento descrito en la sección anterior, se utiliza el arreglo experimental bosquejado en la Figura 24. Similarmente, se considera que el haz de control posee un estado de polarización lineal horizontal y que su potencia pico se varía en el intervalo de -30 a 0 dBm a la entrada del SOA. Además, el haz de datos se introduce con una potencia pico constante de -15 dBm al amplificador y con un estado de polarización lineal con una orientación de 60° indicada por el polarizador Pol-2 de la Figura 24, o con una orientación *efectiva* de 45° aproximadamente al tomar en cuenta las pérdidas por inserción a la entrada del SOA.

Considerando las condiciones de operación antes mencionadas, en las Figuras 31a y 31b se muestra la evolución, en la representación de la esfera unitaria de Poincaré, del estado de polarización de un haz de datos provocada por un cambio en la longitud de

onda y en la potencia de un haz de control. En particular, en la Figura 31a se muestra la evolución para una variación de la longitud de onda del haz de control en el intervalo de 1550 a 1557 *nm*, y en la Figura 31b se muestra la evolución para una variación en el intervalo de 1559 a 1566 *nm*.

Como se puede observar en las Figuras 31a y 31b, la evolución o modificación del estado de polarización del haz de datos, provocada por un cambio en la potencia del haz de control, presenta un comportamiento similar para las diferentes longitudes de onda de este último haz. Sin embargo, su excursión máxima no es idéntica. Así por ejemplo, como se ilustra en la Figura 31a, a partir de un estado de polarización inicial del haz de datos, el cual se obtiene para una potencia de -30 *dBm* del haz de control, su estado de polarización evoluciona progresivamente cuando la longitud de onda del haz de control es fluctuada de 1550 a 1557 *nm*. Por otro lado, como se muestra en la Figura 31b, la evolución del estado de polarización del haz de datos es muy similar para longitudes de onda del haz de control entre 1559 y 1566 *nm*.

Tales observaciones experimentales muestran que la evolución del estado de polarización de un haz de datos, provocada por un cambio en la longitud de onda de un haz de control, presenta un comportamiento regido por la ganancia de un solo paso del SOA bajo estudio. Es decir, la dependencia de la ganancia de un solo paso con la longitud de onda produce que el haz de control provoque una mayor perturbación en el medio amplificador en el intervalo de longitudes de onda de mayor amplificación. En particular, dentro de este intervalo de longitudes de onda se presenta una mayor perturbación de la densidad de portadores y por lo tanto de la birrefringencia inducida en la guía de onda del amplificador bajo estudio.

Por otro lado, a partir de los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 que fueron utilizados para obtener las Figuras 31a y 31b, en las Figuras 32a y 32b se muestra la

evolución bidimensional del estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA, provocada por un cambio en la longitud de onda y en la potencia del haz de control. En particular, la evolución bidimensional del estado de polarización del haz de datos para

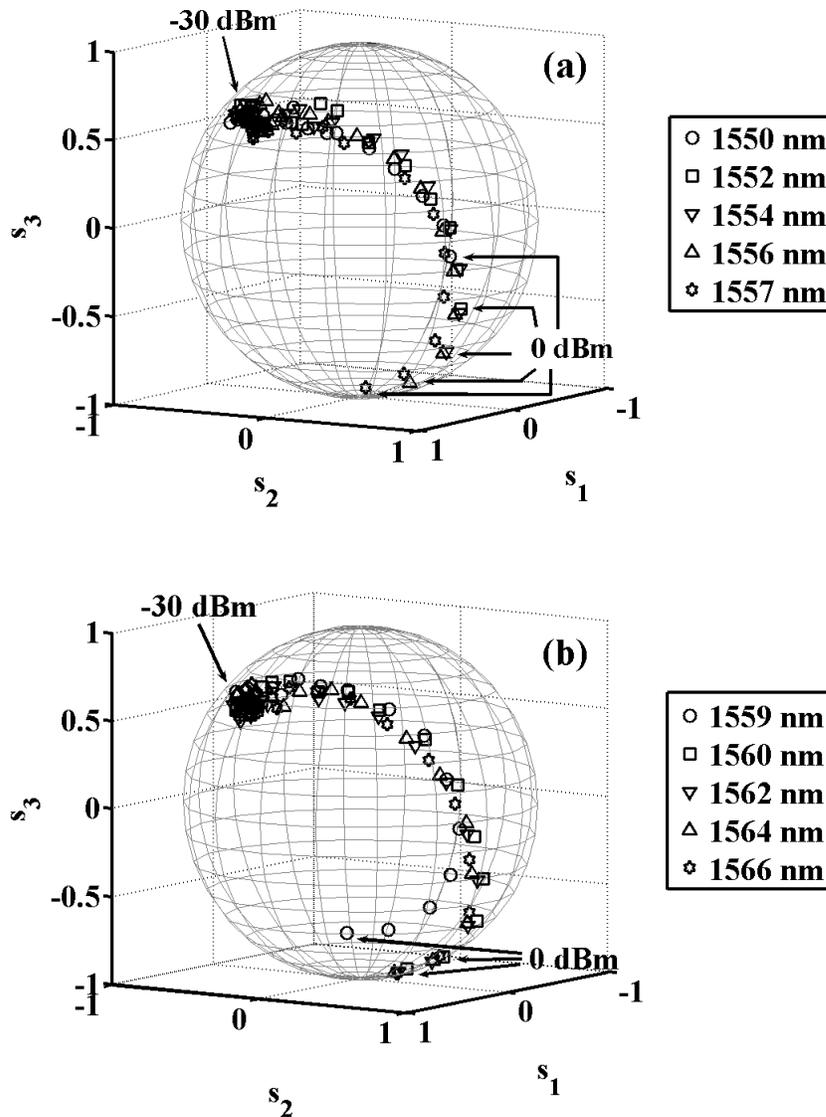


Figura 31: Representación en la esfera unitaria de Poincaré de los estados de polarización del haz de datos obtenido a la salida del SOA, provocados por un cambio en la longitud de onda y en la potencia del haz de control. Las flechas indican los parámetros de Stokes normalizados que se obtienen para las potencias del haz de control iguales a -30 y 0 dBm a la entrada del amplificador.

un intervalo de longitudes de onda del haz de control de 1550 a 1557 nm se muestra en la Figura 32a, mientras que para el intervalo de 1559 a 1566 nm se muestra en la Figura 32b.

Como se puede observar en las Figuras 32a y 32b, la evolución del estado de polarización del haz de datos presenta un comportamiento que describe líneas *paralelas* al eje s_2 para potencias del haz de control a la entrada del SOA en el intervalo de -30 a -6 dBm aproximadamente. Tal como se discutió en la sección anterior, un comportamiento de $s_1 \simeq constante$ y $s_2 \simeq variable$ implica que aún cuando la región activa del SOA es perturbada por el haz de control, las ganancias de simple paso experimentadas por cada componente ortogonal E_{0x} y E_{0y} del haz de datos conservan aproximadamente una misma proporción y que el desfase inducido constituye la principal contribución en la manifestación del fenómeno de la XPolM.

Sin embargo, para potencias en el intervalo de -6 a 0 dBm del haz de control a la entrada del SOA, la evolución del estado de polarización del haz de datos presenta un comportamiento diferente. En particular, el estado de polarización del haz de datos describe una trayectoria curva. Esto indica que para las condiciones de operación en tal intervalo de potencias del haz de control, el fenómeno de la XPolM está afectado no solo por la birrefringencia inducida, sino también por una perturbación asimétrica de las ganancias modales que experimenta cada componente ortogonal E_{0x} y E_{0y} del haz de datos.

A continuación se analizarán con mayor detalle los resultados experimentales que describen la evolución del estado de polarización del haz de datos bosquejada en las Figuras 31 y 32 para el intervalo de potencias de -6 a 0 dBm del haz de control. Para tal efecto, se considerarán los parámetros de Stokes normalizados del haz de datos que se obtienen cuando se inyecta al SOA un haz de control con una longitud de onda de

1560 nm, los cuales se bosquejan en las Figuras 31b y 32b. El hecho de seleccionar a 1560 nm obedece a que, para tal longitud de onda del haz de control a la entrada del SOA, el estado de polarización del haz de datos a la salida del amplificador presenta la

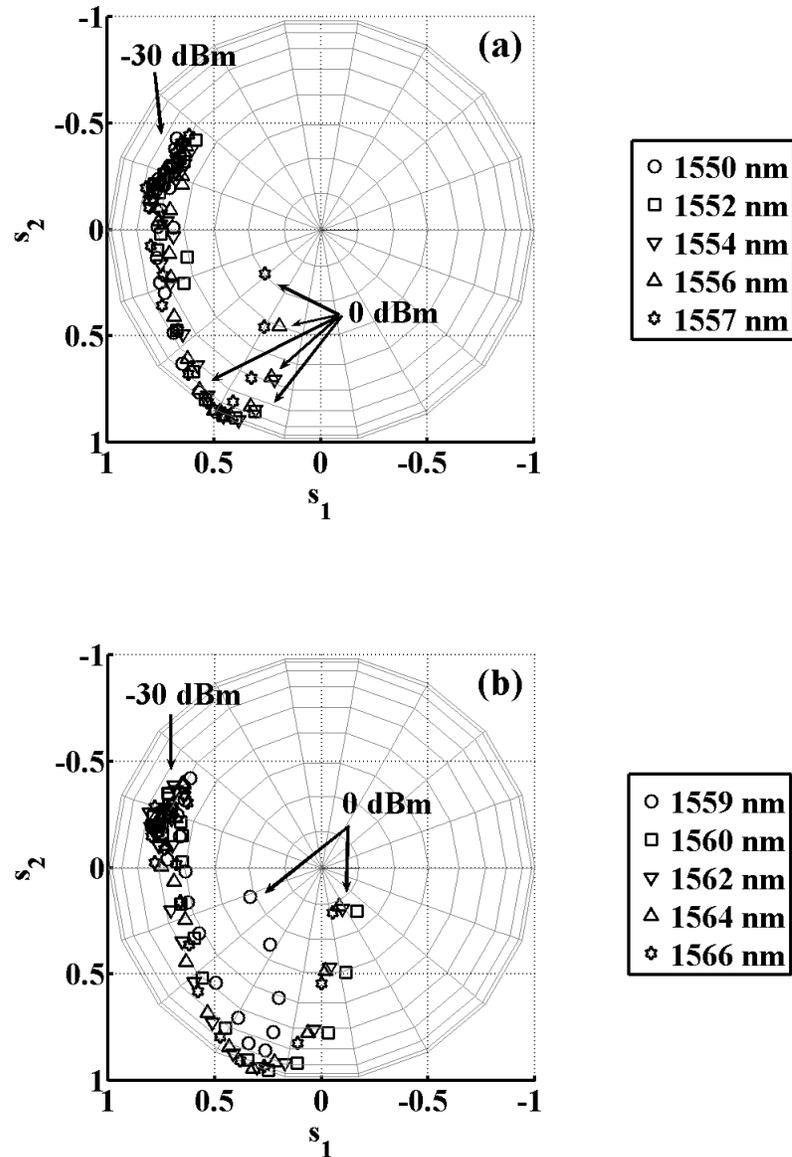


Figura 32: Representación bidimensional de los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 que describen la evolución del estado de polarización del haz de datos obtenido a la salida del SOA, provocada por un cambio en la longitud de onda y en la potencia del haz de control.

mayor desviación con respecto a las demás trayectorias.

Los valores aproximados de los parámetros de Stokes normalizados que están asociados respectivamente con los estados de polarización del haz de datos obtenidos a la salida del SOA para las potencias de -6 y 0 dBm del haz de control a la entrada del amplificador son:

$$\begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix}_{-6\text{ dBm}} \simeq \begin{pmatrix} +0.25 \\ +1.0 \\ -0.40 \end{pmatrix}, \quad (124)$$

y

$$\begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix}_{0\text{ dBm}} \simeq \begin{pmatrix} -0.2 \\ +0.2 \\ -0.9 \end{pmatrix}. \quad (125)$$

De las Figuras 31 y 32, así como de las relaciones (124) y (125), se observa en primer lugar que al incrementarse progresivamente la potencia del haz de control en el intervalo de -6 a 0 dBm , se obtiene una mayor variación del parámetro de Stokes normalizado s_2 con respecto a aquella del parámetro de Stokes s_1 . En efecto, de las relaciones (124) y (125) se obtiene que $\Delta s_2 = |s_2^{-6\text{ dBm}} - s_2^{0\text{ dBm}}|$ es mayor que $\Delta s_1 = |s_1^{-6\text{ dBm}} - s_1^{0\text{ dBm}}|$. Por otro lado, considerando también las relaciones existentes entre los parámetros de Stokes normalizados (s_1, s_2, s_3) , las magnitudes normalizadas de las componentes ortogonales E_{0x} y E_{0y} del campo eléctrico correspondiente al haz de datos, y el desfase δ entre tales componentes, las cuales se establecen como (Goldstein, 2003):

$$\frac{E_{0x}^2}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} = \frac{1}{2}(1 + s_1), \quad (126)$$

$$\frac{E_{0y}^2}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} = \frac{1}{2}(1 - s_1), \quad (127)$$

$$\delta = \tan^{-1} \left(\frac{s_3}{s_2} \right), \quad (128)$$

se obtienen las aproximaciones siguientes:

$$\begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ \delta \end{pmatrix}_{-6 dBm} \simeq \begin{pmatrix} +0.790 \\ +0.612 \\ -21.80 \end{pmatrix}, \quad (129)$$

$$\begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ \delta \end{pmatrix}_{0 dBm} \simeq \begin{pmatrix} +0.632 \\ +0.774 \\ -77.4 \end{pmatrix}. \quad (130)$$

De los resultados mostrados en (129) y (130), se observa que para el intervalo de potencias de -6 a $0 dBm$ del haz de control, el cambio que experimenta la magnitud de la componente horizontal E_{0x} del campo eléctrico asociado con el haz de datos, es equivalente a aquel que presenta la magnitud de la componente vertical E_{0y} . En efecto, las magnitudes normalizadas de las componentes horizontal y vertical del haz de datos se modifican de 0.79 y 0.612 (para $-6 dBm$ del haz de control) a 0.632 y 0.774 (para $0 dBm$ de ese mismo haz), respectivamente. Esto implica un porcentaje de cambio del 16% aproximadamente. Por otro lado, el desfase relativo δ entre tales componentes ortogonales se modifica de -21.8° a -77.4° , lo cual implica un cambio de 55.6° .

Cabe hacer notar que, para las condiciones de operación analizadas, un cambio de 55.6° como el obtenido en este caso para el desfase entre las componentes ortogonales de un haz de datos, provoca una modificación en su estado de polarización que es mucho mayor a aquella que genera un cambio del 16% en las magnitudes de

dichas componentes del haz de datos. De esta discusión se concluye que, aún cuando el fenómeno de la XPolM está afectado por la perturbación de las ganancias modales, el efecto de la birrefringencia inducida sigue siendo dominante. Así mismo, dicho efecto está influenciado por la longitud de onda de los dos haces involucrados, y por la potencia del haz de control.

Finalmente, a partir de los parámetros de Stokes con los que se obtuvieron las gráficas 31a y 31b, en la Figura 33 se muestra el ángulo real de rotación máxima α' que experimenta el estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA. En este caso, para las condiciones de operación consideradas, donde la longitud de onda del haz de control se varía en la gama de 1550 a 1566 nm y aquella del haz de datos se mantiene constante en 1558 nm , se observa lo siguiente. El ángulo real de rotación máxima obtenido bajo tales condiciones de operación es inferior a aquel que se presenta al establecer longitudes de onda constantes, de 1558 y 1562 nm , para los haces de control y de datos, respectivamente. Así por ejemplo, para las condiciones de operación analizadas en esta sección, se obtiene un ángulo real de rotación máxima de 70° para una longitud de onda del haz de control de 1560 nm , mientras que con las condiciones de operación discutidas en la sección anterior se obtuvo un ángulo real de rotación máxima de 80° , aproximadamente.

Por otro lado, la evolución del estado de polarización del haz de datos, cuantificada en este caso por medio del ángulo real de rotación máxima, describe un comportamiento que es una función de los espectros de ganancias de un solo paso asociadas con los modos de propagación fundamentales (transverso eléctrico y magnético) de la guía de onda del SOA. Sin embargo, es importante notar que para longitudes de onda del haz de control (en este caso de 1557 y 1559 nm) cercanas a aquella del haz de datos (1558 nm), la distancia angular presenta una disminución apreciable.

Con respecto a este último punto, cabe realizar la siguiente discusión. Como se mencionó en el Capítulo II, la perturbación sobre la ganancia material y sobre el índice de refracción local que provoca la propagación y amplificación de un haz de control a lo largo de la región activa del SOA, varía en proporción directa con la potencia de dicho haz. En otras palabras, una potencia significativa del haz de control puede provocar una disminución considerable de la ganancia material y consecuentemente una perturbación significativa sobre el índice de refracción local y sobre la birrefringencia estructural e inducida del SOA, en longitudes de onda iguales o próximas a aquella del haz de control. En este sentido, debido a que las variables físicas tales como la ganancia material, las ganancias modales, el índice de refracción local, la birrefringencia estructural y la birrefringencia inducida, poseen una dependencia con la longitud de onda del haz en

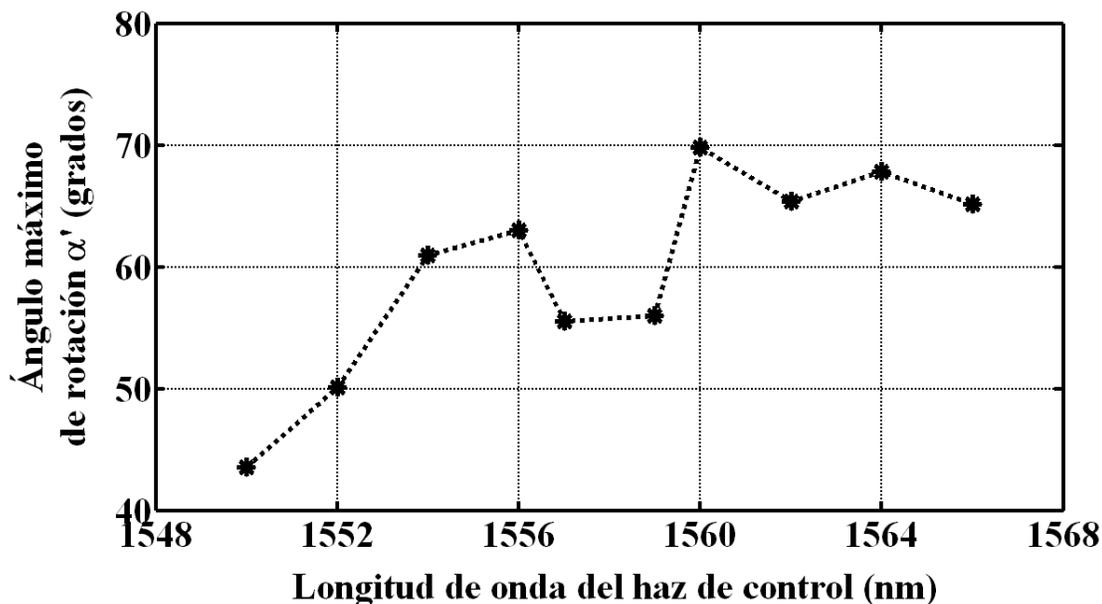


Figura 33: Ángulo real de rotación máxima experimentada por el estado de polarización del haz de datos al variar la longitud de onda del haz de control en el intervalo de 1550 a 1566 nm. Las condiciones de operación son las mismas que aquellas con las que se obtuvieron los resultados mostrados en las Figuras 31a y 31b.

cuestión, la perturbación que provoca un haz de control sobre el estado de polarización de un haz de datos dependerá también de las longitudes de onda que posean ambos haces.

Bajo este contexto, se esperaría que cuando los haces de control y de datos posean una longitud de onda localizada dentro del intervalo de mayor amplificación del SOA, la perturbación que provoca el haz de control sobre el estado de polarización del haz de datos fuese mayor a medida que las longitudes de onda de ambos haces se aproximen. Sin embargo, los resultados presentados en la Figura 33, para las mediciones en donde el haz de datos se encuentra en 1558 nm y el de control entre 1557 y 1559 nm , muestran lo contrario. Es decir, la fuerte perturbación que provoca el haz de control sobre el haz de datos, no refleja la existencia de un ángulo real de rotación máxima cuya magnitud sea mayor que aquellas obtenidas cuando se considera una mayor separación en longitud de onda.

Como resultado de la discusión anterior se concluye que para las condiciones de operación analizadas, la excursión máxima del estado de polarización de un haz de datos no se obtiene para longitudes de onda de los haces de control y de datos cercanamente espaciadas. En otras palabras, una máxima perturbación en la guía de onda del SOA bajo estudio no refleja necesariamente una máxima modificación o excursión del estado de polarización de un haz de datos provocada por un cambio en la potencia de un haz de control. Sin embargo, debido a que un comportamiento como el descrito en la presente sección no se ha reportado en la literatura (aunque se han obtenido previamente observaciones un tanto similares dentro del grupo de Comunicaciones Ópticas de CICESE), es recomendable repetir el experimento descrito en esta sección para su análisis en trabajos posteriores. En este caso, además de las condiciones de operación consideradas en nuestro experimento, será necesario también considerar una separación menor entre

las longitudes de onda de los haces de datos y de control, un sistema de filtrado más selectivo para el haz de datos a la salida del SOA, la inserción de una potencia mayor del haz de control, y obtener un comportamiento repetitivo del efecto antes mencionado.

IV.4 Resumen

En este capítulo se presentó una caracterización experimental del fenómeno no lineal de la XPolM desarrollada dentro de un SOA masivo. La caracterización consistió básicamente en analizar la evolución del estado de polarización de un haz de datos provocada por un cambio en la potencia de un haz de control. En dicho análisis, la corriente de inyección eléctrica del SOA se mantuvo constante y con un valor de 500 mA .

Se analizaron dos escenarios o condiciones de operación diferentes. En el primero de ellos, se consideró un haz de control con una potencia variable en el intervalo de -30 a 0 dBm , con una longitud de onda constante de 1558 nm y con estados de polarización lineales horizontal y vertical. Así mismo, se consideró un haz de datos con una potencia y longitud de onda constantes (-15 dBm y 1562 nm , respectivamente), y con un estado de polarización lineal cuya orientación se fluctuó desde 0° hasta 360° .

Como resultado de este análisis, se observó que la excursión máxima del estado de polarización del haz de datos se presenta cuando dicho haz se introduce al SOA con un estado de polarización lineal orientado a 45° , simultáneamente con un haz de control con un estado de polarización lineal horizontal. La evolución máxima del estado de polarización del haz de datos, provocado por un cambio en la potencia del haz de control, se estimó a partir del ángulo real de rotación máxima α' . En la representación

de la esfera unitaria de Poincaré, dicho ángulo se calcula considerando los vectores unitarios que describen los estados de polarización del haz de datos obtenidos para una mínima y una máxima potencia del haz de control a la entrada del amplificador.

Otro resultado importante derivado de la caracterización experimental de la XPolM bajo las condiciones de operación consideradas en este primer escenario de análisis, fue mostrar que el desfase inducido entre las componentes ortogonales del haz de datos constituye la principal contribución en la manifestación de dicho fenómeno no lineal. Esto se demostró experimentalmente a partir de los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 , quienes proporcionan una evolución bidimensional del estado de polarización del haz de datos provocado por un cambio en la potencia del haz de control. Tales parámetros describieron líneas *paralelas* al eje s_2 .

En un segundo escenario de operación, se realizó una variación de la longitud de onda del haz de control en el intervalo de 1550 a 1566 nm , y se mantuvo constante la longitud de onda del haz de datos en 1558 nm . En este caso, las orientaciones de los estados de polarización de los haces de control y de datos fueron lineal horizontal y lineal a 45° , respectivamente. Es decir, se utilizaron orientaciones de los estados de polarización lineales con las que se obtuvo la máxima evolución del estado de polarización del haz de datos en el primer escenario antes mencionado.

Como resultado de este análisis, se obtuvo primeramente que al variar la longitud de onda del haz de control en el intervalo de 1550 a 1566 nm , la evolución del estado de polarización del haz de datos provocado por un cambio en la potencia del haz de control, describe una trayectoria similar a aquella descrita por éste mismo haz en el primer escenario de análisis. Sin embargo, el ángulo real de rotación máxima asociado con tal evolución del estado de polarización resultó ser inferior a aquel que se obtiene cuando el haz de control y el haz de datos poseen longitudes de onda de 1558 y 1562 nm . Otra

observación derivada de los resultados obtenidos en el segundo escenario de operación fue que los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 , quienes están asociados con los estados de polarización del haz de datos, no describen líneas *paralelas* al eje s_2 para todo el intervalo de variación en potencia del haz de control. En particular, se observa que para las potencias de éste haz en el intervalo de -6 a 0 dBm , los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 bosquejados en una gráfica bidimensional, describen una trayectoria curva. Este comportamiento indica que para tales potencias del haz de control, la manifestación de la XPolM está influenciada fundamentalmente por la birrefringencia inducida, pero también existe una cierta contribución determinada por una modificación asimétrica de las ganancias modales que experimentan las componentes ortogonales del haz de datos.

Por otro lado, bajo las condiciones de operación del segundo escenario de análisis, se obtuvo también lo siguiente. El ángulo real de rotación máxima que experimenta el estado de polarización del haz de datos presenta un comportamiento similar a aquel que presenta la ganancia de un solo paso asociada con el modo de propagación transversal eléctrico de la guía de onda del SOA. Así mismo, se obtuvo que para longitudes de onda del haz de control relativamente cercanas a la longitud de onda del haz de datos, la evolución del estado de polarización del haz de datos presenta un ángulo real de rotación máxima significativamente pequeño en comparación con el obtenido para longitudes de onda más alejadas entre ambos haces.

★ ★ ★

CAPÍTULO V

ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

V.1 Introducción

En este capítulo se realiza un análisis, discusión y comparación entre los principales resultados teóricos y experimentales obtenidos en el presente trabajo de tesis. Con relación a los resultados teóricos, éstos se obtuvieron a partir de la implementación de simulaciones numéricas del modelo matemático que se describió y discutió en el Capítulo III. Tales simulaciones se implementaron utilizando las utilerías de *Matlab*[®] versión 2006a. Por otro lado, los resultados experimentales se obtuvieron a partir de la caracterización del fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización (XPoLM), la cual se describió en el Capítulo IV. En ambos casos (simulaciones numéricas y caracterización experimental), se establecieron las mismas condiciones de operación del amplificador, así como de los haces de control y de datos.

La discusión de los resultados teóricos se inicia en la sección V.2, donde se analiza la evolución temporal y longitudinal de la densidad de portadores presente en cada

sección imaginaria que compone a la región activa del SOA. En este caso, se considera la inyección de un campo óptico con una potencia constante en el amplificador. Posteriormente, en la sección V.3 se analiza la evolución de la ganancia material y del índice de refracción local presentes en la región activa del SOA bajo estudio. En particular, se muestran los resultados numéricos que proporcionan el comportamiento de la ganancia material en función de la corriente de inyección eléctrica del amplificador, así como de la longitud de onda del haz en cuestión. Posteriormente en la sección V.4 se presenta un análisis de los resultados correspondientes al cálculo de los índices efectivos TE y TM. En este caso, se discute la evolución longitudinal de dichos índices efectivos a través de la guía de onda del SOA, considerando la inyección de un haz de control cuya potencia se fluctúa en el intervalo de -30 a 0 *dBm*.

La comparación entre los resultados de las simulaciones y las mediciones experimentales que permiten la validación del modelo propuesto comienza en la sección V.5. Para tal efecto, primeramente se analiza el desfaseamiento total que se induce entre las componentes ortogonales del campo eléctrico del haz de datos a la salida del SOA bajo estudio, provocado por una variación en la potencia de entrada del haz de control. Por otro lado, utilizando la representación en la esfera de Poincaré, en la sección V.5 se analiza también la evolución teórica y experimental del estado de polarización del haz de datos, la cual es provocada por una variación en la potencia del haz de control. En este caso, se especifican longitudes de onda constantes para ambos haces y se comparan las máximas distancias angulares que describen los estados de polarización teóricos y experimentales del haz de datos en dicha representación de Poincaré. Además, se obtiene una gráfica de los errores relativos que se presentan en las distancias angulares al ser calculadas mediante las simulaciones con respecto a aquellas que se calculan a través de las mediciones experimentales.

Para complementar la comparación del modelo desarrollado con el experimento, en la sección V.6 se realiza un análisis del desfaseamiento total entre las componentes ortogonales del haz de datos, pero ésta vez provocado por una variación tanto en la potencia como en la longitud de onda del haz de control. Finalmente, en la sección V.7 se presenta un resumen de los aspectos más importantes abordados en el presente capítulo.

V.2 Densidad de portadores dentro de la región activa del SOA bajo estudio

Para comenzar el análisis, cabe mencionar que tal como se discutió en el Capítulo III, en el modelo semi-clásico desarrollado en el presente trabajo se consideran las características físicas y geométricas del material que compone a la región activa del SOA bajo estudio. En este sentido, existen algunos parámetros físicos que se calculan a partir de las diferentes concentraciones de los materiales semiconductores $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$, las cuales están indicadas mediante los subíndices x y y . Entre los parámetros más importantes se encuentran las masas efectivas de los huecos pesados (m_{hh}) y ligeros (m_{lh}) en la banda de valencia, la masa efectiva (m_c) de los electrones en la banda de conducción y la energía de desdoblamiento (Δ_0) debida a la interacción del espín de los electrones con su momento angular orbital. Tales parámetros se estiman utilizando las expresiones siguientes (Agrawal and N.K.Dutta, 1986):

$$\frac{m_{hh}}{m_0} = (1 - y)[0.79x + 0.45(1 - x)] + y[0.45x + 0.4(1 - x)] , \quad (131)$$

$$\frac{m_{lh}}{m_0} = (1 - y)[0.14x + 0.12(1 - x)] + y[0.082x + 0.026(1 - x)] , \quad (132)$$

$$\frac{m_c}{m_0} = 0.08 - 0.039y , \quad (133)$$

$$\Delta_0 (eV) = 0.11 + 0.31y - 0.09y^2 , \quad (134)$$

donde m_0 es la masa en reposo del electrón. Así mismo, es necesario considerar la relación que existe entre la energía prohibida E_g y las concentraciones x y y del material semiconductor que compone a la región activa del SOA. Tal relación se determina mediante las siguientes expresiones (Broberg and S.Lingren, 1984):

$$E_g (eV) = 1.35 - 0.72y + 0.12y^2 , \quad (135)$$

$$x = \frac{0.1894y}{0.4184 - 0.013y} . \quad (136)$$

Es importante notar que de acuerdo con (Agrawal and N.K.Dutta, 1986), la variable x también se puede estimar utilizando la relación $x = 0.4526y/(1 - 0.031y)$. Sin embargo, ésta última expresión y aquella indicada en (136) proporcionan prácticamente el mismo resultado numérico para x . Por otro lado, en el caso particular del SOA utilizado en este trabajo, se asume que la máxima longitud de onda asociada con el campo eléctrico que puede ser amplificado por dicho dispositivo es aproximadamente igual a $\lambda_g \simeq 1610 \text{ nm}$. En otras palabras, se considera que la energía prohibida del amplificador bajo estudio tiene un valor aproximado de $E_g \simeq 1.24 \times 10^{-19} \text{ J} \simeq 0.775 \text{ eV}$. Estos valores se estimaron a partir de las curvas de emisión espontánea amplificada del SOA para una corriente de inyección de 500 mA , las cuales se discuten en el Apéndice A. De esta forma, sustituyendo el valor estimado experimentalmente de E_g en (135) y posteriormente utilizando (136), se obtiene $y \simeq 0.947$ y $x \simeq 0.442$. De manera similar, sustituyendo los valores calculados de x y y en las expresiones (131) a (134), se obtiene una estimación de las variables m_{hh} , m_{lh} , m_c y Δ_0 anteriormente mencionadas. Los va-

lores numéricos de dichas variables, en conjunto con todos los valores de los parámetros del SOA utilizados en las simulaciones del modelo implementado, se resumen en la Tabla V.

Así, el análisis de la densidad de portadores dentro de cualquier sección virtual que compone a la región activa del SOA bajo estudio, se obtiene a partir de las ecuaciones

Tabla V: Lista de los valores de los parámetros utilizados en las simulaciones.

PARÁMETRO	SÍMBOLO	VALOR
Longitud del SOA	L	1.5 mm
Ancho del SOA	w	2.2 μm
Espesor del SOA	d	250 nm
Coefficiente de Shockley-Read-Hall	A	$5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$
Coefficiente de recombinación radiativa bimolecular	B	$1 \times 10^{-17} \text{ m}^3/\text{s}$
Coefficiente de recombinación Auger	C	$7.5 \times 10^{-41} \text{ m}^6/\text{s}$
Masa efectiva del electrón en la banda de conducción	m_c	$3.92 \times 10^{-32} \text{ kg}$
Masa efectiva de los huecos pesados en la banda de valencia	m_{hh}	$3.93 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Masa efectiva de los huecos ligeros en la banda de valencia	m_{lh}	$5.0 \times 10^{-32} \text{ kg}$
Masa reducida de los electrones en las transiciones de la banda de conducción a la banda de huecos pesados	m_r	$3.57 \times 10^{-32} \text{ kg}$
Energía prohibida	E_g	$1.24 \times 10^{-19} \text{ J}$
Energía de acoplamiento spín - orbital	Δ_0	$5.16 \times 10^{-20} \text{ J}$
Índice de refracción local no perturbado a 1562 nm	η_{np}	3.5232
Factor de confinamiento para el modo TE	Γ^{TE}	0.43
Factor de confinamiento para el modo TM	Γ^{TM}	0.38
Número de secciones en que se divide virtualmente la región activa del SOA	m	10

de evolución (37) o (41) discutidas en el Capítulo III. En este punto, cabe mencionar que en tales ecuaciones no se ha incluido ningún término con el que se considere a la emisión espontánea amplificada (ASE). Tal omisión se justifica porque experimentalmente se ha observado que la manifestación del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización (XPolM) presenta una especie de umbral, el cual está determinado por la potencia del haz de control. Es decir, como se ha discutido en el Capítulo IV y se ha observado en otros trabajos (Soto-b *et al.*, 2001), la manifestación de la XPolM se mantiene constante bajo la inyección de un haz de control cuya potencia es fluctuada en una gama de valores relativamente bajos (de -30 a -15 dBm). Bajo esta condición, la densidad de fotones del haz de control es despreciable con respecto a aquella producida por la ASE, quien efectivamente domina la evolución de la densidad de portadores. Sin embargo, la mayor manifestación de la XPolM se presenta para potencias altas del haz de control a la entrada del SOA. Para tales potencias (cercasas a 0 dBm), la ASE se vuelve despreciable en comparación con la emisión estimulada del haz de control y es la densidad de fotones de este haz quien domina a la distribución de energía, así como a la densidad de los portadores y por tanto a la manifestación de XPolM.

Es importante señalar que este escenario es el requerido en la inmensa mayoría de las veces en donde el fenómeno de la XPolM es empleado para proponer una solución a un determinado problema de los sistemas de comunicaciones ópticas (Soto-b *et al.*, 2001; Soto and A.Gutiérrez, 2006). No obstante, es pertinente destacar que la omisión de la ASE, si bien produce un modelo más práctico y fácil de implementar, también constituye una fuente de error en la determinación de los efectos de la XPolM, especialmente cuando la potencia del haz de control es fluctuada en una gama de niveles intermedios (-15 a -5 dBm). En efecto, el modelo propuesto en este trabajo presenta un error relativo máximo inferior al 24% para la gama de niveles de potencia de -14 a -5 dBm .

del haz de control, mientras que fuera de tal gama de potencias, el error relativo es inferior al 10 %.

En presencia de excitación óptica, las ecuaciones de evolución de la densidad de portadores (37) o (41) no poseen una solución analítica específica, por lo que su respuesta se obtiene generalmente de manera numérica. En este sentido, en la Figura 34 se ilustra la secuencia lógica que se ha seguido en este trabajo para obtener la solución a la ecuación de evolución de la densidad de portadores a través de la región activa de un SOA, considerando la propagación de un campo electromagnético (haz de control) que se inyecta en la faceta de entrada de dicho amplificador. En esta figura, los ejes horizontal y vertical denotan, respectivamente, la evolución longitudinal y temporal de la densidad de portadores, así como de la envolvente del campo óptico total que se propaga dentro de la región activa. La variable Δt representa el tiempo que requiere la envolvente de dicho campo en propagarse una longitud de sección Δz . Como se ilustra en la Figura 34, antes del arribo del campo eléctrico a alguna sección en particular, la condición inicial de la densidad de portadores es $N_m = N_0$, donde el subíndice m denota el número de sección y N_0 representa la densidad de portadores en estado estacionario bajo condiciones de excitación óptica nula. De igual forma, la condición inicial del campo eléctrico a la entrada del SOA es $E = E_{in}$, donde E_{in} representa justamente el campo eléctrico del haz de control que experimentalmente se inyecta al amplificador. La continuidad de la propagación del campo de control se asegura al asignar su envolvente y su fase, calculadas en la sección m y tiempo t_m , como la condición inicial de dicho campo en la sección $m + 1$ y tiempo t_{m+1} , respectivamente. Así mismo, la densidad de portadores N_m en la m -ésima sección se relaciona consecutivamente con todas las demás secciones a través de la propagación del campo eléctrico total E_m . Es pertinente mencionar que en el presente trabajo se ha considerado la división virtual de la región

activa del SOA en 10 secciones.

Por otro lado, en la Figura 35 se ejemplifica la evolución temporal y longitudinal de la densidad de portadores a través de la región activa del SOA bajo estudio en presencia de una excitación óptica externa. En este ejemplo, se han considerado dos casos para la

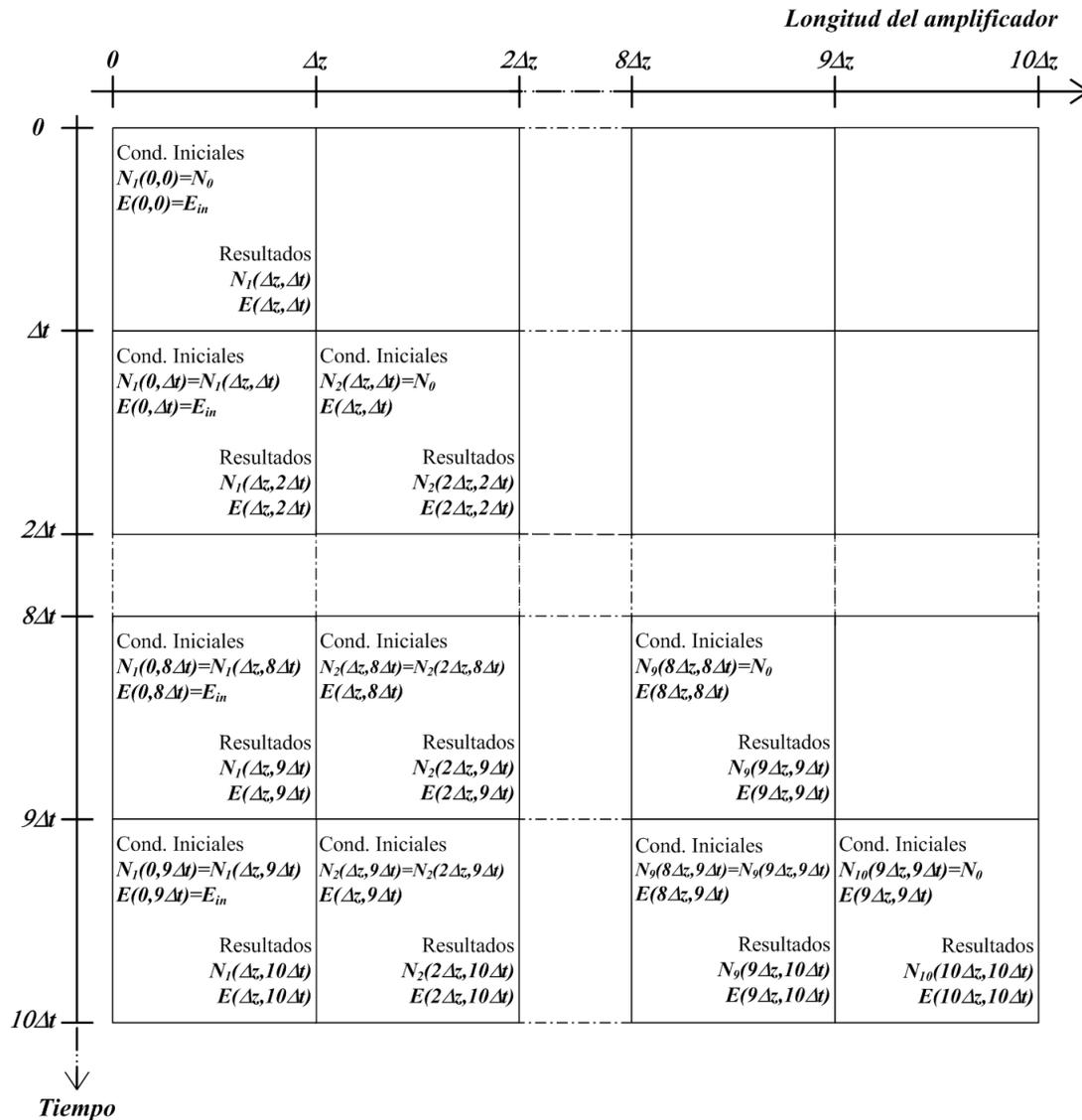


Figura 34: Secuencia lógica utilizada para obtener la evolución temporal y longitudinal de la densidad de portadores y de la envolvente del campo eléctrico total que se propaga y amplifica dentro de la región activa del SOA masivo bajo estudio.

potencia del haz de control: una potencia pequeña de -30 dBm y una potencia relativamente alta de 0 dBm . De igual forma, se ha considerado que la longitud de onda de este haz es de 1558 nm y que el amplificador opera con una corriente de inyección eléctrica constante igual a 500 mA . De manera similar, considerando las mismas condiciones de simulación que aquellas indicadas para la densidad de portadores, en las Figuras 36 y 37 se ejemplifica la evolución de la ganancia material y de la magnitud de la envolvente del campo eléctrico del haz de control a medida que se propaga en la región activa del SOA bajo estudio. En este caso, la evolución en el tiempo de la ganancia material y de la envolvente del campo eléctrico del haz de control se obtiene utilizando las ecuaciones (40) y (47), respectivamente, discutidas en el Capítulo III. Cabe mencionar que los resultados ilustrados en las Figuras 35 a 37 constituyen, en efecto, una solución continua o *suavizada* que se obtiene a partir de la solución *discreta*, la cual es obtenida para longitudes de sección Δz y tiempos Δt *discretos*.

Con respecto a los resultados ilustrados en las Figuras 35a, 36a y 37a, una potencia pequeña del haz de control no genera un consumo significativo de la densidad de portadores en las primeras secciones del SOA. Este comportamiento se observa sin importar el tiempo de solución τ de la ecuación diferencial (37). A medida que la potencia del haz de control se va amplificando progresivamente dentro del SOA, se genera un mayor consumo de portadores y una menor ganancia material. Cabe observar que, en las secciones finales de la región activa, dicho consumo progresivo de portadores no se observa claramente al considerar tiempos de solución τ pequeños en la ecuación de evolución (37), por ejemplo, comparables con el tiempo de propagación del haz a lo largo del amplificador $\tau \simeq \eta L/c \simeq 17.5 \text{ ps}$. En la relación anterior, $\eta \simeq 3.5142$ denota el índice de refracción local para una longitud de onda de 1558 nm y una corriente de inyección del SOA de 500 mA , $L \simeq 1.5 \text{ mm}$ es la longitud del amplificador y $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ es

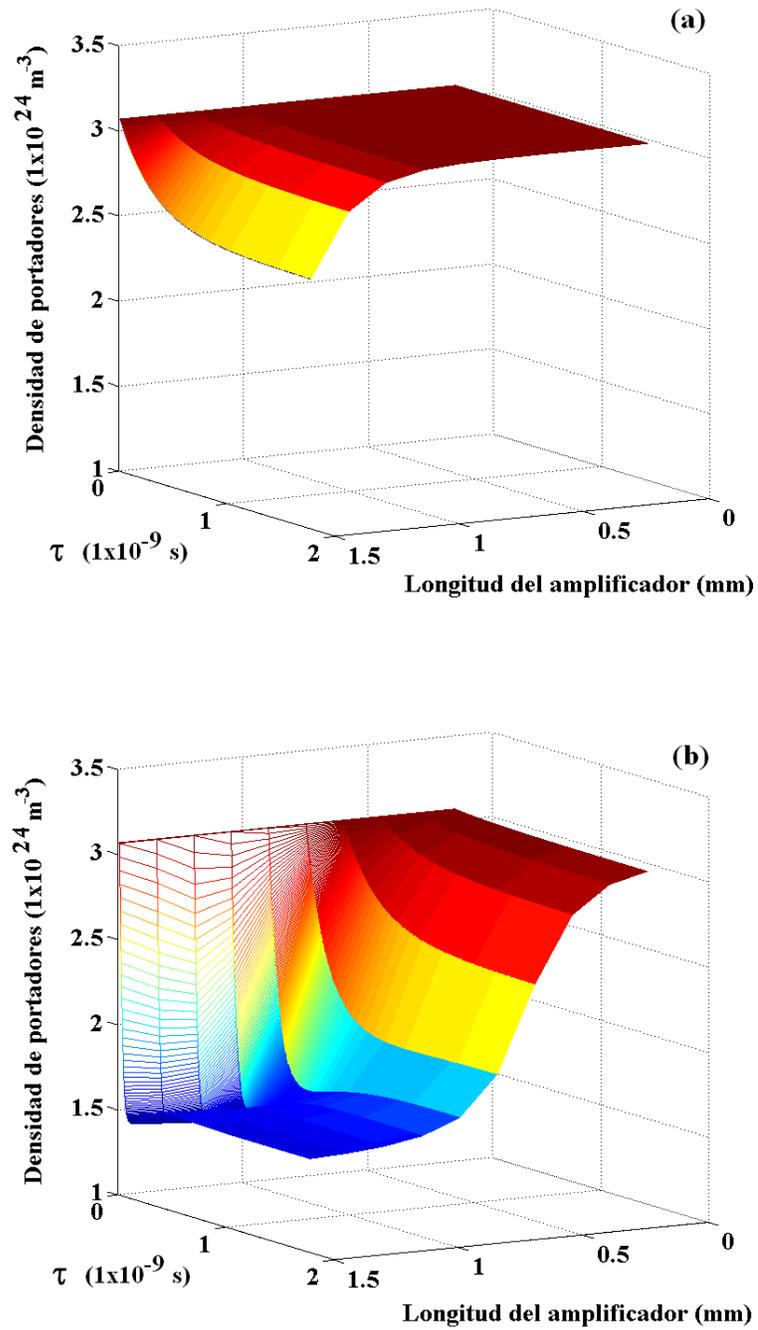


Figura 35: Evolución temporal y longitudinal de la densidad de portadores dentro de la región activa de un SOA masivo, considerando la inyección de un haz de control con una potencia de -30 dBm (a) y de 0 dBm (b).

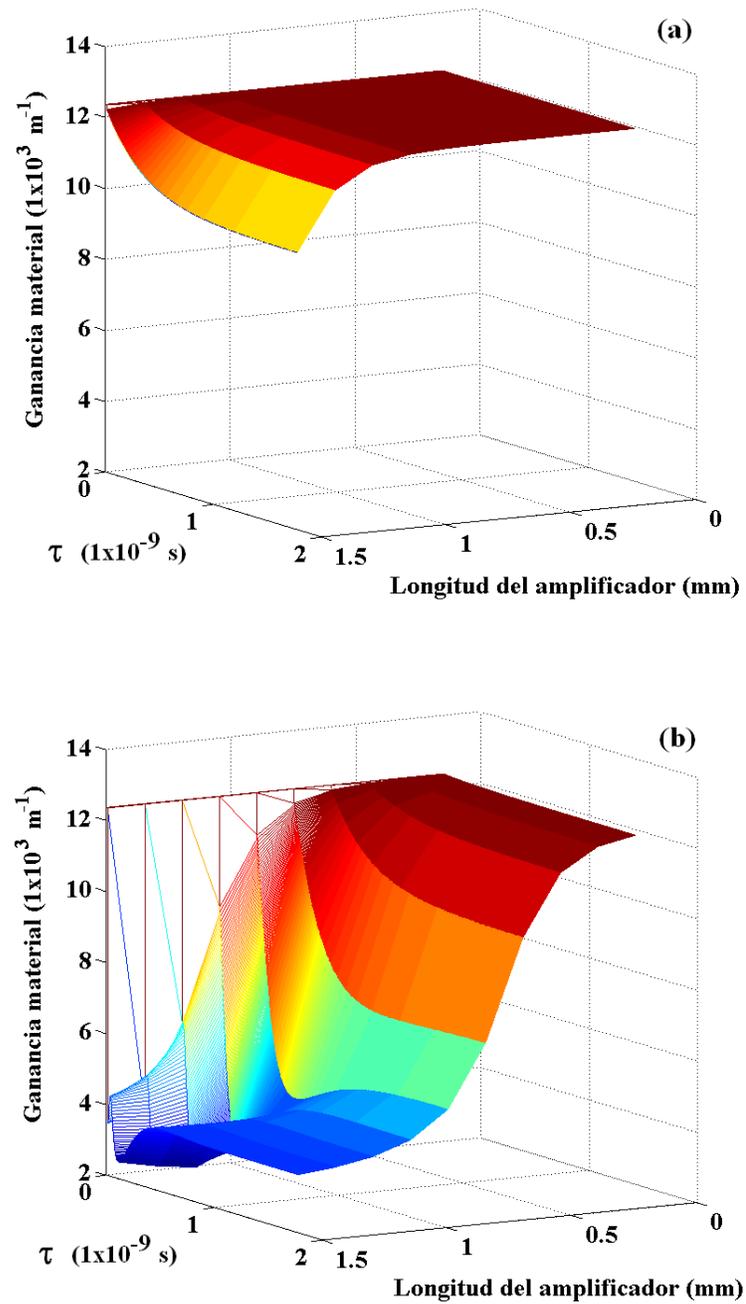


Figura 36: Evolución temporal y longitudinal de la ganancia material dentro de la región activa de un SOA masivo, considerando la inyección de un haz de control con una potencia de -30 dBm (a) y de 0 dBm (b).

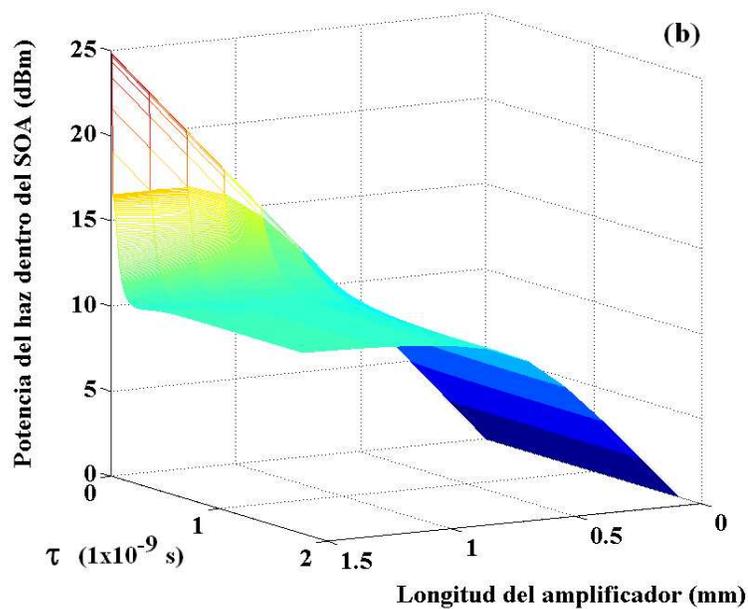
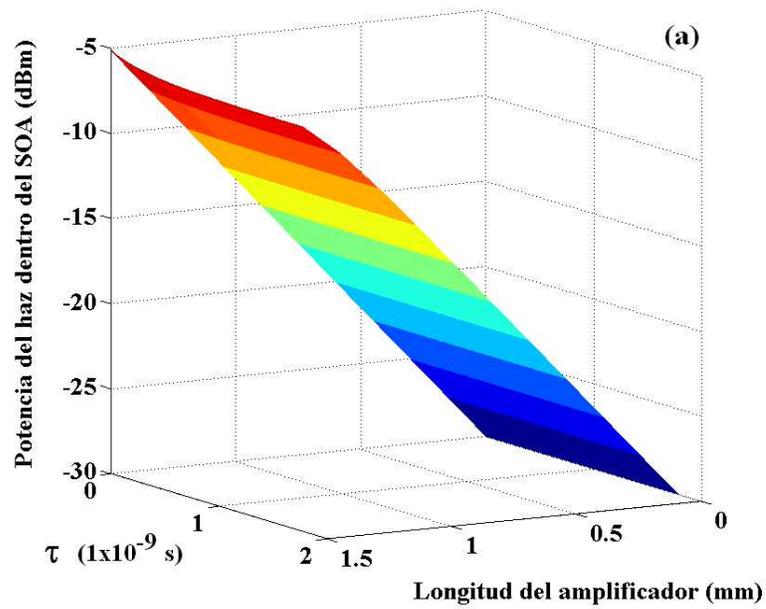


Figura 37: Evolución temporal y longitudinal de la magnitud de la envolvente del campo eléctrico de un haz de control que se propaga dentro de la región activa de un SOA masivo, considerando que su potencia a la entrada de dicho amplificador es de -30 dBm (a) y de 0 dBm (b).

la velocidad de la luz en el vacío. Sin embargo, para tiempos de solución del orden de nano segundos, se obtiene una solución estacionaria de la densidad de portadores, de la ganancia material y de la magnitud de la envolvente del campo eléctrico del haz de control que se propaga dentro del amplificador.

Por otro lado, en las Figuras 35b, 36b y 37b se considera que la potencia promedio del haz de control a la entrada del SOA es de 0 dBm . En este caso, la solución estacionaria de las variables bajo estudio se obtiene también para tiempos de solución de nano segundos. En contraparte, la evolución obtenida para tiempos de solución de pico segundos no proporciona un comportamiento estacionario de las variables bajo estudio. En efecto, para tiempos de análisis del orden de pico segundos se observa un *sobretiro* en las curvas de la densidad de portadores y de la ganancia material. Este último comportamiento es importante cuando se analiza la dinámica de un SOA bajo condiciones de inyección eléctrica y/o óptica moduladas o pulsadas. Sin embargo, en el presente trabajo sólo se analiza la respuesta de un SOA ante la inyección de un campo eléctrico en régimen de onda continua cuya envolvente no está modulada en amplitud ni en fase. Bajo este contexto, la discusión presentada en las secciones siguientes de este capítulo relacionada con la evolución longitudinal de las diferentes variables analizadas, tales como la densidad de portadores, el índice de refracción local, y los índices de refracción efectivos, se realiza considerando las soluciones estacionarias de tales variables.

V.3 Ganancia material e índice de refracción local en la región activa del SOA

Como se discutió en el Capítulo III, la perturbación ejercida sobre la región activa de un SOA, provocada tanto por la corriente de inyección eléctrica como por la propagación de un campo electromagnético, se describe convenientemente a través de la susceptibilidad del medio amplificador, es decir, a través de la ganancia material y del índice de refracción local. Por lo tanto, debido a la importancia que tienen dichas variables para determinar el comportamiento del SOA bajo estudio y del fenómeno no lineal de la XPolM, en esta sección se discutirá su evolución para diferentes densidades de portadores y longitudes de onda del haz de control.

En la Figura 38 se muestran simulaciones numéricas de la ganancia material que puede ofrecer el amplificador en el intervalo de 1450 a 1610 nm , considerando una excitación óptica nula y corrientes de inyección eléctrica de 500, 400, 300 y 200 mA , las cuales corresponden respectivamente a densidades de portadores de 3.06, 2.75, 2.38 y $1.91 \times 10^{24} m^{-3}$ dentro de la región activa del SOA. Dichas curvas se obtuvieron utilizando la ecuación (40) discutida en el Capítulo III y proporcionan el comportamiento de la ganancia material ofrecida por el SOA para diferentes longitudes de onda, suponiendo una densidad de portadores constante a lo largo de toda la región activa del amplificador.

En este sentido, considerando alguna determinada longitud de onda en el intervalo de análisis de 1450 a 1610 nm , la magnitud de la ganancia material es proporcional a la corriente de inyección eléctrica. En general, este comportamiento se presenta porque el factor de inversión de población se incrementa en proporción directa con la densidad de portadores presente en la región activa de un SOA, quien a su vez está determinada por

dicha corriente eléctrica (Agrawal and N.K.Dutta, 1986; Thompson, 1980). De la misma forma, el máximo geométrico de la ganancia material se desplaza hacia longitudes de onda menores (mayor energía de los fotones) en proporción directa con la corriente eléctrica. Esto se presenta porque la corriente que se suministra a la región activa inyecta electrones libres de alta energía que tienden a ocupar estados de energía cada vez mayor con respecto a los estados de energías inferiores ya ocupados en la banda de conducción. Este mecanismo se conoce como el *efecto de llenado de las bandas de energía* (band-filling effect) (Miao *et al.*, 2005).

Una variable de particular interés en este trabajo y que está estrechamente relacionada con la ganancia material es el índice de refracción local, o equivalentemente la modificación que sufre dicho índice en función de alguna perturbación externa, ya sea óptica o eléctrica. En este sentido, recordando que el índice de refracción local se calcula mediante $\eta(N, \omega) = \eta_{mp}(\omega) + \Delta\eta_p(N, \omega)$, primeramente es necesario estimar el valor del

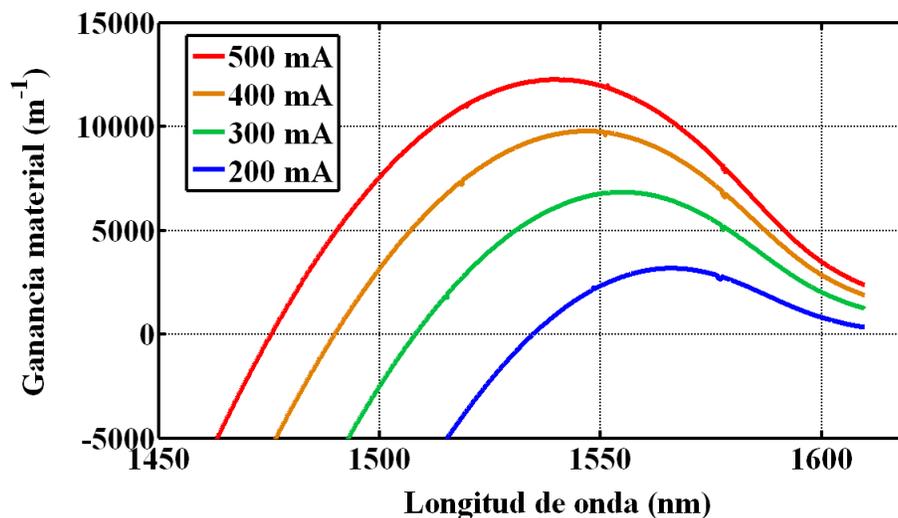


Figura 38: Simulación numérica de la ganancia material ofrecida por la región activa del SOA masivo bajo estudio para diferentes corrientes de inyección eléctrica.

índice de refracción local $\eta_{np}(\omega)$ del material que compone la región activa del SOA, en ausencia de inyección eléctrica y óptica, para todo el intervalo de longitudes de onda bajo análisis de 1450 a 1610 nm . Para tal efecto, considerando la energía prohibida E_g , así como las concentraciones x y y de los materiales que componen la región activa del SOA, el índice de refracción local que exhibe dicha región activa se determina mediante la expresión siguiente (Broberg and S.Lingren, 1984; Adachi, 1982):

$$\eta_{np}(\omega) = \left[1 + \frac{\xi_1}{\xi_2} + \frac{\xi_1 \cdot (\hbar\omega)^2}{\xi_2^3} + \xi_3 \cdot (\hbar\omega)^4 \cdot \ln \left(\frac{2\xi_1^2 - E_g^2 - (\hbar\omega)^2}{E_g^2 - (\hbar\omega)^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (137)$$

donde:

$$\xi_1 = (12.36x - 12.71)y + 7.54x + 28.91, \quad (138)$$

$$\xi_2 = 0.595x^2(1 - y) + 1.626xy - 1.891y + 0.524x + 3.391, \quad (139)$$

$$\xi_3 = \frac{\xi_1}{2\xi_2^3(\xi_2^2 - E_g^2)}. \quad (140)$$

De esta forma, utilizando los valores de $E_g \simeq 1.24 \times 10^{-19} J$, $x \simeq 0.442$, $y \simeq 0.947$, en la Figura 39 se muestra la curva (línea punteada) del índice de refracción local que se presenta en la región activa del SOA bajo estudio en ausencia de inyección óptica o eléctrica. Cabe mencionar que de acuerdo a lo establecido por (Broberg and S.Lingren, 1984; Adachi, 1982), la estimación de $\eta_{np}(\omega)$ que se realiza a partir de las ecuaciones (137) - (140), está sobre-valorada para longitudes de onda cercanas o iguales a la energía prohibida. Por tal motivo, en la Figura 39 se observa un incremento drástico de $\eta_{np}(\omega)$ para longitudes de onda mayores a 1600 nm , las cuales están cercanas a la energía prohibida E_g . Sin embargo, tal incremento no revela el comportamiento verdadero del índice de refracción local en el intervalo de longitudes de onda de 1600 a 1610 nm .

Posteriormente, considerando el índice de refracción local no perturbado $\eta_{np}(\omega)$ y condiciones de simulación iguales a aquellas utilizadas para obtener la curva de la ganancia material ilustrada en la Figura 38, se calcula la perturbación $\Delta\eta_p(N, \omega)$ para diferentes corrientes de inyección eléctrica y se obtiene el índice de refracción local $\eta(N, \omega)$. Los resultados se presentan en la Figura 39 y se obtuvieron utilizando las ecuaciones (1), (2) y (38) discutidas en los Capítulos II y III.

Debe notarse que en la Figura 39 se muestra el comportamiento global del índice de refracción local para un intervalo amplio de longitudes de onda (de 1450 a 1610 nm). Sin embargo, el intervalo de mayor interés para nuestro trabajo es de 1550 a 1566 nm aproximadamente. En este caso, es importante observar que para una determinada longitud de onda dentro de dicho intervalo de interés, el índice de refracción local disminuye conforme la corriente de inyección del SOA aumenta. Así por ejemplo, para una longitud de onda de 1562 nm , la perturbación sobre el índice de refracción local

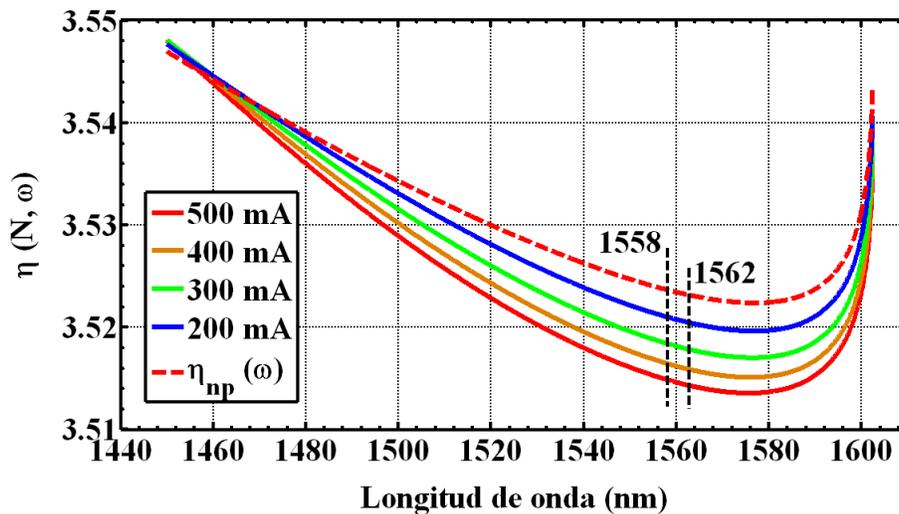


Figura 39: Simulación numérica del índice de refracción local $\eta(N, \omega)$ presente en la región activa del SOA masivo bajo estudio para diferentes corrientes de inyección eléctrica.

provocada por una corriente de polarización de 500 mA es de 9.5×10^{-3} , mientras que una corriente de 200 mA provoca una perturbación de 2.5×10^{-3} aproximadamente. Los resultados obtenidos con nuestras simulaciones se encuentran dentro del intervalo de perturbación del índice de refracción local que se ha reportado en diferentes trabajos (Miao *et al.*, 2005; Chang *et al.*, 1995; Hunziker *et al.*, 1995; Henry *et al.*, 1981; Broberg and S.Lingren, 1984; Adachi, 1982). Al considerar una corriente de inyección nula, la región activa del SOA no está sometida a ninguna perturbación eléctrica externa. Por lo tanto, su índice de refracción local no experimenta ninguna perturbación y presenta un valor equivalente a aquel del índice estructural. Para el SOA masivo bajo estudio, se ha calculado un valor de índice estructural igual a 3.5232 para una longitud de onda de 1562 nm .

V.4 Índices de refracción efectivos η_{eff}^{TE} y η_{eff}^{TM} en la guía de onda del SOA

En esta sección se analizan los resultados de las simulaciones (soluciones numéricas y aproximaciones analíticas) que proporcionan la birrefringencia estructural e inducida presente en la guía de onda del SOA masivo bajo estudio. Tales variables están determinadas por los índices de refracción efectivos TE y TM asociados con los ejes propios de dicha guía de onda. Para tal efecto, se considerarán condiciones de simulación similares a aquellas utilizadas en el experimento que se describió y analizó en el Capítulo IV. Es decir, se considera que se suministra una corriente de inyección eléctrica constante de 500 mA en el SOA y que se inyectan simultáneamente los haces de control y de datos.

El haz de control posee una longitud de onda de 1558 nm , una potencia pico variable desde -30 hasta 0 dBm , y un estado de polarización lineal horizontal, es decir, en coincidencia con el eje propio transversal eléctrico de la guía de onda. El haz de datos posee una longitud de onda de 1562 nm , una potencia pico constante de -15 dBm , y un estado de polarización lineal orientado a 45° .

Antes de presentar los resultados obtenidos con las simulaciones, es pertinente discutir el siguiente punto. Las condiciones experimentales previamente indicadas, particularmente la orientación del estado de polarización lineal de los haces de control y de datos (lineal horizontal y lineal a 45° , respectivamente), sugieren la existencia de un modelo *vectorial*. Es decir, un modelo que considere diferentes orientaciones del estado de polarización lineal de los haces de control y de datos desde la entrada y a través del amplificador. Tales modelos se han propuesto en algunos trabajos dedicados al análisis de diversas guías de onda, pero no particularmente sobre el fenómeno de la XPolM dentro de SOAs (Gustavsson, 1993; Xu *et al.*, 1994; Visser *et al.*, 1999; Lin and G.P.Agrawal., 2004). Sin embargo, como se ha discutido en el Capítulo III, el modelo semi-clásico implementado en este trabajo de tesis es *escalar* y no considera la inyección y propagación de haces en diferentes orientaciones de polarización lineal.

Al respecto, es importante recordar que en el modelo semi-clásico considerado en este trabajo se ha supuesto que el haz de control es el principal responsable del consumo longitudinal de la densidad de portadores a lo largo del amplificador. Así mismo, en el Capítulo IV se ha demostrado experimentalmente que la mayor manifestación del fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización se presenta al incidir un haz de control con un estado de polarización lineal en coincidencia con el eje propio transversal eléctrico de la guía de onda del SOA bajo estudio.

En este sentido, las simulaciones numéricas del modelo semi-clásico implementado

en este trabajo proporcionan una evolución longitudinal de la densidad de portadores $N(z, t)$, la ganancia material $g(N, \omega)$ y el índice de refracción local $\eta(N, \omega)$ provocados por la propagación de un haz de control dentro de la región activa del SOA. En este caso, las tres variables antes mencionadas son cantidades escalares. El estado de polarización de la envolvente del haz de control (lineal horizontal) se introduce a través del factor de confinamiento Γ^{TE} incluido en la ecuación de propagación (47) discutida en la sección III.2. El carácter *vectorial* del modelo se adquiere con la aplicación del método del índice efectivo (MIE) discutido en la sección III.3. En otras palabras, en el MIE se considera la evolución longitudinal del índice de refracción local $\eta(N, \omega)$ y se calculan los índices efectivos $\eta_{eff}^{TE}(N, \omega)$ y $\eta_{eff}^{TM}(N, \omega)$ asociados con los ejes horizontal y vertical, respectivamente, de la guía de onda del SOA bajo estudio. De esta manera, es a través de tales índices efectivos que se calcula el desfase entre las componentes vectoriales ortogonales de la envolvente del haz de datos. Así mismo, la determinación de la birrefringencia estructural e inducida asociada con la propagación del haz de datos, para alguna longitud de onda λ_{datos} en particular, se obtiene a través de la dependencia de los índices efectivos con respecto a la frecuencia angular ω .

Bajo este contexto, en la Figura 40 se muestra la solución estacionaria del índice de refracción local presente a lo largo de la región activa del SOA bajo estudio al variar la potencia del haz de control a la entrada del amplificador. En este caso, se muestran los resultados para las potencias del haz de control iguales a 0, -5, -10, -15 y -30 dBm a la entrada de dicho dispositivo. Es importante resaltar que en la Figura 40 se muestra la variación del índice de refracción local correspondiente a la longitud de onda del haz de datos, es decir, a 1562 nm. Como se observa en dicha figura, cuando la potencia del haz de control es pequeña (-30 dBm), se puede decir que el índice de refracción local sólo se ve perturbado por la corriente de inyección eléctrica. En este sentido, el índice

de refracción local disminuye su valor nominal (o estructural no perturbado) de 3.5232 a 3.514 aproximadamente, a lo largo de toda la región activa del SOA. Con la finalidad de evitar ambigüedad y proporcionar claridad en la presente discusión, a dicho índice local de 3.514 se le nombrará *índice de refracción local de referencia*.

A medida que se incrementa la potencia del haz de control a la entrada del amplificador, el mayor consumo de portadores generado por la emisión estimulada provoca un decremento longitudinal de la ganancia material y consecuentemente un incremento del índice de refracción local con respecto a su valor de referencia. Así, para la máxima potencia considerada del haz de control a la entrada del SOA (0 dBm), el fuerte consumo de la densidad de portadores a lo largo de la región activa provoca una perturbación relativamente alta del índice de refracción local con respecto a su valor de referencia. Dicha perturbación se observa preponderantemente en las últimas secciones virtuales que componen la región activa del amplificador. En efecto, para la potencia

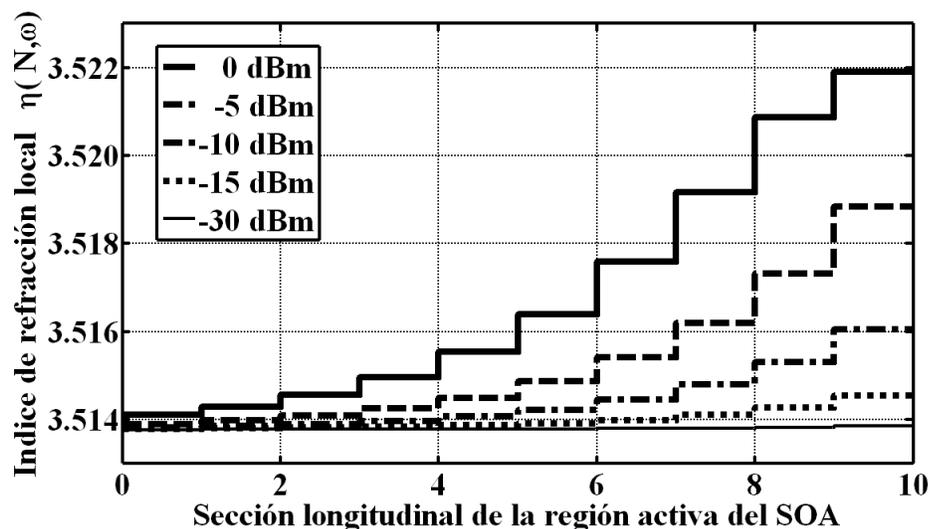


Figura 40: Evolución longitudinal del índice de refracción local $\eta(N, \omega_{datos})$ a lo largo de la región activa del SOA bajo estudio, al variar la potencia del haz de control a la entrada del amplificador.

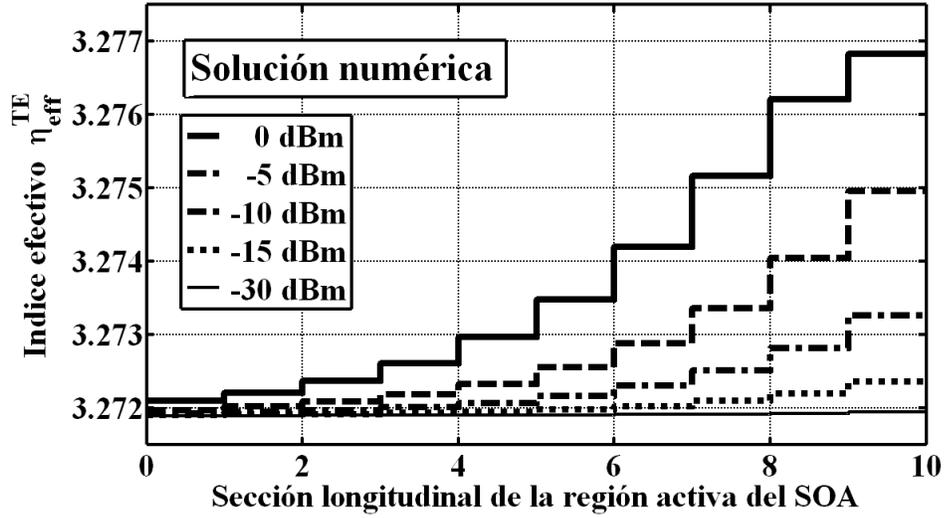


Figura 41: Evolución longitudinal del índice de refracción efectivo $\eta_{eff}^{TE}(N, \omega_{datos})$ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (solución numérica).

del haz de control de 0 dBm a la entrada del SOA, se obtiene una diferencia máxima $\eta_{output}(N, \omega_{datos}) - \eta_{input}(N, \omega_{datos})$ del índice de refracción local de $\sim 8 \times 10^{-3}$. Este valor presenta un gran acuerdo con lo reportado anteriormente en (Soto *et al.*, 2004).

Por otro lado, utilizando los resultados previamente discutidos del índice de refracción local, en las Figuras 41 y 42 se muestra la evolución longitudinal de los índices efectivos TE y TM asociados con el haz de datos para las diferentes potencias consideradas del haz de control a la entrada del SOA.

Es pertinente mencionar que en las Figuras 41 y 42 se muestran los resultados de los índices efectivos que se obtienen de la solución numérica de las ecuaciones propias y las relaciones de dispersión discutidas anteriormente en las secciones III.3.2 y III.3.3. Como se ilustra en dichas figuras, para potencias pequeñas del haz de control (-30 dBm), los índices efectivos TE y TM poseen un valor prácticamente constante de 3.272 y 3.242, respectivamente. En estas condiciones de baja intensidad del campo de control,

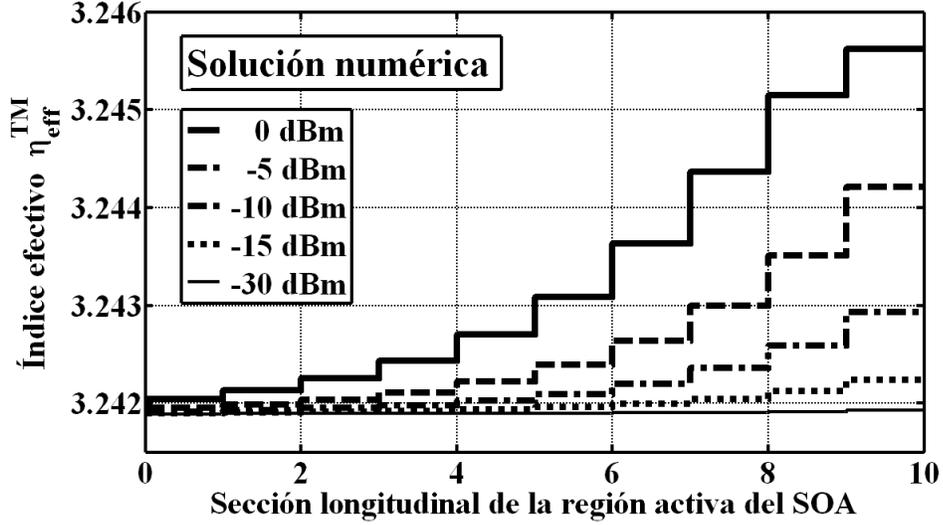


Figura 42: Evolución longitudinal del índice de refracción efectivo $\eta_{eff}^{TM}(N, \omega_{datos})$ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (solución numérica).

se puede considerar que la birrefringencia presente en toda la región activa del SOA es constante. Dicha birrefringencia se determina a través de la diferencia entre los índices efectivos $|\eta_{m,eff}^{TE}(N, \omega_{datos}) - \eta_{m,eff}^{TM}(N, \omega_{datos})|$ en cada sección virtual m que compone a la región activa del amplificador y en este caso tiene un valor aproximado de $3.272 - 3.242 = 30 \times 10^{-3}$. A esta variable se le llamará *birrefringencia de referencia* o *birrefringencia estructural perturbada* por una corriente de inyección en el amplificador igual a 500 mA .

Al incrementar la potencia del haz de control (mayor a -15 dBm), los índices de refracción efectivos se incrementan progresivamente con respecto a la posición longitudinal dentro de la región activa del SOA. En estas condiciones, la birrefringencia total se modifica progresivamente con respecto a la birrefringencia de referencia. En otras palabras, se presenta una birrefringencia inducida que es provocada por la propagación del haz de control a través de la región activa del amplificador.

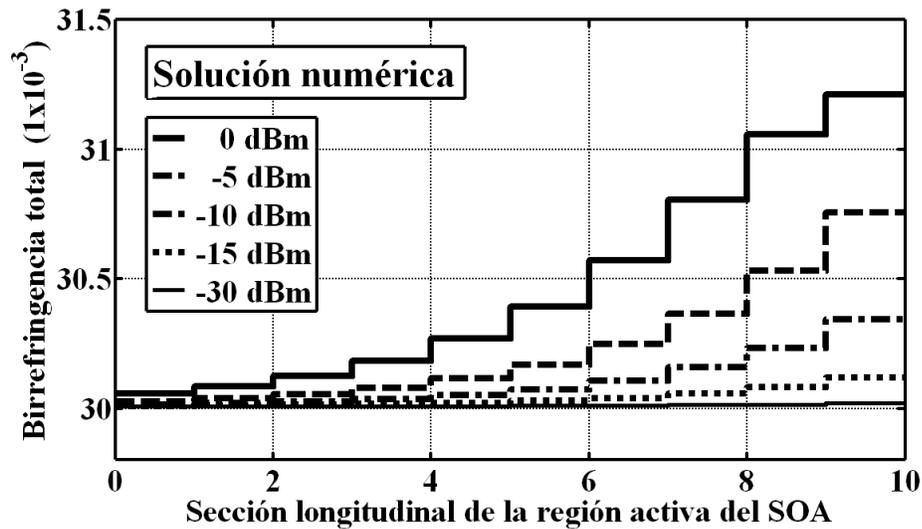


Figura 43: Evolución longitudinal de la birrefringencia total $|\eta_{m,eff}^{TE}(N, \omega_{datos}) - \eta_{m,eff}^{TM}(N, \omega_{datos})|$ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (solución numérica).

Este hecho se ilustra en la Figura 43, donde se muestra que la birrefringencia total $|\eta_{m,eff}^{TE}(N, \omega_{datos}) - \eta_{m,eff}^{TM}(N, \omega_{datos})|$ aumenta longitudinalmente en proporción directa con la potencia del haz de control. Así por ejemplo, la máxima birrefringencia inducida $|\eta_{eff}^{TE}(N, \omega_{datos}) - \eta_{eff}^{TM}(N, \omega_{datos})|_{m\acute{a}xima}$ que se presenta en la última sección del SOA es de $(3.2769 - 3.2456) - 30 \times 10^{-3} = 1.3 \times 10^{-3}$ aproximadamente, lo cual concuerda con los valores reportados en (Soto *et al.*, 1999).

De manera similar, utilizando los resultados previamente discutidos del índice de refracción local (Figura 40), en las Figuras 44 y 45 se muestra la evolución longitudinal de los índices efectivos TE y TM asociados con el haz de datos que se obtienen de las aproximaciones analíticas discutidas en la sección III.3.4. Comparando los resultados de los índices efectivos calculados mediante la solución numérica (Figuras 41 y 42) con aquellos calculados mediante las aproximaciones analíticas (Figuras 44 y 45) se obtiene lo siguiente. En cada una de las secciones virtuales que componen al SOA bajo estudio,

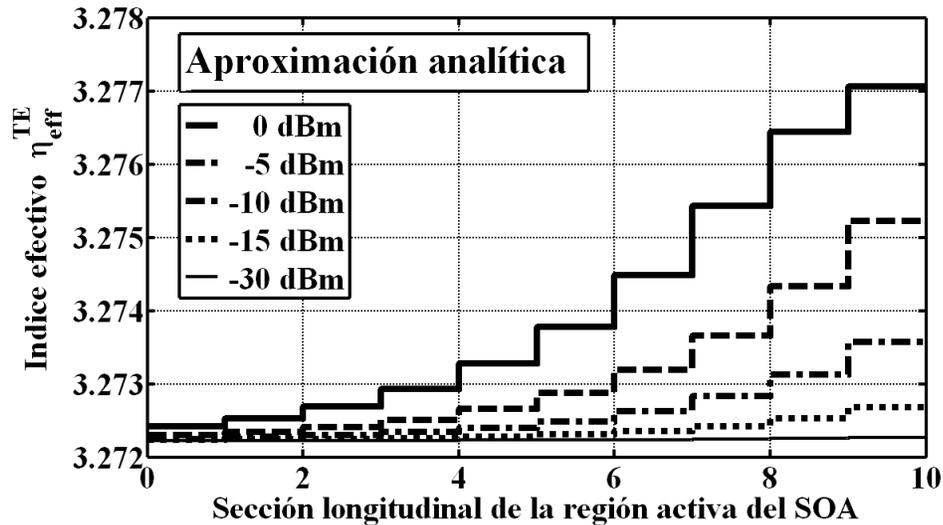


Figura 44: Evolución longitudinal del índice de refracción efectivo $\eta_{eff}^{TE}(N, \omega_{datos})$ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (aproximación analítica).

el cálculo de los índices efectivos TE y TM realizado mediante las aproximaciones analíticas presenta un error relativo inferior al 1% con respecto al cálculo realizado mediante las soluciones numéricas. Esto se presenta para todo el intervalo de variación en potencia del haz de control, el cual fluctúa desde -30 hasta 0 dBm. A manera de ejemplo ilustrativo, para la potencia de 0 dBm del haz de control, el error relativo del índice efectivo TE se calcula como $[(3.277 - 3.2769)/3.2769] < 1\%$.

Así mismo, considerando los resultados ilustrados en las Figuras 44 y 45, en la Figura 46 se muestra la birrefringencia total que se obtiene utilizando las aproximaciones analíticas de los índices efectivos TE y TM. En este caso, la máxima birrefringencia inducida obtenida es de $31 \times 10^{-3} - 29.65 \times 10^{-3} = 1.35 \times 10^{-3}$. Dicha birrefringencia inducida máxima presenta un error relativo de $[(1.35 - 1.3)/1.3] \simeq 3.8\%$ con respecto a aquella calculada mediante las soluciones numéricas.

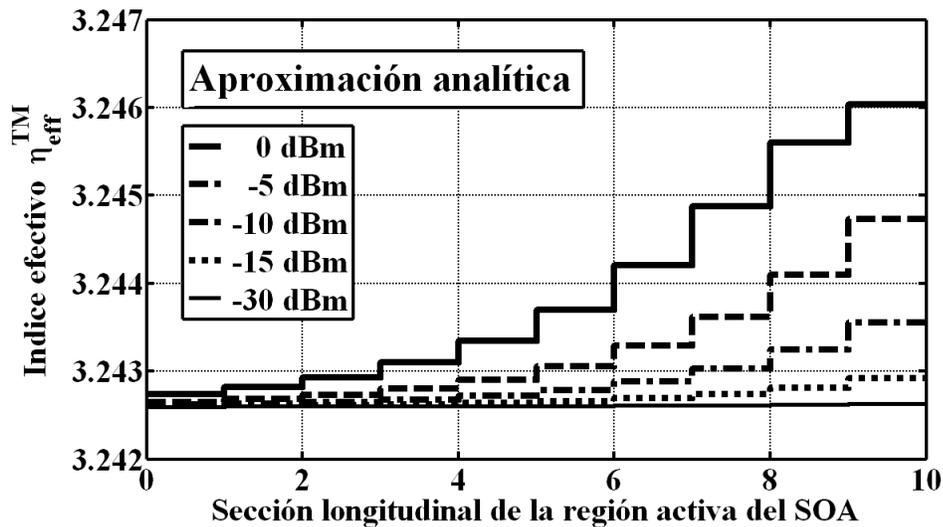


Figura 45: Evolución longitudinal del índice de refracción efectivo $\eta_{eff}^{TM}(N, \omega_{datos})$ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (aproximación analítica).

En este sentido, a partir de los resultados ilustrados en las Figuras 41 a 46, se muestra que para las condiciones de simulación consideradas, es decir, potencias y longitudes de onda de los haces de control y de datos, la aproximación analítica de los índices efectivos TE y TM, así como de la birrefringencia inducida, presenta un error relativo máximo inferior al 3.8% con respecto a la solución numérica de dichas variables.

Una observación importante que surge de los resultados mostrados en las Figuras 41 a 46 es que la propagación del haz de control dentro de la región activa del SOA y la inherente no homogeneidad longitudinal de la densidad de portadores, no provocan una perturbación simétrica en ambos índices efectivos $\eta_{eff}^{TE}(N, \omega_{datos})$ y $\eta_{eff}^{TM}(N, \omega_{datos})$. Este comportamiento se ilustra en la Figura 47, donde se muestra la perturbación inducida total ejercida sobre dichos índices efectivos al variar la potencia del haz de control a la entrada del amplificador. Tal perturbación inducida se obtiene utilizando los datos

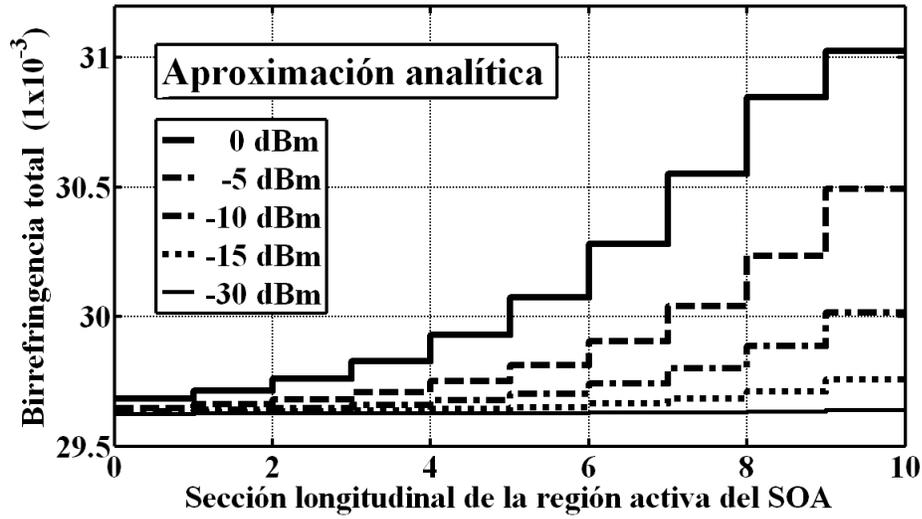


Figura 46: Evolución longitudinal de la birrefringencia total $|\eta_{m,eff}^{TE}(N, \omega_{datos}) - \eta_{m,eff}^{TM}(N, \omega_{datos})|$ a lo largo de la región activa del SOA para diferentes potencias del haz de control a la entrada del amplificador (aproximación analítica).

de las Figuras 41-42 (para el caso de la solución numérica), así como de las Figuras 44-45 (para el caso de la aproximación analítica), y calculando, para cada potencia considerada del haz de control, la diferencia entre los índices efectivos $\eta_{eff}^{TE}(N, \omega_{datos})$ y $\eta_{eff}^{TM}(N, \omega_{datos})$ obtenidos en la última sección del SOA con respecto a aquellos que determinan la birrefringencia de referencia. En este caso, se observa que la máxima perturbación ejercida sobre $\eta_{eff}^{TE}(N, \omega_{datos})$ es aproximadamente de 4.75×10^{-3} , mientras que aquella ejercida sobre $\eta_{eff}^{TM}(N, \omega_{datos})$ es aproximadamente igual a 3.6×10^{-3} . Es decir, se presenta una proporción máxima de $4/3$ en la perturbación ejercida sobre ambos índices efectivos.

Como se discutió en el Capítulo III, el comportamiento antes mencionado se justifica analíticamente porque la fluctuación del índice de refracción local y de la densidad de portadores no afecta en la misma proporción a los dos índices efectivos TE y TM. Con esto se demuestra que en el caso del SOA bajo estudio, la perturbación en el medio

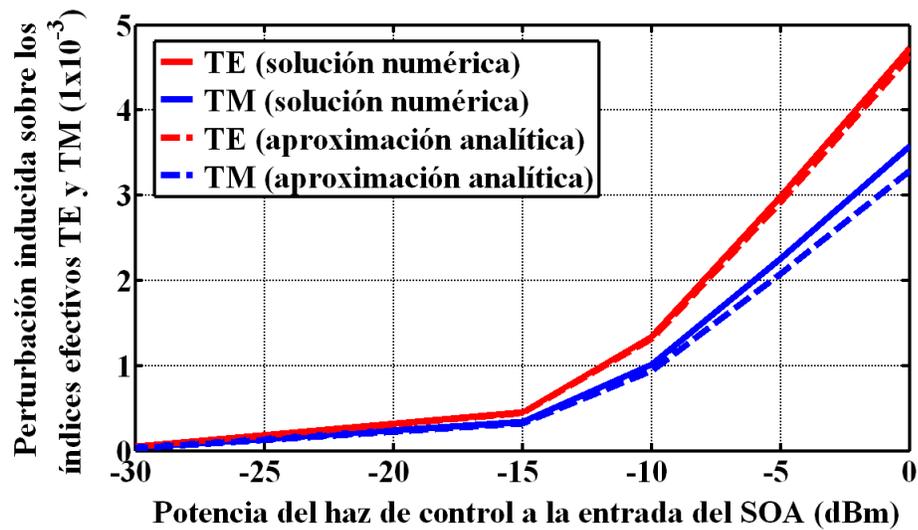


Figura 47: Perturbación inducida total que se ejerce sobre los índices efectivos $\eta_{eff}^{TE}(N, \omega_{datos})$ y $\eta_{eff}^{TM}(N, \omega_{datos})$ al variar la potencia del haz de control a la entrada del SOA. En líneas continuas se presenta la perturbación calculada mediante las soluciones numéricas y en líneas punteadas se presenta la calculada mediante las aproximaciones analíticas.

amplificador provoca que el índice efectivo asociado con el modo de propagación TE se modifique en mayor proporción que el índice efectivo asociado con el modo TM. Desde el punto de vista físico, esto corrobora que las condiciones de guiado por índice que presenta la guía de onda del SOA analizado, tanto en régimen lineal como en saturación, son más favorables para la propagación del modo TE que para la del modo TM.

V.5 Desfasamiento inducido entre las componentes ortogonales del haz de datos obtenido a la salida del SOA

En las secciones anteriores de este capítulo se han discutido y analizado variables importantes relacionadas con el modelado del fenómeno de la XPolM dentro del SOA masivo bajo estudio tales como la densidad de portadores, la ganancia material, el índice de refracción local y los índices efectivos TE y TM. En este caso particular, hasta donde se tiene conocimiento, la comparación entre tales variables y las observaciones experimentales no se puede realizar directamente (como ocurre con el índice de refracción local y los índices efectivos), o no es físicamente realizable (como ocurre con la variación longitudinal de la densidad de portadores).

En este sentido, para realizar la validación del modelo implementado, en la presente sección se analizarán y compararán variables importantes en la manifestación de la XPolM que se pueden obtener mediante simulaciones numéricas y que además se pueden medir experimentalmente. Como ya se ha establecido en los Capítulos II y III, una de tales variables importantes es el desfasamiento total entre las componentes ortogonales del haz de datos.

Desde el punto de vista de las simulaciones (soluciones numéricas y aproximaciones analíticas), dicho desfasamiento total se determina a través de la birrefringencia estructural e inducida de la guía de onda del SOA, es decir, por medio de la diferencia entre los índices de refracción efectivos presentes en dicha guía y asociados con la propagación de las componentes ortogonales del haz de datos. De esta manera, el desfasamiento total entre dichas componentes se calcula, en cada sección virtual que compone a la región

activa del amplificador, utilizando la expresión siguiente (Soto *et al.*, 1999):

$$\Delta\theta_m^{TM-TE} = \frac{2\pi\Delta z}{\lambda_{datos}} \left[\left[\eta_{m,eff}^{TM} - \eta_{m,eff}^{TE} \right]_{estructural} - \left[\eta_{m,eff}^{TM} - \eta_{m,eff}^{TE} \right]_{inducido} \right], \quad (141)$$

donde Δz es la longitud de cada sección y λ_{datos} es la longitud de onda del haz de datos. En la ecuación (141), la diferencia $\left[\eta_{m,eff}^{TM} - \eta_{m,eff}^{TE} \right]_{estructural}$ representa la birrefringencia estructural (o birrefringencia de referencia) exhibida en cada sección virtual m de la región activa del SOA, la cual está determinada por las características intrínsecas de la guía de onda obtenidas para una corriente de inyección eléctrica de 500 mA. Así mismo, la diferencia $\left[\eta_{m,eff}^{TM} - \eta_{m,eff}^{TE} \right]_{inducido}$ representa la birrefringencia inducida, la cual es provocada por la propagación del campo de control. Además, el factor 2π se incluye para expresar el desfaseamiento $\Delta\theta_m^{TM-TE}$ en radianes y puede omitirse para expresar a dicho desfaseamiento en grados. Debido a que $\Delta\theta_m^{TM-TE}$ representa el desfaseamiento entre las componentes ortogonales del campo de datos a lo largo de una sola sección, el desfaseamiento total obtenido a la salida del SOA queda expresado de la forma:

$$\Delta\theta_m^{TM-TE} \Big|_{modelo} = \sum_m \Delta\theta_m^{TM-TE} . \quad (142)$$

En (142), la sumatoria se realiza sobre todas las secciones virtuales que componen la región activa del SOA bajo estudio. Debe notarse que las expresiones (141) y (142) se aplican tanto para los índices efectivos obtenidos mediante la solución numérica, como para los obtenidos mediante las aproximaciones analíticas.

Por otro lado, desde el punto de vista experimental, el desfaseamiento total que existe entre las componentes ortogonales del haz de datos se puede estimar a través de los parámetros de Stokes normalizados s_2 y s_3 que están asociados con su estado de polarización en la representación de la esfera de Poincaré de radio unitario. Dicho

desfasamiento se calcula utilizando la expresión siguiente (Soto *et al.*, 2004):

$$\Delta\theta_m^{TM-TE} \Big|_{experimental} = \tan^{-1} \left(\frac{s_3}{s_2} \right), \quad (143)$$

donde $s_2 = 2E_x E_y \cos(\delta)$ y $s_3 = 2E_x E_y \sin(\delta)$. En este caso, E_x y E_y son las amplitudes de las componentes ortogonales del campo eléctrico asociados con el haz de datos, $\delta = \delta_y - \delta_x$ es la diferencia de fases entre dichas componentes, y δ_x , δ_y representan sus fases instantáneas (Goldstein, 2003). Cabe señalar que, tal como se discutió en el Capítulo IV, los parámetros de Stokes experimentales se midieron con un analizador de polarización HP 8509B (Agilent-Technologies, 2002).

De esta forma, considerando condiciones experimentales y de simulación equivalentes, en la Figura 48 se muestra el desfasamiento total que se presenta entre las componentes ortogonales del haz de datos a la salida del SOA al variar la potencia del haz de control. A manera de recordatorio, en este análisis se considera que el amplificador está alimentado con una corriente de 500 mA y que se le inyectan simultáneamente los haces de control y de datos. El primero posee una longitud de onda de 1558 nm , una potencia pico variable desde -30 hasta 0 dBm , y un estado de polarización lineal horizontal. El haz de datos posee una longitud de onda de 1562 nm , una potencia pico constante de -15 dBm , y un estado de polarización lineal orientado a 45° .

Como se puede observar en la Figura 48, para potencias pequeñas del haz de control a la entrada del SOA, en el intervalo de -30 dBm a -20 dBm , el desfasamiento total está determinado prácticamente por la birrefringencia estructural. En otras palabras, como se mostró en las Figuras 41 a 46, en este intervalo de potencias la propagación del haz de control no provoca ninguna perturbación significativa en la birrefringencia estructural. Por otro lado, a medida que la potencia del haz de control se incrementa a la entrada del SOA, se presenta una birrefringencia inducida que modifica gradualmente

a la birrefringencia estructural. Como consecuencia, se presenta un desfaseamiento inducido entre las componentes ortogonales del haz de datos que modifica progresivamente el desfaseamiento de referencia determinado por la birrefringencia estructural.

Dicha evolución del desfaseamiento total es estimada o descrita correctamente por las soluciones numéricas y las aproximaciones analíticas obtenidas con el modelo. Sin embargo, en el caso de las soluciones analíticas se presenta cierto desacuerdo con respecto a los resultados experimentales, en particular para las potencias más grandes del haz de control consideradas en el experimento (de -3 a 0 dBm).

En efecto, esto se debe a que las expresiones (96) a (115), presentadas en el Capítulo III y que permiten calcular analíticamente los índices efectivos TE y TM, se obtuvieron aplicando una expansión de primer orden en series de Taylor. En consecuencia, una pequeña discrepancia en el cálculo de los índices efectivos TE y TM provoca una sobreestimación del desfaseamiento total entre las componentes ortogonales del haz de datos.

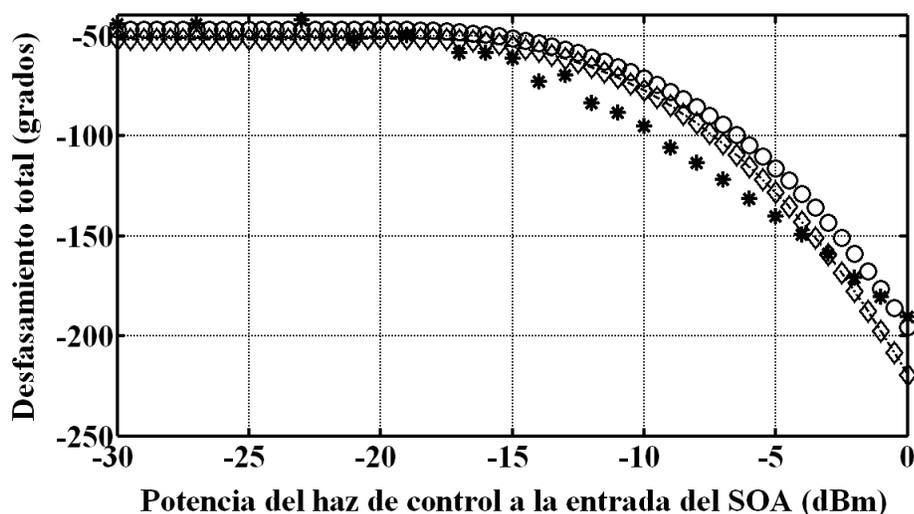


Figura 48: Desfaseamiento total experimental (*), numérico (o) y analítico (▽) que se presenta entre las componentes ortogonales de un haz de datos a la salida del SOA bajo estudio, provocado por una variación en la potencia del haz de control.

A pesar de dicha discrepancia, las gráficas que se obtienen utilizando los índices efectivos calculados con las aproximaciones analíticas (96) a (115), proporcionan una estimación correcta del comportamiento de dicho desfaseamiento.

Así mismo, es importante mencionar que las gráficas ilustradas en la Figura 48 correspondientes a las soluciones numéricas y analíticas se obtuvieron utilizando valores numéricos de los índices efectivos TE y TM con una precisión mínima de 1×10^{-6} . Ciertamente, desde una perspectiva práctica o experimental, tal precisión carece de sentido. Sin embargo, considerando los recursos de cómputo proporcionados por el ambiente de simulación de *MatLab*[®], en este trabajo se utilizó tal precisión para obtener un buen acuerdo entre las simulaciones y las mediciones experimentales.

Por otro lado, utilizando la representación en la esfera de Poincaré de radio unitario, en la Figura 49 se muestra la evolución teórica y experimental de los parámetros de Stokes normalizados, asociados con el estado de polarización del haz de datos que se obtiene a la salida del SOA, provocados por un cambio en la potencia del haz de control.

Es importante recordar que los parámetros de Stokes teóricos se calcularon utilizando el desfaseamiento previamente analizado e ilustrado en la Figura 48 entre las componentes ortogonales del haz de datos. Así mismo, se especificaron dos ganancias de simple paso, cada una asociada con cada modo de propagación TE y TM del haz de datos, respectivamente. En particular, teniendo en consideración la caracterización de la ganancia de un solo paso del SOA bajo estudio, se especificó una diferencia constante de 2 dB entre tales ganancias modales para todo el intervalo de potencias consideradas del haz de control a la entrada del SOA.

Analizando los resultados experimentales ilustrados en la Figura 49, se observa que para el intervalo de potencias de -30 dBm a -10 dBm del haz de control a la entrada del SOA, el estado de polarización del haz de datos no se modifica significativamente.

En efecto, utilizando la representación en la elipse de polarización, el haz de datos presenta un estado de polarización elíptico cuya elipse de polarización solo cambia su inclinación de -20° a $+5^\circ$ para las potencias entre -30 dBm y -10 dBm del haz de control, respectivamente. Sin embargo, para el intervalo de -10 dBm a 0 dBm , su estado de polarización cambia de elíptico, pasando por lineal y nuevamente a elíptico para las potencias del haz de control entre -10 dBm , -3 dBm y 0 dBm , respectivamente.

Cabe señalar que los resultados numéricos y analíticos describen adecuadamente la evolución experimental del estado de polarización del haz de datos. Sin embargo, para las potencias más grandes del haz de control consideradas en el experimento (de -3 a 0 dBm), las aproximaciones analíticas proporcionan una estimación en exceso del estado de polarización del haz de datos. Esto se debe a que en la representación en la esfera de Poincaré está incluida la información del desfaseamiento total entre las componentes

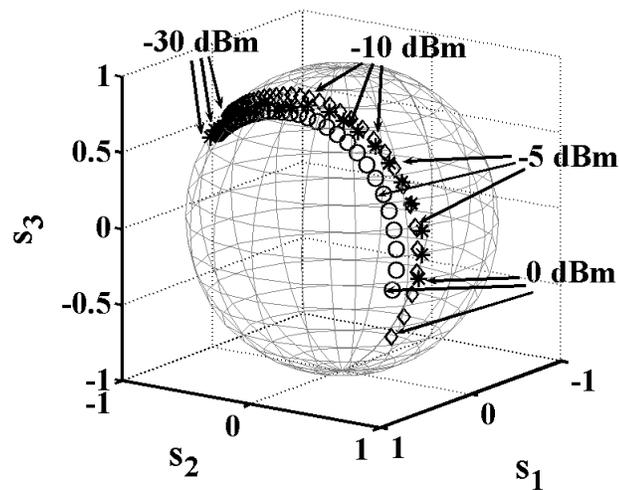


Figura 49: Evolución del estado de polarización experimental (*), numérico (o) y analítico (◊) del haz de datos a la salida de un SOA provocado por un cambio en la potencia del haz de control. Las flechas indican los parámetros de Stokes normalizados que se obtienen para el haz de datos correspondientes a las potencias del haz de control de 0, -5 , -10 y -30 dBm a la entrada del amplificador.

ortogonales del haz de datos. Como se ilustró en la Figura 48, las aproximaciones analíticas proporcionan una estimación en exceso de dicho desfaseamiento.

Por otra parte, es pertinente resaltar una observación adicional con relación a los resultados mostrados en la Figura 49, misma que en efecto se discutió en el Capítulo IV. Las mediciones experimentales proporcionan una evolución del estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA que describe un trazo o curva paralelo al eje s_2 . Dicha evolución del estado de polarización se reproduce aceptablemente, tanto en las soluciones numéricas como en las aproximaciones analíticas, considerando una proporción constante entre las ganancias modales asociadas con las componentes ortogonales del haz de datos. Esto implica que, bajo las condiciones de operación consideradas en la caracterización experimental de la XPolM, no se presenta una perturbación significativa sobre las ganancias modales.

En vista de la correcta predicción numérica y analítica de la evolución del estado de polarización del haz de datos con respecto a las observaciones experimentales, se demuestra que bajo las condiciones de operación especificadas, la birrefringencia inducida es el mecanismo dominante en la manifestación del fenómeno no lineal de la XPolM dentro de un SOA masivo. Así mismo, se puede afirmar que con el modelo implementado en el presente trabajo se obtiene una estimación correcta de la manifestación de la XPolM, cuando los haces de control y datos son insertados con polarizaciones lineales orientadas a 0° y 45° , respectivamente.

Continuando con el análisis, en la Figura 50 se muestra la evolución del ángulo máximo de rotación α' (experimental y simulado), asociado con el estado de polarización del haz de datos y provocado por un cambio en la potencia del haz de control a la entrada del SOA. Dichos ángulos de rotación máxima se calculan mediante el desarrollo discutido en la sección IV.2 y utilizando los datos ilustrados en la representación de la

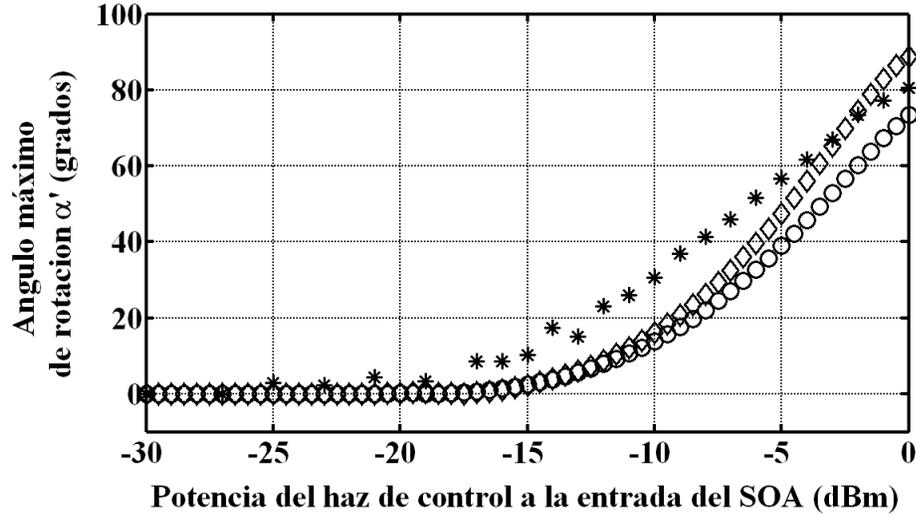


Figura 50: Ángulo máximo de rotación experimental (*), numérico (o) y analítico (◊) obtenidos de la representación en la esfera de Poincaré de radio unitario, asociados con el estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA y provocados por un cambio en la potencia del haz de control a la entrada del amplificador.

esfera de Poincaré de la Figura 49. Como se puede observar en la Figura 50, los ángulos máximos de rotación obtenidos en el experimento, la solución numérica y la aproximación analítica fueron $\Psi_{experimental} \simeq 80^\circ$, $\Psi_{numérica} \simeq 74^\circ$ y $\Psi_{analítica} \simeq 89^\circ$, respectivamente. Tales resultados resaltan nuevamente la sobre-estimación del ángulo máximo de rotación que proporciona la solución analítica.

Finalmente, considerando alguna variable en particular ν , una forma de cuantificar la precisión de los resultados obtenidos a partir de las simulaciones con respecto a los resultados experimentales es a través de un error relativo, el cual se define como:

$$Error\ Relativo = \left| \frac{\nu_{aprox} - \nu_{experimento}}{(\nu_{experimento})_{max}} \right| \% . \quad (144)$$

Al aplicar la relación (144) para estimar el error relativo del ángulo máximo de rotación α' , $\nu_{experimento}$ y ν_{aprox} denotan a dicha variable cuando es obtenida con las

simulaciones (soluciones numéricas y aproximaciones analíticas) y con el experimento, respectivamente. Así mismo, el sub-índice *max* se utiliza para denotar el valor máximo de α' obtenido en todo el intervalo de potencias consideradas del haz de control. De esta manera, en la Figura 51 se muestra el porcentaje de error relativo del ángulo máximo de rotación que se obtiene con los resultados de las soluciones numéricas y las aproximaciones analíticas. A partir de estos resultados, se observa que el modelo implementado en el presente trabajo proporciona una estimación de α' con un error relativo prácticamente despreciable para la potencia mínima del haz de control (-30 dBm). Para el intervalo de potencias de -25 dBm a -15 dBm del haz de control a la entrada del SOA, el error relativo crece en una forma aproximadamente lineal hasta llegar al 10%. Sin embargo, en el intervalo de -14 dBm a -2 dBm (para el caso de las soluciones numéricas) y de -14 dBm a -5 dBm (para el caso de las aproximaciones analíticas), el error relativo es mayor al 10%, llegando a alcanzar un máximo de 24%. Finalmente, para la máxima potencia considerada del haz de control (0 dBm), el error relativo obtenido con las simulaciones es aproximadamente igual al 10%.

Considerando los resultados mostrados de los errores relativos obtenidos, así como el conjunto de gráficas ilustradas en las Figuras 48 a 50, se puede concluir que nuestro modelo proporciona, en general, una estimación correcta de la evolución del estado de polarización del haz de datos en respuesta a un cambio en la potencia del haz de control. En particular, nuestro modelo proporciona una estimación del ángulo máximo de rotación con un error relativo prácticamente despreciable para la mínima potencia del haz de control (-30 dBm) y con un error relativo del 10% para la máxima potencia de dicho haz. Sin embargo, se obtiene un error relativo significativo para potencias en el intervalo de -15 dBm a -3 dBm , el cual es aproximadamente igual al 24%. En nuestro modelo implementado, un error relativo de tal magnitud y presente en dicho

intervalo de potencias, se puede atribuir a la omisión de un término que considere a la emisión espontánea amplificada en la ecuación de evolución de la densidad de portadores. Como se había anticipado al inicio del presente capítulo, la omisión de la ASE, si bien produce un modelo más práctico y fácil de implementar, también constituye una fuente de error en la determinación de los efectos de la XPolM, especialmente cuando la potencia del haz de control es fluctuada en una gama de niveles intermedios. Así mismo, otra fuente de error que puede afectar a nuestros resultados es la omisión de los demás mecanismos que contribuyen, aunque en menor magnitud, en la manifestación de la modulación cruzada de la polarización. Como se ha discutido anteriormente, uno de los más importantes que puede incrementar el error experimental con nuestras simulaciones es la anisotropía de la ganancia.

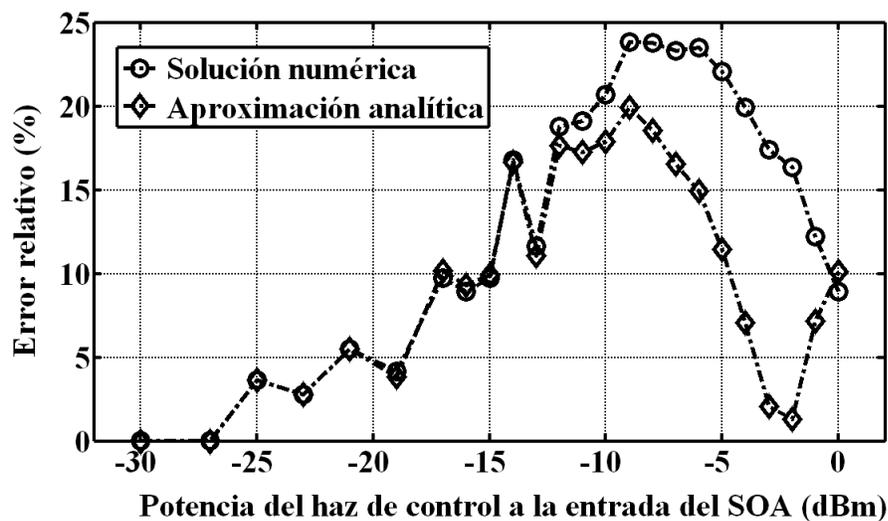


Figura 51: Errores relativos de las soluciones numéricas (○) y las aproximaciones analíticas (◇) asociadas con el cálculo de los ángulos máximos de rotación, los cuales son provocados por un cambio en la potencia del haz de control a la entrada del SOA.

V.6 Desfasamiento inducido entre las componentes ortogonales del haz de datos obtenido a la salida del SOA considerando diferentes longitudes de onda del haz de control

Para terminar el análisis y discusión de los resultados teóricos y experimentales, en esta sección se presentan resultados adicionales que proporcionan el desfasamiento inducido entre las componentes ortogonales del haz de datos obtenido a la salida del SOA. A diferencia de los resultados presentados en la sección anterior, en este caso se considera que la longitud de onda del haz de control se fluctúa en el intervalo de 1550 a 1566 nm , con incrementos de 2 nm , mientras que aquella del haz de datos se mantiene constante en 1558 nm . En otras palabras, en esta sección se compararán los resultados obtenidos de las simulaciones numéricas bajo las mismas condiciones a las de aquellos que se presentaron en la sección 3 del Capítulo IV.

En este sentido, en la Figura 52 se muestran los resultados experimentales y los obtenidos con las simulaciones numéricas al variar la longitud de onda del haz de control en el intervalo de 1550 a 1557 nm , mientras que en la Figura 53 se muestran los resultados obtenidos para el intervalo de 1559 a 1566 nm . Cabe mencionar que con fines de claridad en la presentación de los resultados, en ambas figuras se muestra el desfasamiento inducido *normalizado* entre las componentes ortogonales del haz de datos a la salida del SOA. Esto se debe a que dicho desfasamiento, el cual está determinado por la birrefringencia estructural e inducida de la guía de onda, depende de la longitud de onda de los haces de control y de datos en cuestión. En consecuencia, el desfasamiento inicial (el cual está determinado por la birrefringencia estructural) que se genera sobre

las componentes ortogonales del haz de datos no posee el mismo valor numérico en todo el intervalo de variación en longitud de onda del haz de control.

Como se puede observar de la Figura 52, los resultados de las simulaciones numéricas reproducen el comportamiento decreciente del desfasamiento inducido que se obtiene experimentalmente. Sin embargo, los resultados de las simulaciones numéricas no reproducen la misma pendiente de decaimiento que se presenta en las mediciones experimentales. En efecto, para el caso de las simulaciones numéricas, se obtiene un decaimiento exponencial mientras que se presenta un decaimiento aproximadamente lineal para el caso de los datos experimentales. Este comportamiento es más acentuado en el intervalo de variación de 1550 a 1557 nm en la longitud de onda del haz de control que en aquel de 1559 a 1566 nm . A pesar de esta discrepancia, la máxima excursión del desfasamiento

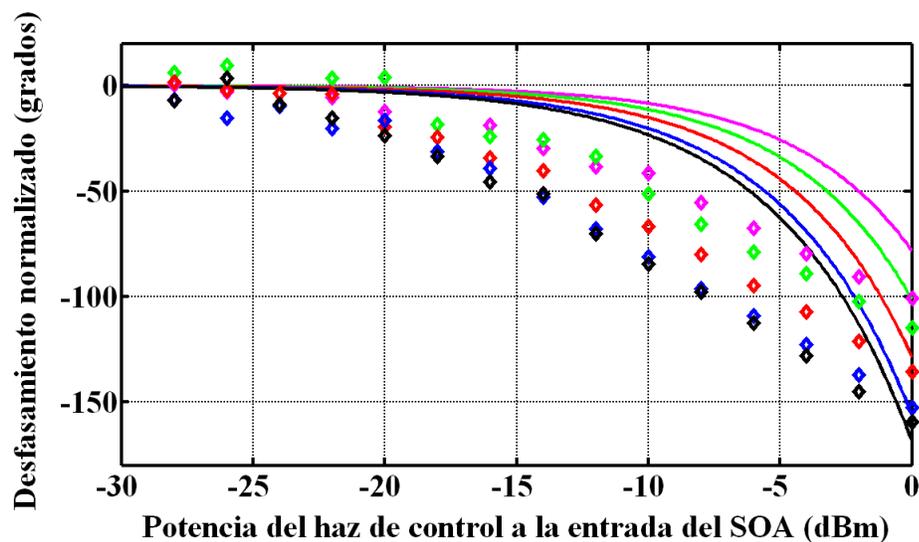


Figura 52: Desfasamiento inducido normalizado experimental (\diamond) y numérico (línea continua) que se presenta entre las componentes ortogonales del haz de datos a la salida del SOA masivo, provocado por una variación en la potencia y en la longitud de onda del haz de control. El color de los datos corresponde a las siguientes longitudes de onda del haz de control: 1550 nm (magenta), 1552 nm (verde), 1554 nm (rojo), 1556 nm (azul) y 1557 nm (negro).

inducido, la cual se obtiene para la potencia de 0 dBm del haz de control a la entrada del SOA, se reproduce adecuadamente al analizar la variación de la longitud de onda en el intervalo de 1559 a 1566 nm de éste último haz.

A partir de los resultados presentados en las Figuras 52 y 53, así como aquellos presentados en la Figura 48 de la sección anterior, se concluye lo siguiente. El modelo numérico implementado en este trabajo de tesis permite describir con precisión la manifestación del fenómeno de la XPolM al considerar a ambos haces de control y de datos dentro del intervalo de longitudes de onda de mayor amplificación del SOA, particularmente en el intervalo de 1558 a 1566 nm . Sin embargo, al asignar longitudes de onda del haz de control fuera de dicho intervalo de mayor amplificación, se obtiene una estimación aceptable del máximo desfase inducido que experimentan las compo-

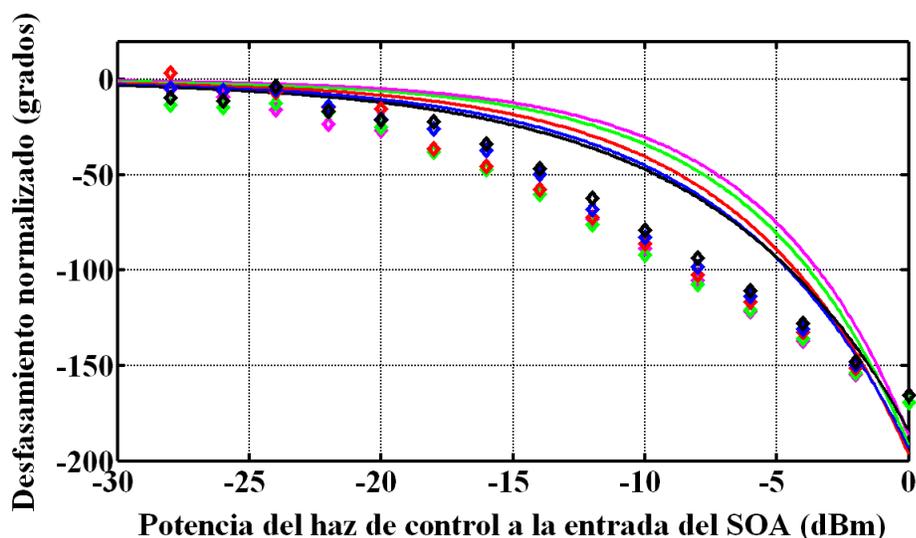


Figura 53: Desfasamiento inducido normalizado experimental (\diamond) y numérico (línea continua) que se presenta entre las componentes ortogonales del haz de datos a la salida del SOA masivo, provocado por una variación en la potencia y la longitud de onda del haz de control. El color de los datos corresponde a las siguientes longitudes de onda del haz de control: 1559 nm (magenta), 1560 nm (verde), 1562 nm (rojo), 1564 nm (azul) y 1566 nm (negro).

mentes ortogonales del haz de datos pero no se obtiene una estimación precisa del perfil de variación de dicho desfaseamiento.

V.7 Resumen

En el presente capítulo se realizó un análisis y comparación entre los principales resultados teóricos y experimentales obtenidos en este trabajo de tesis. Con relación a los resultados teóricos, primeramente se analizó la evolución de la densidad de portadores, la ganancia material y el índice de refracción local que presenta la región activa del SOA bajo excitación óptica constante (-30 y 0 dBm). En este caso, se consideró una corriente de inyección eléctrica constante de 500 mA en la región activa del amplificador. Posteriormente se analizó la evolución de la ganancia material y del índice de refracción local considerando diferentes condiciones de simulación, tales como la corriente de inyección eléctrica en el amplificador y la longitud de onda del haz de datos en cuestión.

La comparación de los resultados teóricos con los experimentales comienza con el análisis del índice de refracción local y de los índices efectivos TE y TM asociados con los ejes propios de propagación de la guía de onda del SOA. En este caso, se especificaron condiciones de simulación equivalentes a aquellas utilizadas en el experimento descrito en el Capítulo IV. En particular, se consideró un haz de datos con una longitud de onda y potencia constantes (1562 nm y -15 dBm , respectivamente). Así mismo, se consideró un haz de control con una longitud de onda constante (1558 nm) y una potencia variable en el intervalo de -30 a 0 dBm . Bajo estas condiciones de simulación, se encontró que los índices de refracción efectivos TE y TM varían en proporciones diferentes a medida

que se incrementa la potencia del haz de control a la entrada del SOA. En particular, se obtuvo que la variación entre tales índices efectivos posee una relación de $4/3$, siendo mayor la variación que experimenta el índice efectivo TE.

Teniendo en cuenta la estimación numérica y la aproximación analítica de los índices efectivos, se obtuvo el desfaseamiento relativo que experimentan las componentes ortogonales del haz de datos al realizar una fluctuación en la potencia del haz de control. En este caso, al comparar los resultados obtenidos teóricamente con aquellos obtenidos de las mediciones experimentales, se observó que los resultados de las simulaciones numéricas proporcionan una mejor estimación de la evolución del desfaseamiento inducido que aquellos proporcionados por las aproximaciones analíticas.

De manera similar, considerando el desfaseamiento inducido calculado teóricamente y una proporción constante en las ganancias modales, se obtuvo una estimación de la evolución del estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA al fluctuar la potencia del haz de control a la entrada de dicho dispositivo. Tal evolución del estado de polarización se representó en la esfera de Poincaré de radio unitario. Al comparar tales resultados con las mediciones experimentales, nuevamente se obtuvo una mejor descripción de la evolución del estado de polarización mediante la solución numérica de los índices efectivos que mediante las aproximaciones analíticas.

Finalmente, se realizó una comparación teórica y experimental del desfaseamiento inducido que experimentan las componentes ortogonales del haz de datos pero considerando una variación tanto en la potencia como en la longitud de onda del haz de control. En particular, se especificaron potencias y longitudes de onda constantes en el haz de datos, de -15 dBm y 1558 nm , respectivamente. Por otro lado, se realizó una variación en la potencia y en la longitud de onda del haz de control de -30 a 0 dBm , y de 1550 a 1566 nm , respectivamente. Bajo estas condiciones de operación, los resulta-

dos teóricos no proporcionan una estimación precisa de la evolución del desfase inducido entre las componentes ortogonales del haz de datos. En particular, la variación experimental de dicho desfase inducido presenta un comportamiento lineal decreciente, mientras que la variación estimada mediante las simulaciones numéricas presenta un comportamiento exponencial decreciente.

★ ★ ★

CAPÍTULO VI

DISCUSIONES FINALES Y CONCLUSIONES

LAS discusiones finales y las conclusiones del presente trabajo de tesis se clasifican en tres partes. En la primera de ellas, se presentan las conclusiones obtenidas del modelo matemático estudiado, desarrollado e implementado que permite analizar y describir la manifestación del fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización (XPolM) dentro de un amplificador óptico de semiconductor masivo (bulk-SOA). En la segunda parte, se presentan las conclusiones obtenidas de la caracterización experimental de la XPolM. Finalmente, en la tercera parte se presentan las conclusiones derivadas de la comparación entre los resultados teóricos y los experimentales.

Con relación al desarrollo teórico, primeramente se revisaron algunos conceptos fundamentales sobre la estructura básica y el principio de operación de los SOAs masivos. Posteriormente se realizó una revisión de los principales mecanismos que intervienen en la manifestación del fenómeno de la XPolM desarrollada dentro de un SOA, entre los que se encuentran la birrefringencia inducida, la modificación de las ganancias modales y la perturbación de los ejes propios de propagación de la guía de onda del amplificador.

Tales mecanismos se suscitan por la variación longitudinal no homogénea de la densidad de portadores y del índice de refracción local presente a lo largo de la región activa de dicho dispositivo. Así mismo, dicha variación longitudinal se provoca por un cambio en la potencia, la longitud de onda o el estado de polarización de un haz intenso de control que se propaga y amplifica dentro del SOA.

Por otro lado, se realizó una revisión detallada de las causas y los efectos que produce el esfuerzo mecánico interno por tensión biaxial que se presenta en dobles heteroestructuras, similares a aquella que compone la región activa del SOA bajo estudio. A partir de dicha revisión, se encontró que las principales causas del esfuerzo por tensión biaxial son: la diferencia en las constantes de red de las estructuras cristalinas de los materiales que componen la doble heteroestructura y la diferencia en sus constantes de expansión térmica. Similarmente, se encontró que los principales efectos del esfuerzo mecánico por tensión son: 1) Provocar la pérdida de degeneración entre las bandas de valencia asociadas con los huecos ligeros y los huecos pesados; 2) Establecer probabilidades de transiciones radiativas de un electrón que ocupa un estado cuántico de la banda de conducción a uno de las bandas de valencia, dependientes del estado de polarización del campo electromagnético que estimula dicha transiciones.

Como consecuencia de la pérdida de degeneración, se modifica la forma de las bandas de energía asociadas con los huecos ligeros y huecos pesados, así como también se modifica la magnitud de la energía prohibida que existe entre la banda de conducción y las dos bandas de valencia. Derivado de la investigación realizada con respecto a este punto, se concluye que el esfuerzo mecánico interno por tensión biaxial contribuye en el establecimiento de la anisotropía estructural o intrínseca de las ganancias modales que poseen los SOAs masivos de doble heteroestructura. Así mismo, se concluye que dicho esfuerzo mecánico no contribuye en la anisotropía inducida de tales ganancias

modales, como se había establecido en otros trabajos previos (Dorren *et al.*, 2003; Yang *et al.*, 2003; Wang *et al.*, 2004; Mishra *et al.*, 2004; Dorren *et al.*, 2004). En efecto, la anisotropía inducida de la ganancia (y no únicamente la anisotropía estructural) es uno de los principales mecanismos responsables en la manifestación del fenómeno no lineal de la XPolM.

En este caso, sin embargo, se propone realizar un análisis más profundo de los efectos que pueda ejercer el esfuerzo mecánico interno sobre la anisotropía inducida de la ganancia modal. En particular, se propone realizar un estudio sobre la relación que pueda existir entre el esfuerzo mecánico interno, la anisotropía inducida de las ganancias modales y la generación de estados cuánticos adicionales alrededor del mínimo y máximo geométrico de la representación parabólica de las bandas de conducción y de valencia del material semiconductor que compone a la región activa del SOA. Tales estados cuánticos adicionales se conocen como las *colas de las bandas* de energía (band-tails) y tienen un efecto significativo sobre la ganancia material y las características de amplificación de los SOAs. En esta forma, resulta interesante estudiar la relación que puede existir entre las colas de las bandas de energía y algunas de las variables que son perturbadas por el esfuerzo mecánico interno. Entre tales variables se encuentran la magnitud de la energía prohibida, la magnitud de las masas efectivas asociadas con los huecos ligeros y pesados en las bandas de valencia, así como el momento dipolar eléctrico.

Continuando con las discusiones finales, se realizó una revisión bibliográfica del único modelo que existe, a la fecha y a nuestro conocimiento, para la descripción del fenómeno de la XPolM desarrollado dentro de un SOA masivo (Dorren *et al.*, 2003). En este caso, se encontró que la anisotropía total de la ganancia material se modela convenientemente al suponer una relación directa entre las componentes ortogonales (horizontal y vertical) del campo eléctrico incidente y las diferentes poblaciones de huecos (pesados y ligeros)

que existen en las bandas de valencia de los materiales semiconductores sometidos a esfuerzos mecánicos por tensión biaxial. En este sentido, se concluye que en ese modelo, el problema complejo del esfuerzo mecánico interno y su efecto sobre la manifestación de la XPolM, se aborda de forma fenomenológica. Así mismo, se concluye que la anisotropía de la ganancia material, la diferencia en las poblaciones de huecos ligeros y huecos pesados en las bandas de valencia, así como su relación con las componentes ortogonales del campo eléctrico total que se propaga dentro del SOA, se fundamenta en un parámetro de ajuste que adquiere valores arbitrarios. Esto último constituye la principal desventaja del modelo antes mencionado y reforzó la motivación principal del presente trabajo de tesis, que es desarrollar e implementar un modelo semi-clásico que permita describir el fenómeno de la XPolM dentro de un SOA masivo.

Considerando el tipo particular de SOA masivo bajo estudio, se realizó una revisión bibliográfica para identificar las condiciones de operación más frecuentes del amplificador que posibilitan la instrumentación de diferentes aplicaciones basadas en la XPolM. Así mismo, se buscó una relación entre tales condiciones frecuentes de operación del amplificador y la contribución o influencia que ejerce cada uno de los mecanismos responsables en la manifestación de dicho fenómeno no lineal. Como resultado, se encontró que el caso más general se presenta al inyectar a un SOA un haz de datos con una polarización lineal cercana a 45° . Bajo tales condiciones de operación, se observó que la birrefringencia inducida constituye la principal contribución con la que se puede describir y predecir la manifestación de la XPolM. En efecto, esta es la hipótesis fundamental en la que se basa el presente trabajo de investigación.

En este contexto, considerando los mecanismos físicos asociados con la birrefringencia inducida, se concluye que para modelar apropiadamente la manifestación del fenómeno de la XPolM dentro de un SOA masivo, es necesario considerar dos aspectos

fundamentales. El primero de ellos es el modelado de la distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores y del índice de refracción local presentes en la región activa del amplificador bajo estudio. Para este efecto, se realizó una revisión de los principales modelos desarrollados hasta ahora que describen la dinámica de los portadores en SOAs masivos. A partir de dicha investigación, se encontró que los modelos semi-clásicos basados en la matriz de densidad proporcionan una descripción precisa de la dinámica de los SOAs y de las variables que son de interés para este trabajo en particular. Así mismo, para considerar la distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores y del índice de refracción local, se utilizó un modelo por secciones. El segundo aspecto fundamental es el modelado de la birrefringencia estructural e inducida presente en la guía de onda de un SOA masivo. En este caso, primeramente se estudió la aplicación del método del índice efectivo para estimar la magnitud de los índices efectivos TE y TM asociados con los modos fundamentales de propagación de una guía de onda dieléctrica tipo barra. Posteriormente, se propuso una metodología de análisis basada en el método del índice efectivo que permitió la simplificación de una estructura complicada como aquella que compone la guía de onda del SOA.

En este sentido, un aspecto relevante del presente trabajo de tesis es la propuesta de una metodología detallada de análisis basada en la identificación y simplificación sucesiva de subestructuras compuestas por conjuntos de tres regiones de materiales semiconductores. De esta manera, la compleja heteroestructura del SOA se pudo simplificar y analizar como una guía de onda generalizada tipo barra.

En el análisis y simplificación antes mencionados, la estimación de la magnitud de los índices efectivos asociados con cada subestructura se realiza mediante la solución numérica de un conjunto de ecuaciones características. Esta metodología se utilizó en cada sección virtual del SOA bajo estudio para calcular las distribuciones longitudinales

y los valores acumulados de las birrefringencias estructural e inducida del amplificador. Lo anterior representa una de las principales aportaciones de este trabajo, en conjunto con la propuesta, por primera vez a nuestro conocimiento, de un conjunto de ecuaciones aproximadas que permiten calcular analíticamente las birrefringencias estructural e inducida de un SOA masivo con una estructura tipo risco.

No obstante, la principal contribución de este trabajo de tesis fue la propuesta de un modelo autosuficiente por secciones que es capaz de predecir la manifestación de la XPolM, utilizando el método del índice efectivo para calcular las birrefringencias estructural e inducida del SOA bajo estudio. Estas aportaciones fueron apreciadas por la revista IEEE Journal of Quantum Electronics, la cual las publicó en su volumen 44, No. 9, del año 2008 (Maldonado-Basilio *et al.*, 2008).

Cabe resaltar que una aportación igualmente relevante del presente trabajo es el haber abordado un problema estrictamente vectorial mediante la solución de ecuaciones de evolución escalares. El problema es vectorial porque están involucradas las orientaciones de los estados de polarización lineal de los haces que se inyectan y propagan a través de la región activa del amplificador. En este sentido, el carácter vectorial de la solución propuesta con nuestro modelo es proporcionado justamente a través de la aplicación del método del índice efectivo y del cálculo de la birrefringencia total (estructural e inducida) asociada con las componentes ortogonales del haz de datos que se propaga en la guía de onda del SOA.

Con relación a la etapa experimental, en el presente trabajo de tesis se realizó una caracterización del fenómeno no lineal de la XPolM desarrollada dentro de un SOA masivo. La caracterización experimental consistió en analizar la evolución del estado de polarización de un haz de datos provocada por un cambio en la potencia de un haz de control. En este caso, se analizaron dos escenarios o condiciones de operación

diferentes. En el primero de ellos, se consideró un haz de control con una potencia variable (de -30 dBm a 0 dBm), una longitud de onda constante (de 1558 nm) y estados de polarización lineal horizontal y vertical. Así mismo, se consideró un haz de datos con una potencia y longitud de onda constantes (-15 dBm y 1562 nm , respectivamente), y con un estado de polarización lineal cuya orientación se fluctuó desde 0° hasta 360° . Como resultado de este análisis, se concluye que la excursión máxima del estado de polarización del haz de datos se presenta cuando dicho haz posee un estado de polarización lineal orientado a 45° a la entrada del SOA, al tiempo que se introduce simultáneamente el haz de control con un estado de polarización lineal horizontal. Una implicación derivada de esta conclusión es que, bajo tales condiciones de operación, la guía de onda del SOA es perturbada con mayor intensidad al introducir un haz de control cuya polarización lineal está orientada en coincidencia con su eje horizontal y no con el vertical.

Otra conclusión importante derivada de los resultados obtenidos de la caracterización experimental de la XPolM bajo las condiciones de operación consideradas en el primer escenario de análisis es la siguiente. El desfase inducido entre las componentes ortogonales del haz de datos constituye, en efecto, la principal contribución en la manifestación de dicho fenómeno no lineal. Esto se demostró analizando los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 , quienes proporcionan una evolución bidimensional del estado de polarización del haz de datos provocado por un cambio en la potencia del haz de control. Tales parámetros describieron líneas paralelas al eje s_2 .

En el segundo escenario de la caracterización experimental de la XPolM, se realizó una variación de la longitud de onda del haz de control (de 1550 a 1566 nm) y se mantuvo constante la longitud de onda del haz de datos (1558 nm). Similarmente, se utilizaron las orientaciones de los estados de polarización lineales de los haces de control

y de datos con las que se obtuvo la máxima evolución del estado de polarización del haz de datos bajo las condiciones experimentales del primer escenario analizado.

Como resultado de este análisis y considerando la evolución del estado de polarización del haz de datos en la representación de la esfera unitaria de Poincaré, se observó lo siguiente. La evolución del estado de polarización del haz de datos a la salida del SOA, provocado por un cambio en la potencia del haz de control, describe una trayectoria similar a aquella descrita por éste mismo haz en el primer escenario de análisis. Sin embargo, el ángulo real de rotación máxima asociado con tal evolución del estado de polarización es inferior a aquel que se obtiene cuando el haz de control y el haz de datos poseen longitudes de onda de 1558 y 1562 nm , respectivamente. A partir de estos resultados, se concluye que la manifestación de la XPolM, cuantificada a través del ángulo de rotación máxima, se maximiza al considerar longitudes de onda de los haces en cuestión dentro del intervalo de mayor amplificación del SOA.

Otra observación derivada de los resultados obtenidos en el segundo escenario de operación es la siguiente. Los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 asociados con el estado de polarización del haz de datos, no describen líneas paralelas al eje s_2 para todo el intervalo de fluctuación en potencia del haz de control. En particular, se observó que para las potencias de este haz en el intervalo de -6 dBm a 0 dBm , los parámetros de Stokes normalizados s_1 y s_2 , bosquejados en una gráfica bidimensional, describen una trayectoria curva, cuya tendencia es hacia el centro de la circunferencia unitaria. A partir de estos resultados se concluye que para tales potencias del haz de control, la manifestación de la XPolM está determinada fundamentalmente por la birrefringencia inducida, pero también existe una contribución gobernada por una modificación asimétrica de las ganancias modales que experimentan las componentes ortogonales del haz de datos.

La última discusión con relación al segundo escenario de condiciones experimentales de operación es la siguiente. Al variar la longitud de onda del haz de control, el ángulo de rotación máxima que experimenta el estado de polarización del haz de datos describe un comportamiento que es una función de los espectros de ganancias de un solo paso asociadas con los modos de propagación fundamentales (transverso eléctrico y transverso magnético) de la guía de onda del SOA. Así mismo, para longitudes de onda del haz de control relativamente cercanas a la longitud de onda del haz de datos (1 nm de separación), se observó que la evolución del estado de polarización del haz de datos presenta un ángulo real de rotación máxima significativamente menor en comparación con el obtenido para longitudes de onda más alejadas entre ambos haces. Debido a que un comportamiento similar no ha sido nunca observado, se propone repetir el experimento realizado en este trabajo pero considerando mejores condiciones experimentales, particularmente longitudes de onda de los haces de control y de datos con una separación inferior a 1 nm . Además de la longitud de onda, se propone realizar una mayor variación en la potencia del haz de control (por ejemplo, desde -30 a $+5\text{ dBm}$). De la misma forma, se propone repetir el experimento considerando que ambos haces poseen longitudes de onda tanto dentro como fuera del intervalo de mayor amplificación del SOA. De esta manera, se podrá establecer alguna relación entre la separación en longitud de onda de los haces en cuestión, su posición relativa con respecto al máximo de ganancia modal, la potencia máxima del haz de control y la influencia combinada de estos aspectos en la manifestación de la XPolM para la instrumentación de funciones completamente ópticas.

Finalmente, con respecto a la comparación entre los principales resultados teóricos y experimentales, primeramente se analizaron algunas variables importantes que permiten determinar y corroborar la correcta operación o funcionamiento del modelo im-

plementado. En este sentido, se analizaron los resultados numéricos que proporcionan la evolución de la densidad de portadores, la ganancia material, el índice de refracción local y los índices efectivos asociados con los modos de propagación fundamental TE y TM. El análisis de las variables antes mencionadas se realizó considerando diferentes condiciones de simulación, tales como corriente de inyección eléctrica, así como la potencia y la longitud de onda del haz de prueba en cuestión.

A partir de los resultados numéricos obtenidos, se puede concluir que el modelo implementado describe correctamente el comportamiento de las variables de interés. Así por ejemplo, considerando una corriente de inyección eléctrica de 500 mA y la división virtual de la región activa del SOA en 10 secciones, se obtuvo una evolución longitudinal decreciente de la densidad de portadores a través de dicha región activa. Para una potencia pequeña de -30 dBm , la densidad de portadores se modificó de $3.15 \times 10^{24}\text{ m}^{-3}$ a la entrada del SOA hasta un valor estacionario de $2.7 \times 10^{24}\text{ m}^{-3}$ obtenido a la salida del amplificador. De manera similar, se observó que tal evolución longitudinal de la densidad de portadores se exagera a medida que se incrementa la potencia del haz de prueba en cuestión. Para una potencia de 0 dBm a la entrada del SOA, se alcanza un mínimo de densidad de portadores en las últimas secciones del amplificador cuyo valor es semejante a aquel de la densidad de portadores en transparencia. Para el SOA masivo bajo estudio, dicho valor se encuentra aproximadamente en $1.5 \times 10^{24}\text{ m}^{-3}$. De manera análoga, la implementación del modelo proporciona resultados razonables de la evolución longitudinal del índice de refracción local. En este caso, considerando nuevamente una corriente de inyección eléctrica de 500 mA y una potencia de entrada pequeña (-30 dBm), se observó que el índice de refracción local disminuye de 3.523 a 3.514 a todo lo largo del amplificador y para una longitud de onda de 1562 nm . El valor de 3.523 corresponde al índice de refracción local que posee el material que compone

a la región activa del SOA en ausencia de excitación óptica o eléctrica, mientras que la disminución del índice local se genera fundamentalmente por la perturbación que ejerce la corriente de inyección eléctrica. Similarmente a lo que ocurre con la evolución de la densidad de portadores, al considerar una mayor potencia del haz en cuestión, se genera una mayor perturbación sobre el índice de refracción local. En este caso, para una potencia de entrada de 0 dBm , dicho índice de refracción se incrementa progresivamente a lo largo de la región activa del SOA hasta llegar a un valor máximo de 3.522 en la última sección del amplificador.

La comparación de los resultados teóricos con los experimentales comienza con el análisis de los índices efectivos TE y TM asociados con los ejes propios de propagación de la guía de onda del SOA. En este caso, primeramente se consideraron condiciones de simulación equivalentes a aquellas indicadas en el primer escenario de la caracterización experimental. En otras palabras, se consideró un haz de datos con una longitud de onda y potencia constantes (1562 nm y -15 dBm , respectivamente). Así mismo, se consideró un haz de control con una longitud de onda constante (1558 nm) y una potencia variable en el intervalo de -30 a 0 dBm . Bajo estas condiciones de simulación, se obtuvo como resultado que los índices de refracción efectivos TE y TM varían en proporciones diferentes a medida que se incrementa la potencia del haz de control a la entrada del SOA. En particular, se obtuvo que la variación entre tales índices efectivos posee una relación aproximada de $4/3$, siendo mayor la variación que experimenta el índice efectivo TE. Este efecto se presenta porque la fluctuación del índice de refracción local y de la densidad de portadores no afecta en la misma proporción a los dos índices efectivos TE y TM. A partir de este resultado, se concluye que la propagación de un haz intenso de control a través de la guía de onda del SOA bajo estudio, genera una mayor perturbación sobre el eje de propagación fundamental TE en comparación con

aquella provocada sobre el eje de propagación TM.

Teniendo en cuenta los resultados teóricos de la evolución de los índices efectivos bajo las condiciones de simulación antes mencionadas, se obtuvo una estimación del comportamiento de las variables que a continuación se mencionan. Desfasamiento relativo que experimentan las componentes ortogonales del haz de datos, evolución del estado de polarización en la representación de la esfera de Poincaré de radio unitario y ángulo máximo de rotación del estado de polarización en dicha representación de Poincaré. El comportamiento de tales variables se analizó a la salida del SOA, considerando únicamente la variación en la potencia del haz de control que se introduce al amplificador. En este caso, al comparar los resultados obtenidos teóricamente con aquellos obtenidos de las mediciones experimentales, se obtuvo lo siguiente. Los resultados teóricos (simulaciones y aproximaciones analíticas) reproducen correctamente la evolución o comportamiento de las tres variables antes mencionadas que se obtienen de las mediciones experimentales. En este sentido, se concluye que la implementación del modelo desarrollado es capaz de describir correctamente la manifestación del fenómeno de la XPolM bajo la suposición de que la birrefringencia inducida es el mecanismo dominante en su manifestación.

Por otra parte, se resalta que los resultados de las simulaciones numéricas proporcionan una estimación más precisa del desfasamiento inducido y del ángulo máximo de rotación en la representación de Poincaré en comparación con aquellos resultados proporcionados por las simulaciones realizadas con las aproximaciones analíticas. Así por ejemplo, el máximo desfasamiento total obtenido experimentalmente para una potencia del haz de control de 0 dBm es de -190° , mientras que el obtenido mediante las soluciones numéricas y las aproximaciones analíticas es de -196° y -220° , respectivamente. Así mismo, el ángulo máximo de rotación en la representación de la esfera

unitaria de Poincaré obtenido experimentalmente es de 80.58° , mientras que el obtenido con las simulaciones numéricas y con las aproximaciones analíticas es de 73.5° y 88.7° , respectivamente. Con relación al ángulo máximo de rotación en la representación de Poincaré, los resultados antes mencionados proporcionan un error relativo máximo de 24% . Dicho error relativo se presenta para potencias del haz de control en el intervalo de -15 dBm a -3 dBm . En nuestro modelo implementado, un error relativo de tal magnitud y presente en dicho intervalo de potencias, se atribuye a la omisión de un término que considere a la emisión espontánea amplificada en la ecuación de evolución de la densidad de portadores. Por lo tanto, se concluye que para obtener un menor error relativo y una mejor estimación de la manifestación de la XPolM, es necesario incluir el término de la emisión espontánea amplificada en el modelo implementado.

Finalmente, al comparar los resultados teóricos con las mediciones experimentales obtenidas en el segundo escenario de la caracterización de la XPolM, se concluye lo siguiente. Los resultados teóricos no proporcionan una estimación precisa de la evolución del desfasamiento inducido entre las componentes ortogonales del haz de datos. En particular, la variación experimental de dicho desfasamiento inducido presenta un comportamiento lineal decreciente, mientras que la variación estimada mediante las simulaciones numéricas presenta un comportamiento exponencial decreciente.

A partir de estos resultados, se propone una revisión y mejoramiento del modelo implementado, particularmente con relación a la dependencia de los índices efectivos TE y TM sobre la longitud de onda de los haces de control y de datos en cuestión. Para este efecto, se propone primeramente incluir el término de emisión espontánea amplificada. De manera similar, para tales condiciones experimentales y de simulación, donde una variable importante es la longitud de onda de los haces implicados, se propone considerar no únicamente a la birrefringencia inducida sino también la influencia que

posee la anisotropía de la ganancia en la manifestación del fenómeno no lineal de la XPolM.

★ ★ ★

VII. LITERATURA CITADA

- Acosta-Enríquez, M. (2006). “*Estudio de la modulación cruzada de la polarización sobre la mezcla de cuatro ondas dentro de un amplificador óptico de semiconductor*”. Tesis de Doctorado en Ciencias, CICESE. 156pp.
- Adachi, S. (1982). “Refractive indices of III-V compounds: key properties of InGaAsP relevant to device design”. *Journal of Applied Physics*, **53**(8), 5863–5869p.
- Adachi, S. (1992). “*Physical properties of III–V semiconductor compounds*”. John Wiley and Sons. 336pp.
- Adams, M. (1981). “*An Introduction to Optical Waveguides*”. John Wiley and Sons. 418pp.
- Adams, M., J.V.Collins, and I.D.Henning (1985). “Analysis of semiconductor laser optical amplifiers”. *IEE Proceedings*, **132**(1), 58–63p.
- Agilent-Technologies (2002). “Polarization measurements of signals and components. Product Note 8509-1. Agilent 8509B/C Light Wave Polarization Analyzers”.
- Agrawal, G. (1987). “Gain nonlinearities in semiconductor lasers: theory and applications to distributed feedback lasers”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-23**(6), 860–868p.
- Agrawal, G. and N.K.Dutta (1986). “*Long Wavelength Semiconductor Lasers*”. Van Nostrand Reinhold Company. USA. 473pp.
- Akhmedov, D., N.P.Bezhan, N.A.Bert, S.G.Konnikov, V.I.Kuchinskii, V.A.Mishumyi, and E.L.Portnoi (1980). “Effect of internal strain on the polarization of the emission in InP–InGaAsP heterojunction laser structures”. *Soviet Technical Physics Letters*, **6**(6), 304–305p.

- Albores-Mejía, A. (2007). “*Caracterización dinámica de la rotación no lineal de la polarización dentro de un amplificador óptico de semiconductor*”. Tesis de Maestría en Ciencias, CICESE. 170pp.
- Alsmtrom, E., C.P.Larsen, L.Gillner, W.H.Van-Berlo, M.Gustavsson, and E.Berglind (1996). “Experimental and analytical evaluation of packaged 4x4 InGaP/InP semiconductor optical amplifier gate switch matrices for optical networks”. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **14**(6), 996–1004p.
- Ankrum, P. (1971). “*Semiconductor Electronics*”. Prentice-Hall, Solid State Physical Electronics Series. 548pp.
- Asada, M. and Y.Suematsu (1985). “Density-matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model –gain and gain– suppression in semiconductor lasers”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-21**(5), 434–442p.
- 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 en Ciencias, CICESE. 221pp.
- Bir, G. and G.E.Pikus (1974). “*Symmetry and strain-induced effects in semiconductors*”. Wiley, New York. 494pp.
- Bonk, R., C.Meuer, T.Vallaitis, S.Sygletos, P.Vorreau, S.Ben-Ezra, S.Tsadka, A.R.Kovsh, I.L.Krestnikov, M.Laemmlin, D.Bimberg, W.Freude, and J.Leuthold (2008). “Single and Multiple Channel Operation Dynamics of Linear Quantum-Dot Semiconductor Optical Amplifier”. *European Conference and Exhibition on Optical Communications (ECOC) Brussels, Belgium.*, **4**(Th.1.C.2), 19–20p.
- Borella, M., J.P.Jue, D.Banerjee, B.Ramamurthy, and Mukherjee, B. (1997). “Optical Components for WDM Lightwave Networks”. *Proceedings of the IEEE*, **85**(8), 1274–1307p.
- Boyd, R. (2008). “*Nonlinear Optics*”. Academic Press, USA. 640pp.
- Broberg, B. and S.Lingren (1984). “Refractive index of $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ layers and InP in the transparent wavelength region”. *Journal of Applied Physics*, **55**(9), 3376–3381p.

- Brosseau, C. (1998). *Fundamentals of Polarized Light, A statistical approach*. John Wiley and Sons. U.S.A. 424pp.
- Butcher, P. and D.Cotter (1991). *The Elements of Nonlinear Optics*. Cambridge University Press. 360pp.
- Buus, J. (1982). "The effective index method and its application to semiconductor lasers". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **18**(7), 1083–1089p.
- Calabretta, N., Y.Liu, F.M.Huijskens, M.T.Hill, H.de.Waardt, G.D.Khoe, and H.J.S.Dorren (2004). "Optical signal processing based on self-induced polarization rotation in a semiconductor optical amplifier". *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **22**(2), 372–381p.
- Chan, K., C.K.Chan, L.Kuan, and F.Tong (2004). "Demonstration of 20-Gb/s all-optical XOR gate by four-wave mixing in semiconductor optical amplifier with RZ-DPSK modulated inputs". *IEEE Photonics Technology Letters*, **16**(3), 897–899p.
- Chang, C., S.L.Chuang, J.R.Minch, W.C.W.Fang, Y.K.Chen, and T.T.Ek (1995). "Amplified spontaneous emission spectroscopy in strained quantum-well lasers". *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **1**(4), 1100–1107p.
- Cheong, J., J.W.Seo, and Y.K.Jhee (1994). "High alignment tolerance coupling scheme for multichannel laser diode / single mode fibre modules using a tapered waveguide array". *Electronics Letters*, **30**(18), 1515–1516p.
- Chong, T. and C.G.Fonstad (1989). "Theoretical Gain of Strained-Layer Semiconductor Lasers in the Large Strain Regime". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **25**(2), 171–178p.
- Chuang, S. (1995). *Physics of Optoelectronic Devices*. Wiley Series in Pure and Applied Optics, USA. 736pp.
- Connelly, M. (2001). "Wideband Semiconductor Optical Amplifier Steady-State Numerical Model". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **37**(3), 439–447p.
- Connelly, M. (2002). *Semiconductor Optical Amplifiers*. Kluwer Academic Publisher. 184pp.

- Connelly, M. (2006). “Wideband steady-state numerical model of a tensile-strained bulk semiconductor optical amplifier”. *Optical and Quantum Electronics*, **38**(12–14), 1061–1068p.
- Corchia, A., C.Antonini, A.D’Ottavi, A.Mecozzi, P.Martelli, P.Spano, G.Guekos, and R.Dall’Ara (1999). “Mid-span spectral inversion without frequency shift for fiber dispersion compensation: A system demonstration”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **11**(2), 275–277p.
- Dailye, J. and T.L.Koch (2009). “Simple Rules for Optimizing Asymmetries in SOA-Based Mach-Zehnder Wavelength Converters”. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **27**(11), 1480–1488p.
- Diez, S., C.Schmidt, R.Ludwig, H.G.Weber, P.Doussiere, and T.Ducellier (1998). “Effect of birefringence in a bulk semiconductor optical amplifier on four-wave mixing”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **10**(2), 212–214p.
- Dong, H., Q.Wang, G.Zhu, J.Jaques, A.B.Piccirilli, and N.K.Dutta (2004). “Demonstration of all-optical logic OR gate using semiconductor optical amplifier-delayed interferometer”. *Optics Communications*, **242**(4–6), 479–485p.
- Dong, Y., C.Wenshan, J.Xiaodong, W.Hui, L.Liping, and X.Shizhong (2001). “Noninverted wavelength conversion with signal improvement and chirp compression utilizing birefringence in SOAs”. *Optics Communications*, **191**(3–6), 229–234p.
- Dorren, H., D.Lenstra, Y.Liu, M.T.Hill, and Giok-Djan-Khoe (2003). “Nonlinear polarization rotation in semiconductor optical amplifiers: theory and application to all-optical flip-flop memories”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **39**(1), 141–148p.
- Dorren, H., K.M.Arvind, Y.Xuelin, L.Zhonggui, J.Heongkyu, H.De-Waardt, Djan-Khoe, and Daan-Lenstra (2004). “All-optical Switching and Wavelength Conversion Based on Ultrafast Nonlinearities in Semiconductor Optical Amplifiers”. *Japanese Journal of Applied Physics*, **43**(8B), 5731–5741p.
- Dorren, H., M.T.Hill, Y.Liu, H.Ju, E.Tangdionga, M.K.Smit, and G.D.Khoe (2005). “Digital Optical Signal Processing for Telecommunications Applications”. *International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, páginas 25–28.

- D'Ottavi, A., E.Iannone, A.Mecozzi, S.Scotti, P.Spano, R.Dall'Ara, G.Guekos, and J.Eckner (1994). "4.3 terahertz four-wave mixing spectroscopy of InGaAsP semiconductor amplifiers. *Applied Physics Letters*, **65**(21), 2633–2635.
- Duan, G.-H., B.Lavigne, R.Brenot, B.Theirez, J.Jacquet, and O.Leclere (2003). "40GHz all-optical clock recovery using polarization-insensitive distributed Bragg reflector lasers". *Conference on Lasers and Electro Optics*, (CThQ5), 1–3p.
- Durhuus, T., B.Mikkelsen, and K.E.Stubkjaer (1992). "Detailed Dynamic Model for Semiconductor Optical Amplifiers and Their Crosstalk and Intermodulation Distortion. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **10**(8), 1056–1064p.
- Durhuus, T., B.Mikkelsen, C.Joergensen, S.L.Danielsen, and K.E.Stubkjaer (1996). "All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers". *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **14**(6), 942–954p.
- Dutta, N. (1984). "Effect of uniaxial stress on optical gain in semiconductors". *Journal of Applied Physics*, **55**(2), 285–288p.
- Eckner, J. (1998). "*Semiconductor Optical Amplifiers: Optimization of Polarization and Monolithical Integration in Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP*". Tesis de Doctorado en Ciencias, Swiss Federal Institute of Technology Zurich. 180pp.
- Essiambre, R., G.J.Foschini, P.J.Winzer, and G.Kramer (2008). "Exploring Capacity Limits of Fibre-Optic Communication Systems". *European Conference and Exhibition on Optical Communications (ECOC)*, Brussels, Belgium, (We.1.E.1.).
- Ezra, Y., B.I.Lembrikov, and M.Haridim (2009). "Ultrafast All-Optical Processor Based on Quantum-Dot Semiconductor Optical Amplifiers". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **45**(1), 34–41p.
- Fu, S., W.-D.Zhong, P.P.Shum, and Y.L.Wen (2009). "All-optical NRZ-OOK-to-RZ-OOK format conversions with tunable duty cycles using nonlinear polarization rotation of a semiconductor optical amplifier". *Optics Communications*, **282**(11), 2143–2146p.
- Ge-a, Z., W.Yang, M.Zhang, L.Wang, and P.Ye (2005). "Analysis of optical XOR gate performance based on cross-polarization modulation effect in semiconductor optical

- amplifier”. *Proceedings of the SPIE, Optical Transmission, Switching and Subsystems II*, **5625**(328).
- Ge-b, Z., W.Yang, M.Zhang, and P.Ye (2005). “Theoretical analysis of wavelength conversion using nonlinear polarization rotation in a semiconductor optical amplifier”. *Proceedings of the SPIE: Optical Transmission, Switching and Subsystems II*, **5625**(552).
- Gen-Xiang, C., L.Weil, H.W.Ping, and J.S.Sheng (2005). “An Advanced Dynamic Model for Semiconductor Optical Amplifiers and Laser Diodes”. *Chinese Physics Letters*, **22**(1), 110–113p.
- Ghafouri-Shiraz, H. (2004). “*The principles of semiconductor laser diodes and amplifiers. Analysis and Transmission Line Laser Modeling*”. Imperial College Press. 700pp.
- Ginovart, F., J.C.Simon, and I.Valiente (2001). “Gain recovery dynamics in semiconductor optical amplifier”. *Optics Communications*, **199**(1–4), 111–115p.
- Glesk, I. (2008). “Invited Paper: What comes next in data communications?”. *Proceedings of the SPIE, 16th Polish-Slovak-Czech Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics*, **7141**(714106-1), 1–6p.
- Goldstein, D. (2003). “*Polarized Light, Revised and Expanded*”. Marcel Dekker Inc. 680pp.
- Green, P. (2001). “Progress in Optical Networking”. *IEEE Communications Magazine*, **39**(1), 54–61p.
- Grobkopf, G., L.Küller, R.Ludwig, R.Schnabel, and H.G.Weber (1989). “Semiconductor laser amplifiers in switching and distribution networks”. *Optical and Quantum Electronics*, **21**(1), 59–74p.
- Guekos, G. (1999). “*Photonic Devices for Telecommunications. How to Model and Measure*”. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 404pp.
- Gustavsson, M. (1993). “Analysis of polarization independent optical amplifiers and filters based on polarization rotation in periodically asymmetric waveguides”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **39**(4), 1169–1178p.

- Gutiérrez-Castrejón, R. and M.Duelk (2006). “Using LabVIEW for advanced nonlinear optoelectronic device simulations in high-speed optical communications”. *Computer Physics Communications*, **174**(6), 431–440p.
- Gutiérrez-Castrejón, R., L.Schares, L.Occhi, and G.Guekos (2000). “Modeling and Measurement of Longitudinal Gain Dynamics in Saturated Semiconductor Optical Amplifiers of Different Length”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **36**(12), 1476–1484p.
- Gutiérrez-Castrejón, R., M.Duelk, and P.Bernasconi (2006). “A versatile modular computational tool for complex optoelectronic integrated circuits simulation”. *Optical and Quantum Electronics*, **38**(12–14), 1125–1134p.
- Habib, C., P.Munoz, L.R.Chen, and J.Capmany (2008). “Design of a Monolithically Integrated All-Optical Label Swapper for Spectral Amplitude Code Labels Using Cross-Gain Modulation”. *European Conference on Integrated Optics (ECIO), The Netherlands*, (ThP23), 265–268p.
- Hall, K., J.Mark, and E.P.Ippen (1990). “Femtosecond gain dynamics in InGaAsP optical amplifiers”. *Applied Physics Letters*, **56**(18), 1740–1742p.
- Hamie, A., A.Sharaiha, M.Guegan, and B.Pucel (2002). “All-optical logic NOR gate using two-cascaded semiconductor optical amplifier”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **14**(10), 1439–1441p.
- Han-a, L., H.Wen, and H.Zhang (2008). “All-optical dual-wavelength conversion based on cross-polarization modulation and its application to format conversion from amplitude-shift keying to frequency-shift keying”. *Optical Engineering Letters*, **47**(8), 805011–805013p.
- Han-b, L., H.Zhang, H.Jiang, H.Wen, and Y.Guo (2008). “All-optical NOR and OR logic gates based on cross-polarization modulation in a semiconductor optical amplifier”. *Optical Engineering Letters*, **47**(1), 150011–150019p.
- Henning, I., M.J.Adams, and J.V.Collins (1985). “Performance Predictions from a New Optical Amplifier Model”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-21**(6), 609–613pp.

- Henry, C., R.A.Logan, and K.A.Bertness (1981). “Spectral dependence of the change in refractive index due to carrier injection in GaAs lasers”. *Journal of Applied Physics*, **52**(7), 4457–4461p.
- Hensel, J. and G.Feher (1963). “Cyclotron resonance experiments in uniaxially stressed silicon: valence band inverse mass parameters and deformation potentials”. *Physical Review*, **129**(3), 1041–1062p.
- Houbavlis, T. and K.E.Zoiros (2003). “SOA–assisted Sagnac switch and investigation of its roadmap from 10 to 40 GHz”. *Optical and Quantum Electronics*, **35**(13), 1175–1203p.
- Huang, D. (2009). “Invited Paper: Potential Optoelectronic Devices for All-Optical Signal Processing”. *Proceedings of the SPIE, Passive Components and Fiber-based Devices V*, **7134**(71341D), 1–16p.
- Huang, J. and L.W.Casperson (1993). “Gain and Saturation in Semiconductor Lasers”. *Optical and Quantum Electronics*, **25**(6), 369–390p.
- Hunziker, G., W.Knop, P.Unger, and C.Harder (1995). “Gain, refractive index, linewidth enhancement factor from spontaneous emission of strained GaInP Quantum-Well lasers”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **31**(4), 643–646p.
- Hutchings, D., M.S.Bahae, D.J.Hagan, and E.W.Van-Stryland (1992). “Kramers-Krönig relations in nonlinear optics”. *Optical and Quantum Electronics*, **24**(1), 1–30p.
- Izawa, T. (2007). “Fiber Technology in Early Days and Future”. *Nature Photonics, Technology Conference*, **1**(10), 1–38p.
- Jajszczyk, A. (2005). “Optical networks — the electro–optic reality”. *Optical Switching and Networking*, **1**(1), 3–18p.
- Janyani, V., A.Vokovic, J.D.Paul, P.Sewell, and T.M.Benson (2005). “Time domain simulator in photonics: a comparison of nonlinear dispersive polarization models”. *Optical and Quantum Electronics*, **37**(1–3), 3–24p.
- Joma, M., H.Horikawa, C.Q.Xu, K.Yamada, Y.Katoh, and T.Kamijoh (1993). “Polarization insensitive semiconductor laser amplifiers with tensile strained InGaAsP/InGaAsP multiple quantum well structure”. *Applied Physics Letters*, **62**(2), 121–122p.

- Joyce, W. and R.W.Dixon (1977). “Analytic approximations for the Fermi energy of an ideal gas”. *Applied Physics Letters*, **31**(5), 354–356p.
- Kai, Y., K.Sone, S.Yoshida, Y.Aoki, G.Nakagawa, and S.Kinoshita (2008). “A compact and lossless 8x8 SOA gate switch subsystem for WDM optical packet interconnections”. *European Conference on Integrated Optics (ECIO), The Netherlands*, **3**(We.2.D.4), 117–118p.
- Kakitsuka, T., Y.Shibata, M.Itoh, Y.Kadota, Y.Tohmori, and Y.Yoshikuni (2002). “Influence of Buried Structure on Polarization Sensitivity in Strained Bulk Semiconductor Optical Amplifiers”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **38**(1), 85–92p.
- Kalbe, G. and D.Gevaux (2009). “Future Investments, Interview”. *Nature Photonics*, **3**(1), 2–3p.
- Kalonji, N. and J.Semo (1994). “High efficiency, long working distance laser diode to single mode fibre coupling arrangement”. *Electronics Letters*, **30**(11), 892–894p.
- Kapon, E. (1999). *“Semiconductor Lasers I”*. Academic Press. USA. 453pp.
- Kartalopolous, S. (2003). *“DWDM: Networks, Devices and Technology”*. Wiley, Hoboken. 520pp.
- Kawanishi, S., H.Takara, K.Uchiyama, I.Shake, and K.Mori (1999). “3 Tbit/s (160 Gbit/s x 19 channel) optical TDM and WDM transmission experiment. *Electronics Letters*, **35**(10), 826–827p.
- Kawano, K. and T.Kitoh (2001). *“Introduction to optical waveguide analysis. Solving Maxwell’s equations and Shrödinger equation”*. John Wiley and Sons, Inc. 304pp.
- Keck, D. (2000). “A Future Full of Light”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**(6), 1254–1258p.
- Keiser, G. (1999). “Tutorial Paper: A Review of WDM Technology and Applications”. *Optical Fiber Technology*, **5**(1), 3–39p.
- Keiser, G. (2000). *“Optical Fiber Communications”*. McGraw-Hill International Editions, Electrical Engineering Series. 624pp.

- Kenedy, B., S.Philippe, P.Landais, A.L.Bradley, and H.Soto (2004). “Experimental investigation of polarization rotation in semiconductor optical amplifiers”. *IEE Proceedings in Optoelectronics*, **151**(2), 114–118p.
- Khoe, G. (2000). “Lightwave Technology: Expectations, Problems and Achievements”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**(6), 1265–1272p.
- Kim, J., Y.Min, Y.Tae, S.Lee, D.Ha, and S.Ho (2002). “All-optical XOR gate using semiconductor optical amplifiers without additional input beam”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **14**(10), 1436–1438p.
- Kim, J., Y.T.Byun, Y.M.Jhon, S.Lee, D.H.Woo, and S.H.Kim (2003). “All-optical half adder using semiconductor optical amplifier based devices”. *Optics Communications*, **218**(4–6), 345–349p.
- Kittel, C. (2005). “*Introduction to Solid State Physics*”. John Wiley and Sons. Eighth Edition. 704pp.
- Knox, W. (2000). “Ultrafast Technology in Telecommunications”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**(6), 1273–1278p.
- Kogelnik, H. (2000). “High-Capacity Optical Communications: Personal Recollections”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**(6), 1279–1286p.
- Koonen, T. (2008). “Tutorial Talk: Trends in optical access and in-building networks”. *European Conference and Exhibition on Optical Communications (ECOC), Brussels, Belgium, (We.2.A.1.)*, 21–25p.
- Labukhin, D. and X.Li (2006). “Polarization Insensitive Asymmetric Ridge Waveguide Design for Semiconductor Optical Amplifiers and Super Luminescent Light-Emitting Diodes”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **42**(6), 1137–1143p.
- Lee, H., H.Yoon, Y.Kim, and J.Jeong (1999). “Theoretical study of frequency chirping and extinction ratio of wavelength-converted optical signals by XGM and XPM using SOA’s”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **35**(8), 1213–1219p.
- Li, Z., C.Wu, S.S.Yang, C.Y.Tian, and R.Y.Zhang (2008). “Digital polarization encoding based on orthogonal polarization rotation in a semiconductor optical amplifier”. *Proceedings of the SPIE, Optoelectronic Materials and Devices III*, **7135**(71352S), 71352S1–71352S6p.

- Lin, Q. and G.P.Agrawal. (2004). “Vector theory of cross-phase modulation: role of nonlinear polarization rotation”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **40**(7), 958–964p.
- Liu, J. (2005). “*Photonic Devices*”. Cambridge University Press, United Kingdom. 1104pp.
- Liu, Y., M.T.Hill, E.Tangdionga, H.de.Waardt, N.Calabretta, G.D.Khoe, and H.J.S.Dorren (2003). “Wavelength conversion using nonlinear polarization rotation in a single semiconductor amplifier”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **15**(1), 90–92p.
- Maldonado-Basilio, R., Horacio-Soto-Ortíz, and Karen-Solís (2008). “Simplified model for estimating the cross-polarization modulation in a bulk semiconductor optical amplifier”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **44**(9), 850–857p.
- Manning, R., A.Antonopoulos, R.L.Roux, and A.E.Kelly (2001). “Experimental measurement of nonlinear polarization rotation in semiconductor optical amplifiers”. *Electronics Letters*, **37**(4), 229–231p.
- Marcuse, D. (1991). “*Theory of Dielectric Optical Waveguides*”. Academic Press. Quantum Electronics-Principles and Applications Series. Second Edition. 408pp.
- Marshall, D. and A.Miller (2001). “Carrier transport, ultrafast spin dynamics and polarization switching in InGaAsP multiple quantum wells”. *Optical and Quantum Electronics*, **33**(7–10), 1019–1034p.
- Mathlouthi, W., P.Lemieux, M.Salsi, A.Vannucci, A.Bononi, and L.A.Rusch (2006). “Fast and Efficient Dynamics WDM Semiconductor Optical Amplifier Model”. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **24**(11), 4353–4365p.
- Matsumoto, A., K.Nishimura, K.Utaka, and M.Usami (2006). “Operational Design on High-Speed Semiconductor Optical Amplifier With Assist Light for Application to Wavelength Converters Using Cross-Phase Modulation”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **42**(3), 313–323p.
- Mersali, B., A.Ramdame, and A.Carenco (1997). “Optical-Mode Transformer: A III-V Circuit Integration Enabler”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **3**(6), 1321–1331p.

- Miao, Q., D.Huang, T.Wang, W.Hu, and P.Li (2005). “Wide spectra characteristics of gain and carrier-induced refractive index change from measured amplified spontaneous emission spectra”. *Optica Applicata*, **XXXV**(2), 377–382p.
- Milonni, P. (1988). “*Lasers*”. John Wiley Sons, USA. 768pp.
- Mishra, A., X.Yang, D.Lenstra, G.D.Khoe, and H.J.S.Dorren (2004). “Wavelength conversion employing 120-fs optical pulses in an SOA-based nonlinear polarization switch”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **10**(5), 1180–1186p.
- Moerman, I., P.P.Van.Daele, and P.M.Demeester (1997). “A review of fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with III–V semiconductor devices”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **3**(6), 1380–1320p.
- Morel, P., A.Sharaiha, R.Brenot, and B.Thédrez (2006). “Wideband gain and noise figure modelling in SOA”. *Optical and Quantum Electronics*, **38**(1–3), 231–236p.
- Murakami, T., K.Ohtaki, H.Matsubara, T.Yamawaki, H.Saito, K.Isshiki, Y.Kokubo, A.Shima, H.Kumabe, and W.Susaki (1987). “A very narrow-beam AlGaAs laser with a thin tapered-thickness active layer (T^3 laser)”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **23**(6), 712–719p.
- Nakazawa, M., T.Yamamoto, and R.Tamura (2000). “1.28 Tbit/s-70 km OTDM transmission using third and fourth-order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator. *European Conference and Exhibition on Optical Communications (ECOC)*, (PD2.6).
- Newport (2000). “Newport Tutorials and Training”.
- Newport (2007). “Product Note: Newport F-L10B”.
- Ning, G., P.Shum, W.Chongqing, D.R.Lim, and V.Wong (2008). “All optical switch based on nonlinear polarization rotation (NPR) in semiconductor optical amplifier (SOA)”. *Proceedings of the SPIE, Optical Transmission, Switching and Subsystems VI*, **7136**(71361Z), 71361Z1–71361Z8p.
- Ogasawara, N. and I.Ryoichi (1988). “Longitudinal mode competition and asymmetric gain saturation in semiconductor injection lasers”. *Japanese Journal of Applied Physics*, **27**(4), 615–626p.

- Okamoto, K. (2005). *“Fundamentals of Optical Waveguides”*. Academic Press, USA. 584pp.
- Olshansky, R., C.B.Su, J.Manning, and W.Powazinic (1984). “Measurement of radiative and nonradiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-20**(8), 838–854p.
- O’Mahony, M. (1988). “Semiconductor Laser Optical Amplifiers for Use in Future Fiber Systems”. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **6**(4), 531–544p.
- OptoSpeed (2002). “Specification Data”.
- Patel, N., J.E.Ripper, and P.Brosson (1973). “Behavior of threshold current and polarization of stimulated emission on GaAs injection lasers under uniaxial stress”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE9**(2), 338–341p.
- Pei-li, L. and H.De-xiu (2008). “Ultrahigh-speed SOA-based full adder with PolSK modulated signals”. *Proceedings of the SPIE, Optoelectronic Materials and Devices III*, **7135**(71352W), 71352W1–71352W9p.
- Peyghambarian, N., S.W.Koch, and A.Mysyrowicz (1993). *“Introduction to semiconductor optics”*. Prentice Hall, USA. 700pp.
- Pikus, G. and G.L.Bir (1961). “Cyclotron and paramagnetic resonance in strained crystals”. *Physical Review Letters*, **6**(3), 103–105p.
- Poustie, A. (2007). “SOA-based all-optical processing. *Proceedings of the OFC, Tutorial*, **OWF**(1), 1–75p.
- Presby-a, H. and C.A.Edwards (1992). “Near 100 percent efficient fibre microlenses”. *Electronics Letters*, **30**(11), 892–894p.
- Presby-b, H. and C.A.Edwards (1992). “Efficient coupling of polarization-maintaining fiber to laser diodes”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **4**(8), 897–899p.
- Razegui, M. (2000). “Optoelectronic Devices Based on III–V Compound Semiconductors Which Have Made a Major Scientific and Technological Impact in the Past 20 Years”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**(6), 1344–1354p.

- Sahito, T., T.Mukai, and O.Mikami (1985). “Theoretical Analysis and Fabrication of Antireflection Coatings on Laser–Diode Facets”. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **3**(2), 288–293p.
- Saleh, B. and M.C.Teich (2007). “*Fundamentals of Photonics*”. Wiley, USA. Second Edition. 1200pp.
- Salzman, J., R.J.Hawkins, C.E.Zah, S.Menocal, and T.P.Lee (1988). “The tilted waveguide semiconductor laser amplifier”. *Journal of Applied Physics*, **64**(4), 2240–2242p.
- Saruwatari, M. (2000). “All–Optical Signal Processing for Terabit/Second Optical Transmission”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**(6), 1363–1374p.
- Scarmozzino, R., A.Gopinath, R.Pregla, and S.Helfert (2000). “Numerical Techniques for Modelling Guided–Wave Photonics Devices”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**(1), 150–162p.
- Shani, Y., C.H.Henry, R.C.Kistler, K.J.Orlowsky, and D.A.Ackerman (1989). “Efficient coupling of a semiconductor laser to an optical fiber by means of a tapered waveguide on silicon”. *Applied Physics Letters*, **55**(23), 2389–2391p.
- Simon, J. (1983). “Semiconductor Laser Amplifier for Single Mode Optical Fiber Communications”. *Journal of Optical Communications*, **4**(2), 51–62p.
- Simon, J. (1987). “GaInAsP Semiconductor Laser Amplifiers for Single–Mode Fiber Communications”. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **LT5**(9), 1286–1295p.
- Small, B., B.G.Lee, and K.Bergman (2006). “Empirical Method for Determining SOA Gain Based on ASE Characterization”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **18**(21), 2224–2226p.
- Smit, M., S.Oei, F.Karouta, R.Nötzel, J.Wolter, E.Bente, X.Leijtens, J.Van-Der-Tol, M.Hill, H.Dorren, D.Khoe, and H.Hans (2005). “Photonic integrated circuits: where are the limits?”. *Integrated Photonics Research and Applications (IPRA)*.
- Solís-Trápala, K. (2006). “*Estudio teórico y experimental del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización dentro de un amplificador óptico de semiconductor utilizando la teoría de modos acoplados*”. Tesis de Maestría en Ciencias, CICESE. 172pp.

- Soto, H. and A.Gutiérrez (2006). “All-optical 2-to-4 level encoder based on cross polarization modulation in a semiconductor optical amplifier utilized to develop an all-optical 2 input digital multiplexer”. *Optics Express*, **14**(20), 9000–9005p.
- Soto, H. and D.Erasme (1996). “Modelling and experimental measurements of the switching behaviour of semiconductor optical amplifiers”. *Optical and Quantum Electronics*, **28**, 669–682p.
- Soto, H., D.Erasme, and G.Guekos (1999). “Cross-Polarization modulation in semiconductor optical amplifiers”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **11**(8), 970–972p.
- Soto, H., C.A.Diaz, J.Topomondzo, D.Erasme, L.Schares, and G.Guekos (2002). “All-optical AND gate implementation using cross-polarization modulation in a semiconductor optical amplifiers”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **14**(4), 498–500p.
- Soto, H., J.D.Topomondzo, D.Erasme, and M.Castro (2003). “All-optical NOR gates with two and three input logic signals based on cross-polarization modulation in a semiconductor optical amplifier”. *Optics Communications*, **218**(4–6), 243–247p.
- Soto, H., E.Álvarez, C.A.Díaz, J.Topomondzo, D.Erasme, L.Schares, L.Occhi, G.Guekos, and M.Castro (2004). “Design of an all-optical NOT XOR gate based on cross-polarization modulation in a semiconductor optical amplifier”. *Optics Communications*, **237**(1–3), 121–131p.
- Soto-a, H., D.Erasme, and G.Guekos (2001). “5 Gbits/s XOR optical gate based on cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **13**(4), 335–337p.
- Soto-b, H., J.C.Dominguez, D.Erasme, and G.Guekos (2001). “Demonstration of an all-optical switch using cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers”. *Microwave and Optical Technology Letters*, **29**(3), 205–208p.
- Spiegel, M. R. (1993). “*Manual de fórmulas y tablas matemáticas*”. Mc Graw Hill. 271pp.
- Stubkjaer, K. (2000). “Semiconductor Optical Amplifier-Based All-Optical Gates for High-Speed Optical Processing”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**(6), 1428–1435p.

- Svelto, O. (1998). *“Principles of Lasers”*. Springer Science. U.S.A. Fourth Edition. 628pp.
- Takahashi, Y., Arup-Neogi, and Hitoshi-Kawaguchi (1998). “Polarization-Dependent Nonlinear Gain in Semiconductor Lasers”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **34**(9), 1660–1672p.
- Tamir, T. (1990). *“Guided-Wave Optoelectronics”*. Springer-Verlag, Germany. Second Edition. 419pp.
- Tao, W., W.Zhengxian, and H.Dexiu (2002). “Theoretical analysis of a tapered-rib semiconductor optical amplifier”. *Optics Communications*, **214**(1–6), 177–185p.
- Thompson, G. (1980). *“Physics of Semiconductor Laser Devices”*. John Wiley and Sons, Great Britain. 549pp.
- Tsang, J. and K.Shore (1999). “Active picosecond optical pulse compression in semiconductor optical amplifiers”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **35**(1), 93–100p.
- Uskov, A., J.Mork, and J.Mark (1994). “Wave mixing in semiconductor laser amplifiers due to carrier heating and spectral hole burning”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **30**(8), 1769–1781p.
- Vardakas, J. and K.E.Zoiros (2007). “Performance investigation of all-optical clock recovery circuit based on Fabry-Pérot filter and Sagnac switch”. *Optical Engineering Letters*, **45**(8), 850051–8500521p.
- Vegas-Olmos, J., I.Monroy, Y.Liu, M.García-Larrode, J.Turkiewicz, H.Dorren, and A.Koonen (2004). “Asynchronous, self-controlled, all-optical label and payload separator using nonlinear polarization rotation in a semiconductor optical amplifier”. *Optics Express*, **12**(18), 4214–4219p.
- Verdeyen, J. (2000). *“Laser Electronics”*. Prentice Hall Series in Solid State Physical Electronics, USA. Third Edition. 704pp.
- Visser, T., H.Blok, and D.Lenstra (1999). “Theory of polarization-dependent amplification in a slab waveguide with anisotropic gain and losses”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **35**(2), 240–249p.

- Vivero, T., N.Calabretta, I.T.Monroy, G.Kassar, F.Öhman, K.Yvind, A.P.González-Marcos, and J.Mork (2009). “2R-Regeneration in a monolithically integrated four-section SOAEA chip”. *Optics Communications*, **282**(1), 117–121p.
- Wang, W., K.Allaart, and D.Lenstra (2004). “Gain Anisotropy in a Semiconductor Optical Amplifier: Confinement Factors or Material Gain”. *Proceedings of 2004 6th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, **2**(1), 314–317p.
- Weber, H. and G.B.Arffen (2001). “*Mathematical Methods For Physicists*”. Elsevier Academic Press. 1200pp.
- Wolfson, D., P.E.Hansen, A.Kioch, and K.E.Stubkjaer (1999). “All-optical 2R regeneration based on interferometric structure incorporating semiconductor optical amplifiers”. *Electronics Letters*, **35**(1), 59–60p.
- Wong, C. and H.K.Tsang (2002). “High extinction ratio wavelength conversion at 10 Gbit/s using birefringence switching in semiconductor optical amplifier”. *Electronics Letters*, **38**(16), 897–898p.
- Wong, C. and H.K.Tsang (2003). “Polarization-Independent wavelength conversion at 10 Gb/s using birefringence switching in a semiconductor optical amplifier”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **15**(1), 87–89p.
- Xu, C., W.P.Huang, M.S.Stern, and S.K.Chaudhuri (1994). “Full-vectorial mode calculations by finite difference method”. *IEE Proceedings of Optoelectronics*, **141**(5), 281–186p.
- Xu, E., S.Zhang, L.Zhou, Y.Zhang, and D.Huang (2009). “All-optical microwave notch filter with flat passband based on semiconductor optical amplifier”. *Optics Communications*, **282**(12), 2297–2300p.
- Xu, L., I.Glesk, V.Baby, and P.R.Prucnal (2004). “All-Optical wavelength conversion using SOA at nearly symmetric position in a fiber-based Sagnac interferometric loop”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **16**(2), 539–541p.
- Yablonovitch, E. and E.O.Kane (1988). “Band Structure Engineering of Semiconductor Lasers for Optical Communications”. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **6**(8), 1292–1299p.

- Yang, X., D.Lenstra, G.D.Khoe, and H.J.S.Dorren (2003). “Nonlinear polarization rotation induced by ultrashort optical pulses in a semiconductor optical amplifier”. *Optics Communications*, **223**(1–3), 169–179p.
- Yariv, A. (1997). “*Optical Electronics in Modern Communications*”. Oxford University Press, USA. Fifth Edition. 768pp.
- Yasuoka, N., K.Kawaguchi, H.Ebe, T.Akiyama, M.Ekawa, K.Morito, M.Sugawara, and Y.Arakawa (2008). “1.55 – μm Polarization-insensitive quantum dot semiconductor optical amplifier”. *European Conference and Exhibition on Optical Communications (ECOC), Brussels, Belgium*, 4(Th.1.C.1), 17–18p.
- Yu, J., G.K.Chang, J.Barry, and Y.Su (2005). “40 Gbit/s signal format conversion from NRZ to RZ using Mach–Zehnder delay interferometer”. *Optics Communications*, **248**(4–6), 419–422p.
- Zhang, J., J.Wu, C.Feng, K.Xu, and J.Lin (2007). “All-optical logic OR gate exploiting nonlinear polarization rotation in an SOA and red-shifted sideband filtering”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **19**(1), 33–35p.
- Zhang, X., Y.Wang, J.Sun, D.Liu, and D.Huang (2004). “All-optical AND gate at 10 Gbit/s based on cascaded single-port-coupled SOAs”. *Optics Express*, **12**(3), 361–366p.
- Zhao, M., J.de.Merlier, G.Morthier, and R.Baets (2003). “All-optical 2R regeneration based on polarization rotation in a linear optical amplifier”. *IEEE Photonics Technology Letters*, **15**(2), 305–307p.
- Zhou, Y., J.Wu, K.Xu, and J.Lin (2005). “Study of wavelength conversion based on cross-polarization modulation in a semiconductor optical amplifier”. *Proceedings of the SPIE: Optical Transmission, Switching and Subsystems II*, **5625**(559).
- Zimmerman, D. and L.H.Spiekman (2004). “Amplifiers for the Masses: EDFA, EDWA, and SOA Amplets for Metro and Access Applications”. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **22**(1), 63–70p.
- Zoiros, K., T.Houbavlis, and M.Kalyvas (2004). “Ultra-high speed all-optical shift registers and their applications in OTDM networks”. *Optical and Quantum Electronics*, **36**(11), 1005–1053p.

APÉNDICE A

CARACTERIZACIÓN TÍPICA DEL SOA MASIVO BAJO ESTUDIO

A.I Introducción

En este Apéndice se describe una caracterización típica del amplificador óptico de semiconductor masivo bajo estudio utilizado en el presente trabajo de tesis. Para tal efecto, primeramente se determinan las características de operación del SOA, comenzando con la estimación de las pérdidas por inserción y captura que experimenta un haz al ser inyectado y recuperado del amplificador. Posteriormente se obtienen las curvas de emisión espontánea amplificada en ambas facetas de entrada y salida del SOA, así como las curvas de ganancia en pequeña señal. En ambos casos, se obtienen tales curvas para diferentes corrientes de inyección eléctrica del amplificador. De manera similar, las curvas de ganancia en pequeña señal se obtienen considerando un determinado intervalo de fluctuación en la potencia, la longitud de onda y la orientación del estado de

polarización lineal del haz introducido al SOA.

Como se mencionó en el Capítulo II, el amplificador utilizado en este trabajo de tesis es un SOA masivo (bulk-SOA), modelo SOA-1550-CRI/X-1550S, construido por la compañía OptoSpeed. Su región activa está compuesta de InGaAsP/InP y posee las siguientes dimensiones aproximadas: largo = 1.5 mm , ancho = $2.2\ \mu\text{m}$ y espesor = 250 nm . Cabe resaltar que aún cuando el fabricante de este dispositivo proporciona sus características principales de operación, las cuales fueron resumidas en la Tabla I del Capítulo II, la caracterización experimental del SOA es necesaria para conocer el estado actual del amplificador y en consecuencia, conocer las condiciones de operación bajo las cuales se puede realizar el experimento de la modulación cruzada de la polarización. En otras palabras, en esta etapa experimental se determinan las principales características de operación del SOA que posibilitan la amplificación en régimen lineal y no lineal de un haz para un determinado intervalo de potencias, longitudes de onda y orientaciones de su estado de polarización lineal. Es importante mencionar que en todo el desarrollo experimental se mantuvo un control sobre la temperatura del SOA, permaneciendo aproximadamente constante y con un valor de 22°C .

A.II Pérdidas por inserción y captura en el SOA

Una medición importante que debe realizarse como parte de la caracterización de un SOA es la estimación de las pérdidas por inserción y captura que sufre un haz al ser introducido y recuperado de dicho dispositivo. Esta medición es particularmente necesaria en amplificadores como el utilizado en este trabajo debido a que sus facetas de entrada y salida no están ensambladas, desde su fabricación, a ningún segmento de

fibra óptica o sistema óptico que facilite la inserción de un haz dentro del SOA sin pérdidas significativas de potencia óptica. Así, el conocimiento de dichas pérdidas es necesario para determinar de manera precisa la potencia que posee un haz justamente a la entrada del SOA y estimar la ganancia de un solo paso ofrecida por dicho dispositivo.

En este contexto, en el presente trabajo se utilizan lentes delgadas (objetivos) para realizar la inyección de un haz láser en la entrada del SOA y la recuperación de dicho haz amplificado en su salida. Con la finalidad de obtener las mejores condiciones de enfocamiento (en la inserción) y colimado (en la captura) del haz, dichas lentes se colocan a una determinada distancia desde la entrada y salida del SOA, respectivamente.

En este punto, cabe mencionar que generalmente se pueden inyectar al amplificador uno o mas haces simultáneamente, tanto en co-propagación como en contra-propagación. Por consiguiente, es deseable que el sistema óptico conformado por las lentes sea simétrico en ambas direcciones de propagación. Esto permite que ambas facetas del amplificador, incluyendo el sistema óptico de las lentes, puedan ser utilizadas indistintamente como entrada o salida.

En este sentido, la metodología que se ha seguido para estimar las pérdidas por inserción y captura consiste primeramente en medir el perfil espacial de la irradiancia del haz gaussiano emitido espontáneamente por el SOA. Para tal efecto, se utiliza un foto-receptor colocado a una determinada posición axial desde las facetas de entrada y salida del amplificador. Posteriormente, tomando como referencia la posición donde se colocarán las lentes delgadas en el arreglo experimental que se utiliza para caracterizar al amplificador, se obtiene una proporción de la irradiancia que es transmitida por las lentes con respecto a la irradiancia del haz gaussiano que es emitido por el SOA. Cabe mencionar que solo para efectos de notación, la faceta izquierda del SOA es referida en todo el desarrollo experimental como entrada y la derecha como salida. Sin embargo,

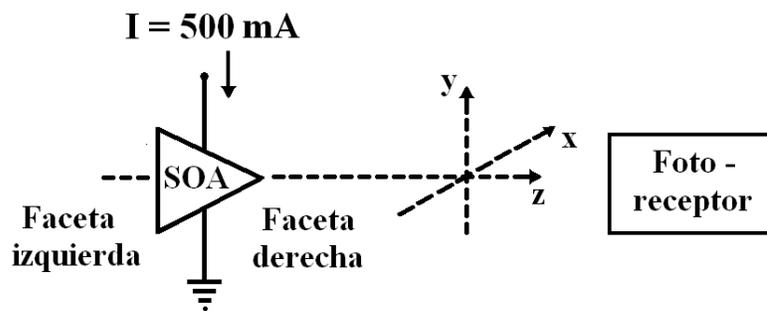


Figura 54: Esquema experimental utilizado para obtener el perfil espacial de la irradiancia espontánea amplificada del SOA bajo estudio.

ambas facetas pueden ser utilizadas indistintamente como entrada o salida.

El esquema experimental utilizado para obtener el perfil espacial de la irradiancia del haz gaussiano emitido espontáneamente por el amplificador se muestra en la Figura 54. Como se ilustra en dicha figura, primeramente se coloca el foto-receptor en frente de la faceta de entrada o salida del SOA a una determinada distancia z . Esta posición es asignada como el origen del sistema coordenado y coincide con la posición de máxima irradiancia capturada en el foto-receptor a esa distancia z .

Posteriormente, se realiza la medición de la irradiancia sobre los ejes coordenados x y y . En este caso, se abarcó una distancia horizontal y vertical de 8 mm aproximadamente, con incrementos de 0.1 mm . Así, los perfiles de irradiancia normalizada obtenidos en ambas facetas del SOA para las direcciones transversales x y y se muestran en las gráficas de la Figura 55.

Cabe hacer notar que debido a las restricciones dimensionales impuestas por las monturas del SOA y del foto-receptor, las cuales se ilustran en las fotografías de la Figura 56, los perfiles de irradiancia se midieron a una distancia mínima $z = 10\text{ mm}$ y $z = 3\text{ mm}$ aproximadamente desde las facetas izquierda y derecha del amplificador,

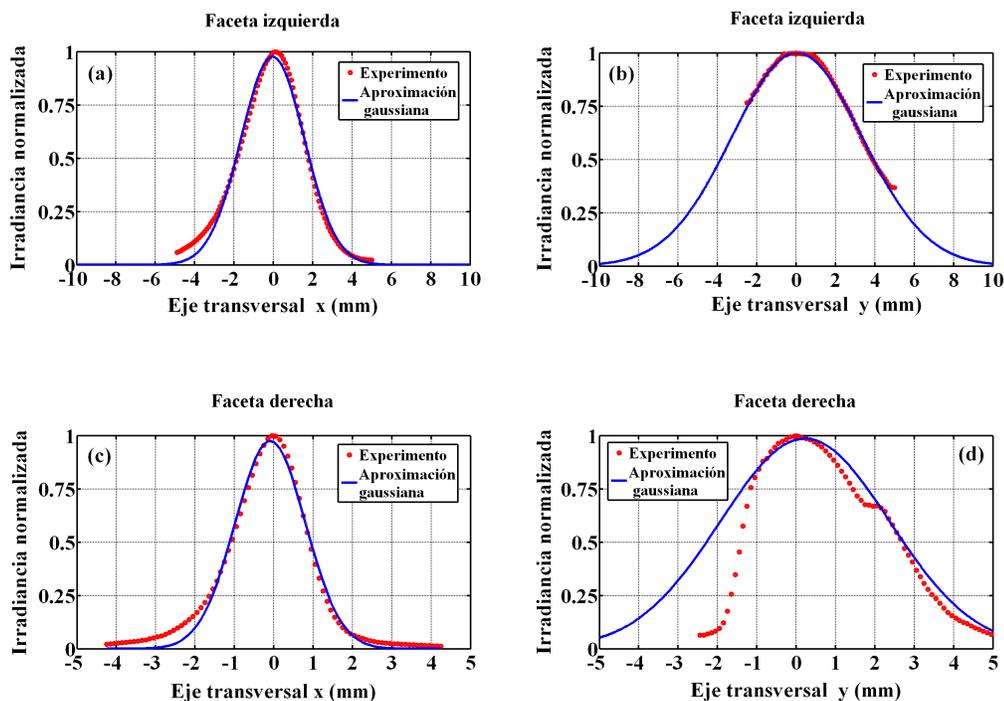


Figura 55: Perfiles transversales de la irradiancia espontánea amplificada medida y aproximada del SOA bajo estudio en su faceta izquierda (gráficas superiores) y derecha (gráficas inferiores), obtenidos sobre los ejes transversales horizontal (gráficas de la izquierda) y vertical (gráficas de la derecha).

respectivamente. En estas mediciones, se utilizó un foto-receptor Thorlabs modelo DET3-GE, con una sensibilidad $S = 0.75 \text{ A/W}$ y un área activa $A = 0.2 \text{ mm}^2$, conectado a una carga $Z = 29.1 \Omega$. La relación entre la irradiancia y la diferencia de potencial presente en la carga es $I = V/(A \cdot S \cdot Z)$.

Con relación a las gráficas mostradas en la Figura 55, se debe notar que el ancho del haz obtenido en la faceta izquierda es mayor que el obtenido en la faceta derecha para ambas direcciones transversales. Esto se debe a que las distancias de medición son diferentes, lo que provoca una mayor distancia de propagación y un mayor ensanchamiento del haz gaussiano para la medición realizada en la faceta izquierda. Es conveniente mencionar que el ancho del haz se define como la distancia radial en la que

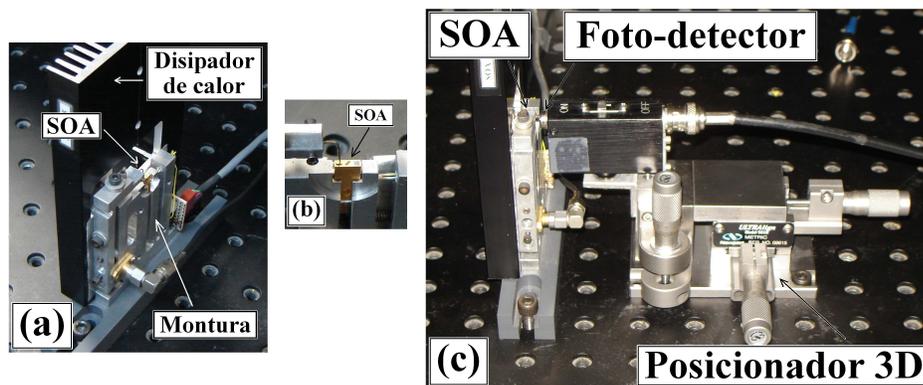


Figura 56: Ilustración de las monturas del SOA utilizado en este trabajo y del foto-receptor empleado para medir el perfil transversal de la irradiancia emitida espontáneamente por el amplificador. En la fotografía (a) se ilustra la montura del SOA, en (b) un acercamiento de la montura del SOA y en (c) el montaje experimental del SOA y del foto-receptor.

la irradiancia decrece por un factor de $1/e^2$ con respecto a la irradiancia localizada en la dirección axial del haz (Saleh and M.C.Teich, 2007).

Por otro lado, para ambas facetas del SOA, el ancho del haz es mayor en las direcciones transversales verticales. Esto se debe a la mayor divergencia experimentada por el haz en la dirección vertical como resultado de la geometría rectangular de la región activa del SOA, cuyo lado mayor se encuentra en una dirección paralela al plano horizontal. En este punto, cabe hacer notar que, como se muestra en la Figura 55b, no se alcanza a medir completamente el perfil gaussiano de la irradiancia espontánea correspondiente a la faceta de entrada del amplificador en la dirección vertical. Esto se debe a la limitación de la distancia de barrido de las monturas 3D utilizadas para desplazar el foto-receptor. Otra observación importante está en la medición del perfil gaussiano mostrado en la Figura 55d. En este caso, no se obtiene un perfil gaussiano simétrico. Por el contrario, el perfil decrece rápidamente cuando la medición se realiza en la dirección vertical negativa. Como se ilustra en la Figura 56b, esto se debe a que

la montura sobre la que se encuentra el SOA impide que el haz emitido se propague libremente en tal dirección.

Para obtener la proporción de la irradiancia que es transmitida por las lentes delgadas con respecto a la irradiancia del haz gaussiano que es emitido por el SOA, es necesario conocer las características de dicho haz justo en las facetas de entrada y salida del amplificador. Para este efecto, es conveniente recordar que el perfil de la irradiancia óptica $I(\rho, z)$ de un haz gaussiano se puede expresar como:

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[- \frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right], \quad (145)$$

donde $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ es la posición transversal, y z es la posición axial o la dirección de propagación del haz. Las variables importantes que caracterizan al haz son su magnitud $I(0, 0) = I_0$ donde se localiza su cintura o radio mínimo W_0 , y su radio $W(z)$ para alguna determinada posición z . En efecto, la cintura del haz W_0 , su radio $W(z)$ y su divergencia θ_0 se pueden expresar como (Verdeyen, 2000):

$$W_0^2 = \frac{\lambda z_0}{\pi}, \quad (146)$$

$$W^2(z) = W_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right], \quad (147)$$

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0}, \quad (148)$$

donde λ es la longitud de onda del haz en cuestión, y z_0 es la distancia de Rayleigh o la distancia de propagación en la que el haz se ha ensanchado por un factor de $\sqrt{2}$ con respecto a su cintura. De esta manera, como se bosqueja en la Figura 57, a medida que el haz emitido por el SOA se propaga desde sus facetas hasta alguna determinada posición longitudinal z , la magnitud pico de su perfil de irradiancia disminuye en proporción inversa al incremento de su ensanchamiento radial.

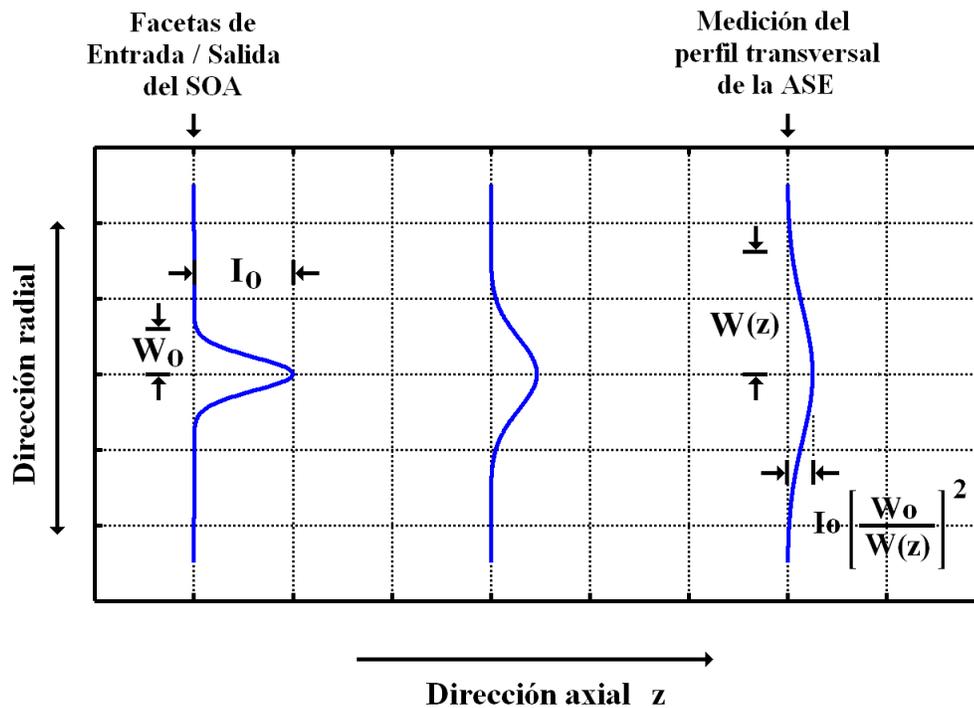


Figura 57: Bosquejo de la propagación en el espacio libre del perfil transversal de irradiancia de un haz gaussiano.

En otras palabras, utilizando las expresiones (146)-(148) y los datos experimentales (o sus aproximaciones gaussianas) de las Figuras 55a - 55d, es posible obtener una estimación de las características del haz emitido por el SOA para cualquier distancia de propagación z , tal como se resumen en la Tabla VI.

Los resultados mostrados en la Tabla VI sugieren que el haz emitido espontáneamente por el SOA no posee características espaciales idénticas para ambas facetas. En particular, utilizando los valores calculados para la cintura del haz y suponiendo que el contorno del perfil transversal del haz emitido tiene una forma geométrica elíptica, se obtendría un área del haz de $\pi(1.6 \mu m)(855 \mu m) = 4.29 \mu m^2$ y de $\pi(0.93 \mu m)(522 \mu m) = 1.52 \mu m^2$ en las facetas izquierda y derecha del SOA, respectivamente. Esta discrepancia se puede atribuir a los posibles errores de medición, en particular, la especificación precisa de la

distancia axial z a la que se posiciona el foto-detector. A pesar de esto, ambos valores proporcionan una aproximación aceptable del área de sección transversal rectangular de la región activa del SOA, que es de $(2.2 \mu m)(250 nm) = 0.55 \mu m^2$. Por consiguiente, con los valores calculados se puede obtener la proporción de potencias necesaria para estimar las pérdidas por inserción y captura.

Es importante mencionar que en el arreglo experimental utilizado para la caracterización del SOA y de la XPolM, las lentes objetivos se colocaron a una distancia aproximada de 7 y 5 mm de las facetas de entrada y salida, respectivamente, como se ilustra en la Figura 58. Esto se debe a que para tales distancias de las lentes objetivos se obtuvieron las mejores condiciones de enfocamiento y colimado, tanto del haz emitido espontáneamente por el SOA como de los haces de control y de datos que se inyectan para caracterizar el fenómeno de la XPolM. Sólo como referencia, se utilizaron lentes objetivos de la compañía Newport, modelo F-L10B, con un diámetro de 5 mm, distancia focal de 12 mm y apertura numérica de 0.25 (Newport, 2007). Por otro lado, en los conectores FC dispuestos en las lentes de Grin que posteriormente se utilizan

Tabla VI: Resumen de las características del haz gaussiano emitido espontáneamente por el SOA en sus facetas de entrada y salida, obtenidas al utilizar los datos experimentales y las gráficas aproximadas de la Figura 55.

VARIABLES CARACTERÍSTICAS DEL HAZ GAUSSIANO	FACETA IZQUIERDA		FACETA DERECHA	
	DIRECCIÓN HORIZONTAL x	DIRECCIÓN VERTICAL y	DIRECCIÓN HORIZONTAL x	DIRECCIÓN VERTICAL y
Ancho del haz $W(z)$ medido	3.2 mm ($z = 10 mm$)	6.61 mm ($z = 10 mm$)	1.77 mm ($z = 3 mm$)	4.28 mm ($z = 3 mm$)
Cintura del haz W_0 calculada	1.6 μm ($z = 0 mm$)	855 nm ($z = 0 mm$)	0.930 μm ($z = 0 mm$)	522 nm ($z = 0 mm$)
Divergencia del haz θ_0 calculada	17.74°	33.46°	30.54°	54.97°

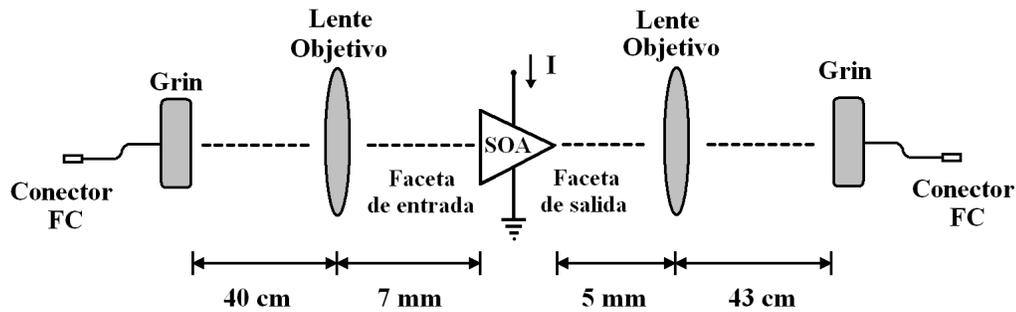


Figura 58: Bosquejo de las distancias axiales a las que se colocaron las lentes objetivo y las lentes de Grin para realizar la caracterización típica del SOA y de la XPoIM.

para insertar o recuperar el haz generado de algún láser, se midió una potencia máxima total de ASE emitida por el SOA de 2.5 dBm aproximadamente en ambas facetas del amplificador.

De esta manera, utilizando los datos de la cintura del haz en las facetas del SOA (Tabla VI), las distancias axiales en donde se colocan las lentes delgadas (Figura 58), y recordando que la potencia óptica contenida en un haz es igual a la integral de su irradiancia óptica sobre el plano radial, se calcula la proporción de la potencia total del haz que se propaga hasta una distancia de $z = 7 \text{ mm}$ (faceta izquierda) y $z = 5 \text{ mm}$ (faceta derecha), con respecto a la potencia que se transmite por las lentes delgadas. En este caso, la única diferencia está constituida por los límites de integración. En otras palabras, para las distancias de propagación consideradas (7 y 5 mm), el ancho estimado ($W(z)$) del haz es mayor que el radio de las lentes delgadas (2.5 mm). Por lo tanto, para calcular la potencia total del haz propagado se utiliza el ancho del haz calculado para esa longitud de propagación, mientras que para la potencia transmitida por las lentes objetivos se utiliza el radio de las lentes.

Además de la proporción de potencias, existen otros dos aspectos importantes. Uno

de ellos está en relación con las características de las lentes. Considerando las especificaciones del fabricante, para el intervalo de longitudes de onda de operación centrado en 1550 nm , las lentes transmiten solo el 94% de la potencia incidente. El otro punto se refiere a la doble función de las lentes. Es decir, en el proceso de captura del haz emitido por el SOA, la función de ambas lentes objetivos es colimar el haz divergente emitido por el amplificador; mientras que en la inserción, su función es enfocar sobre las facetas del SOA el haz colimado generado por un láser. Por consiguiente, el proceso de captura solo está afectado por la proporción de potencias y la transmisión de las lentes, pero en el proceso de inserción debe considerarse además la proporción del haz que es confinada o propagada efectivamente dentro de la región activa del SOA. En otras palabras, la proporción de potencias calculadas para las direcciones horizontal y vertical se multiplica por el factor de confinamiento de la guía de onda del SOA asociado con los modos fundamentales de propagación TE y TM respectivamente.

Considerando los aspectos anteriormente mencionados, en la Tabla VII se resumen los cálculos realizados. Como se muestra en dicha tabla, las mayores pérdidas se presentan en el proceso de inserción del haz en el amplificador, siendo de 3.82 a 3.99 dB para la dirección horizontal y de 5.33 a 5.77 dB para la dirección vertical. Por otro lado, en el proceso de captura se presentan pérdidas no mayores a 1.6 dB . En resumen, considerando simultáneamente las direcciones horizontal y vertical, las pérdidas totales (equivalentes a la suma de las pérdidas por inserción más las de captura) son de 10.54 y 11.73 dB para las facetas izquierda y derecha, respectivamente. En este caso, debido a que se ha calculado una menor divergencia del haz emitido espontáneamente en la faceta izquierda, las pérdidas totales en esta faceta son un poco menores que aquellas de la faceta derecha. Sin embargo, para fines prácticos, en ambas facetas se presentan aproximadamente la misma cantidad de pérdidas y pueden efectivamente ser utilizadas

indistintamente como entrada o salida del amplificador.

Con la estimación de las pérdidas de potencia óptica discutidas en la presente sección, a menos que se indique lo contrario, cada vez que se especifique una determinada potencia de algún haz a la entrada o a la salida del SOA, se considerará implícitamente que ya se han incluido las respectivas pérdidas por inserción o captura de dicho haz. Así por ejemplo, al indicar que la potencia promedio de un haz con polarización lineal cercana a 45° a la entrada del SOA es de 0 dBm , significa que la máxima potencia promedio de ese haz medida antes de ser inyectado al SOA es de 10.54 dBm .

Antes de finalizar la presente sección, es pertinente discutir lo siguiente. El proceso

Tabla VII: Resumen de los cálculos realizados para estimar las pérdidas que sufre un haz al ser inyectado y capturado del SOA bajo estudio.

VARIABLES	FACETA IZQUIERDA		FACETA DERECHA	
	DIRECCIÓN HORIZONTAL x	DIRECCIÓN VERTICAL y	DIRECCIÓN HORIZONTAL x	DIRECCIÓN VERTICAL y
Ancho del haz calculado en la ubicación z de las lentes	2.2 mm	4.1 mm	2.7 mm	4.8 mm
Potencia normalizada del haz en la ubicación z de las lentes	100 %	100 %	100 %	100 %
Radio de la lente objetivo	2.5 mm	2.5 mm	2.5 mm	2.5 mm
Porcentaje de potencia transmitida por las lentes	94 %	77 %	92 %	69 %
Pérdidas de potencia por inserción sobre una dirección radial (dB)	3.82	5.33	3.99	5.77
Pérdidas de potencia por captura sobre una dirección radial (dB)	0.26	1.13	0.36	1.61
Pérdidas totales por inserción (dB)	9.15		9.76	
Pérdidas totales por captura (dB)	1.39		1.97	
Pérdidas totales en cada faceta (dB)	10.54		11.73	

de estimación de las pérdidas por inserción se ha realizado considerando la medición espacial de la emisión espontánea amplificada del SOA a una determinada distancia axial z . Debido a que el ancho del haz emitido espontáneamente por el SOA es generalmente mayor que el radio de las lentes objetivos a la distancia z en cuestión, se ha estimado una proporción de la potencia transmitida por las lentes con respecto a la potencia emitida por el SOA. Además, se ha considerado también el efecto del confinamiento del haz dentro de la guía de onda del amplificador. Estrictamente hablando, tal estimación de las pérdidas por inserción es imprecisa. Esto se debe a que el haz emitido por el láser utilizado en el experimento de la caracterización típica del SOA y de la XPolM posee un diámetro D_{haz} menor a aquel de las lentes objetivo.

En este sentido, una estimación razonable de las pérdidas por inserción debería considerar el diámetro D_{haz} que posee el haz al incidir sobre las lentes objetivo y no el diámetro de la ASE al incidir sobre dichas lentes. Además de esto, debería considerarse que la propagación de dicho haz a través de una lente objetivo como la utilizada en el arreglo experimental ilustrado en la Figura 58, provoca una disminución en su diámetro a la distancia focal de la lente mencionada. En efecto, el diámetro D_{haz} del haz a la distancia focal F de la lente está determinado por $D_{haz} \simeq (4\lambda/\pi)(F/D)$, donde λ es la longitud de onda del láser en cuestión (Saleh and M.C.Teich, 2007; Newport, 2000). Así por ejemplo, considerando que $F = 12\text{ mm}$, $D \simeq 2\text{ mm}$ y $\lambda = 1558\text{ nm}$, se obtendría un diámetro D_{haz} aproximado de $\sim 12\ \mu\text{m}$. Con este resultado, sin embargo, el diámetro del haz y consecuentemente el área del haz es mayor al área de sección transversal de la región activa del SOA, lo cual provoca una estimación en exceso de las pérdidas por inserción. Para un área del haz de $A_{haz} \simeq \pi(D_{laser}/2)^2 \simeq 113\ \mu\text{m}^2$ en la faceta de entrada del SOA y un área de sección transversal del SOA de $A_{sec-SOA} \simeq (250\text{ nm})(2.2\ \mu\text{m}) = 0.55\ \mu\text{m}^2$, la estimación de las pérdidas por inserción carece de

sentido físico.

En resumen, de la discusión anterior se concluye que aún cuando el método utilizado en este trabajo para la estimación de las pérdidas por inserción es impreciso, es el que proporciona estimaciones numéricas físicamente razonables. A pesar de esto, se recomienda revisar (o desarrollar) métodos alternativos para la estimación analítica y/o experimental de las pérdidas por inserción donde se consideren simultáneamente las características de la guía de onda del SOA, las lentes objetivos, y las *dimensiones* del haz en cuestión (por ejemplo, consultar (Keiser, 2000)).

A.III Emisión espontánea amplificada

La curva de emisión espontánea amplificada (ASE, Amplified Spontaneous Emission) de un SOA es una medición importante porque proporciona información útil del amplificador operando en régimen lineal. A partir de esta curva se pueden obtener, por ejemplo, las energías mínima y máxima de amplificación en régimen lineal del dispositivo para una determinada inyección de corriente eléctrica. De igual forma, a través de la variación del ancho espectral y del corrimiento del máximo de irradiancia espontánea en función de la corriente eléctrica, es posible conocer la concentración de los materiales contaminantes de las regiones $n - p$ que rodean la región activa del amplificador (Agrawal and N.K.Dutta, 1986). Las curvas características de la ASE se pueden utilizar también para estimar la birrefringencia de la guía de onda (Diez *et al.*, 1998; Kenedy *et al.*, 2004) y para determinar la ganancia en pequeña señal de SOAs instalados en módulos o subsistemas de comunicaciones ópticas en los que no es posible aislar al amplificador (Small *et al.*, 2006).

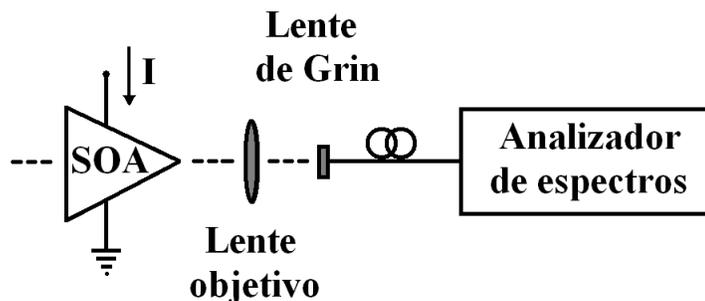


Figura 59: Bosquejo del arreglo experimental utilizado para obtener las curvas de emisión espontánea amplificada del SOA al variar la corriente de inyección eléctrica.

En este contexto, el arreglo experimental utilizado para medir el espectro de emisión espontánea amplificada del SOA se muestra en la Figura 59. La medición se realizó con un analizador de espectros ópticos de la compañía Hewlett Packard, modelo HP 70951B. A menos que se indique otra cosa, todas las mediciones reportadas en esta tesis se obtuvieron especificando una resolución de 0.1 nm y una sensibilidad de -65 dBm en el analizador de espectros ópticos.

De esta forma, en la Figura 60 se muestran las curvas de ASE obtenidas tanto a la entrada como a la salida del amplificador. Como se puede observar, para la misma corriente de inyección del SOA, las curvas de ASE presentan el mismo comportamiento para ambas facetas del amplificador. Es decir, se obtiene el mismo perfil y aproximadamente las mismas potencias máximas en las mismas longitudes de onda. Esto tiene varias implicaciones. Primeramente, que el estado actual de las películas anti-reflejantes que se encuentran a la entrada y a la salida del SOA es prácticamente el mismo. Además, que el sistema óptico conformado por las lentes objetivos y las lentes de Grin es completamente simétrico.

En la Figura 60 se muestran las curvas de ASE para diferentes corrientes de inyección

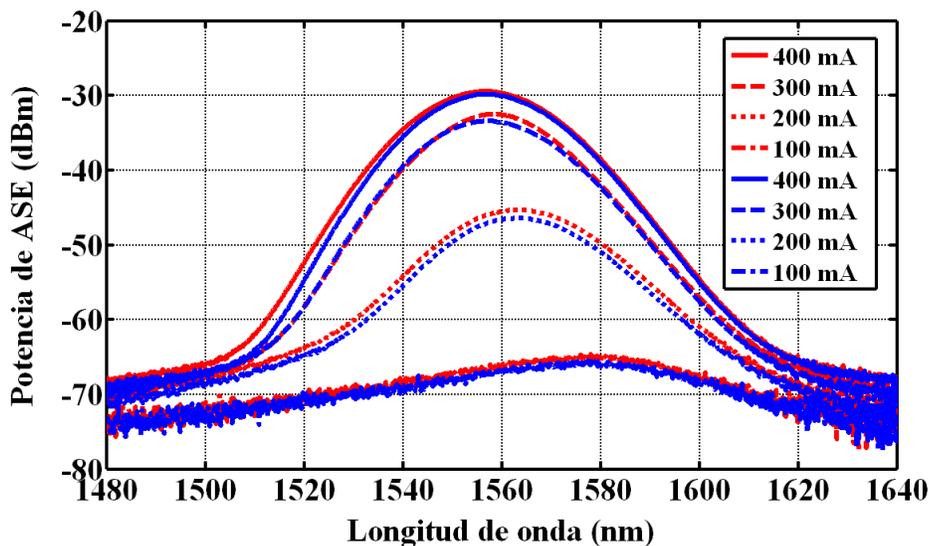


Figura 60: Curvas de emisión espontánea amplificada obtenidas en la faceta izquierda (azul) y derecha (rojo) del SOA para diferentes corrientes de inyección eléctrica.

eléctrica, cubriendo un intervalo de 100 a 400 mA , con incrementos de 100 mA ; también se obtuvo la medición a 500 mA , pero fue muy similar a la de 400 mA . En este caso, la potencia de la ASE (o equivalentemente la tasa de recombinación espontánea) es prácticamente nula para corrientes de inyección inferiores o iguales a 100 mA . A medida que se incrementa la corriente, se presenta un incremento proporcional de la densidad de portadores y consecuentemente una mayor tasa de recombinación espontánea. En estas condiciones, se presenta una mayor diferencia entre los cuasi niveles de Fermi en las bandas de conducción y de valencia, respectivamente, resultando un incremento en el ancho de banda del espectro de la ASE y un respectivo corrimiento espectral del máximo de potencia (Asada and Y.Suematsu, 1985; Agrawal and N.K.Dutta, 1986; Svelto, 1998). Así por ejemplo, el ancho de banda de 3 dB de la ASE es aproximadamente igual a 26 nm para una corriente de 400 mA (para 500 mA es prácticamente el mismo ancho de banda) y el máximo de recombinación espontánea se encuentra en 1557 nm (equi-

valente a una energía de fotón $E \simeq 1.27 \times 10^{-19} \text{ J} \simeq 0.798 \text{ eV}$). Así mismo, la máxima longitud de onda (o equivalentemente la energía mínima de recombinación espontánea) es aproximadamente igual a 1610 nm (esto equivale a $E_g \simeq 1.24 \times 10^{-19} \text{ J} \simeq 0.775 \text{ eV}$). En contraparte, para una corriente de 200 mA , el máximo de recombinación espontánea se desplaza a 1563 nm y la energía mínima de recombinación es $E_g \simeq 1.235 \times 10^{-19} \text{ J}$ (esto equivale a $\lambda_g \simeq 1620 \text{ nm}$), aproximadamente.

Como se mencionó previamente, las curvas de ASE también pueden proporcionar información respectiva a la birrefringencia del SOA. En este sentido, en la Figura 61 se muestran las curvas de ASE obtenidas al utilizar el mismo arreglo experimental ilustrado en la Figura 59 pero colocando un polarizador lineal entre la lente objetivo y la lente de Grin. En particular, el eje de transmisión del polarizador se alineó a 0° , 30° , 60° y 90° con respecto al plano horizontal, mientras que la corriente de inyección del SOA fue ajustada a 500 mA . Como se observa en la Figura 61, aún cuando la ASE está constituida por emisiones radiativas aleatorias que no poseen un estado de polarización determinado, al medir su espectro en frecuencia para las diferentes orientaciones del polarizador, se resalta la birrefringencia presente en la guía de onda. En este caso, la máxima y la mínima potencia pico de la ASE se obtiene para las orientaciones horizontal y vertical del polarizador, respectivamente. Estas orientaciones están en coincidencia con la dirección del campo eléctrico asociado con los modos de propagación fundamentales TE y TM de la guía de onda del SOA. Por lo tanto, de las curvas mostradas en la Figura 61 se concluye que la ASE del SOA utilizado en este trabajo presenta una máxima sensibilidad a la polarización cercana a los 10 dB para la corriente de 500 mA .

Cabe mencionar que estas mismas mediciones se realizaron para diferentes corrientes de inyección, observándose un comportamiento similar al mostrado en la Figura 61. En

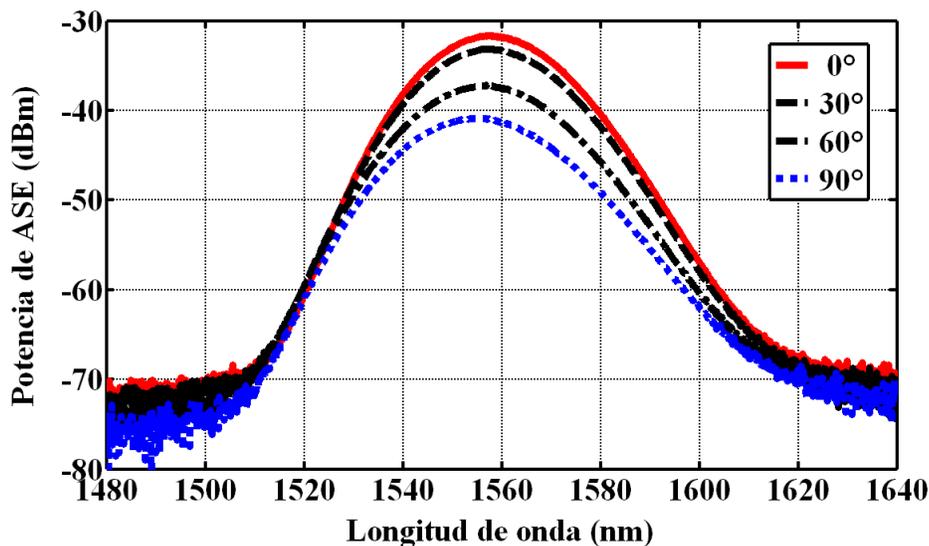


Figura 61: Emisión espontánea amplificada del SOA bajo estudio, obtenida al colocar un polarizador lineal entre la lente objetivo y la lente de Grin, respectivamente. La corriente de inyección del SOA se mantuvo fija en 500 mA .

efecto, la sensibilidad de la polarización de la ASE disminuye en proporción directa con la reducción de la corriente de inyección del SOA.

Continuando con la descripción de la ASE, en la Figura 62 se muestra un acercamiento de las curvas mostradas en la Figura 61 pero solamente para las orientaciones de 0° y 90° del polarizador lineal. Como se observa en la Figura 62, el perfil de la ASE presenta una oscilación o rizo con una excursión máxima de 0.2 dB aproximadamente. Comparando este dato con las especificaciones del fabricante resumidas en la Tabla I del Capítulo II, la baja excursión del rizo implica que las películas anti-reflejantes que actualmente posee el SOA utilizado en este trabajo son de muy buena calidad. En otras palabras, la baja reflectividad de las películas colocadas en las facetas del SOA suprime aceptablemente la posible generación de oscilaciones o modos longitudinales resonantes en la guía de onda del amplificador.

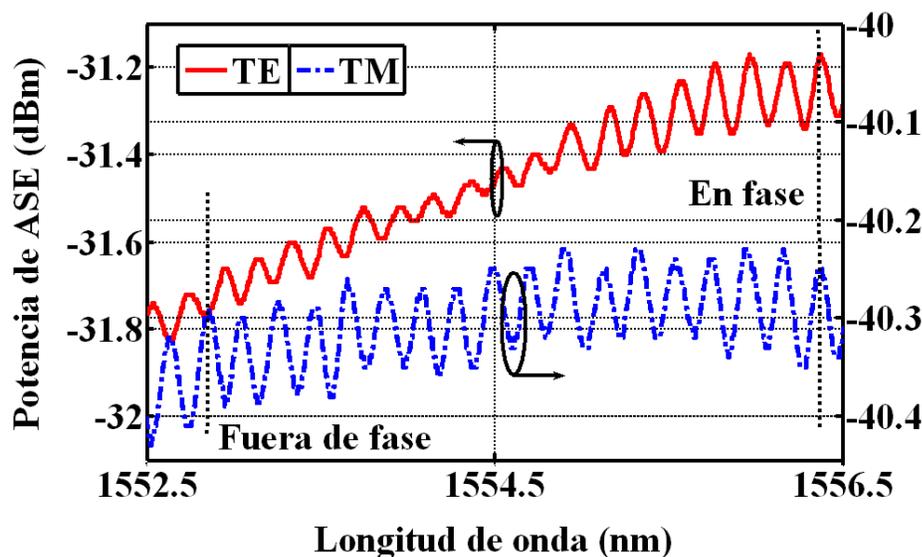


Figura 62: Acercamiento de la curva de ASE para resaltar la presencia de rizados con periodo y fase diferentes asociados con los modos de propagación fundamentales TE y TM de la guía de onda del SOA.

Por otro lado, como se ilustra en la Figura 62, las oscilaciones observadas para la dirección horizontal del polarizador (modo fundamental TE de la guía de onda) se desfasan 180° con respecto a las observadas para la dirección vertical, en un intervalo de 4 nm , aproximadamente. Esta variación relativa en la fase del rizo implica que la velocidad de propagación de un campo eléctrico en coincidencia con los modos fundamentales TE y TM de la guía de onda es diferente (Diez *et al.*, 1998). En consecuencia, se resalta efectivamente la birrefringencia presente en la guía de onda del SOA para una corriente de inyección eléctrica determinada. Nuevamente, cabe hacer notar que en la Figura 62 solo se muestra el acercamiento de la curva de ASE para una corriente de inyección del SOA de 500 mA . Sin embargo, al disminuir dicha corriente de inyección, se disminuye proporcionalmente la magnitud del rizo y el desfaseamiento relativo entre las dos polarizaciones.

A.IV Ganancia de un solo paso

La ganancia de un solo paso de un SOA es una medida de la cantidad neta de amplificación que experimenta un haz al propagarse a través del amplificador. Por consiguiente, la ganancia de un solo paso se puede determinar experimentalmente al realizar la medición de la potencia de un haz a la entrada (P_{input}) y a la salida (P_{output}) del SOA y utilizar la siguiente relación:

$$G^{TE(TM)}(I, \lambda) \Big|_{dB} = P_{output}^{TE(TM)}(\lambda) \Big|_{dB} - P_{input}^{TE(TM)}(\lambda) \Big|_{dB} + P_{\text{p\u00e9rdidas}}^{TE(TM)} \Big|_{dB}. \quad (149)$$

Como se indica expl\u00edcitamente en la ecuaci\u00f3n (149), la amplificaci\u00f3n neta del haz depende directamente de la corriente el\u00e9ctrica I , es decir, depende de la cantidad de electrones libres inyectados en la regi\u00f3n activa del SOA. As\u00ed mismo, debido a las caracter\u00edsticas espectrales del SOA, la ganancia de un solo paso no es constante en todo el intervalo de amplificaci\u00f3n del dispositivo y por lo tanto es dependiente de la longitud de onda del haz que se desee amplificar o procesar. A\u00fan m\u00e1s, debido a la birrefringencia de la gu\u00eda de onda del SOA, la ganancia de un solo paso es dependiente del estado de polarizaci\u00f3n del haz inyectado al amplificador. En la ecuaci\u00f3n (149) se incluye un t\u00e9rmino adicional que considera las p\u00e9rdidas de potencia sufridas por el haz en el proceso de inserci\u00f3n y captura del SOA. La metodolog\u00eda para calcular tales p\u00e9rdidas se discuti\u00f3 en la secci\u00f3n A.II.

En este contexto, en la Figura 63 se muestra el arreglo experimental utilizado para medir la ganancia de un solo paso del SOA. Primeramente, el haz inyectado al SOA se obtuvo de un l\u00e1ser sintonizable de la compa\u00f1\u00eda JDS Uniphase, modelo SWS 15101. Su

intervalo de sintonización en longitud de onda es de 1520 a 1600 nm , proporcionando una potencia promedio máxima de 2 dBm y una potencia pico máxima de $-6 dBm$ aproximadamente en todo este intervalo. Para incrementar la potencia pico del láser e introducir consecuentemente una mayor potencia pico al SOA, se utilizó un amplificador de fibra contaminada con erbio (EDFA, Erbium Dopped Fiber Amplifier) de la compañía Nuphoton Technologies, Modelo NP2000-PS, el cual proporciona una ganancia máxima de 30 dB en el intervalo de 1550 a 1568 nm , aproximadamente. Además, para facilitar la variación de la potencia del haz introducido al SOA, se utilizó un atenuador variable (VOA, Variable Optical Attenuator) de la compañía Hewlett Packard, modelo HP 8156A. En el arreglo experimental de la Figura 63 se incluye también un controlador de polarización y un polarizador lineal que permiten ajustar una polarización lineal horizontal y vertical del haz inyectado al SOA.

Con todo esto, el proceso de medición de la ganancia de un solo paso que presenta el amplificador para sus dos modos fundamentales de propagación TE y TM consiste primeramente en especificar una determinada potencia pico en el láser y una determinada ganancia del EDFA. Las potencias pico medidas respectivamente a la salida

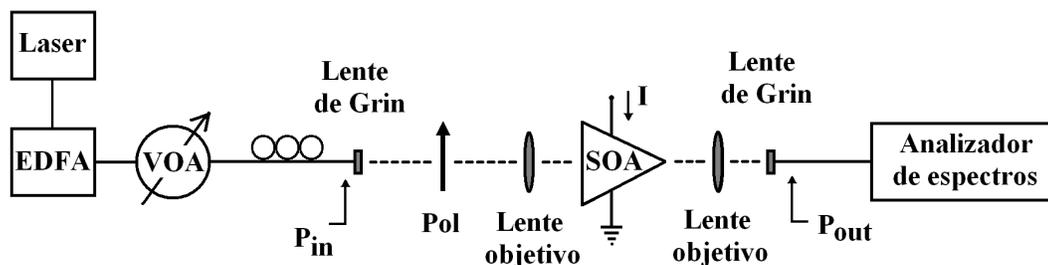


Figura 63: Bosquejo del esquema experimental utilizado para realizar la medición de la ganancia de un solo paso asociada con los modos fundamentales de propagación TE y TM del SOA bajo estudio.

del láser y del EDFA fueron de -8 dBm y $+11\text{ dBm}$, aproximadamente. Dichas potencias se mantuvieron fijas durante toda la medición de la ganancia de un solo paso. Posteriormente, variando el nivel de atenuación indicado en el atenuador, se miden las potencias pico del haz a la entrada y a la salida del SOA con el analizador de espectros ópticos. De esta forma, la medición de la ganancia de un solo paso asociada con el modo fundamental de propagación TE del SOA se realiza alineando el eje de transmisión del polarizador con el plano horizontal, y aquella del modo TM se realiza alineando el eje mencionado con la dirección perpendicular a dicho plano.

En particular, en la Figura 64 se muestran las mediciones de las ganancias de simple paso TE y TM, obtenidas en función de la corriente de inyección del SOA para el intervalo de 150 a 500 mA , con incrementos de 50 mA . En este caso, la potencia pico y la longitud de onda del haz introducido al SOA se mantuvieron fijas e iguales a -20 dBm y 1558 nm , respectivamente.

Como se puede observar en la Figura 64, las ganancias asociadas con los modos de propagación fundamental TE y TM se incrementan proporcionalmente con la corriente de inyección, aunque la ganancia correspondiente al modo TE es mayor que aquella del modo TM para la misma corriente de inyección eléctrica. Existe una región alrededor de 180 mA donde ambas ganancias son prácticamente cero y es conocida como la región de transparencia. Para corrientes inferiores a las que se presenta la transparencia, la absorción del modo TE es mayor que la del modo TM. Considerando el comportamiento de la curva de ganancia mostrada en la Figura 64, se observa que para implementar alguna función completamente óptica utilizando el fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización (o alguno de los otros fenómenos no lineales mencionados en el Capítulo II), es conveniente que el SOA bajo estudio esté operando con una corriente de inyección cercana a los 500 mA , o al menos en la región donde la ganancia presenta

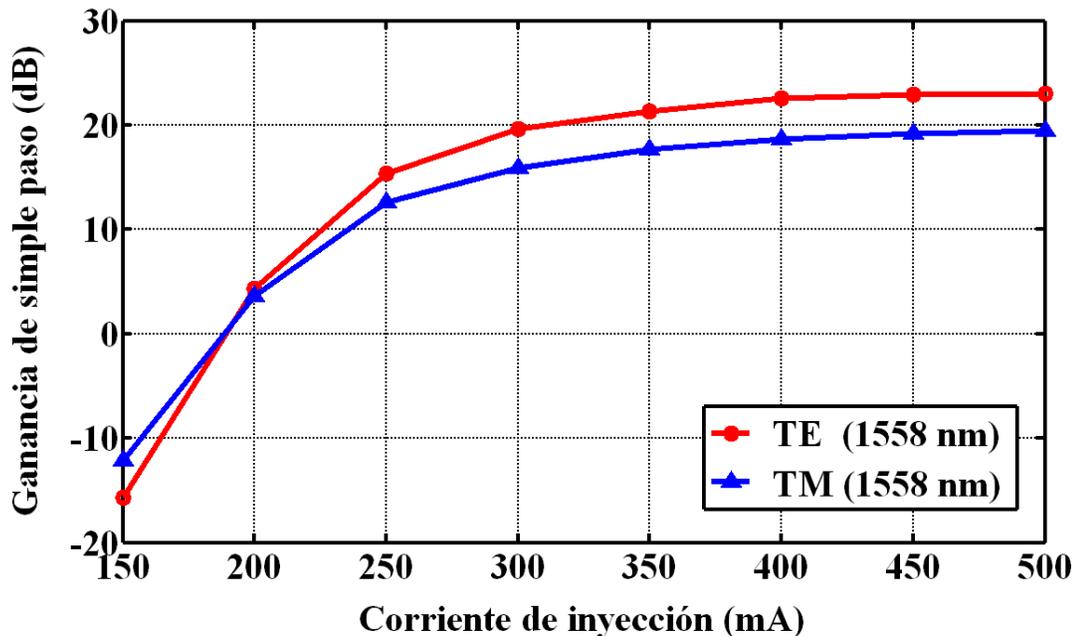


Figura 64: Ganancia de un solo paso obtenida al variar la corriente de inyección del SOA para un haz cuya potencia pico y longitud de onda a la entrada del amplificador son iguales a -20 dBm y 1558 nm , respectivamente.

un comportamiento *lineal* en función de la corriente de inyección. Con esto, ante la posible fluctuación del suministro de electrones libres en la región activa del SOA debido a la corriente de inyección, se asegura que la proporción entre las ganancias TE y TM se mantenga sin cambios significativos. Un aspecto aún mas importante es el hecho de conseguir la operación del SOA con las mayores ganancias modales posibles. De esta forma, la inyección de un campo electromagnético intenso provocará una mayor supresión de dichas ganancias y una mayor manifestación de los mecanismos no lineales que se suscitan dentro del amplificador bajo estudio.

Cabe mencionar que las mediciones de las ganancias de simple paso TE y TM se realizaron también para las longitudes de onda en el intervalo de 1550 a 1568 nm , con incrementos de 2 nm . Tales curvas se muestran en la Figura 65 y como se puede

observar, presentan un comportamiento similar a aquel presentado en las curvas de la Figura 64.

Con la finalidad de mostrar explícitamente su dependencia espectral, en la Figura 66 se muestran las curvas de ganancia de un solo paso obtenidas al introducir un haz con una potencia pico de -20 dBm a la entrada del SOA y cuya longitud de onda se varía en el intervalo de 1550 a 1568 nm . En este caso, la corriente del amplificador se mantiene fija y con un valor de 500 mA . Como se puede observar en la Figura 66, la ganancia de un solo paso para el modo TE es siempre mayor que la del modo TM en todo el intervalo de longitudes de onda considerado. Además, para el intervalo de 1556 a 1564 nm , la ganancia del modo TE es máxima y prácticamente la misma (23 dB aproximadamente), mientras que para el modo TM la máxima ganancia (19.5 dB aproximadamente) se

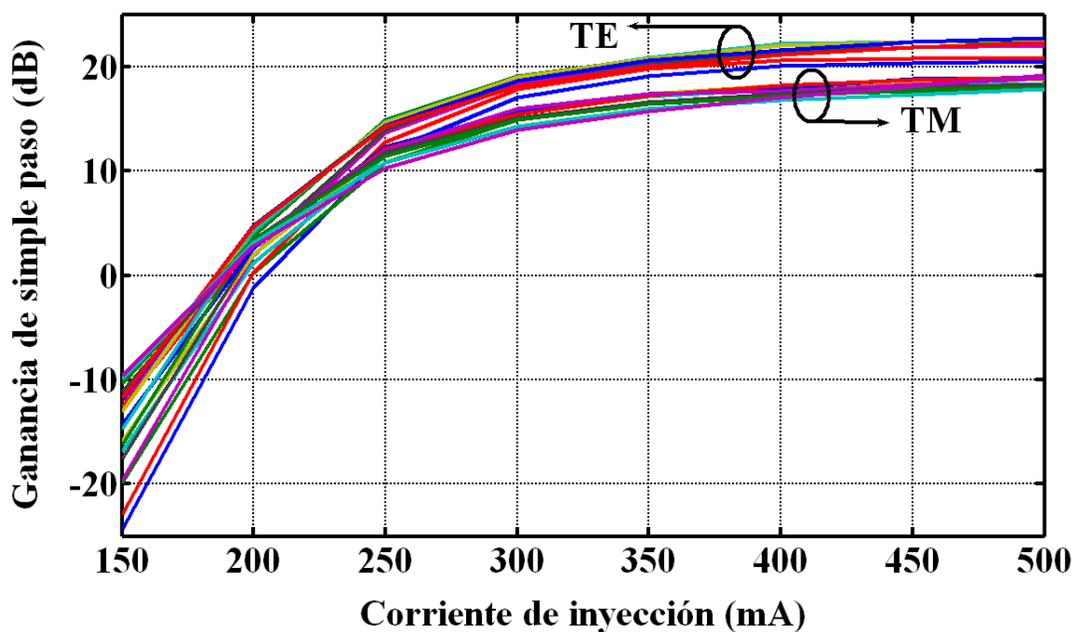


Figura 65: Ganancia de un solo paso obtenida en función de la corriente de inyección del SOA, considerando un haz cuya potencia pico es de -20 dBm a la entrada del amplificador y su longitud de onda se fluctúa en el intervalo de 1550 a 1568 nm .

presenta en el intervalo de 1554 a 1560 nm . Este pequeño corrimiento del máximo de ganancia para ambos modos de propagación se debe a la birrefringencia de la guía de onda y se observa también en las curvas de la ASE que se mostraron en la Figura 60.

En todas las curvas de ganancia mostradas en las Figuras 64 a 66, la potencia del haz a la entrada del SOA se ha mantenido constante y con una magnitud relativamente pequeña. En estas condiciones, la relación entre la ganancia de un solo paso ofrecida por el SOA y el suministro de electrones en la región activa del SOA debida a la corriente eléctrica I es aproximadamente lineal. En otras palabras, la tasa de consumo de electrones en la región activa del SOA debida a la emisión estimulada es aproximadamente igual a la tasa de suministro de electrones debida a la corriente eléctrica I . Por tal motivo, a tales ganancias se les denomina *ganancias en pequeña señal*. Por el

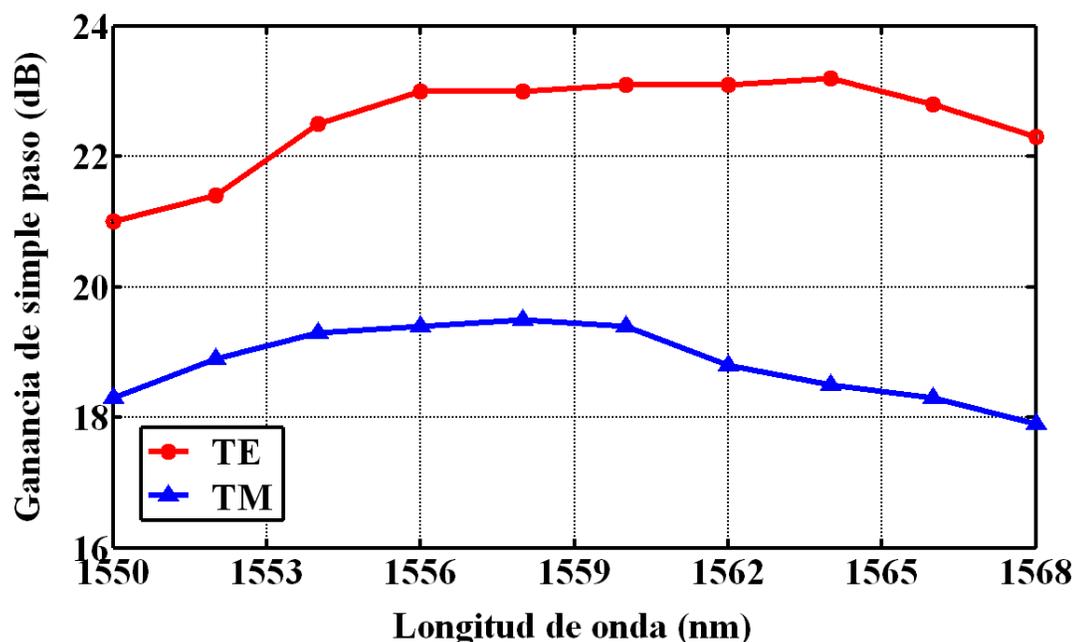


Figura 66: Ganancia de un solo paso obtenida al variar la longitud de onda del haz introducido al SOA bajo estudio. La potencia pico del haz a la entrada del amplificador es de -20 dBm y la corriente de inyección del SOA es de 500 mA .

contrario, en la Figura 67 se muestra la ganancia de un solo paso obtenida al variar la potencia pico del haz a la entrada del SOA en el intervalo de -30 a 0 dBm . En este caso, la corriente de inyección eléctrica del amplificador y la longitud de onda del haz en cuestión se mantuvieron constantes e iguales a 500 mA y 1558 nm , respectivamente.

Como se puede observar en la Figura 67, para potencias pico pequeñas del haz a la entrada del SOA (de -30 a -20 dBm para la polarización horizontal, y de -30 a -18 dBm para la polarización vertical) la ganancia de un solo paso es aproximadamente constante. A medida que se incrementa la potencia del haz a la entrada del SOA, la ganancia de un solo paso disminuye en proporción diferente para ambas polarizaciones. En efecto, para una potencia de entrada de -5 dBm , las ganancias asociadas con los modos TE y TM son prácticamente iguales. La máxima supresión de ganancia es de

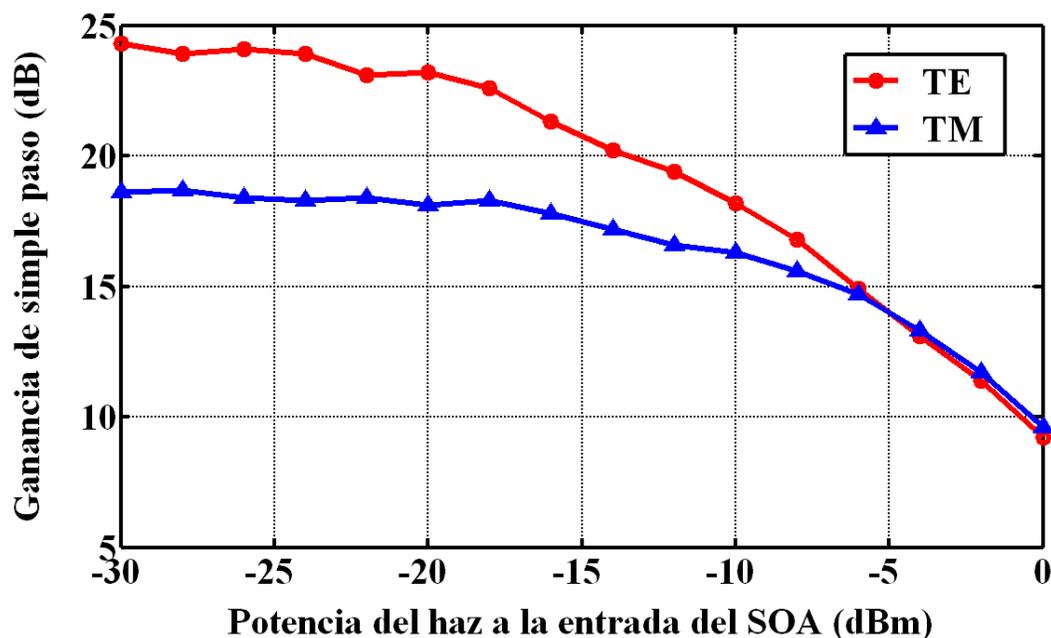


Figura 67: Ganancia de un solo paso obtenida al variar la potencia pico del haz a la entrada del SOA bajo estudio, considerando una longitud de onda de 1558 nm y una corriente de inyección eléctrica de 500 mA .

14 y 9 *dB* para los modos TE y TM, respectivamente.

Considerando la caracterización típica realizada al SOA bajo estudio discutida en el presente capítulo, se tiene una clara identificación de la ganancia que proporciona este dispositivo a un campo electromagnético en función de su potencia pico, longitud de onda y orientación de su estado de polarización lineal.

★ ★ ★