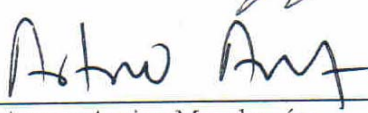


TESIS DEFENDIDA POR  
**Aarón Albores Mejía**  
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



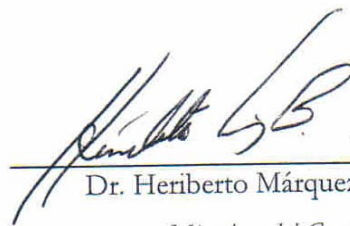
---

Dr. Horacio Soto Ortiz  
*Director del Comité*




---

Dr. Arturo Arvizu Mondragón  
*Miembro del Comité*



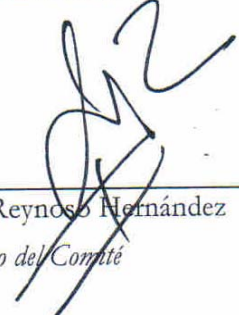
---

Dr. Heriberto Márquez Becerra  
*Miembro del Comité*




---

Dr. Miguel Enrique Martínez Rosas  
*Miembro del Comité*




---

Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández  
*Miembro del Comité*



---

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



---

Dr. Edgar Gerardo Pavía López  
*Director de Estudios de Posgrado*

7 de agosto de 2007

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN  
SUPERIOR DE ENSENADA**



---

**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS  
EN ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES**

---

**CARACTERIZACIÓN DINÁMICA DE LA ROTACIÓN NO LINEAL DE LA  
POLARIZACIÓN DENTRO DE UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE  
SEMICONDUCTOR**

TESIS

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


Presenta:  
**AARÓN ALBORES MEJÍA**

Ensenada, Baja California, México  
Agosto del 2007

**RESUMEN** de la tesis de **Aarón Albores Mejía**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES con orientación en TELECOMUNICACIONES. Ensenada, Baja California. Agosto del 2007.

**CARACTERIZACIÓN DINÁMICA DE LA ROTACIÓN NO LINEAL DE LA POLARIZACIÓN DENTRO DE UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR**

Resumen aprobado por:



---

Dr. Horacio Soto Ortiz  
Director de Tesis

La explosiva demanda de los servicios de telecomunicaciones ha provocado que los proveedores de éstos exijan un incremento en la capacidad de sus redes asegurándose de estar preparados para la creciente demanda futura. Por lo tanto, los grupos de investigación buscan formas de crear redes altamente versátiles que ofrezcan la mayor capacidad posible. En este sentido, se reconoce que con el propósito de satisfacer estas necesidades, las redes modernas tendrán que operar simultáneamente utilizando esquemas de multicanalización en el dominio del tiempo (TDM) y multicanalización por longitud de onda.

El uso de amplificadores ópticos de semiconductor (AOS) en la implementación de funciones totalmente ópticas resulta atractivo en las redes futuras de multicanalización por longitud de onda (WDM) debido a las características que este dispositivo presenta, como su bajo costo, su habilidad para amplificar y procesar señales ópticas en una amplia gama de tasas de bits, los bajos niveles de potencia que requiere para operar y sus características no lineales. De hecho, la mayoría de las aplicaciones basadas en AOS se realiza utilizando algún fenómeno no lineal que ocurre dentro del amplificador. De manera particular, nos interesa el estudio de uno de estos fenómenos, la rotación no lineal de la polarización (RNLP), específicamente el objetivo de este trabajo es determinar la respuesta en frecuencia de este fenómeno. Con el propósito de alcanzar este objetivo primero se efectuó una caracterización estática y tomando ésta como referencia se realizó en segundo lugar una caracterización dinámica introduciendo en este caso una señal óptica modulada al AOS con una frecuencia que varió entre los 100 MHz y 13.5 GHz. Los estudios se efectuaron de manera experimental y teórica. En la fase teórica se propuso un modelo semi-clásico basado en la ecuación de Schrödinger y en el formalismo de la matriz de densidad con el propósito de determinar el índice de refracción local de la región activa de la guía de onda del amplificador. Además, el modelo propuesto utiliza el Método del Índice Efectivo (MIE) como una función del índice de refracción de la región activa del AOS

bajo estudio. Con estos resultados fue posible determinar la diferencia de fase que existe, a la salida del amplificador, entre las componentes de polarización del campo eléctrico del haz introducido dentro del AOS y por lo tanto el comportamiento de la RNLP en función de la frecuencia. Los resultados teóricos fueron consistentes con la caracterización experimental.

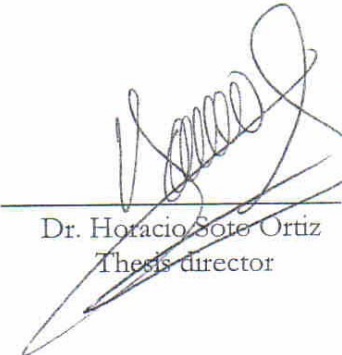
**Palabras clave:** Amplificador Óptico de Semiconductor, Rotación No Lineal de la Polarización, Formalismo de la Matriz de Densidad.



**ABSTRACT** of the thesis presented by **Aarón Albores Mejía** as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in ELECTRONICS AND TELECOMMUNICATIONS with orientation in TELECOMMUNICATIONS. Ensenada, Baja California, Mexico. August 2007.

## DYNAMICAL CHARACTERISATION OF THE NONLINEAR POLARIZATION ROTATION IN A SEMICONDUCTOR OPTICAL AMPLIFIER

Abstract approved by:



Dr. Horacio Soto Ortiz  
Thesis director

The exploding demand of the telecommunication services is causing carriers to ask for ever-increasing capacity for their networks, and for ways of future-proofing their networks against unforeseen large and rapid increases in their capacity. Researchers are seeking new ways to build highly versatile networks, and pushing total capacity limits as well. It is now widely recognized that advanced networks will have to operate simultaneously at the limits of time-domain multiplexing (TDM) and wavelength domain multiplexing (WDM) in order to meet these capacity challenges.

The use of semiconductor optical amplifiers (SOA's) in the implementation of all optical functions is being considered for future wavelength division multiplexing (WDM) networks because of the device characteristics: low cost, low power operation requirements, ability to amplify and process optical signals in a wide range of bit rates and nonlinear characteristics. Most of these functionalities are achieved by means of nonlinear phenomena occurring in the SOA's, particularly we are interested in studying one of these phenomena, the nonlinear polarization rotation (NLPR). Specifically the purpose work is to determine the frequency response of the NLPR. In order to achieve this goal we firstly characterized the phenomenon statically and secondly, using the first characterization as a reference, we did a dynamical characterization introducing into the SOA a modulated signal with a frequency varying from  $100\text{ MHz}$  to  $13.5\text{ GHz}$ . The studies were done both experimentally and theoretically. We proposed a semi-classical model based on the Schrödinger equation and the matrix density formalism aim to determine the active region refractive index of the SOA waveguide. In addition, the model includes the use of the Effective Index Method (EIM) as a function of the SOA active region index. With these results we were capable to determine the output phase shift existing between the electrical components of the injected signal and thus the NLPR frequency behavior. The theoretical and experimental results showed a good agreement

**Keywords:** Semiconductor Optical Amplifier, Nonlinear Polarization Rotation, Matrix Density Formalism.

## AGRADECIMIENTOS

Los resultados presentados en este trabajo se realizaron gracias al soporte de una gran cantidad de personas. La mayoría de ellas trabajan o solían hacerlo en el Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, CICESE, donde tuve el placer de realizar mi trabajo durante mis estudios de Maestría. Debido a que las siguientes líneas serán la parte más leída de esta tesis, trataré de no olvidar a nadie. En dado caso que lo haga por favor les pido una disculpa.

Agradezco de manera muy especial a mi director de tesis, Dr. Horacio Soto Ortíz, quien me dio la oportunidad de trabajar en esta área de investigación tan excitante. Agradezco, especialmente, la libertad científica que me proporcionó, su apoyo continuo y su paciencia durante la corrección de mi escrito. Su enorme dedicación, entrega y capacidad son un gran ejemplo a seguir.

De manera especial a mis sinodales, por sus observaciones y contribuciones para el desarrollo de este trabajo.

Al personal del CICESE por su apoyo durante el desarrollo de este trabajo.

A mis amigos y compañeros.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, mi casa durante mis estudios de maestría.

Al CONACYT por el apoyo económico brindado para la realización de los estudios de maestría.

Mis agradecimientos más profundos, claro, son para mi familia y para Karen por su apoyo incondicional, paciencia y ánimos. Su amor y comprensión han ayudado siempre a sobrellevar los momentos más difíciles durante mis estudios.

# CONTENIDO

*Página*

I.	Introducción.....	1
I.1.	Objetivos Principales.....	3
I.2.	Organización del Trabajo.....	4
II.	Fenómeno de la Rotación No Lineal de la Polarización dentro de un Amplificador Óptico de Semiconductor.....	5
II.1.	Introducción .....	5
II.2.	Conceptos Generales del Amplificador Óptico de Semiconductor .....	6
II.3.	Mecanismos no Lineales dentro de los Amplificadores Ópticos de Semiconductor.....	9
II.4.	Rotación No Lineal de la Polarización.....	10
II.4.1.	Birrefringencia Inducida .....	11
II.4.2.	Perturbación de las Ganancias Modales.....	13
II.4.3.	Modificación de los Ejes Propios.....	15
II.5.	Resumen .....	17
III.	Modelo Teórico .....	19
III.1.	Introducción .....	19
III.2.	Formalismo de la Matriz de Densidad .....	22
III.2.1.	Ecuaciones de Evolución de los Elementos de la Matriz de Densidad .....	28
III.3.	Ecuaciones de Evolución.....	35
III.3.1.	Ecuaciones de Evolución de la densidad de Portadores.....	35
III.3.2.	Ecuaciones de Evolución de la Densidad de Energía de los Portadores.....	37
III.4.	Polarización Inducida por el Campo Eléctrico inyectado dentro de un AOS.....	40
III.4.1.	Ecuaciones de Propagación de las Envolventes del Campo Eléctrico Modulado .....	59
III.5.	Birrefringencia Inducida por el Campo Eléctrico Modulado introducido dentro del AOS .....	60
III.5.1.	Método del Índice Efectivo.....	63



III.5.2. Relación entre el MIE y el Modelo Teórico.....	69
III.6. Comportamiento en Frecuencia de la Ganancia Material.....	74
III.7. Resumen .....	75
IV. Banco Experimental para la Caracterización Dinámica de la Rotación No Lineal de la Polarización.....	78
IV.1. Introducción .....	78
IV.2. Caracterización Estática de la RNLP .....	79
IV.3. Caracterización Dinámica de la RNLP .....	85
IV.3.1. Principio de Operación del Banco Experimental y Caracterización Dinámica de los Dispositivos utilizados.....	88
IV.3.2. Procedimiento para realizar la medición de la RNLP en estado Dinámico.....	99
IV.4. Resumen .....	104
V. Análisis de Resultados .....	106
V.1. Introducción .....	106
V.2. Resultados Experimentales.....	107
V.2.1. Respuesta en Frecuencia de la Modificación de los Ejes Propios .....	107
V.2.2. Respuesta en Frecuencia de la Birrefringencia Inducida.....	110
V.2.3. Resumen Etapa Experimental .....	113
V.3. Resultados Teóricos.....	114
V.3.1. Comportamiento del Modelo en Estado Estático .....	118
V.3.2. Comportamiento del Modelo en Estado Dinámico.....	136
V.3.3. Resumen Etapa Teórica.....	140
VI. Conclusiones.....	142
VI.1. Aportaciones y trabajo futuro .....	145
Bibliografía.....	147
Apéndice A.....	151
Apéndice B .....	156
Apéndice C .....	159
Apéndice D.....	161

## LISTA DE FIGURAS

*Página*

Figura 1. Diagrama de energía de una unión de doble heteroestructura.....	7
Figura 2. Esquematación del cambio en el estado de polarización del haz que se inserta en el medio.....	11
Figura 3. Vista transversal de la estructura en capas de un AOS masivo. En el esquema se simbolizan con líneas punteadas los índices de refracción efectivos para los modos TE y TM.....	12
Figura 4. Representación del efecto de la birrefringencia inducida sobre el estado de polarización de un haz óptico. a) Polarización lineal inclinada a 45° en la entrada del AOS y b) Polarización elíptica a la salida del AOS debida a un desfase $\delta \neq 0^\circ$ .....	13
Figura 5. Representación del efecto de la perturbación de las ganancias modales, sobre el estado de polarización de un haz que es introducido dentro de un AOS. a) A la entrada del AOS el haz posee componentes de campo eléctrico iguales en magnitud $ E_x ^2 =  E_y ^2$ , y b) A la salida del AOS las componentes de campo eléctrico son diferentes en magnitud $ E_x ^2 \neq  E_y ^2$ , debido a una mayor amplificación de la componente $E_x$ .....	14
Figura 6. Simulación del perfil transversal de intensidad en el eje x que produce la propagación de un haz que es introducido dentro de un AOS con una polarización lineal inclinada 0°. La trayectoria en zigzag sugiere la existencia de interferencia modal. La simulación fue hecha utilizando el método de propagación de haces basado en la transformada rápida de Fourier (FFT-BPM).....	16
Figura 7. Representación del efecto de la modificación de los ejes propios de la guía de onda de un AOS, sobre el estado de polarización de un haz que es introducido dentro de un AOS. a) A la entrada del AOS, el haz posee solamente la componente $E_x$ de campo eléctrico, y b) A la salida del AOS, el haz posee también la componentes $E_y$ de campo eléctrico, existiendo así un acoplamiento de potencia del modo TE al modo TM. ....	17
Figura 8. Ilustración de la estructura de bandas parabólicas en un semiconductor (Energía del Electrón versus Número de onda de la amplitud de probabilidad de encontrar a un electrón en un punto dado) y de la aproximación que supone que éstas están conformadas por una infinidad de sistemas electrónicos de dos niveles. ....	25
Figura 9. Esquema planteado en este modelo, la figura de la izquierda representa a los campos que viajan dentro del AOS, mostrándose en una línea más gruesa la señal más potente. Siendo $E_0$ el campo relacionado con la portadora, $E_1$ y $E_2$ son los campos eléctricos de las bandas laterales generadas por la modulación del campo eléctrico total insertado en el amplificador, la figura de la derecha muestra la colocación simétrica de los armónicos alrededor de la portadora a la frecuencia de modulación $\Omega = \omega_1 - \omega_0 = \omega_0 - \omega_2$ . ....	44

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura 11. Banco experimental para la caracterización estática de la RNLP. ....	79
Figura 12. Representación en la esfera de Poincaré de los estados de polarización del haz de sonda a la salida del AOS. En la figura, “SOP inicial” indica el estado de polarización del haz de sonda para una potencia de $-13.4$ dBm, mientras que “SOP final”, indica el estado de polarización del haz de sonda para una potencia de $1.6$ dBm. ....	81
Figura 13. Evolución de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando es introducido al amplificador con una longitud de onda de $1564$ nm, con estados de polarización lineales orientados de $0^\circ$ a $360^\circ$ en pasos de $10^\circ$ y con una potencia que fue variada de $-13.4$ dBm a $1.6$ dBm en intervalos de $0.2$ dBm. ....	83
Figura 14. Rotación no lineal de la polarización que sufre el haz de sonda a la salida del AOS cuando éste es introducido al amplificador con una longitud de onda de $1564$ nm, con polarizaciones lineales orientadas de $0^\circ$ a $360^\circ$ y con una potencia de $1.6$ dBm. ....	84
Figura 15. Banco experimental para determinar la respuesta en frecuencia de los fenómenos involucrados en la manifestación de la RNLP. ....	86
Figura 16. Respuesta en frecuencia del Sintetizador Hewlett Packard 8341B con la influencia del cable RF utilizado durante la caracterización del mismo. Se observa que la potencia entregada varía $\pm 0.5$ dBs de un valor promedio. Además se aprecia una pequeña caída en el nivel de potencia conforme aumenta la frecuencia de oscilación, esto debido al cable RF. ....	91
Figura 17. Respuesta en frecuencia de los cables para radiofrecuencia utilizados en el banco experimental. ....	92
Figura 18. Respuesta en frecuencia del Sintetizador Hewlett Packard 8341B sin la influencia del cable para RF. Se observa que la potencia mantiene un nivel promedio constante en todo el intervalo de frecuencias medido. ....	93
Figura 19. Respuesta en frecuencia del Manejador Eléctrico modelo H301 de la compañía JDS UNIPHASE. ....	94
Figura 20. Respuesta en frecuencia a la salida del modulador óptico MX-LN-10 fabricado por la compañía Photline. En esta curva se encuentran las contribuciones de otros dispositivos como son el Sintetizador, el manejador, el fotodetector y los cables RF. ....	95
Figura 21. Respuesta en frecuencia del Fotodetector 11982A fabricado por la compañía Agilent. Esta respuesta es la que el fabricante proporciona. ....	96
Figura 22. Respuesta en frecuencia del modulador óptico MX-LN-10 fabricado por la compañía Photline. ....	97
Figura 23. Respuesta en frecuencia del Osciloscopio HP 54120B/54121A. ....	98
Figura 24. Señales moduladas que entran al amplificador, la curva superior izquierda es la correspondiente al límite inferior del subintervalo ( $100$ MHz) y la curva superior derecha el límite superior del mismo subintervalo ( $6$ GHz). Las curvas inferiores, tanto derecha como izquierda representan el contenido armónico de las curvas senoidales correspondientes a los límites del subintervalo. ....	100

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<p>Figura 25. Algunas de las señales presentes en el experimento de la caracterización dinámica de la RNLP. Las señales moduladas en color azul y verde son aquellas introducidas al AOS cuyas frecuencias de modulación son las correspondientes a los límites inferior y superior del primer subintervalo (100 MHz - 6 GHz), respectivamente. La señal no modulada en color azul es una señal de referencia cuya potencia corresponde a la del nivel bajo de la señal modulada introducida al AOS. Las curvas amarilla y naranja representan las señales a la entrada y salida del polarizador 2, respectivamente.....</p>	101
<p>Figura 26. Desplazamiento angular <math>\mathcal{S}</math>, cuando el haz de sonda es introducido al AOS con una polarización lineal inclinada <math>0^\circ</math>, una longitud de onda de 1564 nm y un offset de <math>-11 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}</math> y una potencia pico de <math>2 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}</math> para el intervalo de 100 MHz a 6 GHz, mientras que en el subintervalo de 6 GHz a 12 GHz el nivel de offset que se permitió fue de <math>-3 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}</math> y una potencia pico de <math>0 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}</math> .</p>	108
<p>Figura 27. Desplazamiento angular <math>\mathcal{S}</math>, cuando el haz de entrada es introducido al AOS con una polarización lineal inclinada <math>90^\circ</math>, una longitud de onda de 1564 nm y un offset de <math>-11 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}</math> y una potencia pico de <math>2 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}</math>, para el intervalo de 100 MHz a 6 GHz, mientras que en el subintervalo de 6.2 GHz a 12 GHz el nivel de offset que se permitió fue de <math>-3 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}</math> y una potencia pico de <math>0 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}</math> .</p>	109
<p>Figura 28. Desplazamiento angular <math>\mathcal{S}</math>, calculado a partir de la ecuación 92 y de las mediciones de las potencias de salida y de entrada del polarizador Pol2, cuando el haz de entrada es introducido al AOS con una polarización lineal inclinada <math>45^\circ</math>, una longitud de onda de 1564 nm y con un offset de <math>-11 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}</math> y una potencia pico de <math>2 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}</math>, para el intervalo de 100 MHz a 6 GHz, mientras que en el subintervalo de 6 GHz a 12 GHz el nivel de offset que se permitió fue de <math>-3 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}</math> y una potencia pico de <math>0 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}</math> .</p>	111
<p>Figura 29. Vista de las secciones virtuales y capas que forman al AOS utilizado. En el esquema se simbolizan, con líneas punteadas, los índices de refracción efectivos para las componentes de campo eléctrico <math>E_x</math> y <math>E_y</math>.</p>	116
<p>Figura 30. Comportamiento de la densidad de portadores en función del número de secciones y de la potencia del haz insertado. El haz es insertado con una polarización lineal orientada a <math>0^\circ</math> y una potencia que se fluctuó en el intervalo de <math>-20 \text{ dBm}</math> a <math>2 \text{ dBm}</math>.</p>	119
<p>Figura 31. Comportamiento de la Ganancia Material en función del número de secciones y de la potencia del haz insertado con una polarización lineal orientada a <math>0^\circ</math>.</p>	121
<p>Figura 32. Comportamiento del haz en función del número de secciones y de la potencia del haz insertado al AOS. La gráfica superior muestra el</p>	

comportamiento del haz cuando es insertado con una polarización lineal orientada a $0^\circ$ , mientras que la grafica inferior muestra el mismo comportamiento pero ahora el haz fue insertado con una polarización lineal a $90^\circ$ . En ambos casos la potencia se fluctuó en el intervalo de -35 dBm a 0 dBm.....	121
Figura 33. Comportamiento de la potencia de salida del AOS, en función de la potencia del haz que entra al mismo. Estas curvas muestran la saturación del AOS para valores de potencia relativamente altos.....	122
Figura 34. Comportamiento de las ganancias de simple paso o modales (TE o TM) en función de la potencia del haz que entra al AOS. La polarización del haz de entrada es lineal inclinada a $0^\circ$ y a $90^\circ$ , con una potencia variable en el intervalo de -25 dBm a 8 dBm. ....	123
Figura 35. Evolución del índice de refracción local en función de la potencia del haz que entra al AOS y del número de secciones en que se dividió al AOS. La polarización del haz de entrada fue lineal inclinada a $0^\circ$ y a $90^\circ$ con una potencia que se fluctuó de -25 dBm a 8 dBm. ....	126
Figura 36. Índices de refracción efectivos (TE y TM) en función de la potencia del haz que entra al AOS y del número de secciones en que se dividió al AOS. La polarización del haz de entrada es una lineal inclinada $0^\circ$ o $90^\circ$ , respectivamente, con una potencia variable en el intervalo de -20 dBm a 8 dBm. ....	128
Figura 37. Desfasamiento acumulado entre las componentes ortogonales de polarización. En la gráfica superior se muestra el desfasamiento acumulado en función de las 10 secciones en que se dividió al AOS. En la gráfica inferior se muestran los resultados teóricos y experimentales para el desfasamiento acumulado a la salida del AOS en función de la potencia del haz que entra al mismo.....	130
Figura 38. Evolución, en la esfera de Poincaré, de los SOPs experimentales y teóricos de un haz polarizado linealmente a $45^\circ$ y cuya potencia fue variada en el intervalo de -35 dBm a 5 dBm.....	132
Figura 39. Representación en la esfera de Poincaré del estado de polarización que emerge del AOS. Al amplificador se insertar un haz de sonda con una polarización lineal inclinada a $45^\circ$ y con una potencia que varió desde -35 dBm hasta 5 dBm.....	135
Figura 40. Evolución del desfasamiento entre componentes en función de la frecuencia de modulación fluctuada entre 100 MHz y 20 GHz.....	137
Figura 41. Rotación de la Polarización, en función de la frecuencia de modulación, de un haz polarizado linealmente e inclinado a $45^\circ$ . En la gráfica superior se muestra la representación en la esfera de Poincaré de la evolución del SOP en función de la frecuencia. Mientras que en la curva inferior se muestra la rotación de la polarización alcanzada por cada valor de frecuencia.....	139

## LISTA DE TABLAS

Tabla I. Conjunto de ecuaciones propias y de dispersión para ambos modos de propagación.....	68
Tabla II. Valores de las constantes utilizadas en el modelo teórico.....	117



# I. Introducción

La gran popularidad que tienen los servicios de comunicación (E-mail, servicios multimedia, video-conferencias en tiempo real, etc.), demandan un gran ancho de banda para transportar los volúmenes de datos que los usuarios de las redes de telecomunicaciones actuales exigen. Una solución a esta necesidad de ancho banda ha sido la inclusión de fibras ópticas en las nuevas redes de comunicaciones. Para aprovechar el enorme ancho de banda de las fibras ópticas, en estas *nuevas* redes de comunicaciones, se han utilizado esquemas de red basados en, por ejemplo, la multicanalización por división de longitud de onda (WDM siglas en ingles) o la multicanalización por división de tiempo óptica (OTDM siglas en ingles).

Este tipo de esquemas permite aumentar la capacidad del sistema al transportar varias señales simultáneamente en cada fibra monomodal. Sin embargo, aún con el uso de estos esquemas no se está explotando la gran capacidad en ancho de banda ( $\sim$ THz) que ofrece la fibra óptica. Esto debido a las limitaciones en velocidad que produce el procesamiento óptico-eléctrico que se efectúa sobre las señales en los nodos de las redes actuales. Este problema

puede ser eliminado utilizando un procesamiento de señales en el dominio completamente óptico, permitiendo así que las redes actuales evolucionen a redes mucho más eficaces.

Es por ello que se han concentrado esfuerzos en la investigación y desarrollo de dispositivos que realicen el procesamiento de señales en el dominio completamente óptico. Dentro de estos dispositivos se destacan los amplificadores ópticos de semiconductor (AOSs), quienes se han convertido en elementos básicos en los esquemas mencionados, por su bajo costo, su habilidad para amplificar y procesar señales ópticas a grandes tasas de bits, y por su fácil integración con otros dispositivos así como por sus dimensiones reducidas y sus características no lineales.

Los AOSs son dispositivos muy versátiles ya que además de realizar su función básica de amplificar, también pueden ser artífices de dispositivos que efectúen funciones en el dominio completamente óptico, como la conmutación óptica [Soto *et al.*, 2001], la conversión de la longitud de onda [Chi *et al.*, 2001; Asghari *et al.*, 1997; Stephens *et al.*, 1997, Lee *et al.*, 1999, la demultiplexación [Diez S. *et al.*, 2001; Patrick *et al.*, 1994] y diversas operaciones booleanas [Soto *et al.*, 2004].

Muchas de estas funciones son realizadas gracias a que en los AOSs se presentan fenómenos no lineales como son la modulación cruzada de la ganancia (XGM) [Pastor *et al.*, 2003], la modulación cruzada de la fase (XPM) [Asghari *et al.*, 1997] y la mezcla de cuatro ondas (FWM) [Lee, 1997] . Existe otro comportamiento no lineal dentro de los AOSs que permite implementar, además de las aplicaciones mencionadas, la regeneración óptica de señales [Mingshan *et al.*, 2003] así como la implementación de puertas lógicas totalmente ópticas como lo es la NOT XOR que es ocupada para procesar encabezados completamente ópticos [Soto *et al.*, 2004].

Todas estas aplicaciones basan su funcionamiento en la rotación del estado de polarización que sufre un haz dentro de un AOS en función de su potencia y de su longitud de onda. A la manifestación de este comportamiento no lineal se le llama rotación no lineal de la polarización (NLPR siglas en inglés) [Manning *et al.*, 2001; Patrick *et al.*, 1994; Stephens *et al.*, 1997; Soto *et al.*, 2004; Mingshan *et al.*, 2003; Lee *et al.*, 1999; Snow *et al.*, 1992; Diez *et al.*, 1998; Dorren *et al.*, 2003; Mingshan *et al.*, 2002; Topomondzo, 2004].

Actualmente la comunidad científica está interesada en saber el origen y los límites del fenómeno de la rotación no lineal de la polarización. Es por esto que éste trabajo de tesis se une a estos esfuerzos, desarrollando un tema de investigación que pretende determinar hasta que tasa de bits este fenómeno es útil. Para lograr este cometido es necesario caracterizar dinámicamente el fenómeno de la rotación no lineal de la polarización dentro de un AOS.

## **I.1. Objetivos Principales**

Los objetivos por cumplir dentro del desarrollo de este trabajo de tesis son los siguientes:

- Estudio y comprensión de los fenómenos que intervienen en la manifestación de la rotación no lineal de la polarización dentro de un amplificador óptico de semiconductor.
- Caracterización dinámica, en el dominio de la frecuencia de la rotación no lineal de la polarización dentro de un amplificador óptico de semiconductor.
- Realización de un modelo teórico que permita establecer la respuesta en frecuencia de los fenómenos que intervienen en la manifestación del fenómeno de la rotación no lineal de la polarización dentro de un AOS.

## **I.2. Organización del Trabajo**

La organización del trabajo presente es la siguiente, el capítulo II esta dedicado a la comprensión del fenómeno de la rotación no lineal de la polarización y al estudio de conceptos generales de los amplificadores ópticos de semiconductor. En este capítulo se presenta una explicación de los mecanismos físicos que describen el comportamiento no lineal de los AOSs.

El capítulo III se dedica al desarrollo del modelo matemático que permite determinar la respuesta en frecuencia de los fenómenos que intervienen en la manifestación de la rotación no lineal de la polarización.

En el capítulo IV se presentan los bancos experimentales que se utilizaron para estimar las respuestas en frecuencia de los fenómenos que intervienen en la manifestación del fenómeno de la rotación no lineal de la polarización.

El capítulo V muestra el análisis de los resultados tanto experimentales como teóricos. Finalmente, en el capítulo VI se presentan las conclusiones generales de este trabajo de tesis.

## **II. Fenómeno de la Rotación No Lineal de la Polarización dentro de un Amplificador Óptico de Semiconductor**

### **II.1. Introducción**

La comunidad científica, en la actualidad, tiene un gran interés por desarrollar componentes ópticos que sean capaces de procesar señales en el dominio completamente óptico. Un dispositivo que ha llamado la atención para este fin es el amplificador óptico de semiconductor (AOS), el cual tiene la habilidad de amplificar y de procesar señales ópticas a grandes tasas de bits, requiriendo una baja corriente de alimentación. Estos dispositivos son compactos, poseen un gran ancho de banda óptico y se integran fácilmente con otros componentes ópticos activos ó pasivos para crear funciones más complejas [Occhi, 2002]. Estos dispositivos pueden usarse en régimen lineal o no lineal, siendo el régimen no lineal el que generalmente permite desarrollar el procesamiento de señales en el dominio completamente óptico.

Dentro del estado del arte del procesamiento de señales en el dominio completamente óptico, utilizando AOS, destacan los esfuerzos por conocer, entender y aplicar el fenómeno de la rotación no lineal de la polarización para este fin. Es por esto que esta tesis se une a estos esfuerzos y propone caracterizar dinámicamente la rotación no lineal de la polarización para conocer hasta que tasa de bits es útil este fenómeno.

Para lograr este cometido es muy importante entender los conceptos y características fundamentales de los amplificadores ópticos de semiconductor, así como, los fenómenos que se suscitan dentro de ellos y que permiten el desarrollo de funciones en el dominio completamente óptico.

De esta manera, se iniciará este capítulo con una descripción general de un amplificador óptico de semiconductor; siguiendo con una breve definición de lo que es el proceso de amplificación dentro de los AOSs. Posteriormente se estudiarán algunos de los mecanismos no lineales que se presentan dentro de los AOSs y finalmente se explicarán los fenómenos que contribuyen a la manifestación de la rotación no lineal de la polarización.

## **II.2. Conceptos Generales del Amplificador Óptico de Semiconductor**

Los amplificadores ópticos de semiconductor son, como su nombre lo indica, dispositivos a base de semiconductores capaces de amplificar la luz. Específicamente, son diodos láser cuyo comportamiento oscilatorio ha sido eliminado por medio de un tratamiento antireflejante aplicado en sus facetas, lo que destruye la cavidad láser. Su aplicación original era la de compensar las pérdidas en los sistemas de comunicaciones ópticas. Sin embargo, su



comportamiento no lineal hizo que no fueran una elección viable para este fin. Por tanto, se han enfocado en utilizarlo como pieza clave del procesamiento de señales en el dominio óptico.

El funcionamiento de un AOS como amplificador se basa, en la emisión estimulada, la cual, como es bien sabido es el fenómeno opuesto al de la absorción. Para que un AOS pueda amplificar la luz que lo atraviesa, se debe satisfacer la condición de inversión de población que, al contrario de la situación de equilibrio térmico, exige la existencia de más electrones capaces de emitir fotones que de absorberlos. Esto quiere decir que más electrones deben de estar en estados excitados que en estados basales. Esta situación fuera de equilibrio es mantenida por medio de la inyección de una corriente eléctrica, es decir del bombeo.

La estructura más reciente de los láseres de semiconductor y la de los amplificadores ópticos de semiconductor masivos utiliza una unión de doble heteroestructura. Es decir que la capa que formará a la región activa es colocada entre dos capas de un material semiconductor diferente con una banda prohibida (gap) mayor y con un índice de refracción menor a la de ésta.

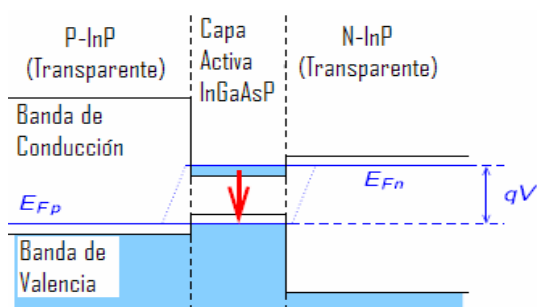


Figura 1. Diagrama de energía de una unión de doble heteroestructura.

En la figura 1 se puede apreciar que esta estructura forma un pozo de potencial en la región de la unión, lo que asegura un confinamiento de portadores libres a lo largo y ancho de esta región.

Por otro lado, dado que el índice de refracción de las capas que rodean a la región activa, es inferior al de ésta, la estructura forma una guía de onda óptica que permite el confinamiento de fotones. Esta estructura de doble heterounión ofrece entonces, las mejores condiciones para implementar un láser o un amplificador óptico de semiconductor.

Ahora bien, dentro de los AOSs se suscitan ciertos efectos físicos que les permiten realizar un gran número de funciones opto-electrónicas [Occhi, 2002]. Básicamente estos efectos se deben a la perturbación de la densidad de portadores provocada por el haz o los haces que se propagan dentro de la región activa del amplificador. Los principales efectos físicos utilizados para el procesamiento de señales en el dominio completamente óptico son:

- *Auto modulación de la ganancia (SGM - Self Gain Modulation)*
- *Auto modulación de fase (SPM - Self Phase Modulation).*
- *Auto rotación no lineal de la polarización (SNPR – Self-induced Non-linear Polarization Rotation).-*
- *Mezcla de cuatro ondas (FWM – Four-Wave Mixing)*
- *Modulación cruzada de la ganancia (XGM – Cross-Gain Modulation)*
- *Modulación cruzada de fase (XPM – Cross-Phase Modulation)*
- *Modulación cruzada de la polarización (XPoLM – Cross-Polarization Modulation)*

### II.3. Mecanismos no Lineales dentro de los Amplificadores Ópticos de Semiconductor

Los efectos físicos mencionados anteriormente son el resultado de las perturbaciones de la densidad y de la distribución de energía de los portadores provocadas por el haz o los haces que se propagan dentro de la región activa del amplificador. Entonces, al depender de estas variaciones están íntimamente ligados a los mecanismos no lineales que los gobiernan como lo son las transiciones inter-banda y las transiciones intra-banda. Las primeras se refieren a transiciones entre las bandas de valencia y de conducción, mientras que las últimas modifican la distribución de energía de los portadores dentro de las mismas bandas [Uskov *et al*, 1994].

En las transiciones inter-banda, un fotón al ser absorbido puede ocasionar que la energía de un electrón que se encontraba representada en la banda de valencia ahora se encuentre representada en la banda de conducción. Del mismo modo, un electrón de la banda de conducción puede perder energía en forma de fotón y realizar una transición a la banda de valencia. Los mecanismos involucrados en las transiciones inter-banda: son la emisión estimulada, la absorción, la emisión espontánea, las recombinaciones no radiativas, la absorción de dos fotones (TPA – Two Photon Absorption) y la pulsación de la densidad de portadores (CDP – Carrier Density Pulsation), entre otros. Los mecanismos anteriores varían la densidad de portadores y por lo tanto, también la distribución de energía de éstos en la banda correspondiente.

Por otra parte, en las transiciones intra-banda, un fotón absorbido puede proveer de energía a un electrón de una banda en especial, ocasionando que su energía aumente hacia un nivel más elevado dentro de la misma banda. Así mismo, un electrón puede perder una poca de su energía y bajar a otro nivel dentro de la misma banda. Los mecanismos responsables de

las transiciones intra-banda son clásicamente el hoyo espectral (SHB – Spectral Hole Burning), la absorción de portadores libres (FCA – Free Carrier Absorption) y el calentamiento de portadores (CH – Carrier Heating). Estos mecanismos sólo modifican la distribución de energía de los portadores [Uskov *et al.*, 1994], pero no su densidad.

Los procesos inter-banda e intra-banda mencionados, gobiernan los cambios de energía de los electrones o de los huecos dentro de los estados permitidos que forman a las bandas de conducción y de valencia. Parte de estos cambios son provocados por la interacción de un campo electromagnético con los portadores. A la respuesta del medio amplificador ante esta perturbación provocada por el campo electromagnético se le llama polarización inducida.

Por otro lado, estas no linealidades, en general, dan como resultado una modulación de la ganancia (CDP, CH y SHB) y del índice de refracción (CDP, CH), las cuales son de gran importancia para el estudio que se presenta en esta tesis, ya que conocer el comportamiento del índice de refracción efectivo y el de las ganancias modales, para ambas componentes de propagación, permite modelar la fenomenología de la rotación no lineal de la polarización.

## **II.4. Rotación No Lineal de la Polarización**

El fenómeno de la rotación no lineal de la polarización dentro de un AOS consiste en la modificación del estado de polarización de un haz en función de su potencia, estado de polarización y longitud de onda [Soto *et al.*, 1999]. Este fenómeno se ha venido estudiando durante la última década y se ha atribuido a diferentes causas como son: la perturbación de las ganancias modales del medio amplificador así como la modificación de los ejes propios del mismo [Soto *et al.*, 2004], además de la inducción de una birrefringencia no lineal en el

amplificador la cual produce un cambio en las constantes de propagación diferenciales complejas para los modos TE y TM [Snow *et al.*, 1992, Patrick *et al.*, 1994], como se esquematiza en la figura siguiente.

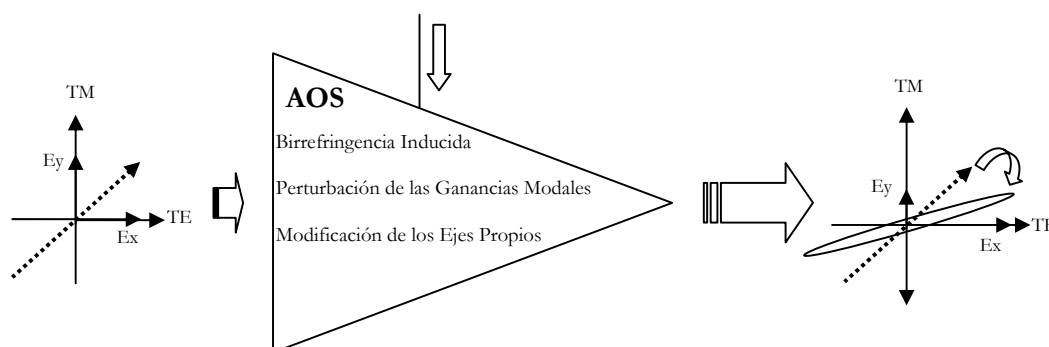


Figura 2. Esquematización del cambio en el estado de polarización del haz que se inserta en el medio amplificador, debido a la birrefringencia inducida, la perturbación de las ganancias modales y la modificación de los ejes propios que se presentan dentro del AOS.

A continuación se explicarán los fenómenos físicos que participan en la manifestación del fenómeno a saber: la modificación de la birrefringencia estructural por una birrefringencia inducida, la perturbación de las ganancias modales y la modificación de los ejes propios de la guía de onda [Soto *et al.*, 2004].

### II.4.1. Birrefringencia Inducida

Muy comúnmente los amplificadores ópticos de semiconductor masivos presentan una asimetría estructural entre sus ejes  $X$  y  $Y$ . Esta asimetría se debe a que la región activa, en el eje  $Y$  (TM) se encuentra en medio de diferentes capas de materiales con índices de refracción inferiores a la de ésta. Mientras, en el eje  $X$  (TE), la región activa sólo se encuentra en contacto

con el aire (ver figura 3). Así los índices de refracción efectivos, que dependen tanto de los índices de refracción de los materiales como de sus dimensiones, por lo regular son ligeramente diferentes para los modos TE y TM, formándose lo que se conoce como una birrefringencia estructural.

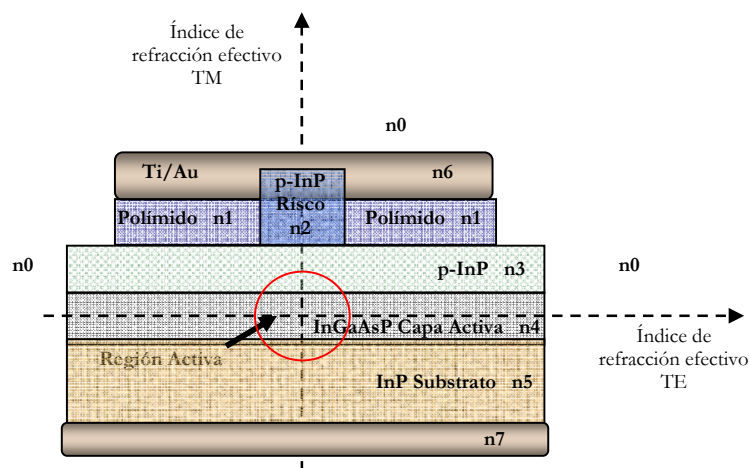


Figura 3. Vista transversal de la estructura en capas de un AOS masivo. En el esquema se simbolizan con líneas punteadas los índices de refracción efectivos para los modos TE y TM.

Los constructores de los AOS tratan de que esta birrefringencia estructural sea nula. Sin embargo, aún en este caso, ésta puede ser perturbada tanto por un haz de alta potencia que se inyecte dentro del AOS en cuestión como por la emisión espontánea amplificada que se crea en la región activa del mismo. Lo anterior provoca una distribución longitudinal no homogénea del índice de refracción que fluctúa el valor del índice de refracción local de la región activa y, por tanto, los valores de los índices efectivos TE y TM; los cuales debido a la estructura asimétrica del AOS se modifican de manera diferente produciendo lo que se conoce como una birrefringencia inducida.



Entonces, el insertar un haz de alta potencia con un estado de polarización que posea dos componentes de campo eléctrico ( $E_x$  y  $E_y$ ) coincidentes con los ejes propios TE y TM de la guía de onda provocará que el estado de polarización de entrada no se conserve a la salida del dispositivo. Esto es porque la diferencia de índices efectivos para los modos TE y TM induce velocidades de propagación diferentes para cada una de las componentes ortogonales de polarización de la señal incidente, produciéndose así un desfase ( $\delta$ ) entre ellas a la salida del dispositivo [Soto *et al.*, 2004]. Esto se esquematiza en la figura siguiente.

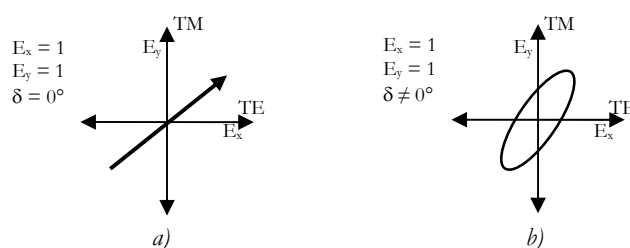


Figura 4. Representación del efecto de la birrefringencia inducida sobre el estado de polarización de un haz óptico. a) Polarización lineal inclinada a  $45^\circ$  en la entrada del AOS y b) Polarización elíptica a la salida del AOS debida a un desfase  $\delta \neq 0^\circ$ .

## II.4.2. Perturbación de las Ganancias Modales

Como se mencionó, cuando el AOS en cuestión es perturbado por un haz de alta potencia existen dos índices de refracción efectivos diferentes, uno para cada eje propio de la guía de onda del AOS (TE y TM). Por tal motivo existirán también dos factores de confinamiento diferentes ( $\Gamma_{TE} \neq \Gamma_{TM}$ ) y por tanto dos ganancias de simple paso distintas, ( $G_{TM} \neq G_{TE}$ ), una para cada eje propio de la guía de onda. Así, la birrefringencia inducida por un haz de alta potencia provoca que se perturben de diferente manera las ganancias de cada modo de

propagación provocando que su estado de polarización se vea modificado [Soto *et al.*, 2004].

Esto se esquematiza en la figura 5.

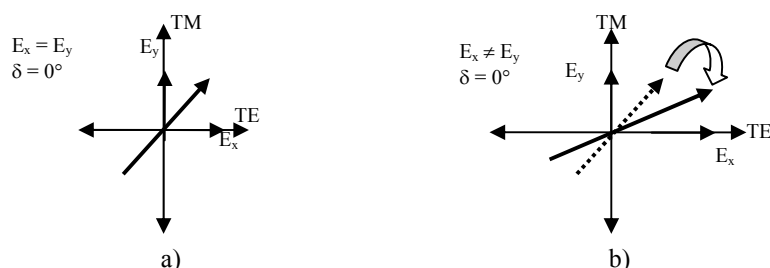


Figura 5. Representación del efecto de la perturbación de las ganancias modales, sobre el estado de polarización de un haz que es introducido dentro de un AOS. a) A la entrada del AOS el haz posee componentes de campo eléctrico iguales en magnitud  $|E_x|^2 = |E_y|^2$ , y b) A la salida del AOS las componentes de campo eléctrico son diferentes en magnitud  $|E_x|^2 \neq |E_y|^2$ , debido a una mayor amplificación de la componente  $E_x$ .

Es importante mencionar que los casos anteriores se han tratado por separado por motivos de simplicidad. Sin embargo, ambos fenómenos se suscitan simultáneamente y gobiernan los cambios del estado de polarización de un haz cuya polarización de entrada contiene ambas componentes ortogonales. Ahora, cuando un haz de entrada posee una polarización lineal coincidente con uno de los ejes propios TE o TM del AOS, se esperaría que su estado de polarización se conservara a la salida del amplificador, ya que bajo estas condiciones, ni la birrefringencia inducida ni la perturbación de las ganancias modales podrían ejercer su acción. Sin embargo se ha observado que, aún bajo estas condiciones, el estado de polarización del haz sufre algún cambio si su potencia es importante. Esta modificación de la polarización revela que los ejes propios del amplificador podrían ser diferentes a los ejes TE o

TM en algún punto del AOS. Es decir, que se induce una modificación de los ejes propios del amplificador [Soto *et al.*, 2004].

### II.4.3. Modificación de los Ejes Propios<sup>1</sup>

Cuando un haz se introduce en la región activa del AOS, este se amplifica por el mecanismo de emisión estimulada y en conjunto con la emisión espontánea amplificada genera una distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores y por tanto, una distribución longitudinal no homogénea del índice de refracción. Es decir que el índice de refracción local aumentará conforme el haz se vaya propagando a través del AOS. El aumento en el índice de refracción puede provocar un comportamiento multimodal de la guía de onda del AOS, debido a que se establecen las condiciones necesarias de ganancia y de confinamiento que permiten su guiado. Entonces, este comportamiento multimodal indica que la guía de onda puede soportar otros modos de propagación de órdenes superiores a los fundamentales. Cabe mencionar que no porque la guía de onda soporte modos de orden superior estos se presentarán dentro de ella. Sin embargo, en algunas estructuras como lo es el amplificador que será objeto de estudio en esta tesis, la región activa está inclinada 12 grados con respecto al plano de inyección óptica para reducir las reflexiones hacia la fibra de inyección. Ésta inclinación produce que el ángulo de ataque a la guía de onda se exacerbe y que se exciten entonces los modos de orden superior. La propagación de estos modos (fundamentales y superiores), ya sean para la dirección X (TE) o Y (TM), a través del medio perturbado se dará con constantes de propagación diferentes y por tanto interferirán

---

<sup>1</sup> Si se introduce un haz de baja potencia en la región activa del AOS con una cierta polarización lineal (TE o TM) y si ésta se conserva a la salida del dispositivo, se dice que se ha encontrado el eje propio de la guía del AOS.

dinámicamente ya sea constructiva o destructivamente provocando que el máximo del perfil de intensidad siga una trayectoria en zigzag a lo largo de la guía de onda (ver Figura 6).

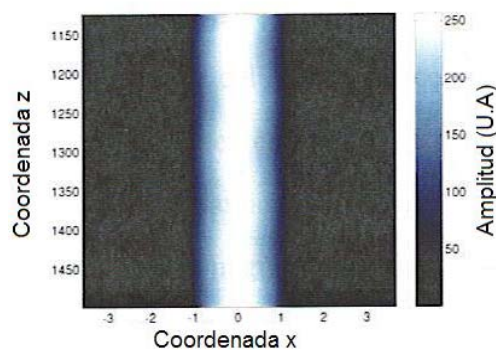


Figura 6. Simulación del perfil transversal de intensidad en el eje  $x$  que produce la propagación de un haz que es introducido dentro de un AOS con una polarización lineal inclinada  $0^\circ$ . La trayectoria en zigzag sugiere la existencia de interferencia modal. La simulación fue hecha utilizando el método de propagación de haces basado en la transformada rápida de Fourier (FFT-BPM).

Este comportamiento se presenta simultáneamente tanto en la dirección vertical ( $Y$ ) como en la dirección horizontal ( $X$ ), por lo que su combinación produce un camino cuasihelicoidal de máxima intensidad que genera un máximo consumo de portadores a lo largo de esta trayectoria, formando a su vez un camino helicoidal de alto valor de índice de refracción. Lo anterior hace que los ejes propios (TE y TM) de la guía de onda se pierdan.

A medida que la distribución sea más inhomogénea, la manifestación del fenómeno será más evidente. De tal manera que si se introduce un haz con una polarización lineal (TE o TM) y con una potencia alta, su estado de polarización no se mantendrá a la salida del AOS [Soto *et al.*, 2004] ver la figura siguiente.

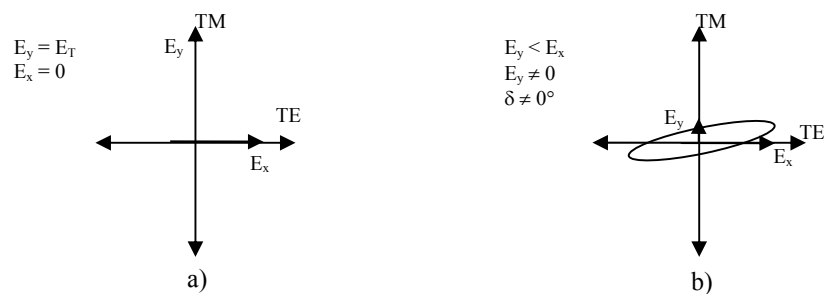


Figura 7. Representación del efecto de la modificación de los ejes propios de la guía de onda de un AOS, sobre el estado de polarización de un haz que es introducido dentro de un AOS. a) A la entrada del AOS, el haz posee solamente la componente  $E_x$  de campo eléctrico, y b) A la salida del AOS, el haz posee también la componentes  $E_y$  de campo eléctrico, existiendo así un acoplamiento de potencia del modo TE al modo TM.

En esta última representación la polarización se muestra elíptica para incluir el efecto de la birrefringencia inducida, el cual actúa una vez que el acoplamiento de potencia de una componente  $E_x$  a la  $E_y$  se suscita.

## II.5. Resumen

En este capítulo se presentaron algunos conceptos y características fundamentales de los amplificadores ópticos de semiconductor, así como los fenómenos que se suscitan dentro de ellos y que permiten el desarrollo de funciones totalmente ópticas. Estos fenómenos se basan en las variaciones longitudinales no homogéneas de la densidad y de la distribución de energía de los portadores, provocadas por un haz que se propaga dentro de la región activa del AOS.

Así mismo se dieron a conocer, de manera breve, los mecanismos no lineales que producen las variaciones antes descritas. Estos mecanismos no lineales gobiernan la dinámica

de los portadores a través de los procesos inter-banda (CDP) y los procesos intra-banda (CH, SHB). Además, estos mecanismos en general, dan como resultado la modulación de la ganancia y del índice de refracción, lo cual es de gran importancia para el estudio que se presenta en esta tesis. En efecto, en este punto es imperativo recordar que ésta tesis se propone encontrar la respuesta en frecuencia para los fenómenos que contribuyen en la manifestación de la rotación no lineal de la polarización, que son: la modificación de la birrefringencia estructural por una birrefringencia inducida, la perturbación de las ganancias modales y la modificación de los ejes propios de la guía de onda.

En el siguiente capítulo se desarrolla un modelo teórico que pretende encontrar la respuesta en frecuencia del fenómeno de la rotación no lineal de la polarización. Para lograr tal efecto se parte de las modificaciones que sufre el medio amplificador a causa de la interacción con el campo electromagnético modulado que se viaja dentro de un AOS.



## **III. Modelo Teórico**

### **III.1. Introducción**

El interés por entender y modelar los fenómenos físicos que se presentan dentro de los Amplificadores Ópticos de Semiconductor (AOS) nació del hecho de que este tipo de dispositivos son atractivos para efectuar procesamientos de señales en el dominio completamente óptico, útiles para las nuevas redes de comunicaciones ópticas. Bajo esta perspectiva, en este trabajo, se plantea un método para modelar las características dinámicas del fenómeno de la Rotación No Lineal de la Polarización (RNP) dentro de estos dispositivos. El interés de este trabajo es el de conocer hasta que tasa de bits pueden funcionar las funciones optoelectrónicas elaboradas con este fenómeno.

Uno de los métodos más robustos para estudiar las características dinámicas de los AOSs, se basa en un conjunto de ecuaciones de evolución que describen el comportamiento de la densidad de portadores, la distribución de energía de estos y la densidad de fotones del

haz que se propaga dentro del AOS con respecto al tiempo. Dichas ecuaciones son la base de modelos que han sido obtenidos de manera cuasi-fenomenológica y cuasi-formal, los cuales se clasifican como modelos clásicos y modelos semi-clásicos<sup>2</sup> [Huang y Casperson, 1993].

El estudio que se presenta en esta tesis se basa en el modelo semi-clásico, ya que es más riguroso que el modelo clásico dado que está basado en las ecuaciones de Maxwell y la de Schrödinger. Además, el modelo semi-clásico toma en cuenta el campo óptico a la entrada del AOS, la polarización macroscópica inducida por este campo y la densidad de portadores presente en la región activa del AOS.

Mediante el modelo semi-clásico se desarrollará un formalismo matemático para encontrar una expresión que prediga la respuesta en frecuencia de la birrefringencia inducida y de las ganancias modales. Para este fin se hará uso de las ecuaciones de evolución de los elementos de la matriz de densidad, con las cuales se determinará en primera instancia una expresión para la polarización macroscópica inducida sobre el medio amplificador por un haz modulado. En otras palabras, se establecerá una expresión que defina a la polarización inducida por un campo modulado que se introduce dentro del AOS bajo estudio. Esta polarización inducida se expresará en función de una susceptibilidad lineal y una no lineal, esta última provocada por la modulación del campo. Finalmente, la evolución del haz que viaja dentro de la región activa del AOS se calculará en función de la polarización inducida, y por lo tanto, de la susceptibilidad no lineal.

En este caso, la susceptibilidad no lineal está compuesta por contribuciones de fenómenos no lineales (SHB, CH y CDP), cuya influencia repercute directamente sobre el índice de refracción y la ganancia no lineal. Así, resolviendo la ecuación correspondiente a la

---

<sup>2</sup> En el modelo clásico la ganancia es una constante fenomenológica dentro de las ecuaciones de evolución.

polarización macroscópica inducida, se obtendrá por consecuencia la ganancia y el índice de refracción así como su relación con el campo óptico y la densidad de portadores.

Entonces, en este modelo se considera que se introduce dentro del AOS bajo estudio un haz modulado en amplitud y con una polarización lineal con una inclinación distinta de 0 y 90 grados. Por lo tanto, el campo eléctrico total que viaja dentro del amplificador está compuesto por dos componentes vectoriales de polarización ( $E_x$  y  $E_y$ ). Cabe mencionar que el desarrollo que se presenta se hace únicamente para la componente vectorial ( $E_x$ ) del campo electromagnético total, ya que el principio del desarrollo para la componente  $E_y$  es el mismo. No obstante la interacción entre ambas componentes es considerada a través de la supresión de la ganancia y de la redistribución de la densidad de energía que cada una de ellas produce. Así, en este trabajo se presenta el desarrollo de un modelo matemático basado en la ecuación de Schrödinger y en la matriz de densidad, capaz de describir la evolución en frecuencia de la birrefringencia inducida y la evolución de las ganancias modales dentro del AOS.

Con el fin de explicar de la mejor manera el modelo, este capítulo está organizado como sigue: en la sección 2 se describe el formalismo de la matriz de densidad adaptado a las características del medio activo del AOS. Esto permite establecer las ecuaciones de evolución de los elementos de dicha matriz y a partir de estos derivar, en la sección 3, las ecuaciones de evolución de la densidad de portadores y de la densidad de energía de los mismos. Utilizando estas ecuaciones se determina la polarización inducida, sobre el medio amplificador, por el campo modulado en función de una susceptibilidad no lineal, lo cual es presentado en la sección 4. En la sección 5 se utilizan los resultados de la sección precedente para determinar la birrefringencia inducida por el campo eléctrico modulado que se introduce dentro del AOS, así

como la evolución de la ganancia modal con respecto a la frecuencia se presenta en la sección 6. Finalmente, en la sección 7 se presenta un resumen de este capítulo.

### III.2. Formalismo de la Matriz de Densidad

El formalismo de la matriz de densidad se utilizará para describir el comportamiento de las partículas que interactúan dentro del medio amplificador. Este formalismo está fundamentado en la ecuación de Schrödinger, la cual se define a partir de la función de onda compleja  $\psi(r, t)$ . Esta función indica, en cierto modo, cómo se comportan las partículas al interactuar entre sí. La función de onda compleja se puede conocer a partir de la ecuación de onda de Schrödinger que se define de la manera siguiente:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(r, t)}{\partial t} = \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) + V_{ext}(r, t) \right) \psi(r, t) = H(r, t) \psi(r, t) \quad (1)$$

La interpretación física de la función de onda compleja puede verse en función de su valor absoluto al cuadrado  $|\psi(r, t)|^2 = \psi(r, t) \psi^*(r, t) = |\psi(r)|^2$ , la cual representa la probabilidad de encontrar a una partícula dentro de un volumen infinitesimal centrado en el punto  $r$  en el tiempo  $t$ . [Milonni, 1988].

En la ecuación (1),  $i$  representa el número complejo  $\sqrt{-1}$ ,  $\hbar = h/2\pi$  es la constante de Planck normalizada,  $m$  es la masa de la partícula en cuestión,  $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$  es el operador de Laplace,  $V(r)$  y  $V_{ext}(r, t)$  son los potenciales independientes y dependientes del tiempo suministrados por la interacción Coulombiana de las partículas cargadas del sistema atómico y por las perturbaciones externas que afectan al sistema respectivamente,  $r$  denota una coordenada espacial en el tiempo  $t$  y

$H(r,t)$  es la función de energía del sistema, conocida como Hamiltoniano. Como se observa en la ecuación (1), dependiendo de las características de la energía potencial aplicada sobre una partícula, se puede plantear una ecuación de Schrödinger independiente o dependiente del tiempo.

Para el desarrollo del formalismo de la matriz de densidad se hace uso de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo ya que es el caso que nos compete al describir la evolución con respecto al tiempo de la amplitud de probabilidad de encontrar a una partícula en un estado determinado.

En este caso, para obtener la solución a la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo se utiliza el conjunto completo de estados estacionarios ortogonales  $\Phi_n(r)$  obtenidos al resolver la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo. Estos estados estacionarios ortogonales al ser un conjunto completo, pueden expresar cualquier función en términos de la suma de todos sus elementos. Por ejemplo, la función de onda compleja puede ser expresada por este conjunto de estados estacionarios mediante la relación siguiente:

$$\psi(r,t) = \sum a_n(t) \Phi_n(r) \quad (2)$$

En la ecuación (2),  $\Phi_n(r)$  representa la amplitud de probabilidad, en estado estacionario, de encontrar a la partícula en cuestión en el estado n-ésimo de energía dentro de un volumen de densidad infinitesimal centrado en el punto  $r$  y  $a_n$  es la amplitud de probabilidad de que la partícula se encuentre en ese estado en cierto instante [Milonni, 1988]. De acuerdo a lo anterior, la dependencia temporal está dada por  $a_n$ , de ahí que la solución a la ecuación de Schrödinger sea expresada en estos términos, como se ve en la ecuación (2). Por lo tanto, es posible expresar la ecuación (1), en términos de la amplitud de probabilidad  $a_n$ , como se ve

en la ecuación (3) la cual se obtiene al sustituir la ecuación (2) en (1), incluyéndose la amplitud de probabilidad de la partícula de ir de un estado  $m$  a uno  $n$  [Milonni, 1988].

$$i \hbar \dot{a}_m = E_m a_m + \sum_n V_{mn}(t) a_n \quad (3)$$

En la ecuación (3),  $E_m$  representa la energía de la partícula sin perturbación externa en el  $m$ -ésimo estado de energía, las  $a_x$  representan la amplitud de probabilidad de encontrar una partícula en estado de energía específico y  $V_{mn}(t) = \int \Phi_m^*(r) V_{ext}(r,t) \Phi_m(r) d^3r$  es llamado elemento de matriz de  $V_{ext}(r,t)$ , y representa la perturbación ejercida a un estado de energía específico por el potencial externo aplicado. En esta ecuación la dependencia de la variable  $a_x$  con el tiempo se ha omitido por simplicidad.

Con estas consideraciones, la ecuación de Schrödinger puede resolverse para describir el comportamiento de los electrones en la región activa de un AOS. Esto suponiendo que la región activa del AOS y por tanto las bandas parabólicas que describen los estados de energía de los electrones están compuestas por un conjunto de sistemas electrónicos de dos niveles diseminados de manera homogénea, como se muestra en la figura 8.

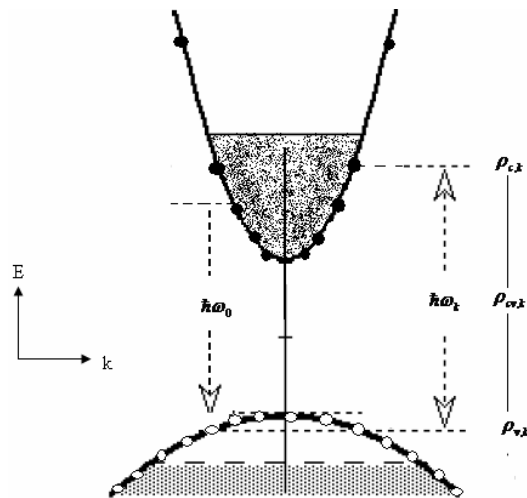


Figura 8. Ilustración de la estructura de bandas parábolicas en un semiconductor (Energía del Electrón versus Número de onda de la amplitud de probabilidad de encontrar a un electrón en un punto dado) y de la aproximación que supone que éstas están conformadas por una infinidad de sistemas electrónicos de dos niveles.

La consideración de sistemas electrónicos a dos niveles se justifica debido a que la mayoría de las transiciones de energía que sufren los electrones en un semiconductor directo son verticales. Es decir con conservación del momento, lo cual indica que un electrón que se encuentra en un estado de energía dentro de una banda, en la gran mayoría de los casos, sólo puede observar una transición hacia un estado de energía específico de la otra banda. Los casos que rompen con esta regla se introducirán dentro del modelo de manera fenomenológica.

Por lo tanto, para cada uno de estos sistemas discretos de dos niveles, se tienen las ecuaciones siguientes obtenidas a partir de la ecuación (3):

$$\begin{aligned} i\hbar \dot{a}_1 &= E_1 a_1(t) + V_{11}(t)a_1(t) + V_{12}(t)a_2(t) \\ i\hbar \dot{a}_2 &= E_2 a_2(t) + V_{21}(t)a_1(t) + V_{22}(t)a_2(t) \end{aligned} \quad (4)$$

Además, ya que en el presente análisis se ha considerado que todas las transiciones de energía se efectúan con conservación del momento ( $k$ ), se puede suponer que los elementos diagonales ( $V_{11}$  y  $V_{22}$ ) de la matriz  $V_{ext}$  son nulos, y por tanto el sistema de ecuaciones (4) se puede simplificar de la manera siguiente:

$$\begin{aligned} i\hbar \dot{a}_1 &= E_1 a_1(t) + V_{12}(t)a_2(t) \\ i\hbar \dot{a}_2 &= E_2 a_2(t) + V_{21}(t)a_1(t) \end{aligned} \quad (5)$$

Con el fin de transponer los sistemas discretos de dos niveles a un conjunto de transiciones verticales en las bandas de conducción y de valencia, las ecuaciones anteriores son escritas de la manera siguiente:

$$\begin{aligned} i\hbar \dot{a}_{c,k} &= E_{c,k} a_{c,k}(t) + V_{cv,k}(t)a_{v,k}(t) \\ i\hbar \dot{a}_{v,k} &= E_{v,k} a_{v,k}(t) + V_{vc,k}(t)a_{c,k}(t) \end{aligned} \quad (6)$$

En el sistema de ecuaciones anterior se cambiaron los subíndices 1 y 2 que representaban a los dos niveles discretos por las literales  $c$  y  $v$  respectivamente, las cuales representan estados de energía en las bandas de conducción y de valencia que producen transiciones verticales. Las variables  $E_{c,k}$  y  $E_{v,k}$  representan la energía de un electrón en las bandas de conducción y de valencia respectivamente. Mientras que las variables  $a_{c,k}(t)$  y  $a_{v,k}(t)$  representan las amplitudes de probabilidad de encontrar a un electrón en un estado de energía representado en la banda de conducción o en la banda de valencia respectivamente, con un vector de onda  $k$ . Además las variables  $V_{cv,k}(t)$  y  $V_{vc,k}(t)$  son los elementos de matriz y representan la perturbación externa ejercida sobre el electrón.



Es importante notar que para que el sistema de ecuaciones (6) pueda representar al número infinito de energías de transición que se pueden efectuar entre las dos bandas sería necesario integrarlas sobre todos los niveles de energía comprendidos entre la energía de la banda prohibida y el infinito, considerando todo el volumen de la región activa. Por estas razones, es necesario aclarar que el sistema de ecuaciones (6) es únicamente válido para una sola transición vertical de vector de onda  $k$ .

Como ya se dijo, la matriz de densidad describe el comportamiento del electrón al interactuar con el campo electromagnético. Específicamente lo que se busca es encontrar el desplazamiento que está sufriendo el electrón ante la perturbación. Esta información se obtiene de los productos  $a_{c,k} a_{v,k}^*$  y  $a_{c,k}^* a_{v,k}$ , las cuales están estrechamente relacionadas con dicho desplazamiento cuántico [Milonni, 1988], o bien con la amplitud de probabilidad del desplazamiento del electrón.

Entonces, a partir de los coeficientes  $a_{c,k}(t)$  y  $a_{v,k}(t)$  se establece un conjunto de elementos arreglados en forma matricial que contienen dichos productos y que son denominados elementos de la matriz de densidad para los electrones en un material semiconductor. El arreglo matricial se muestra a continuación:

$$\underline{\rho} = \begin{bmatrix} \rho_{v,k} \equiv a_{v,k} a_{v,k}^* = |a_{v,k}|^2 & \rho_{vc,k} \equiv a_{v,k} a_{c,k}^* \\ \rho_{cv,k} \equiv a_{c,k} a_{v,k}^* & \rho_{c,k} \equiv a_{c,k} a_{c,k}^* = |a_{c,k}|^2 \end{bmatrix} \quad (7)$$

Por otro lado, cabe mencionar que en un medio invertido, es decir con inversión de población, como es el caso del AOS, es más sencillo pensar en términos de estados de energía que están “llenos” de electrones y de estados de energía que están “vacíos” de electrones. A los estados que están faltantes de electrones se dice que están “llenos” de huecos y se relacionan con los estados en la banda de valencia.

Como ya se ha mencionado, la matriz de densidad está aparentemente propuesta para describir la dinámica de los electrones y no la de los huecos en la banda de valencia. Sin embargo, para hacer el cambio de electrones por huecos, en la banda de valencia, se hace uso del hecho de que la probabilidad de encontrar a un electrón en la banda de valencia, es igual a la probabilidad complementaria de encontrar a un hueco en esta misma banda, es decir,  $\rho_v^+ = 1 - \rho_v^-$ . De este modo, en el modelo que se presenta en este trabajo se considera que el formalismo de la matriz de densidad relaciona a los electrones con la banda de conducción y a los huecos con la banda de valencia. De esta manera, los elementos diagonales del arreglo matricial presentado en (7), representan a las probabilidades de ocupación promedio de los niveles de energía en la banda de conducción y en la banda de valencia, respectivamente. Mientras que los elementos fuera de la diagonal son proporcionales a la polarización atómica inducida [Uskov *et al*, 1994] y expresan también el desplazamiento complejo del electrón o del hueco a causa de la perturbación [Milonni, 1988], lo cual origina que el electrón en cuestión sufra transiciones de energía entre las bandas.

### III.2.1. Ecuaciones de Evolución de los Elementos de la Matriz de Densidad

La evolución en el tiempo de los elementos de la matriz de densidad está descrita mediante las siguientes ecuaciones de movimiento<sup>3</sup>, las cuales están debidamente desarrolladas en la literatura [Haug,1968; Ogasawara,1988, Uskov *et al*, 1994]:

---

<sup>3</sup> El desarrollo matemático para encontrar las ecuaciones de movimiento de la matriz de densidad se presenta dentro de los apéndices de esta tesis.

$$\underline{\dot{\rho}} = \begin{bmatrix} \dot{\rho}_{v,k} & \dot{\rho}_{vc,k} \\ \dot{\rho}_{cv,k} & \dot{\rho}_{c,k} \end{bmatrix} \quad (8)$$

Los elementos de la matriz anterior, están definidos por las expresiones (9) a (12), las cuales toman en cuenta que en la banda de conducción las partículas concernidas son los electrones mientras que en la banda de valencia son los huecos.

$$\dot{\rho}_{cv,k}(t) = \left( -i\omega_k - \frac{1}{\tau_2} \right) \cdot \rho_{cv,k}(t) - \frac{i}{\hbar} d_k (\rho_{c,k}(t) + \rho_{v,k}(t) - 1) \cdot E(z, t) \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{c,k}(t) = & -\frac{\rho_{c,k}(t) - f_{c,k}(t)}{\tau_{1c}} - \frac{\rho_{c,k}(t) - f_{c,k}^L(t)}{\tau_{hc}} - \frac{\rho_{c,k}(t) - f_{c,k}^{eq}(t)}{\tau_s} \\ & - \frac{i}{\hbar} \cdot [d_k^* \rho_{cv,k}(t) - d_k \rho_{vc,k}(t)] \cdot E(z, t) + \Lambda_{c,k} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{v,k}(t) = & -\frac{\rho_{v,k}(t) - f_{v,k}(t)}{\tau_{1v}} - \frac{\rho_{v,k}(t) - f_{v,k}^L(t)}{\tau_{hv}} - \frac{\rho_{v,k}(t) - f_{v,k}^{eq}(t)}{\tau_s} \\ & - \frac{i}{\hbar} \cdot [d_k^* \rho_{cv,k}(t) - d_k \rho_{vc,k}(t)] \cdot E(z, t) + \Lambda_{v,k} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\rho_{vc,k} = \rho_{cv,k}^* \quad (12)$$

Estas ecuaciones describen qué tan probable es encontrar una partícula en un estado de energía dado conforme pasa el tiempo, o bien, qué tan probable es que se suscite una transición de una banda a la otra. Por lo tanto, dentro de este conjunto de ecuaciones aparecen términos que representan la probabilidad de ocupación ya sea del electrón ( $\rho_{c,k}$ ) en la banda de conducción o del hueco ( $\rho_{v,k}$ ) en la banda de valencia. Así mismo, el conjunto de ecuaciones contiene términos que representan a la probabilidad de transición de la banda de conducción a la de valencia ( $\rho_{cv,k}$ ) y viceversa ( $\rho_{vc,k}$ ). Como ya se estableció, cada una de las ecuaciones y variables que intervienen en ellas son definidas por un sólo vector de onda,  $k$ , dado [Uskov *et al*, 1994].

En un medio amplificador como el AOS, la evolución temporal de la probabilidad de encontrar una partícula en un estado energía dado, depende, por un lado, de la interacción de las partículas con el campo eléctrico  $E(z,t)$  que viaja dentro del AOS, y por otra parte del bombeo eléctrico ( $\Lambda_{x,k}$ ) suministrado al amplificador, así como de distintos fenómenos intrabanda, que son introducidos dentro del modelo de manera fenomenológica.

A continuación se explicarán en detalle cada uno de los términos que aparecen en las ecuaciones de movimiento de los elementos de la matriz de densidad.

Comenzando con la ecuación (9), puede decirse que la parte izquierda de ésta representa cómo evoluciona la probabilidad de que un electrón cuya energía se encuentra representada en la banda de conducción sufra una transición de manera que su energía sea ahora representada en la banda de valencia. El primer término de la parte derecha de la ecuación se relaciona con la emisión espontánea del AOS, mientras que el segundo término se relaciona con la emisión estimulada propiciada por el campo eléctrico  $E(z,t)$ , siendo el término entre paréntesis el encargado de representar la inversión de población. Ahora, en el primer término de la parte derecha aparece el tiempo  $\tau_2$ , conocido como el tiempo de relajación del dipolo o del portador de la banda de conducción a la de valencia, y aparece también el término  $\omega_k$ , que representa a la frecuencia de transición a partir de la cual puede calcularse la energía de transición de la manera siguiente:

$$\hbar\omega_k = \varepsilon_g + \varepsilon_{c,k} + \varepsilon_{v,k} \quad (13)$$

donde:  $\varepsilon_g$  es la energía de la banda prohibida y se puede considerar como constante, ya que las pequeñas fluctuaciones que sufre por variaciones en la densidad de portadores [Uskov et al, 1994] se consideran despreciables.

Es interesante notar que la ecuación (13) indica que la energía liberada en una transición de la banda de conducción a la de valencia es igual a la suma de la energía de la banda prohibida más los diferenciales de energía  $\varepsilon_{v,k}$  y  $\varepsilon_{c,k}$  que representan la diferencia de energías que hay entre el borde de la banda de conducción y la energía del electrón en esta banda y entre el borde de la banda de valencia y la energía del electrón en esta banda después de la transición (ver figura 8).

Ahora, continuando con las ecuaciones (10) y (11), las partes izquierdas de éstas representan las evoluciones en el tiempo de la probabilidad de ocupación de los electrones en la banda de conducción y de los huecos en la banda de valencia para una energía definida. Mientras que el primer término de la parte derecha de este par de ecuaciones describe cómo se relaja la función de distribución de energía de los portadores  $\rho_{x,k}$  hacia una distribución de Fermi en cuasi equilibrio  $f_{x,k}$ . Esta relajación se debe a la dispersión portador-portador y se relaciona con una constante de tiempo característica  $\tau_{I_x}$  de 70 fs. Por lo tanto, el primer término de la parte derecha de este par de ecuaciones está asociado con la formación de un hoyo espectral en la distribución de energía de los portadores y el restablecimiento de ésta en un tiempo  $\tau_{I_x}$ . En otras palabras, representa el mecanismo de la formación de un hoyo espectral (SHB por sus siglas en inglés), indicando con el signo negativo que se disminuye la probabilidad de ocupación de un estado de energía (con un vector de onda  $k$  asociado) ya sea en la banda de conducción o en la de valencia.

La distribución de Fermi en cuasi equilibrio  $f_{x,k}$ , se obtiene a partir de la conocida ecuación siguiente:

$$f_{x,k} = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{\varepsilon_{x,k} - \varepsilon_{f,x}}{k_B T_x}\right]} \quad (14)$$

donde:  $\varepsilon_{f,x}$  es el cuasi nivel de Fermi<sup>4</sup>,  $T_x$  es la temperatura de los portadores,  $k_B$  es la constante de Boltzmann,  $\varepsilon_{x,k} = \hbar^2 k^2 / 2m_x$  es la energía del portador asumiendo una estructura de bandas parabólicas como ya se estableció. Ésta energía se mide a partir de la parte más baja de la banda de conducción para los electrones y de la parte más alta de la banda de valencia para los huecos. En ambos casos las energías crecen positivamente del borde de éstas hacia dentro de ellas. El término  $m_x$  en la ecuación anterior se refiere a la masa efectiva de los electrones en la banda de conducción ( $m_c > 0$ ) o bien de los huecos pesados<sup>5</sup> en la banda de valencia ( $m_v > 0$ ).

De acuerdo a la aproximación de Joyce y Dixon, el cuasi nivel de Fermi se determina mediante la siguiente expresión [Agrawal y Dutta, 1986]:

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_{f,x}}{K_B T_x} = & \ln\left(\frac{N}{N_x}\right) + 0.353553\left(\frac{N}{N_x}\right) - 4.95009 \times 10^{-3}\left(\frac{N}{N_x}\right)^2 + \\ & + 1.48386 \times 10^{-4}\left(\frac{N}{N_x}\right)^3 + 4.42563 \times 10^{-6}\left(\frac{N}{N_x}\right)^4 \end{aligned} \quad (15)$$

---

<sup>4</sup> En un semiconductor perturbado, el nivel de Fermi se divide en dos cuasi niveles de Fermi, uno por cada banda. Por arriba de estos cuasi niveles todos los niveles de energía están desocupados y por debajo están ocupados.

<sup>5</sup> Se dicen huecos pesados porque su masa efectiva es mayor que la de los huecos ligeros. El concepto de hueco pesado viene del desdoblamiento en materiales híbridos de la banda de valencia en dos. Una de las bandas de valencia es la de los huecos pesados y la otra de los ligeros. Con este desdoblamiento, es posible encontrar dos fotones con el mismo momento pero con diferente energía, porque una transición llegó a la banda de los huecos pesados y otra a la de los ligeros, pero ambas con el mismo momento.

donde:  $N$  es la concentración de electrones,  $N_c = 2\left(2\pi m_c K_B T_c / h^2\right)^{3/2}$  y  $N_v = 2\left(2\pi K_B T_v / h^2\right)^{3/2} \left(m_{lh}^{3/2} + m_{hh}^{3/2}\right)$  son las densidades efectivas de estados en la banda de conducción y de valencia respectivamente;  $m_c$ ,  $m_{lh}$  y  $m_{hh}$  son las masas efectivas de los electrones en la banda de conducción, de los huecos ligeros y de los huecos pesados en la banda de valencia respectivamente y  $h$  es la constante de Planck.

Como se puede apreciar, el cuasi nivel de Fermi  $\varepsilon_{j,x}$  depende de la temperatura de los portadores  $T_x$  y de la densidad de portadores total  $N(t)$ , por lo tanto los factores de Fermi  $f_{x,k}$  son funciones (implícitas) de la densidad de portadores y de la temperatura de los portadores, esto es:

$$f_{x,k}(t) = f_{x,k} [N(t), T_x(t)] \quad (16)$$

Ahora, siguiendo con la descripción de las ecuaciones (10) y (11), el segundo término de la parte derecha de estas ecuaciones describe la relajación de la temperatura<sup>6</sup> de los portadores hacia la temperatura de equilibrio de la red cristalina. Esta relajación es debido al proceso de dispersión (colisiones) portador-fonón, con un tiempo característico  $\tau_{hx}$  de 650 fs. Por esta razón, a este término se le asocia con el mecanismo del calentamiento de portadores (CH por sus siglas en inglés) y al estar influenciado por un signo negativo indica que se disminuye la probabilidad de ecuación de un estado de energía ya sea en la banda de conducción o en la de valencia, según sea el caso.

---

<sup>6</sup> El sentido de temperatura del portador está relacionada con la energía del mismo. Por ejemplo, decimos que se remueven portadores “frios” o de menor energía de la parte inferior de la banda de conducción cuando se tienen procesos radiativos; o que se relajan portadores “calientes” o de alta energía, al relajarse por procesos de dispersión (colisiones portador-fonón).

En otras palabras, el segundo término de estas ecuaciones describe cómo se relaja la distribución de energía de los portadores  $\rho_{x,k}$  hacia una distribución de Fermi en cuasi equilibrio  $f_{x,k}^L$ , la cual es definida de la misma manera que la ecuación (16). En consecuencia, esta distribución de Fermi es también una función (implícita) de la densidad de portadores y de la temperatura de la red cristalina  $T_L$ . Es decir, representa la distribución de Fermi para los electrones en la banda de conducción y para los huecos en la banda de valencia a la temperatura  $T_L$  de la estructura cristalina.

Por otro lado, el tercer término de la parte derecha de las ecuaciones (10) y (11) describe la relajación de la distribución de energía de los portadores hacia la distribución de Fermi en equilibrio térmico  $f_{x,k}^{eq}$ . Esta relajación se logra en ausencia de bombeo, y es debido a las recombinaciones radiativas y no radiativas gobernadas por el tiempo de vida de los portadores  $\tau_s$  (200 ps). La redistribución de la energía de los portadores provocada por las recombinaciones interbanda está estrechamente relacionada con el mecanismo de la pulsación de la densidad de portadores (CDP por sus siglas en inglés).

El siguiente término de las ecuaciones (10) y (11) considera a la emisión estimulada y/o a la absorción provocadas por el campo eléctrico  $E(z,t)$  que viaja dentro del amplificador, siendo  $d_k$  el momento dipolar eléctrico de la transición y  $\rho_{cv,k} = \rho_{cv,k}^*$  la probabilidad de transición entre las bandas de conducción y de valencia. Como se puede observar en este último término, la ganancia o la absorción dependen de la cantidad de fotones que se inyecten. Por último, el quinto término representa el bombeo debido a la corriente de inyección, es decir, representa a la tasa de portadores inyectados.



### III.3. Ecuaciones de Evolución

A parte de las ecuaciones de movimiento que se presentaron en la sección anterior, también es importante conocer como cambia en el tiempo la cantidad y la energía de los portadores, respectivamente. El primer caso que se explicará es el de la evolución de la densidad de portadores para después pasar a la evolución de la energía de los mismos. Ambas explicaciones son resultado directo de las ecuaciones de movimiento de la matriz de densidad.

#### III.3.1. Ecuaciones de Evolución de la densidad de Portadores

La densidad de portadores es una variable que indica la cantidad de portadores que están contenidos en un volumen dado y cuya energía está representada en la banda de conducción para el caso de los electrones y en la banda de valencia para el caso de los huecos. Por lo tanto, esta cantidad está directamente relacionada con la probabilidad de ocupación en cada una de las bandas como se muestra en la ecuación (17).

$$N(t) = \frac{1}{V} \sum_k \rho_{x,k}(t) \quad (17)$$

Como se puede apreciar en esta ecuación, la densidad de portadores se define como la suma de las probabilidades de ocupación de todos los niveles de energía permitidos en una banda dentro del volumen  $V$  de la región activa. Nuevamente el subíndice  $k$  se utiliza para especificar el vector de onda y el subíndice  $x$  se utiliza para denotar la banda de conducción y la de valencia. Se considera además, que esta densidad de portadores no se altera por la presencia de los fenómenos intrabanda de dispersión portador-portador y portador-fonón así como por la temperatura de la red. Esto último permite asumir que:

$$N(t) = \frac{1}{V} \sum_k f_{x,k}(t) = \frac{1}{V} \sum_k f_{x,k}^L(t) \quad (18)$$

Es interesante notar que de acuerdo a las ecuaciones (17) y (18),  $\rho_{x,k}(t)$  puede ser calculada a partir de  $f_{x,k}(t)$ . De esta manera, al considerar todos los vectores de onda  $k$  posibles en las ecuaciones (10) u (11) y utilizando las igualdades (17) y (18) se puede obtener la ecuación de evolución siguiente para la densidad de portadores  $N(t)$  [Uskov et al, 1994].

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_s} - \frac{i}{\hbar} \frac{1}{V} \sum_k d_k [\rho_{cv,k}(t) - \rho_{vc,k}(t)] E(z,t) \quad (19)$$

En particular si el estudio se centra en la banda de conducción, entonces el primer término del lado derecho de la ecuación anterior describe el suministro de portadores en esta banda debido a la corriente eléctrica de bombeo  $I = e \sum_k \Lambda_{x,k}$ . El segundo término describe el consumo de portadores en la banda de conducción debido a la emisión espontánea y el término proporcional al campo eléctrico total  $E(z,t)$  describe el consumo o suministro de portadores debido a la emisión estimulada o a la absorción, respectivamente. Entonces la densidad de portadores se ve afectada, básicamente, por la corriente de inyección, el campo eléctrico incidente y la temperatura. Esta última variable se menciona porque si aumenta la temperatura, algunos electrones de la banda de valencia incrementarán su energía y contribuirán a la densidad de portadores en la banda de conducción. Sin embargo, este fenómeno es despreciado en la obtención de la ecuación (19) al ser estas variaciones despreciables aun en ausencia de corriente de bombeo, es decir cuando el AOS no está polarizado; por lo tanto  $N^{eq} = \frac{1}{V} \sum_k f_{x,k}^{eq} \approx 0$ .

### III.3.2. Ecuaciones de Evolución de la Densidad de Energía de los Portadores

Ahora se definirán las densidades de energía para los electrones en la banda de conducción ( $U_c$ ) y para los huecos en la banda de valencia ( $U_v$ ). El desarrollo es similar al que se realizó en el apartado anterior.

Ahora se busca determinar cuánta energía tienen en un cierto volumen  $V$  los portadores tanto en la banda de conducción como en la de valencia. Por lo tanto, la densidad de energía de los portadores está directamente relacionada con la sumatoria sobre todos los vectores de onda ( $k$ ) posibles del producto de la probabilidad de ocupación  $\rho_{x,k}(t)$  de cada estado de energía por la energía de los portadores  $\varepsilon_{x,k}$  en cada uno de estos estados, como se muestra en la ecuación (20).

$$U_x(t) = \frac{1}{V} \sum_k \varepsilon_{x,k} \rho_{x,k}(t) \quad (20)$$

De esta manera, multiplicando (10) u (11) por  $\varepsilon_{x,k}$ , y sumando sobre todos los estados de energía que tienen asociados un vector de onda  $k$  posible, se obtiene la ecuación de evolución siguiente:

$$\begin{aligned} \frac{dU_x}{dt} = & \langle \varepsilon_x^p \rangle \frac{I}{eV} - \frac{U_x}{\tau_s} - \frac{U_x - U_x^L}{\tau_{hx}} + K_x \langle |E(z,t)|^2 \rangle \\ & - \frac{i}{\hbar} \frac{1}{V} \sum_k \varepsilon_{x,k} d_k [\rho_{cv,k}(t) - \rho_{vc,k}(t)] E(z,t) \end{aligned} \quad (21)$$

De acuerdo a la ecuación (21), la densidad de energía de los portadores puede variar en el tiempo en función de los cambios de energía provocados por el bombeo de corriente (primer término), la tasa de emisión espontánea (segundo término), las colisiones portador-

fonón (tercer término), la absorción de portadores libres FCA (cuarto término) y la tasa de emisión estimulada (quinto término).

La densidad de energía  $U_x(t)$  se puede expresar a través de  $f_{x,k}(t)$ , puesto que la dispersión portador-portador no cambia la densidad total de energía. Y al poderse escribir en términos de  $f_{x,k}(t)$ , la densidad de energía es una función implícita de la densidad de portadores y de la temperatura de éstos como se ve en la ecuación (22).

$$U_x(t) = \frac{1}{V} \sum_k \varepsilon_{x,k} \rho_{x,k}(t) = \frac{1}{V} \sum_k \varepsilon_{x,k} f_{x,k}(t) = U_x[N(t), T_x(t)] \quad (22)$$

Entonces, el cambio de energía que sufren los portadores por la formación de un hoyo espectral (SHB) está indicado en el quinto término de la ecuación (21) el cual es una función de la tasa de emisión estimulada. Sin embargo, la recuperación del hoyo espectral no aparece en esta ecuación debido a que ésta no cambia la densidad total de energía, por las razones antes explicadas.

El tercer término de la ecuación (21) puede describirse como un proceso de relajación o “enfriamiento”, provocado por el proceso de difusión portador-fonón, de la densidad de energía actual de los portadores hacia una densidad de energía regida por la temperatura de la red cristalina. Esta última densidad de energía está expresada por la expresión siguiente:

$$U_x^L(t) = \frac{1}{V} \sum_k \varepsilon_{x,k} f_{x,k}^L(t) = U_x(N(t), T_L).$$

La cual es una función implícita de la densidad de portadores y de la temperatura de la red cristalina.

En el desarrollo realizado para obtener la ecuación (21) se despreciaron las pequeñas variaciones de la densidad de energía provocadas por la temperatura cuando el AOS está sin

polarizar, esto es:  $U_x^{eq} = \frac{1}{V} \sum_k \epsilon_{x,k} f_{x,k}^{eq}(t) \approx 0$ . Asimismo el término de la energía promedio de los portadores fue definido como:

$$\langle \epsilon_x^p \rangle = \left( \frac{I}{e} \right)^{-1} \sum_k \epsilon_{x,k} \Lambda_{x,k} \quad (23)$$

Dentro de la ecuación (21) se ha incluido fenomenológicamente el término que representa al calentamiento de portadores debido a la absorción de portadores libres (FCA, Free-Carrier Absorption). Concretamente, este término es incluido por el hecho de que un portador, por la interacción con un fotón, puede transferir su energía a un nivel más elevado dentro de la banda donde ésta se encuentra representada, lo que produce un incremento de la densidad de energía total. Cabe mencionar que tales portadores regresan al equilibrio rápidamente debido a que pierden energía a través de las colisiones portador-portador y portador-fonón,

Como ya se mencionó, la absorción de portadores libres está representada por el cuarto término de la parte derecha de la ecuación (21), que está compuesto por el factor  $K_x \langle |E(z,t)|^2 \rangle$ , donde  $\langle \cdot \rangle$  indica el promediado sobre unas pocas oscilaciones del campo eléctrico que suministra a los fotones que se propagan dentro de la región activa del AOS.

El coeficiente  $K_x$  puede ser expresado a través de probabilidades expresadas como secciones transversales  $\sigma_c$  y  $\sigma_v$  para la absorción de portadores libres en la banda de conducción y de valencia respectivamente:

$$K_x = \epsilon_0 \eta \eta_g \nu_g \sigma_x N \quad (24)$$

donde  $\epsilon_0$  es la permitividad en el vacío,  $\eta$  es el índice de refracción del modo,  $\eta_g$  es el índice de refracción de grupo, y  $v_g$  es la velocidad de grupo. Este coeficiente indica que tanto de la potencia óptica que hay dentro del amplificador es utilizada para producir la absorción de portadores libres.

Así, la ecuación de evolución de la densidad de energía de los portadores, fundamentalmente está descrita por los mecanismos de calentamiento y de enfriamiento de portadores.

### **III.4. Polarización Inducida por el Campo Eléctrico inyectado dentro de un AOS**

En las secciones anteriores se habló de la matriz de densidad y de cómo evolucionan sus elementos con el tiempo. Ahora se utilizarán estos conceptos para establecer las expresiones que definan la respuesta del medio amplificador cuando éste es perturbado por un campo óptico incidente. Esta respuesta del medio amplificador esta gobernada por susceptibilidades lineales y no lineales.

Para el análisis se asume que el campo óptico incidente al medio amplificador está polarizado linealmente y modulado en amplitud, es decir que su intensidad va cambiando con el tiempo. La modulación en amplitud provoca que la densidad de portadores oscile a la frecuencia de modulación del campo de entrada, provocando a su vez que el índice de refracción y la ganancia varíen a esta frecuencia. Como ya se estableció, un cambio en el índice de refracción local de la región activa perturba la birrefringencia estructural de la guía de onda del AOS. Por eso se espera que la birrefringencia inducida y la ganancia modal varíen también de acuerdo a la frecuencia de modulación del campo incidente. Ahora, si se desea conocer

estas variaciones en función de la frecuencia de modulación, es necesario obtener la respuesta del medio amplificador al ser perturbado por el campo eléctrico modulado, es decir conocer la polarización inducida por el campo incidente. Por lo tanto la determinación de la polarización inducida por el campo eléctrico modulado introducido al AOS y su respuesta en frecuencia, es el objetivo de esta sección.

Para lograr este objetivo es necesario calcular la susceptibilidad del medio debido a la relación que existe entre polarización inducida y susceptibilidad, expresada de la manera siguiente:  $P = \epsilon_0 \chi E$ . Por lo tanto la susceptibilidad perturbada se define como:

$$\chi = P / (\epsilon_0 E) \quad (25)$$

donde:  $\epsilon_0$  es la permitividad, y  $E$  es el campo eléctrico. Cabe mencionar que la susceptibilidad es una variable compleja con una parte real asociada al índice de refracción y una parte imaginaria asociada a la ganancia material.

Entonces, el primer paso para conocer la susceptibilidad es encontrar la polarización macroscópica inducida, definiéndose ésta como el producto del promedio estadístico del momento dipolar eléctrico por el número de partículas promedio en inversión de población por unidad de volumen, esto es:  $P(t) = \bar{N} [m^3] d_k$ . Donde, el valor  $\bar{N} [m^3]$  esta regido por las características del medio y las condiciones de inversión de población y  $d_k$  describe la influencia del campo eléctrico sobre las partículas.

Por lo tanto, la susceptibilidad depende del campo eléctrico de entrada, de las características del medio y de las condiciones que se tengan de inversión de población. Para tomar en cuenta las características del medio y las condiciones de inversión de población en el

cálculo de la polarización inducida se utilizan las ya conocidas ecuaciones de evolución de la matriz de densidad, de donde se puede obtener la ecuación siguiente:

$$P(t) = \frac{1}{V} \sum_k d_k (\rho_{cv,k} + \rho_{vc,k}) \quad (26)$$

donde:  $V$  es el volumen de la región activa, y  $d_k$  es el momento dipolar eléctrico de la transición definido por:

$$|d_k|^2 = \frac{e^2}{6m_0\omega_k^2} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{\epsilon_g (\epsilon_g + \Delta_0)}{\epsilon_g + \frac{2\Delta_0}{3}} \quad (27)$$

donde:  $e$  y  $m_0$  son la carga y masa del electrón en el espacio libre, respectivamente,  $\Delta_0$  es la energía de acoplamiento espín-orbital<sup>7</sup>, y dado que  $d_k$  es considerada una variable real se puede suponer sin pérdida de generalidad que  $d_k^* = d_k$  [Uskov *et al*, 1994]. La sumatoria de la ecuación (26) toma en cuenta a todas las transiciones verticales o radiativas que se suscitan entre las bandas de conducción y de valencia, provocadas por el campo óptico incidente. Es decir, se realiza una suma sobre todo el conjunto de sistemas de dos niveles. Cabe hacer notar que para realizar un cálculo real de polarización inducida es necesario intercambiar la sumatoria por una integral<sup>8</sup> y para ello es necesario definir un diferencial de estados electrónicos disponibles por unidad de volumen.

Hasta ahora se han explicado las ecuaciones que se utilizarán en el modelo para obtener la respuesta que tiene el medio amplificador ante un campo modulado en amplitud. Lo que sigue es ocuparlas para lograr este cometido, el primer paso es plantear la situación en la cual las partículas están interactuando con el campo óptico dentro del amplificador.

---

<sup>7</sup> El 'acoplamiento espín-orbital' se refiere al desdoblamiento de los niveles de energía en la formación de bandas de valencia para los niveles ligados y en bandas de conducción para los niveles antiligados o excitados.

<sup>8</sup> Ver apéndices de este trabajo de tesis para conocer la transformación de sumatoria sobre el vector de onda  $k$  a integral sobre la densidad de estados permitidos.



Entonces, es necesario conocer como se propaga, dentro del amplificador, el campo óptico modulado con polarización lineal arbitraria. Para lograr este fin, se considera la siguiente expresión del campo que se propaga dentro del AOS  $E(z, t) = E_0 \{1 + m \cos(\Omega t - k_\Omega z)\} \cos(\omega_0 t - k_{\omega_0} z)$  [Kazovsky, 1996], la cuál describe cómo la señal portadora (luz) varía de manera sinusoidal a la frecuencia de modulación  $\Omega = \omega_1 - \omega_0 = \omega_0 - \omega_2$  y con una profundidad de modulación  $m$ . Expresando esta misma ecuación en términos exponenciales (Euler) y agrupando términos se obtiene:

$$E(z, t) = \hat{E}_0(z) \exp(-i\omega_0 t) + \hat{E}_1(z) \exp(-i\omega_1 t) + \hat{E}_2(z) \exp(-i\omega_2 t) + c.c \quad (28)$$

Donde:

$$\begin{aligned} \hat{E}_0(z) &= E_0 \exp(i k_{\omega_0} z) \\ \hat{E}_1(z) &= m \frac{E_0}{2} \exp(i (k_{\omega_0} + k_\Omega) z) \\ \hat{E}_2(z) &= m \frac{E_0}{2} \exp(i (k_{\omega_0} - k_\Omega) z) \end{aligned} \quad (29)$$

Como puede verse, la ecuación (28) está compuesta por la suma de varios campos. Uno de ellos es el campo óptico de la portadora a una frecuencia  $\omega_0$  y los otros dos campos son armónicos de modulación (bandas laterales) que aparecen situados simétricamente alrededor de la señal portadora a una distancia o frecuencia  $\Omega = \omega_1 - \omega_0 = \omega_0 - \omega_2$ . Es decir, la señal o campo eléctrico total que viaja dentro del amplificador contiene tres componentes diferentes en frecuencia<sup>9</sup>, cada una de estas propagándose con su propia velocidad de fase y acumulando su propio desfase. Este escenario se bosqueja en la figura 9.

---

<sup>9</sup> En realidad se puede representar un número infinito de componentes. Sin embargo, en este trabajo solamente se han considerado las componentes laterales inmediatas a la frecuencia de modulación ya que las demás tienen una amplitud despreciable.

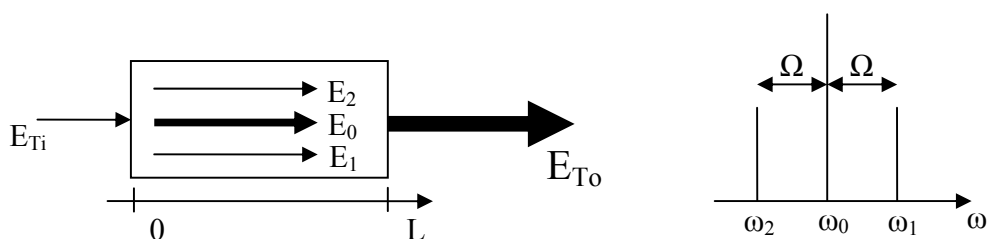


Figura 9. Esquema planteado en este modelo, la figura de la izquierda representa a los campos que viajan dentro del AOS, mostrándose en una línea más gruesa la señal más potente. Siendo  $E_0$  el campo relacionado con la portadora,  $E_1$  y  $E_2$  son los campos eléctricos de las bandas laterales generadas por la modulación del campo eléctrico total insertado en el amplificador, la figura de la derecha muestra la colocación simétrica de los armónicos alrededor de la portadora a la frecuencia de modulación  $\Omega = \omega_1 - \omega_0 = \omega_0 - \omega_2$ .

En el esquema que se muestra en la figura 9, el campo eléctrico  $E_{Ti}$  insertado en una de las facetas del amplificador, es un campo modulado en amplitud por lo tanto el campo eléctrico total que viaja dentro del amplificador estará compuesto por tres campos: la portadora con frecuencia  $\omega_0$  y los dos armónicos de modulación con frecuencias  $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$  y  $\omega_2 = \omega_0 - \Omega$ .

Además, con el fin de simplificar los cálculos, se considera que el AOS es un amplificador del tipo de onda viajera; es decir, con reflectividad muy baja en las facetas. Otra consideración es que de acuerdo a la teoría de la modulación en amplitud, la portadora es más intensa que los armónicos de modulación, por lo que se considera que es la única que satura al amplificador.

Por otro lado, debido a que en el análisis se considera que se inserta un haz modulado en amplitud con polarización lineal arbitraria en una de las facetas del AOS, el campo eléctrico total que viaja dentro del amplificador estará compuesto de manera general por dos componentes vectoriales de polarización (TE y TM). Entonces, para simplificar los cálculos,

sólo se examina una componente vectorial del campo eléctrico modulado, en este caso se examina la componente TE. Esto se puede hacer pues en principio, el desarrollo para la componente TM es el mismo con sus respectivas diferencias en el valor de sus parámetros.

Ahora, como ya se explicó, el campo incidente induce una polarización en el medio activo del amplificador, la cual está relacionada linealmente con el campo eléctrico a través de la permitividad y la susceptibilidad (ecuación 25). Esta polarización se expresa del siguiente modo:

$$P_{TE}(z, t) = P_{0TE}(z) \exp(-i\omega_0 t) + P_{1TE}(z) \exp(-i\omega_1 t) + P_{2TE}(z) \exp(-i\omega_2 t) + c.c. \quad (30)$$

Para encontrar las polarizaciones inducidas  $P_{0TE}$ ,  $P_{1TE}$  y  $P_{2TE}$  se utiliza la ecuación (26) y se resuelven las ecuaciones (9)-(12), (19) y (21), proponiéndose las soluciones siguientes respectivamente [Uskov *et al*, 1994]:

$$\rho_{cv,k} = \sigma_{k,0} \exp(-i\omega_0 t) + \sigma_{k,1} \exp(-i\omega_1 t) + \sigma_{k,2} \exp(-i\omega_2 t) \quad (31)$$

$$\rho_{x,k} = \bar{\rho}_{x,k} + \tilde{\rho}_{x,k} \exp(-i\Omega t) + \tilde{\rho}_{x,k}^* \exp(i\Omega t) \quad (32)$$

$$N = \bar{N} + \Delta \tilde{N} \exp(-i\Omega t) + \Delta \tilde{N}^* \exp(i\Omega t) \quad (33)$$

La ecuación (31) se relaciona con la amplitud de probabilidad del desplazamiento del electrón que rige la probabilidad de que existan transiciones de la banda de conducción a la de valencia. La ecuación (32) proporciona la probabilidad de ocupación en función de su valor promedio y de variaciones a su alrededor debidas a la modulación del campo óptico. Lo mismo sucede para la densidad de portadores en la ecuación (33).

La ecuación (34) se utiliza en la obtención de la ecuación (21) en donde para conocer la densidad de energía de los portadores es necesario conocer la temperatura de éstos.

$$T_x = \bar{T}_x + \Delta \tilde{T}_x \exp(-i\Omega t) + \Delta T_x^* \exp(-i\Omega t) \quad (34)$$

Con respecto a los  $\sigma_{k,x}$  que aparecen en la ecuación (31) se pueden determinar al sustituir esta ecuación en conjunto con las ecuaciones (28) y (32) en la ecuación (11) resultando:

$$\sigma_{k,o} = \frac{d_k}{\hbar} \hat{\chi}_k(\omega_0) [(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1)E_0 + (\tilde{\rho}_{c,k}^* + \tilde{\rho}_{v,k}^*)E_1 + (\tilde{\rho}_{c,k} + \tilde{\rho}_{v,k})E_2] \quad (35)$$

$$\sigma_{k,1} = \frac{d_k}{\hbar} \hat{\chi}_k(\omega_1) [(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1)E_1 + (\tilde{\rho}_{c,k} + \tilde{\rho}_{v,k})E_0] \quad (36)$$

$$\sigma_{k,2} = \frac{d_k}{\hbar} \hat{\chi}_k(\omega_2) [(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1)E_2 + (\tilde{\rho}_{c,k}^* + \tilde{\rho}_{v,k}^*)E_0] \quad (37)$$

Las ecuaciones (35) a (37) indican cómo se ve afectada la amplitud de probabilidad de que se suscite una transición de la banda de conducción a la de valencia. Como se puede observar en la ecuación (35), el primer término representa el efecto de la emisión estimulada provocada por la portadora sobre esta amplitud. Los siguientes términos de esta ecuación representan el efecto de la oscilación de la distribución de energía de los portadores provocada por los armónicos de modulación sobre la misma amplitud de probabilidad. Con respecto a las ecuaciones (36) y (37), estas representan de manera similar el efecto de la emisión estimulada provocada por cada armónico de modulación sobre la amplitud de probabilidad de que se suscite una transición de la banda de conducción a la de valencia. El segundo término representa el efecto de la oscilación de la de distribución de energía de los portadores provocada por la portadora.

En las ecuaciones anteriores el término  $\hat{\chi}_k(\omega)$  se utiliza para dar forma al hoyo espectral y se define como:

$$\hat{\chi}_k(\omega) = \frac{1}{\omega - \omega_k + i\gamma_2} \quad (38)$$

donde  $\gamma_2 = 1/\tau_2$ , siendo  $\tau_2$  el tiempo en el que se efectúan las colisiones portador-portador

De esta manera, sustituyendo en la expresión general de la polarización inducida (ecuación 26) las ecuaciones (31) y (35)-(37) se obtienen las expresiones siguientes para las polarizaciones inducidas por la portadora y los armónicos de modulación:

$$P_0 = \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} \hat{\chi}_k(\omega_0) (\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) E_0 \quad (39)$$

$$P_1 = \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} \hat{\chi}_k(\omega_1) [(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) E_1 + (\tilde{\rho}_{c,k} + \tilde{\rho}_{v,k}) E_0] \quad (40)$$

$$P_2 = \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} \hat{\chi}_k(\omega_2) [(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) E_2 + (\tilde{\rho}_{c,k}^* + \tilde{\rho}_{v,k}^*) E_0] \quad (41)$$

De estas ecuaciones se desprende que, para obtener el cálculo completo de las polarizaciones se necesitan determinar los factores de la inversión de población  $(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1)$  y de oscilación de la distribución de energía de los portadores  $(\tilde{\rho}_{c,k} + \tilde{\rho}_{v,k})$ . Además es pertinente hacer notar que en el desarrollo de la ecuación 39, se toma en cuenta que la bomba ( $E_0$ ) es el campo que satura el medio amplificador.

Para obtener estos factores primeramente se considerará en la resolución de las ecuaciones (9) a (11) las siguientes aproximaciones de Taylor para las funciones de Fermi:

$$f_{x,k}(t) \cong \bar{f}_{x,k} + \frac{\partial f_{x,k}}{\partial N} (\Delta \tilde{N} \exp(-i\Omega t) + c.c.) + \frac{\partial f_{x,k}}{\partial T_x} (\Delta \tilde{T}_x \exp(-i\Omega t) + c.c.) \quad (42)$$

$$f_{x,k}^L \cong \bar{f}_{x,k}^L + \frac{\partial f_{x,k}^L}{\partial N} (\Delta \tilde{N} \exp(-i\Omega t) + c.c.) \quad (43)$$

En estas ecuaciones se aprecian términos promedio y términos provocados por la frecuencia de modulación del campo óptico.

De esta manera, usando las ecuaciones (28), (31), (32) y (35) a (37) así como las ecuaciones (42) y (43) en las ecuaciones (10) y (11), se obtienen las ecuaciones (44) y (45) mediante la identificación de términos que NO dependen de  $\exp(\pm i\Omega t)$ .

$$\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1 = (\bar{f}_{c,k} + \bar{f}_{v,k} - 1) \left\{ 1 - 2i\tau_1 \frac{d_k^2}{\hbar^2} |E_0|^2 [\hat{x}_k(\omega_0) - \hat{x}_k^*(\omega_0)] \right\} \quad (44)$$

En la determinación de la ecuación anterior se asumió que  $\tau_{1c}$  y  $\tau_{1v}$  son despreciables en comparación con  $\tau_s$ ,  $\tau_{hc}$  y  $\tau_{hv}$ . Además se consideró que  $\tau_{1c} = \tau_{1v} = \tau_1$ . Por otra parte, los términos de bombeo se despreciaron ya que las energías de los portadores que se inyectan ocupan niveles muy elevados en comparación con aquellos que intervienen en las transiciones radiativas.

Para obtener una expresión para la amplitud de oscilación de la distribución de energía de los portadores, se toman en cuenta las mismas consideraciones anteriores, las cuales permiten despreciar algunos términos. De hecho el procedimiento de derivación es el mismo que para la ecuación (44), sólo que ahora se identifican y agrupan los términos que dependen de  $\exp(\pm i\Omega t)$  obteniéndose la ecuación siguiente:

$$\begin{aligned} (\tilde{\rho}_{c,k} + \tilde{\rho}_{v,k}) = & \frac{1}{(-i\Omega\tau_1 + 1)} \left\{ \left( \frac{\partial f_{c,k}}{\partial N} + \frac{\partial f_{v,k}}{\partial N} \right) \Delta\tilde{N} + \frac{\partial f_{c,k}}{\partial T_c} \Delta\tilde{T}_c + \frac{\partial f_{v,k}}{\partial T_v} \Delta\tilde{T}_v \right. \\ & \left. - 2i\tau_1 \frac{d_k^2}{\hbar} (\bar{f}_{c,k} + \bar{f}_{v,k} - 1) \left\{ [\hat{x}_k(\omega_1) - \hat{x}_k^*(\omega_0)] E_0^* E_1 + [\hat{x}_k(\omega_0) - \hat{x}_k^*(\omega_2)] E_0^* E_2 \right\} \right\} \quad (45) \end{aligned}$$

Es importante mencionar que en la derivación de las expresiones anteriores sólo se tomaron en cuenta los términos que tienen una contribución a la susceptibilidad debido al CH

y al SHB de primer orden con respecto a la intensidad del campo eléctrico total  $|E_{TE}(z, t)|^2$ . A esta aproximación se le conoce como “rotating-wave approximation” (RWA) [Milonni, 1988] y desprecia términos que contienen oscilaciones mucho más rápidas que las de los campos de interés.

En cuanto a la interpretación de las ecuaciones anteriores se tiene que el lado izquierdo de la ecuación (44) representa a la inversión de población, mientras que del lado derecho de esta ecuación tiene como factores a una suma de distribuciones fermianas y a un término afectado por el campo  $E_0$ . Si este campo es igual a cero, la inversión de población está regida por las distribuciones fermianas, pero si es diferente de cero, las variaciones en la inversión de población provocadas por la emisión estimulada y el efecto del hoyo espectral son consideradas mediante el término que contiene  $\hat{x}_k(\omega_0) - \hat{x}_k^*(\omega_0)$ . Por otra parte, el término de la parte derecha de la ecuación (45) contiene dos factores. El primero rige la máxima frecuencia de modulación a la que el medio puede responder, en este caso a la frecuencia de respuesta del SHB. El segundo factor está compuesto de varios términos los cuales son las contribuciones dinámicas de los mecanismos de la CDP (términos afectados con  $\Delta\tilde{N}$ ), CH (términos afectados con  $\Delta\tilde{T}_x$ ) y SHB (términos afectados con  $\hat{x}_k(\omega_1) - \hat{x}_k^*(\omega_0)$  y  $\hat{x}_k(\omega_0) - \hat{x}_k^*(\omega_2)$ ).

Para encontrar las variaciones de la densidad de portadores ( $\Delta\tilde{N}$ ) provocadas por la modulación del campo óptico, se utilizan las ecuaciones (28), (31), (33), y (35) a (37) en (19). De manera que identificando términos que tienen el factor  $\exp(\pm i\Omega t)$  y haciendo las mismas consideraciones que se hicieron para las ecuaciones (44) y (45) se obtiene que:

$$\begin{aligned} \Delta\tilde{N} = & \frac{-i\tau_s}{(-i\Omega\tau_s + 1)} \frac{1}{V} \sum_K \frac{d_k^2}{\hbar^2} (\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) \left\{ [\hat{x}_k(\omega_1) - \hat{x}_k^*(\omega_0)] E_0^* E_1 \right. \\ & \left. + [\hat{x}_k(\omega_0) - \hat{x}_k^*(\omega_2)] E_0^* E_2 \right\} - i\tau_s |E_0|^2 \frac{1}{V} \sum_K \frac{d_k^2}{\hbar^2} (\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k}) [\hat{x}_k(\omega_1) - \hat{x}_k^*(\omega_2)] \end{aligned} \quad (46)$$

Esta ecuación proporciona información acerca de la variación de la densidad de portadores provocada por la frecuencia de modulación del campo óptico. Como se ve en la ecuación (46), la amplitud de la variación de la densidad de portadores depende del nivel de la inversión de población  $(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1)$  y de la potencia de la portadora  $|E_0|^2$  así como de la respuesta en frecuencia del mecanismo de la CDP  $(\frac{1}{\tau_s})$ . En particular, en el primer término del lado derecho se representa la manera en la cual los armónicos de modulación afectan a la inversión de población. El último término indica cómo varía la inversión de población de acuerdo a la magnitud de la señal portadora.

Como ya se mencionó, tanto el CH como el SHB no cambian el número de portadores, por lo que se desprecian los efectos del CH y del SHB en las variaciones de la densidad de portadores provocadas por el campo modulado. Se utiliza la expresión siguiente para tal provecho:

$$\tilde{\rho}_{c,k} + \tilde{\rho}_{v,k} \cong \left( \frac{\partial f_{c,k}}{\partial N} + \frac{\partial f_{v,k}}{\partial N} \right) \Delta\tilde{N} \quad (47)$$

Entonces, sustituyendo (47) en (45), y despejando  $\Delta\tilde{N}$  se obtiene la siguiente expresión sin los efectos del CH y SHB:

$$\begin{aligned} \Delta\tilde{N} = & \frac{-i\tau_s}{-i\Omega\tau_s + 1 + i\tau_s |E_0|^2} \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar^2} \left( \frac{\partial f_{c,k}}{\partial N} + \frac{\partial f_{v,k}}{\partial N} \right) \\ & \cdot \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar^2} (\bar{f}_{c,k} + \bar{f}_{v,k} - 1) \left\{ [\hat{\chi}_k(\omega_1) - \hat{\chi}_k^*(\omega_0)] E_0^* E_1 + [\hat{\chi}_k(\omega_0) - \hat{\chi}_k^*(\omega_2)] E_0^* E_2 \right\} \end{aligned} \quad (48)$$



Por otro lado, para el cálculo de las variaciones de la temperatura de los portadores provocadas por el campo modulado, se utiliza la ecuación de evolución de la densidad de energía de los portadores (ecuación 21). En este caso se asume que la energía se comporta de la manera siguiente:

$$U_x(t) \cong \bar{U}_x + \mu_x(\Delta\tilde{N} \exp(-i\Omega t) + c.c.) + h_x(\Delta\tilde{T}_x \exp(-i\Omega t) + c.c.) \quad (49)$$

$$U_x^L(t) \cong \bar{U}_x^L + \mu_x(\Delta\tilde{N} \exp(-i\Omega t) + c.c.) \quad (50)$$

donde  $\bar{U}_x = U_x(\bar{N}, \bar{T}_x)$ ,  $\bar{U}_x^L = U_x(\bar{N}, \bar{T}_L)$ ,  $\mu_x = \partial U_x / \partial N$ ,  $h_x = \partial U_x / \partial T_x$ , siendo  $\bar{U}_x$  el valor promedio de la densidad de energía de los portadores y  $\bar{U}_x^L$  el valor promedio de esta densidad a la temperatura de la red cristalina. Además, la derivada de la parte izquierda de (21) puede escribirse como:

$$\frac{dU_x}{dt} = \mu_x \frac{dN}{dt} + h_x \frac{dT_x}{dt} \quad (51)$$

Entonces, la ecuación (49) es una solución propuesta para la ecuación (21), la cual es una ecuación de evolución de la densidad de energía de los portadores que depende en este caso de una energía promedio, la cual puede variar por cambios en la densidad de portadores y en la temperatura de estos. La ecuación (50) da la misma información que (49), excepto que ahora a la temperatura constante de la red cristalina.

El método para calcular las variaciones en la temperatura de los portadores es similar al realizado para la densidad de portadores. Sin embargo, en este caso se utilizan las ecuaciones (49), (50), (31) y (12), en (21). De igual manera se identifican términos que contienen el factor

$\exp(\pm i\Omega t)$  y se hacen las mismas consideraciones que se hicieron para las ecuaciones (44) y (45), obteniéndose así que:

$$\Delta\tilde{T}_x = \frac{-i\tau_{hx}}{-i\Omega\tau_{hx} + 1} h_x^{-1} \left\{ \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar^2} (\varepsilon_{x,k} - \mu_x) \cdot (\bar{f}_{c,k} + \bar{f}_{v,k} - 1) \left\{ [\hat{\chi}_k(\omega_1) - \hat{\chi}_k^*(\omega_0)] E_0^* E_1 \right. \right. \\ \left. \left. + [\hat{\chi}_k(\omega_0) - \hat{\chi}_k^*(\omega_2)] E_0 E_2^* \right\} + i2 K_x (E_0^* E_1 + E_0 E_2^*) \right\} \quad (52)$$

La respuesta en frecuencia de las variaciones de temperatura de los portadores es una función de la dinámica de los mecanismos que cambian a la distribución de energía de los portadores. Estos mecanismos son en este caso la CDP, el calentamiento de portadores (CH) y el hoyo espectral (SHB). Como se puede apreciar en el primer factor del lado derecho de la ecuación (52), la respuesta en frecuencia de las variaciones de temperatura de los portadores están regidas por el tiempo  $\tau_{hx}$  que gobierna a la dinámica del CH. Este mismo mecanismo contribuye directamente a las variaciones de temperatura a través del coeficiente  $h_x^{-1}$ . Por otra parte, el segundo factor de esta ecuación que se encuentra entre corchetes es el responsable de proporcionar las variaciones de temperatura que provocan los mecanismos de la CDP (término conteniendo  $(\varepsilon_{x,k} - \mu_x)$ ) y del SHB (término conteniendo  $\hat{\chi}_k(\omega_1) - \hat{\chi}_k^*(\omega_0)$  y  $\hat{\chi}_k(\omega_0) - \hat{\chi}_k^*(\omega_2)$ ).

Las ecuaciones (48) y (52) pueden simplificarse si se considera que para frecuencias de modulación inferiores al inverso del tiempo en el que se llevan acabo las colisiones portador-portador, ( $|\Omega| < 1/\tau_2$ ),  $\hat{\chi}_k(\omega_1) = \hat{\chi}_k(\omega_2) \cong \hat{\chi}_k(\omega_0)$ . Por lo que en la ecuación (52), el término  $(\varepsilon_{x,k} - \mu_x)$  puede remplazarse por  $(\varepsilon_{x,0} - \mu_x)$ , en donde  $\varepsilon_{x,0}$  es la energía del portador correspondiente a la frecuencia de transición  $\omega_k = \omega_0$ . Esto quiere decir que las

transiciones por emisión estimulada producidas por la portadora, son las principales contribuciones a los mecanismos del calentamiento de portadores y del hoyo espectral. Por lo tanto, el nuevo término al no tener más dependencia de  $k$ , puede extraerse de la sumatoria.

Por otro lado, a parte de las simplificaciones que se indicaron en el párrafo anterior para las ecuaciones (48) y (52), también se pueden agrupar términos e identificarlos con otras variables. Por ejemplo, los términos dentro de la sumatoria del numerador de la ecuación 48 se pueden relacionar con la susceptibilidad del medio cuando éste está saturado por un haz de fuerte potencia y frecuencia óptica  $\omega_0$ , la cual está definida por la expresión siguiente:

$$\bar{\chi}(\omega_0) = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} \hat{\chi}_k(\omega) (\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) \quad (53)$$

En particular, la parte imaginaria de esta ecuación se relaciona con la ganancia material definida por la ecuación siguiente:

$$\bar{g}(\omega_0) = -\frac{\omega}{c\eta} \text{Im}[\bar{\chi}(\omega_0)] = -\frac{\omega}{c\eta} \frac{1}{\epsilon_0} \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} \cdot (\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) \frac{-i}{2} [\hat{\chi}_k(\omega) - \hat{\chi}_k^*(\omega)] \quad (54)$$

Como se puede observar, esta ecuación se puede sustituir dentro de las ecuaciones (48) y (52) resultando las expresiones que a continuación se muestran:

$$\Delta\tilde{N} = \frac{-\tau_R}{-i\Omega\tau_R + 1} \bar{g}(\omega_0) \frac{2\epsilon_0 c\eta}{\hbar\omega_0} (E_0^* E_1 + E_0 E_2^*) \quad (55)$$

$$\Delta\tilde{I}_x = \frac{-\tau_{hx}}{-i\Omega\tau_{hx} + 1} h_x^{-1} \left[ \bar{g}(\omega_0) (\epsilon_{x,0} - \mu_x) - \sigma_x \bar{N} \hbar\omega_0 \right] \cdot \frac{2\epsilon_0 c\eta}{\hbar\omega_0} (E_0^* E_1 + E_0 E_2^*) \quad (56)$$

En el caso de la variación de la densidad de portadores en función de la frecuencia ( $\Omega$ ), aparece el coeficiente  $\tau_R^{-1} = \tau_s^{-1} + v_g (\partial g / \partial N) S_0$  que se relaciona con el tiempo de vida efectivo del portador. Dentro de este término existe la contribución de la emisión estimulada, de la densidad de fotones de la portadora  $S_0$ , de la ganancia diferencial  $\partial g / \partial N$  y de la velocidad de

grupo  $v_g$ . Además dentro de las ecuaciones (55) y (56) existe el coeficiente  $\eta$ , que es el índice de refracción estructural. El tiempo  $\tau_R$  que aparece en la ecuación (55) surge al agrupar e identificar términos que aparecen en la ecuación (48) con ayuda de la ecuación (73).

Como ya se dijo, la ecuación (55) describe el comportamiento de la variación de la densidad de portadores provocada por el haz modulado, siendo el tiempo de vida de los portadores  $\tau_s$  el que rige la respuesta en frecuencia de este parámetro. De ahí que esta respuesta sea una función del tiempo de vida contenido en  $\tau_R$ . El resto de la ecuación (55) actúa sobre la amplitud de las variaciones de la densidad de portadores. Esta amplitud está en función de la ganancia material del medio, de los campos ópticos que se propagan dentro del AOS y de la fluctuación provocada por el campo modulado.

Ahora, en la ecuación (56), se puede ver que la respuesta en frecuencia de las variaciones de temperatura de los portadores es una función del tiempo de respuesta del fenómeno que “calienta” a los portadores, es decir, del CH con un tiempo característico  $\tau_{hx}$  de aproximadamente 650 fs. Por otra parte, la variación en la temperatura de los portadores está regida por los cambios en la densidad de energía con respecto a la temperatura y a la densidad de los portadores a través de las variables  $h_x^{-1}$  y  $\mu_x$ , así como por la sección transversal de absorción  $\sigma_x$ . Ésta última se entiende descriptivamente como la suma de las áreas alrededor de las cuales los electrones pueden experimentar la absorción de portadores libres cuando interactúan con un campo óptico. Finalmente las variaciones de temperatura de los portadores son afectadas según la ecuación (56) por los campos eléctricos de la portadora y de los armónicos de modulación. Con estas dos últimas ecuaciones ya se tienen todas las expresiones necesarias para obtener las expresiones finales de las polarizaciones inducidas. Usando las

ecuaciones (28), (44), (45) y (53) a (56) en (39) a (41) se obtienen las expresiones definitivas.

Así, se tiene que las polarizaciones inducidas en la componente TE son:

$$P_{0TE} = \epsilon_0 \bar{\chi}(\omega_0) E_{0TE} \quad (57)$$

$$P_{1TE} = \epsilon_0 \bar{\chi}(\omega_1) E_{1TE} + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_1; \omega_0, \omega_1) E_{1TE} + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_1; \omega_2, \omega_0) \frac{E_{0TE}^2}{|E_{0TE}|^2} E_{2TE}^* \quad (58)$$

$$P_{2TE} = \epsilon_0 \bar{\chi}(\omega_2) E_{2TE} + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_2; \omega_0, \omega_2) E_{2TE} + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_2; \omega_1, \omega_0) \frac{E_{0TE}^2}{|E_{0TE}|^2} E_{1TE}^* \quad (59)$$

Por un análisis similar, las polarizaciones en la componente TM son:

$$P_{0TM} = \epsilon_0 \bar{\chi}(\omega_0) E_{0TM} \quad (60)$$

$$P_{1TM} = \epsilon_0 \bar{\chi}(\omega_1) E_{1TM} + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_1; \omega_0, \omega_1) E_{1TM} + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_1; \omega_2, \omega_0) \frac{E_{0TM}^2}{|E_{0TM}|^2} E_{2TM}^* \quad (61)$$

$$P_{2TM} = \epsilon_0 \bar{\chi}(\omega_2) E_{2TM} + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_2; \omega_0, \omega_2) E_{2TM} + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_2; \omega_1, \omega_0) \frac{E_{0TM}^2}{|E_{0TM}|^2} E_{1TM}^* \quad (62)$$

donde las susceptibilidades saturadas  $\bar{\chi}(\omega_i)$  representan a las susceptibilidades lineales y los términos  $\tilde{\chi}(\omega_i; \omega_j, \omega_k)$  representan a las susceptibilidades no lineales de tercer orden. Cabe mencionar que ésta representación de las susceptibilidades no lineales de tercer orden es diferente a la notación formal de las susceptibilidades no lineales que aparece en la literatura. En este caso, nuestra susceptibilidad no lineal de tercer orden tiene dentro de ella a la intensidad de la portadora  $|E_0|^2$ , mientras que en la literatura aparece normalizada a este mismo valor de intensidad, es decir  $\tilde{\chi}(\omega_i; \omega_j, \omega_k, -\omega_k) = \tilde{\chi}(\omega_i; \omega_j, \omega_k) / |E_0|^2$ .

Así, la ecuación (57) representa a la polarización inducida por el campo eléctrico de la portadora en función de la susceptibilidad lineal promedio. Las ecuaciones (58) y (59) representan a las polarizaciones inducidas por los armónicos de modulación, en función de susceptibilidades lineales y no lineales. En la ecuación (58) el primer término contiene el

producto del campo eléctrico de uno de los armónicos de modulación por la susceptibilidad lineal. En el segundo término  $E_1$  multiplica a una susceptibilidad no lineal, y prácticamente se tiene la misma situación en el tercer término, a diferencia de que en este es el campo  $E_2$  el multiplicando.

Debido a que la susceptibilidad no lineal es pequeña comparada con la susceptibilidad lineal, en la ecuación (58) domina el primer término. Para la ecuación (59) sucede exactamente lo mismo, pues las amplitudes de los armónicos de modulación son iguales.

Las susceptibilidades no lineales que aparecen en las ecuaciones (58) y (59) para TE y (61) y (62) para TM pueden ser descompuestas en contribuciones individuales para cada uno de los mecanismos no lineales considerados (CDP, CH y SHB). Esto es:

$$\tilde{\chi} = \tilde{\chi}^{CDP} + \tilde{\chi}^{CH} + \tilde{\chi}^{SHB} = \tilde{\chi}^{CDP} + (\tilde{\chi}^{T_c} + \tilde{\chi}^{T_v}) + \tilde{\chi}^{SHB} \quad (63)$$

donde:

$$\tilde{\chi}^{CDP}(\omega_l; \omega_i, \omega_j) = \frac{S_{0TE}}{\wp_l^N} \frac{c\eta}{\omega_l} \bar{g}(\omega_0) \cdot \frac{\alpha_N(\omega_l) + i}{(i(\omega_i - \omega_j)\tau_1 + 1)(i(\omega_i - \omega_j)\tau_s + 1 + S_{0TE}/\wp_l^N)} \quad (64)$$

$$\tilde{\chi}^{T_x}(\omega_l; \omega_i, \omega_j) = \frac{S_{0TE}}{\wp_l^{T_x}} \frac{c\eta}{\omega_l} \left[ \bar{g}(\omega_0) + \sigma_x \bar{N} \frac{\hbar\omega_0}{\mu_x - \epsilon_{x0}} \right] \cdot \frac{\alpha_{T_x}(\omega_l) + i}{(i(\omega_i - \omega_j)\tau_1 + 1)(i(\omega_i - \omega_j)\tau_{hx} + 1)} \quad (65)$$

$$\tilde{\chi}^{SHB}(\omega_l; \omega_i, \omega_j) = \frac{S_{0TE}}{\wp^{SHB}} \frac{1}{i(\omega_i - \omega_j)\tau_1 + 1} \cdot \frac{1}{\epsilon_0} \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} \hat{\chi}_k(\omega_1) \frac{d_k^2}{d_0^2} (\bar{f}_{c,k} + \bar{f}_{v,k} - 1) \frac{-i}{2\tau_2} [\hat{\chi}_k(\omega_j) - \hat{\chi}_k^*(\omega_i)] \quad (66)$$

En las ecuaciones (64) y (65) están incluidas las variables  $\alpha_N$  y  $\alpha_{T_x}$ , respectivamente, éstas son denominadas factores de ensanchamiento de línea, debido a las variaciones de la densidad de portadores y debido a las variaciones de la temperatura de los mismos. Las expresiones que definen a estas variables son:

$$\alpha_N(\omega) = \left( \frac{\partial \text{Re}[\bar{\chi}(\omega)]}{\partial N} \right) / \left( \frac{\partial \text{Im}[\bar{\chi}(\omega)]}{\partial N} \right) \quad (67)$$

$$\alpha_{T_x}(\omega) = \left( \frac{\partial \text{Re}[\bar{\chi}(\omega)]}{\partial T_x} \right) / \left( \frac{\partial \text{Im}[\bar{\chi}(\omega)]}{\partial T_x} \right) \quad (68)$$

De la misma manera, en las susceptibilidades no lineales están incluidas las densidades de fotones de saturación<sup>10</sup> para cada uno de los mecanismos no lineales, estas se expresan como:

$$\frac{1}{\wp_l^N} = v_g \tau_s \frac{\partial \bar{g}(\omega_l)}{\partial N} \quad (69)$$

$$\frac{1}{\wp_l^{T_x}} = -v_g \tau_{hx} \frac{\partial \bar{g}(\omega_l)}{\partial T_x} (\mu_x - \epsilon_{x0}) h_x^{-1} \quad (70)$$

$$\frac{1}{\wp^{SHB}} = \frac{2\tau_1 \tau_2 d_0^2 \omega_0}{\epsilon_0 \eta \eta_g \hbar} \quad (71)$$

Donde  $d_0$  es el momento dipolar correspondiente a la frecuencia de transición  $\omega_k = \omega_0$ . Además, dentro de las susceptibilidades no lineales antes desarrolladas la variable:

$$S_0 = \frac{2\epsilon_0 \eta \eta_g |E_{0TE}|^2}{\hbar \omega_0} \quad (72)$$

---

<sup>10</sup> Las densidades de fotones de saturación representan las densidades de fotones para las cuales la ganancia material disminuye a la mitad de su valor máximo [Saleh and Teich, 1991].

es la densidad de fotones a la frecuencia de la portadora  $\omega_0$ . Finalmente cabe mencionar que en la derivación de las ecuaciones (64) y (65) se utilizaron las siguientes igualdades:

$$\frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} \hat{\chi}_k(\omega) \left( \frac{\partial f_{c,k}}{\partial N} + \frac{\partial f_{v,k}}{\partial N} \right) = \epsilon_0 \frac{\partial \bar{\chi}(\omega)}{\partial N} = -\epsilon_0 \frac{c\eta}{\omega} \frac{\partial \bar{g}(\omega)}{\partial N} (\alpha_N(\omega) + i) \quad (73)$$

$$\frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} \hat{\chi}_k(\omega) \frac{\partial f_{x,k}}{\partial T_x} = \epsilon_0 \frac{\partial \bar{\chi}(\omega)}{\partial T_x} = -\epsilon_0 \frac{c\eta}{\omega} \frac{\partial \bar{g}(\omega)}{\partial T_x} (\alpha_{T_x}(\omega) + i) \quad (74)$$

En cuanto a la interpretación de las ecuaciones que definen a las susceptibilidades no lineales se puede ver que la respuesta en frecuencia de la ecuación (64) es gobernada por el tiempo de vida de los portadores  $\tau_s$  ya que  $\tau_s \gg \tau_1$  (50fs). En el numerador de esta ecuación,  $\alpha_N(\omega)$  (factor de Henry, factor de ensanchamiento de línea) cuantifica al chirp que se tiene por una variación en la densidad de portadores, pues indica cómo cambia el índice de refracción cuando cambia la ganancia. En la ecuación (65) el parámetro que rige la respuesta en frecuencia de la susceptibilidad no lineal es el tiempo característico en el que se efectúan las colisiones portador-fonón ya que  $\tau_{hx} \gg \tau_1$ . También se encuentra el parámetro  $\alpha_{T_x}(\omega)$ , que representa cómo cambia el índice de refracción cuando cambia la ganancia por una fluctuación en la temperatura de los portadores.

Finalmente la respuesta en frecuencia de la ecuación (66), esta regida por el tiempo característico en el que se efectúan las colisiones portador-portador  $\tau_1$ . El resto de esta expresión describe a la emisión estimulada y a lo que da la profundidad a la forma del hoyo espectral.

Hasta ahora se han explicado las ecuaciones de las polarizaciones inducidas por cada campo y cada uno de los términos que las forman. Como debe recordarse, existe una relación lineal entre la polarización y la susceptibilidad, esta última a su vez se relaciona directamente



con el índice de refracción y la ganancia material. Aprovechando esta última propiedad será posible alcanzar el objetivo perseguido en este capítulo, estimar la birrefringencia inducida por el campo eléctrico modulado y conocer la variación de la ganancia modal con respecto a la frecuencia. En el siguiente apartado se hará uso de las relaciones arriba mencionadas para el logro del objetivo propuesto.

### III.4.1. Ecuaciones de Propagación de las Envolventes del Campo Eléctrico Modulado

Durante el desarrollo de esta tesis se han obtenido expresiones que describen el comportamiento de la densidad de portadores y por lo tanto también el de las polarizaciones inducidas por el campo eléctrico total que se propaga en la región activa del AOS. Sin embargo, debido a que la fluctuación de la señal de información es mucho más lenta que cualquiera de las frecuencias de los campos eléctricos, es posible establecer la aproximación de envolvente lentamente variable para cada uno de los campos que viajan dentro de la región activa [Uskov *et al*, 1994]. Esta aproximación es de la forma  $A_m(z) = E_m \exp[-i k_m z]$ ;  $m = 0,1,2$  siendo  $k_n = (n \omega_n)/c$  la relación de dispersión,  $n$  el índice de refracción del campo óptico,  $\omega_m$  la frecuencia óptica del campo y  $c$  la velocidad de la luz en el espacio libre.

Para encontrar las ecuaciones que describen la evolución (propagación) de las envolventes a lo largo del AOS, es necesario utilizar las ecuaciones de Maxwell, en específico la ecuación de onda en la dirección longitudinal del amplificador [Agrawal, 1988]. De esta manera, al realizar las operaciones necesarias es posible obtener una expresión general a partir de la cual las ecuaciones de propagación para cada envolvente puedan ser desarrolladas. Dicha

expresión es la siguiente,  $\frac{\partial A_m(z)}{\partial z} = \frac{i \omega_m \Gamma}{2 \epsilon_0 c \eta} P_m \exp[-i k_m z]$   $m = 0, 1, 2$  donde  $\Gamma$  es el factor de confinamiento que se incluye en esta ecuación para representar la fracción de la energía óptica que se encuentra dentro de la región activa<sup>11</sup>.

Como se puede observar, esta ecuación describe la evolución de las envolventes de los campos eléctricos de la portadora y de los armónicos de modulación en función de la longitud de propagación  $z$  a lo largo de la región activa del AOS y también en función de las susceptibilidades lineales de primer orden  $\bar{\chi}(\omega_m)$  y no lineales de tercer orden  $\tilde{\chi}(\omega_i; \omega_i, \omega_j)$  que son parte de las polarizaciones inducidas por cada uno de los campos dentro del amplificador ( $P_m$ ).

### III.5. Birrefringencia Inducida por el Campo Eléctrico Modulado introducido dentro del AOS

El desarrollo presentado para la polarización inducida en el apartado anterior, muestra que ésta está compuesta por contribuciones lineales y no lineales, es decir, de manera general:

$$P[z, t] = P^L[z, t] + P^{NL}[z, t] \quad (75)$$

Donde:

$$\begin{aligned} P^L[z, t] &= \sum_{i=0}^2 P_i^L(z) \exp(-i \omega_i t) + c.c \\ P^{NL}[z, t] &= \sum_{i=0}^2 P_i^{NL}(z) \exp(-i \omega_i t) + c.c \end{aligned} \quad (76)$$

---

<sup>11</sup> Las ecuaciones de propagación para cada envolvente del campo eléctrico, así como el desarrollo para obtenerlas, se muestran dentro de los apéndices de este trabajo.

Observando este par de ecuaciones se puede inferir que pueden existir polarizaciones lineales y no lineales para una frecuencia específica. Así, para el caso desarrollado en este trabajo se encontró que la polarización macroscópica inducida puede representarse, de acuerdo a las ecuaciones (57) a (59), como:

$$P_{TE}[z,t] = \epsilon_0 \sum_{i=1}^3 \chi_{i,i}^p E_i = P^L[z,t] + P^{NL}[z,t] \quad (77)$$

La ecuación (77) muestra que la polarización inducida es una función que depende del campo eléctrico que perturba al medio y de una matriz  $\chi_{i,i}^p$ , llamada matriz de susceptibilidad perturbada<sup>12</sup>, la cual es mostrada en la expresión (78). Esta matriz se derivó de las ecuaciones (57) a (59), agrupando cada una de las susceptibilidades que en ellas se presentan de acuerdo al campo eléctrico que las perturba. Las susceptibilidades no lineales que aparecen en esta matriz son de tercer orden<sup>13</sup> y por lo tanto están afectadas por tres contribuciones de campo eléctrico.

Hay que recordar que en este caso, las susceptibilidades no lineales contienen el término relacionado con la intensidad del campo incidente o irradiancia (I), la cuál depende directamente de la *magnitud al cuadrado* del campo eléctrico que perturba al medio. Por esta razón en la irradiancia están implícitos dos campos ( $E_0, E_0^*$ ), siendo la tercera contribución de campo eléctrico que afecta a las susceptibilidades de tercer orden aquella designada por la sumatoria de la ecuación (77). Es necesario cuidar, siempre, que se mantenga la dependencia hacia los campos que sí interactúan en cada una de las susceptibilidades no lineales.

---

<sup>12</sup> Esta matriz se refiere a la perturbación de la susceptibilidad de la **región activa** del AOS debida al haz incidente.

<sup>13</sup> Esto se debe a que en el AOS no existen no linealidades de menor orden por ser un medio centrosimétrico [Boyd].

$$\chi_{i,i}^p = \begin{bmatrix} \bar{\chi}(\omega_0) & 0 & 0 \\ 0 & \bar{\chi}(\omega_1) + \tilde{\chi}(\omega_1; \omega_0, \omega_1) + \frac{\tilde{\chi}(\omega_1; \omega_2, \omega_0) E_0^2}{|E_0|^2} \frac{E_1^*}{E_2} & 0 \\ 0 & 0 & \bar{\chi}(\omega_2) + \tilde{\chi}(\omega_2; \omega_0, \omega_2) + \frac{\tilde{\chi}(\omega_2; \omega_1, \omega_0) E_0^2}{|E_0|^2} \frac{E_1^*}{E_2} \end{bmatrix} \quad (78)$$

De esta manera, para encontrar la polarización inducida se resuelve la ecuación (77) haciendo uso de las ecuaciones (78) y (79).

$$E_i = \begin{bmatrix} E_0 \exp(-i \omega_0 t) \\ E_1 \exp(-i \omega_1 t) \\ E_2 \exp(-i \omega_2 t) \end{bmatrix} \quad (79)$$

Como se sabe, la birrefringencia es la diferencia que existe entre los valores de los índices de refracción efectivos asociados a cada uno de los ejes de propagación de la guía de onda del AOS. Esta diferencia de valores de índices de refracción induce velocidades de propagación diferentes en cada una de las componentes del campo eléctrico del haz que se propaga dentro del amplificador, provocando que a la salida de éste haya un desfaseamiento entre dichas componentes y por tanto, un cambio en el estado de polarización del haz. De ahí que la birrefringencia se manifieste como un desfaseamiento entre las componentes de polarización que se propagan dentro del AOS. Este desfaseamiento se calcula a partir de la ecuación siguiente:

$$\Delta\phi_i^{TM-TE} = \frac{2\pi L}{\lambda} \left[ \left[ \eta_{i,eff}^{TM} - \eta_{i,eff}^{TE} \right]_{pert} - \left[ \eta_{i,eff}^{TM} - \eta_{i,eff}^{TE} \right]_{no\ pert} \right] \quad (80)$$

donde  $\eta_{i,eff}^{TM/TE}$  es el índice de refracción efectivo TE o TM calculado para la sección i-ésima en la que se divide al AOS, L es la longitud del amplificador, la diferencia  $\left[ \eta_{i,eff}^{TM} - \eta_{i,eff}^{TE} \right]_{no\ pert}$  es la birrefringencia no perturbada o estructural del AOS y la diferencia  $\left[ \eta_{i,eff}^{TM} - \eta_{i,eff}^{TE} \right]_{pert}$  representa

la birrefringencia inducida por el campo electromagnético que perturba al AOS. El desfaseamiento que interesa conocer es el desfaseamiento acumulado a la salida del AOS, por lo que se tomará en cuenta el desfaseamiento entre componentes encontrado en las secciones anteriores a la salida del amplificador por medio de la suma acumulada de estos.

El índice de refracción efectivo  $\eta_{i,eff}^{TM/TE}$  que aparece en la expresión (80) es calculado de acuerdo a una metodología que toma en cuenta la estructura en capas del AOS, este método es conocido como: Método del Índice Efectivo.

### III.5.1. Método del Índice Efectivo

El Método del Índice Efectivo (MIE) consiste, de manera general, en calcular las constantes de propagación y los índices de refracción efectivos asociados con las componentes ortogonales del campo eléctrico que rigen su propagación a través de una guía de onda. [Chiang, 1992]. Este método permite transformar un sistema de varias capas en uno equivalente de una sola guía de onda planar. En particular, para el análisis del AOS, se propone la identificación y simplificación sucesiva de conjuntos de capas o regiones, de manera que cada uno de ellos pueda ser remplazado por una capa con un índice de refracción “efectivo” distintivo y homogéneo. Este procedimiento se muestra en la figura siguiente, donde una capa equivalente colocada en la parte superior de la región activa ( $n_4$ )<sup>14</sup> es obtenida por la simplificación de la región compuesta por los materiales de índice de refracción  $n_1, n_2, n_1$ . Y así sucesivamente hasta que en la última etapa de reducción (figura 10 paso 3) se obtengan los índices efectivos finales. De manera general el procedimiento para este efecto es el siguiente:

---

<sup>14</sup> Como ya se mencionó, la estructura bajo estudio es una colección de materiales con diferentes índices de refracción, donde el material central ( $n_4$ ) es la región donde es guiado el campo electromagnético.

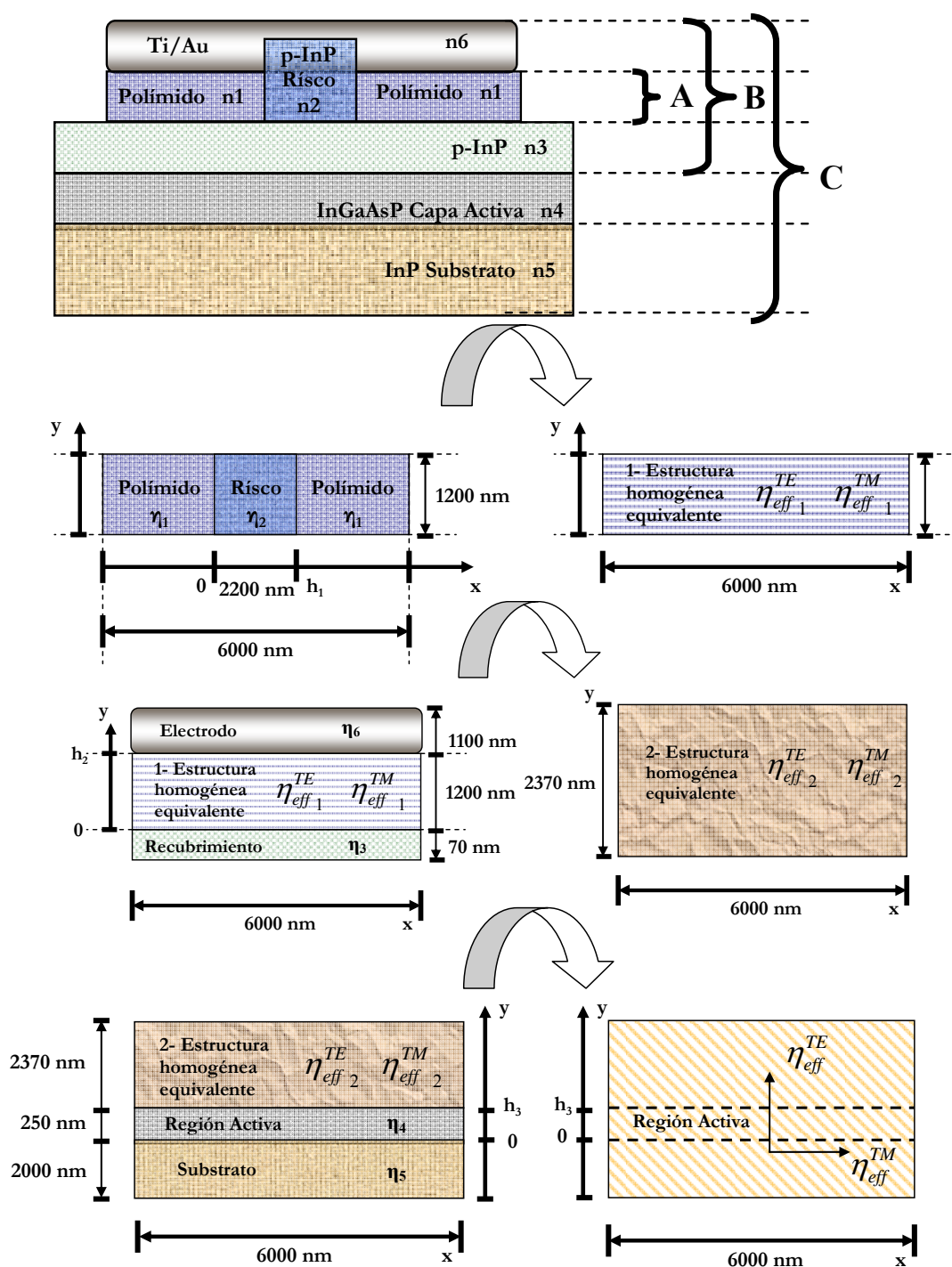


Figura 10. Vistas transversales de la estructura en capas de un AOS. En los esquemas se muestran los tres pasos que representan la secuencia seguida para encontrar los índices efectivos  $E_x$  y  $E_y$  del AOS.

1. Con relación a la figura 10, primero se considera la terna de materiales con índices de refracción  $n_1$ ,  $n_2$  y  $n_1$ . Dado que ésta región cumple con la condición  $n_2 > n_1$  es posible analizarlo como una guía de onda que soporta un modo guiado TE o TM, lo cual permite determinar los índices de refracción efectivos  $n_{eff\_1}^{TE}$  y  $n_{eff\_1}^{TM}$  asociados a estos modos. Así esta guía de onda equivalente se puede representar como una capa homogénea de índices efectivos  $n_{eff\_1}^{TE}$  y  $n_{eff\_1}^{TM}$ .
2. A continuación se reduce la estructura formada por la capa equivalente anterior, el electrodo de índice de refracción  $n_6$  y la capa cuyo índice de refracción es  $n_3$ . Debido a que en ésta estructura resulta para nuestro caso particular que  $n_{eff\_1}^{TE}$ ,  $n_{eff\_1}^{TM} < n_3$ , ésta no puede soportar un modo guiado sino uno TE o TM radiado. El análisis de modos radiados deriva a la estimación de los índices efectivos  $n_{eff\_2}^{TE}$  y  $n_{eff\_2}^{TM}$ .
3. La simplificación anterior da como resultado una nueva estructura formada por tres capas cuyos índices de refracción son  $n_{eff\_2}^{TE}$  y  $n_{eff\_2}^{TM}$ ,  $n_5$  y  $n_4$ . Dado que para nuestro amplificador, en ésta subestructura el índice de refracción  $n_4$  es mayor a  $n_{eff\_2}^{TE}$ ,  $n_{eff\_2}^{TM}$  y  $n_5$ , ésta también se puede analizar como una guía de onda que soporta un modo guiado TE o TM. Y debido a que la presente es la última simplificación posible, el análisis de modos guiados proporcionará un par de índices efectivos  $n_{eff}^{TE}$  y  $n_{eff}^{TM}$  que son válidos para la guía de onda del AOS. Haciendo esto se encuentran, al fin, los índices de refracción efectivos TE y TM de la estructura.

Como ya se mencionó en párrafos anteriores, para obtener el índice efectivo con el método descrito, es necesario calcular tanto la constante de propagación y el índice de

refracción efectivo asociado a cada componente transversal del campo eléctrico del haz que viaja dentro del AOS.

Específicamente, para la componente transversal cuya orientación es paralela al modo fundamental TE, estos parámetros son calculados utilizando las ecuaciones propias y de dispersión correspondientes a este modo. De manera similar, dado que la constante de propagación y el índice de refracción efectivo asociado con la otra componente transversal del campo eléctrico son idénticos a aquellos del modo TM, estos parámetros son determinados utilizando las ecuaciones propias y de dispersión correspondientes al modo TM. El conjunto de ecuaciones propias y de dispersión para ambos modos de propagación se muestran en la Tabla I. Éstas necesitan resolverse de manera numérica para obtener el valor numérico de la constante de propagación  $\beta$  y así encontrar el valor del índice efectivo del modo de

propagación correspondiente con ayuda de la ecuación  $n_{i,eff}^{TE/TM}(\omega) = \frac{\beta}{\omega/c} = \frac{\sqrt{n_f^2 \cdot k^2 - \kappa_f^2}}{k}$ .

Cabe hacer notar que el desarrollo de las ecuaciones mostradas dentro de la Tabla I fue realizado dentro del grupo de comunicaciones ópticas del CICESE [Maldonado *et al*, 2007].

Por otro lado, de acuerdo con lo estudiado de este método, existen algunos detalles importantes.

- En la determinación del índice efectivo para un modo TE (o TM), siempre se debe utilizar el índice TE (o el TM) de la capa equivalente involucrada (si es que la hay), aún cuando la polarización del modo TE (o del TM) no apunte en la misma dirección, de acuerdo a la orientación de las regiones simplificadas.
- Las implicaciones siempre se hacen de subestructuras que contienen tres regiones contiguas.



- Dependiendo de los valores numéricos de los índices de refracción de cada región original y de cada conjunto reducido de regiones, se debe determinar si la nueva región equivalente soporta modos guiados o radiados.
- El índice efectivo TE encontrado para la guía de onda del AOS se puede asociar a la componente  $E_x$  del campo eléctrico del haz que se propaga dentro del Amplificador. Por otra parte, dado que la constante de propagación y el índice efectivo del modo TM son idénticos a aquellos asociados a la componente  $E_y$  del haz que va viajando dentro del AOS, estos se pueden utilizar para describir su propagación.

Tabla I. Conjunto de ecuaciones propias y de dispersión para ambos modos de propagación.

Definiciones para el modo TE	Definiciones para el modo TM
<p>1) Condiciones Iniciales</p> $H_y = E_x = E_z = 0$ $H_x = -\left(\frac{\beta}{\omega\mu}\right)E_y$ $H_z = \left(\frac{j}{\omega\mu}\right)\frac{\partial E_y}{\partial x}$ $\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \left[\beta^2 - \left(\frac{n\omega}{c}\right)^2\right]E_y$	<p>1) Condiciones Iniciales</p> $E_y = H_x = H_z = 0$ $E_x = \left(\frac{\beta}{\omega\epsilon}\right)H_y$ $E_z = -\left(\frac{j}{\omega\epsilon}\right)\frac{\partial H_y}{\partial x}$ $\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = \left[\beta^2 - \left(\frac{n\omega}{c}\right)^2\right]H_y$
MODOS GUIADOS	
<p style="text-align: center;">Distribución espacial del perfil</p> $E_y = \begin{cases} E_c \exp[-\gamma_c(x-h)] & h < x \\ E_f \cos(k_f x - \phi_s) & 0 < x < h \\ E_s \exp(\gamma_s x) & x < 0 \end{cases}$ <p style="text-align: center;">Ecuaciones propias y de dispersión para una Estructura Simétrica</p> $\gamma_c^2 = (n_f^2 - n_c^2)(\omega/c)^2 - k_f^2$ $\gamma_c = k_f \tan(hk_f - \phi_s)$ <p style="text-align: center;">Ecuaciones propias y de dispersión para una Estructura no Simétrica</p> $\gamma_c^2 = (n_f^2 - n_c^2)(\omega/c)^2 - k_f^2$ $\gamma_s^2 = (n_f^2 - n_s^2)(\omega/c)^2 - k_f^2$ $k_f \tan(hk_f) - \gamma_s = \gamma_c \left(1 + \frac{\gamma_s}{k_f} \tan(hk_f)\right)$	<p style="text-align: center;">Distribución espacial del perfil</p> $H_y = \begin{cases} H_c \exp[-\gamma_c(x-h)] & h < x \\ H_f \cos(k_f x - \phi_s) & 0 < x < h \\ H_s \exp(\gamma_s x) & x < 0 \end{cases}$ <p style="text-align: center;">Ecuaciones propias y de dispersión para una Estructura Simétrica</p> $\gamma_c^2 = (n_f^2 - n_c^2)(\omega/c)^2 - k_f^2$ $\gamma_c = (n_c/n_f)^2 k_f \tan(hk_f - \phi_s)$ <p style="text-align: center;">Ecuaciones propias y de dispersión para una Estructura no Simétrica</p> $\gamma_c^2 = (n_f^2 - n_c^2)(\omega/c)^2 - k_f^2$ $\gamma_s^2 = (n_f^2 - n_s^2)(\omega/c)^2 - k_f^2$ $\gamma_c (n_f/n_c)^2 \left[1 + (n_f/n_s)^2 (\gamma_s/k_f) \tan(hk_f)\right] =$
MODOS RADIADOS	
<p style="text-align: center;">Distribución espacial del perfil</p> $E_y = \begin{cases} E_c \exp[-\gamma_c(x-h)] & h < x \\ E_f \cos[k_f(x-h) + \phi_c] & 0 < x < h \\ E_s \cos(k_s x + \phi) & x < 0 \end{cases}$ <p style="text-align: center;">Ecuaciones propias y de dispersión</p> $\gamma_c^2 = (n_f^2 - n_c^2)(\omega/c)^2 - k_f^2$ $\kappa_s^2 = (n_s^2 - n_f^2)(\omega/c)^2 + k_f^2$ $k_f \tan(hk_f) - \gamma_c =$ $-k_s \tan(\phi) \left[1 + \frac{\gamma_c}{k_f} \tan(hk_f)\right]$	<p style="text-align: center;">Distribución espacial del perfil</p> $H_y = \begin{cases} H_c \exp[-\gamma_c(x-h)] & h < x \\ H_f \cos[k_f(x-h) + \phi_c] & 0 < x < h \\ H_s \cos(k_s x + \phi) & x < 0 \end{cases}$ <p style="text-align: center;">Ecuaciones propias y de dispersión</p> $\gamma_c^2 = (n_f^2 - n_c^2)(\omega/c)^2 - k_f^2$ $\kappa_s^2 = (n_s^2 - n_f^2)(\omega/c)^2 + k_f^2$ $\left(\frac{n_s}{n_f}\right)^2 \left[ k_f \tan(hk_f) - \gamma_c \left(\frac{n_f}{n_c}\right)^2 \right] =$ $-k_s \tan(\phi) \left[1 + \left(\frac{n_f}{n_c}\right)^2 \frac{\gamma_c}{k_f} \tan(hk_f)\right]$

### III.5.2. Relación entre el MIE y el Modelo Teórico

Una vez mostrado el Método del Índice Efectivo (MIE), es necesario describir la relación entre éste y el modelo teórico descrito durante este capítulo. Para lograr este cometido es necesario recordar que el AOS está constituido por diversas capas de material semiconductor, cada una con diferente índice de refracción, acomodadas de modo que favorezcan el guiado en la región activa. El modelo teórico justamente describe el comportamiento de la región activa, es decir el comportamiento del medio amplificador del AOS cuando es perturbado por un campo eléctrico. Dentro de la figura 10, la capa de la región activa está marcada con el índice de refracción  $\eta_4$ , por lo tanto, el modelo sólo muestra las perturbaciones locales hechas a esta región. Entonces, es oportuno comentar que un cambio en el índice de refracción de la región activa provoca un cambio en el índice de refracción efectivo calculado con el MIE. Siendo así como se relacionan el MIE con el modelo teórico desarrollado.

La perturbación hecha a  $\eta_4$  esta íntimamente relacionada con las perturbaciones realizadas a la susceptibilidad del medio, como se muestra en la siguiente expresión:

$$\eta_4 = \left(1 + \Re\{\chi^{eff}\}\right)^{\frac{1}{2}}, \text{ donde } \chi^{eff} = \chi_0 + \chi^p \text{ es la susceptibilidad efectiva formada por la}$$

susceptibilidad sin perturbación ( $\chi_0$ ) y la susceptibilidad del medio ya perturbada por los

campos que se propagan dentro del AOS ( $\chi^p$ ). Como se observa, el índice de refracción  $\eta_4$

es una función de la parte real de cada elemento que forma a la susceptibilidad efectiva.

Entonces, éste índice de refracción se puede representar de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
\eta_4 &= \left(1 + \Re\{\chi^{eff}\}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(1 + \Re\{\chi_{i,i}^{eff} = \chi_0 + \chi^p\}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(1 + \Re\{\chi_0\} + \Re\{\chi^p\}\right)^{\frac{1}{2}} = \\
&= \left( (1 + \Re\{\chi_0\}) \left( 1 + \frac{\Re\{\chi^p = \bar{\chi} + \tilde{\chi}\}}{(1 + \Re\{\chi_0\})} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (81)
\end{aligned}$$

En la ecuación (81), se agrupan los términos de manera que la parte real de la susceptibilidad no perturbada pueda relacionarse con el índice de refracción estructural  $\eta_0$ , es decir:

$$\eta_0 = (1 + \Re\{\chi_0\})^{1/2} \quad (82)$$

Por lo tanto la ecuación (81) se puede reformular al identificar este nuevo término, como se ve en la ecuación (83).

$$\eta_4 = \eta_0 \left( 1 + \frac{\Re\{\chi^p\}}{\eta_0^2} \right)^{1/2} \quad (83)$$

En esta ecuación se puede usar la aproximación  $(1+x)^{1/2} \cong 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 + \dots$  con

$x = \frac{\Re\{\chi^p\}}{\eta_0^2} \ll 1$ . Con esto se obtiene que:

$$\begin{aligned}
\eta_4 &\cong \eta_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{\Re\{\chi^p\}}{\eta_0^2} + \dots \right) \cong \eta_0 + \frac{1}{2} \frac{\Re\{\chi^p\}}{\eta_0} = \eta_0 + \Delta\eta = \eta_0 + \Delta\bar{\eta} + \Delta\tilde{\eta} \\
&= \eta_0 + \frac{1}{2\eta_0} \Re\{\bar{\chi}\} + \frac{1}{2\eta_0} \Re\{\tilde{\chi}\} \quad (84)
\end{aligned}$$

Entonces, debido a la naturaleza de la ecuación (84), se dice que el índice de refracción de la región activa está constituido por un índice de refracción no perturbado (o estructural)

$\eta_0$ , y por una perturbación  $\Delta\eta$  del mismo provocada por el campo eléctrico que viaja dentro del medio amplificador. Esta perturbación contiene variaciones lineales ( $\Delta\bar{\eta}$ ) y variaciones no lineales ( $\Delta\tilde{\eta}$ ) del índice de refracción estructural relacionadas con la parte real de las susceptibilidades lineales ( $\bar{\chi}$ ) y no lineales ( $\tilde{\chi}$ ) encontradas dentro del modelo teórico. Por tanto es necesario encontrar las partes reales de las susceptibilidades perturbadas lineales y no lineales, las cuales se muestran a continuación.

Para encontrar la parte real de la susceptibilidad lineal perturbada, se hace uso de la ecuación (53). El resultado de esta operación se muestra en la ecuación (85).

$$\Re\{\bar{\chi}(\omega)\} = \frac{1}{2\epsilon_0} \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} (\hat{\chi}_k(\omega) + \hat{\chi}_k^*(\omega)) (\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) \quad (85)$$

Por otro lado, para encontrar la parte real de la susceptibilidad perturbada no lineal, es necesario recordar que ésta se compone de las contribuciones de los fenómenos de la CDP (pulsación de la densidad de portadores), el CH (Calentamiento de Portadores), y el SHB (Formación del Hoyo espectral). Así, la parte real de esta susceptibilidad se expresa como a continuación:

$$\Re\{\tilde{\chi}\} = \Re\{\tilde{\chi}^{CDP}\} + \Re\{\tilde{\chi}^{CH}\} + \Re\{\tilde{\chi}^{SHB}\} = \Re\{\tilde{\chi}^{CDP} + \tilde{\chi}^{CH}\} + \Re\{\tilde{\chi}^{SHB}\} \quad (86)$$

Por motivos de simplificación, primero se suman los términos pertenecientes a la CDP y al CH, mientras que el sumando perteneciente al SHB se agregará después. Las ecuaciones (87) y (88) se obtienen al determinar la parte real de las ecuaciones (64) y (65).

$$\begin{aligned}
\Re\left\{\tilde{\chi}^{CDP}(\omega; \omega_i, \omega_j) + \tilde{\chi}^{CH}(\omega; \omega_i, \omega_j)\right\} &= \frac{c\eta S_0}{(1+\Omega^2 \tau_1^2)\omega_l} \\
&\left\{ \hbar \bar{N} \left[ \frac{\sigma_c(\pm\Omega(\tau_1 + \tau_{hc}) + \alpha_{Tc}(\omega)(-1 + \Omega^2 \tau_1 \tau_{hc}))}{\wp_l^{Tc}(\varepsilon_{c0} - \mu_c)(1 + \Omega^2 \tau_{hc}^2)} + \frac{\sigma_v(\pm\Omega(\tau_1 + \tau_{hv}) + \alpha_{Tv}(\omega)(-1 + \Omega^2 \tau_1 \tau_{hv}))}{\wp_l^{Tv}(\varepsilon_{v0} - \mu_v)(1 + \Omega^2 \tau_{hv}^2)} \right] \omega_0 + \right. \\
&\left. \left[ \frac{\mp\Omega(\tau_1 + \tau_{hc}) + \alpha_{Tc}(\omega)(1 - \Omega^2 \tau_1 \tau_{hc})}{\wp_l^{Tc}(1 + \Omega^2 \tau_{hc}^2)} + \frac{\mp\Omega(\tau_1 + \tau_{hv}) + \alpha_{Tv}(\omega)(1 - \Omega^2 \tau_1 \tau_{hv})}{\wp_l^{Tv}(1 + \Omega^2 \tau_{hv}^2)} + \right. \right. \\
&\left. \left. \frac{(S_0 + \wp_l^N)(\alpha_N(\omega) \mp \Omega \tau_1) \mp \Omega \wp_l^N (1 \pm \Omega \alpha_N(\omega) \tau_1) \tau_S}{(S_0 + \wp_l^N)^2 + (\Omega \wp_l^N \tau_S)^2} \right] \bar{g}(\omega_0) \right\} \quad (87)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Re\left\{\tilde{\chi}^{SHB}(\omega; \omega_i, \omega_j)\right\} &= \frac{S_0}{\wp^{SHB}} \frac{1}{4 \in_0 V \tau_2} \frac{1}{1 + \tau_1^2 \Omega^2} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} \frac{d_k^2}{d_0^2} (\bar{f}_{c,k} + \bar{f}_{v,k} - 1) \cdot \\
&\left( \left( \hat{x}_k(\omega_l) (i \pm \Omega \tau_1) \left( \left[ \hat{x}_k(\omega_j) - \hat{x}_k^*(\omega_i) \right] \right) - \hat{x}_k^*(\omega_l) (i \mp \Omega \tau_1) \left( \left[ \hat{x}_k^*(\omega_j) - \hat{x}_k(\omega_i) \right] \right) \right) \right) = 0 \quad (88)
\end{aligned}$$

Es importante notar que la ecuación (88) es igual a cero, dado que el SHB no puede contribuir al cambio de índice de refracción ya que su contribución es una espiga positiva seguida de una negativa que da por resultado una anulación.

Las ecuaciones 87 y 88 que definen a cada una de las partes reales de las susceptibilidades no lineales, son expresiones generales y están en términos de la frecuencia de modulación  $\Omega$  del campo que incide en el AOS. En éstas ecuaciones se observa que los términos que contienen a  $\Omega$  están afectados simultáneamente por signos negativos y positivos o viceversa. El signo que corresponde en cada caso escoge al determinar el subíndice  $l$  de acuerdo al campo que esta interactuando con el medio y que se desee analizar. Si  $l=1$  el signo utilizado es el superior, mientras que si  $l=2$  entonces el signo por utilizar deberá ser el inferior. Como se puede ver en la ecuación 77, las perturbaciones al índice de refracción de la región activa son hechas por los campos que viajan en dicha región. Es decir que la bomba ( $E_0$ ) y

ambos armónicos de modulación ( $E_1$  y  $E_2$ ) contribuyen de manera independiente a la modificación del índice de refracción local ( $\eta_4$ ).

Una vez que ha sido calculado el índice de refracción de la región activa a través de las ecuaciones (84), (85) y (87), se hace uso del método del índice efectivo explicado anteriormente para encontrar los índices de refracción efectivos asociados a las componentes  $E_x$  y  $E_y$  del haz que se propaga dentro del AOS.

Una vez obtenidos los índices de refracción efectivos, puede conocerse la birrefringencia inducida en términos de la frecuencia de modulación, la cuál esta representada en el término entre paréntesis de la ecuación 80.

Como se puede apreciar en la ecuaciones 87, la dependencia con la frecuencia de modulación de los índices de refracción está contenida en las partes reales de las susceptibilidades no lineales que los forman. Por lo tanto, si se desea obtener información de la respuesta en frecuencia de la birrefringencia inducida, es necesario analizar las partes reales de estas susceptibilidades.

En los denominadores contenidos en los sumandos de la ecuación 87, se incluyen constantes de tiempo asociadas a los fenómenos no lineales, así como la frecuencia de modulación. La magnitud de los diferentes sumandos, permite ver que el dominante en bajas frecuencias de modulación (0-15 GHz) es aquél que representa al fenómeno de la pulsación de la densidad de portadores (CDP).

Por supuesto, teniendo la información acerca de la birrefringencia inducida, es posible obtener también la información sobre el desfase inducido entre las componentes de polarización en términos de la frecuencia, mediante la ecuación (80). Es importante el conocimiento de este desfase dado que éste es la contribución principal al fenómeno

bajo estudio de la rotación no lineal de la polarización. Por lo tanto, es de interés conocer el cambio que sufre el estado de polarización de un haz que se propaga dentro de un AOS perturbado por el fenómeno antes mencionado, producto de este desfasamiento.

### III.6. Comportamiento en Frecuencia de la Ganancia Material

En el apartado anterior se describieron, de manera amplia, las consecuencias provocadas por la perturbación de la región activa del amplificador. En especial se establecieron los cambios que sufren los índices de refracción efectivos, la birrefringencia de la guía de onda del AOS y el desfasamiento de las componentes del campo eléctrico del haz que se propaga por este dispositivo. Sin embargo, estos cambios provocados por la perturbación de la región activa no se limitan a la aparición de un desfasamiento entre componentes, sino que también provocan un cambio en la ganancia que experimenta cada componente ortogonal de campo eléctrico ( $E_x$  y  $E_y$ ). Dicho cambio en ganancia se debe a la modificación de la proporción existente entre los factores de confinamiento ( $\Gamma^{TE}$  y  $\Gamma^{TM}$ ) provocada por la modificación de la ganancia material de la región activa del AOS. Por esta razón, en este apartado se muestran las ecuaciones que permiten conocer la respuesta en frecuencia de la ganancia material del AOS.

El desarrollo para encontrar la ecuación (89) es completamente análogo al realizado para el caso del índice de refracción en el apartado 3.5 de este trabajo. Por lo tanto, así como en dicho apartado se encontraron las partes reales de las susceptibilidades no lineales para encontrar el comportamiento en frecuencia del índice de refracción local, ahora, en este apartado; se muestran en la ecuación (89), las partes imaginarias de las susceptibilidades de tercer orden que permiten encontrar la respuesta en frecuencia de la ganancia material.



$$\begin{aligned}
\text{Im}\left\{\tilde{\chi}^{\text{CDP}}(\omega; \omega_i, \omega_j) + \tilde{\chi}^{\text{CH}}(\omega; \omega_i, \omega_j)\right\} &= \frac{c\eta S_0}{(1+\Omega^2 \tau_1^2)\omega} \\
&\left\{ \hbar \bar{N} \left( \frac{\sigma_c \left( \mp \Omega (\tau_1 + \tau_{hc}) \alpha_{tc}(\omega) + (-1 + \Omega^2 \tau_1 \tau_{hc}) \right)}{\wp_l^{\text{Ic}}(\varepsilon_{c0} - \mu_c)(1 + \Omega^2 \tau_{hc}^2)} + \frac{\sigma_v \left( \mp \Omega (\tau_1 + \tau_{hv}) \alpha_{tv}(\omega) + (-1 + \Omega^2 \tau_1 \tau_{hv}) \right)}{\wp_l^{\text{Iv}}(\varepsilon_{v0} - \mu_v)(1 + \Omega^2 \tau_{hv}^2)} \right) \omega_0 + \right. \\
&\left. \left( \frac{\pm \Omega (\tau_1 + \tau_{hc}) \alpha_{tc}(\omega) + (1 - \Omega^2 \tau_1 \tau_{hc})}{\wp_l^{\text{Ic}}(1 + \Omega^2 \tau_{hc}^2)} + \frac{\pm \Omega (\tau_1 + \tau_{hv}) \alpha_{tv}(\omega) + (1 - \Omega^2 \tau_1 \tau_{hv})}{\wp_l^{\text{Iv}}(1 + \Omega^2 \tau_{hv}^2)} - \right. \right. \\
&\left. \left. \frac{(\mathcal{S}_0 + \wp_l^{\text{N}})(-1 \mp \Omega \alpha_N(\omega) \tau_1) \mp \Omega \wp_l^{\text{N}}(\alpha_N(\omega) \mp \Omega \tau_1) \tau_s}{(\mathcal{S}_0 + \wp_l^{\text{N}})^2 + (\Omega \wp_l^{\text{N}} \tau_s)^2} \right) \bar{g}(\omega_0) \right\} \quad (89)
\end{aligned}$$

Como se observa, la ecuación (89) se asemeja a las ecuaciones (87), siendo diferentes en algunos cambios de signo. En los denominadores contenidos en los sumandos de la ecuación (89), se incluyen constantes de tiempo asociadas a los fenómenos no lineales, así como la frecuencia de modulación. La magnitud de los diferentes sumandos, permite ver que el dominante en bajas frecuencias de modulación ( $0-15 \text{ GHz}$ ) es aquél que representa al fenómeno de la pulsación de la densidad de portadores (CDP), es decir aquel que tiene como tiempo característico a  $\tau_s$ .

### III.7. Resumen

El fenómeno que se estudia en este trabajo de tesis es la rotación no lineal de la polarización e interesa determinar su comportamiento de acuerdo a la frecuencia de modulación de la señal que lo excita. Este fenómeno se manifiesta como un cambio en el estado de polarización, a la salida de un AOS, que sufre un haz que incide en el dispositivo con una determinada longitud de onda, potencia y estado de polarización. En este caso, el haz es

modulado en amplitud, por lo que también influye en el fenómeno, la frecuencia de modulación.

El cambio en el estado de polarización que sufre el haz que se propaga dentro del AOS, es en parte debido al desfaseamiento que experimentan sus componentes de polarización y en parte causada por la diferencia en amplificación que sufre cada una de las componentes. El desfaseamiento es provocado por las variaciones en el índice efectivo de cada uno de los ejes de propagación de la guía de onda del dispositivo. Mientras que la amplificación desigual de las componentes del estado de polarización se debe principalmente a la estructura del AOS, la cual guía más eficientemente al modo (TE) que al (TM). Por otro lado, es importante recordar que al variar el índice de refracción local, la proporción existente entre los factores de confinamiento ( $\Gamma^{TE}$  y  $\Gamma^{TM}$ ) cambia, debido a la modificación de la ganancia material de la región activa del AOS. Por lo tanto las componentes de campo eléctrico se amplifican a una razón diferente.

Así, en busca de una caracterización dinámica del fenómeno en cuestión, en este capítulo se presentó un modelo teórico que describe la respuesta en frecuencia del índice de refracción local. Es importante recordar que un cambio en el índice local, produce una variación desigual en los índices efectivos para las componentes de campo eléctrico  $E_x$  y  $E_y$ , provocando un cambio en el estado de polarización del haz. Entonces el modelo es capaz de describir la variación que existe entre  $\eta_{i,eff}^{TE}$  y  $\eta_{i,eff}^{TM}$  conforme se varía la frecuencia de modulación del haz que se propaga dentro del AOS. El comportamiento en frecuencia de los índices efectivos proporciona la información necesaria para predecir el comportamiento de la birrefringencia inducida en función de la frecuencia de modulación del haz que se propaga dentro del amplificador.

Por otro lado, el desarrollo del modelo se fundamenta en la ecuación de Schrödinger y en el formalismo de la matriz de densidad. Ésta última permite conocer la susceptibilidad del medio amplificador perturbado por un campo eléctrico modulado en amplitud, y por lo tanto, la polarización inducida en términos de la frecuencia de modulación.

Finalmente se mostró que tanto la parte real como la imaginaria de la susceptibilidad no lineal proporcionan información del comportamiento en frecuencia del índice de refracción local y de la ganancia material del medio amplificador, respectivamente. Esta información permite observar que el fenómeno no lineal que gobierna el comportamiento en frecuencia, a frecuencias bajas ( $\sim 15$  GHz), ya sea de la variación en índice de refracción como el de la ganancia material es la pulsación de la densidad de portadores (CDP).

A continuación se describirá el banco experimental utilizado para la caracterización experimental de la rotación no lineal de la polarización.

## **IV. Banco Experimental para la Caracterización Dinámica de la Rotación No Lineal de la Polarización**

### **IV.1. Introducción**

Este capítulo aborda la caracterización dinámica de la rotación no lineal de la polarización (RNLP). El propósito de esta caracterización es determinar experimentalmente la respuesta en frecuencia de los fenómenos que intervienen en la manifestación de la RNLP. Para lograr este fin se propone un banco experimental, en el que como se verá más adelante, un Amplificador Óptico de Semiconductor es perturbado por un haz modulado en amplitud, cuya frecuencia de modulación es variada.

Para establecer las condiciones experimentales (potencia, longitud de onda y estado de polarización del haz introducido al AOS) bajo las cuales se llevó a cabo el estudio dinámico, se realizó primero una caracterización estática del fenómeno de la RNLP.

De este modo, la primera parte del capítulo se dedica a presentar los resultados obtenidos para la caracterización estática de la RNLP mientras que la segunda parte está consagrada a mostrar la caracterización dinámica.

## IV.2. Caracterización Estática de la RNLP

La caracterización en régimen estático de la RNLP consistió en introducir un haz de onda continua (CW) dentro del AOS bajo estudio con diferentes potencias, estados de polarización lineales y longitudes de onda.

El banco experimental que se implementó para realizar la caracterización estática se muestra en la figura 11.

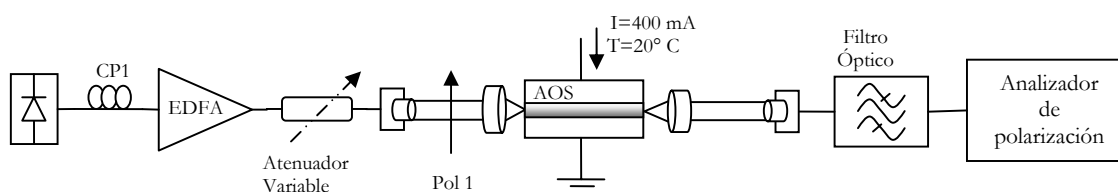


Figura 11. Banco experimental para la caracterización estática de la RNLP.

El AOS empleado en este trabajo es uno comercial producido por la compañía Opto Speed, cuyo modelo es el SOA1550CRI/X-1500. El amplificador es de una longitud de  $1.5 \text{ mm}$  y opera en la gama de los  $1550 \text{ nm}$ . El dispositivo fue diseñado para tener baja reflectividad en sus facetas, alta ganancia, baja dependencia a la polarización, bajo rizo y una alta potencia de saturación. Las características de baja reflectividad y bajo rizo se logran inclinando la guía de onda  $12^\circ$  con respecto a las facetas del amplificador y por una doble capa de películas antirreflejantes en éstas. (Opto Speed, 2000).

El AOS se controló a una temperatura de  $20^{\circ}\text{C}$  con una corriente de polarización directa de  $400\text{ mA}$ , siendo éstos los valores típicos para la operación del dispositivo según las especificaciones del fabricante (Opto Speed, 2000). El control de temperatura y de corriente se realizó mediante un controlador ILX Lightwave LDT-5910B, y una fuente LDC205 de Thorlabs, respectivamente.

Una vez establecidas las condiciones de operación del amplificador, se le introdujo a éste un haz, denominado haz de sonda o de prueba, el cual fue generado por un láser sintonizable y regulado en potencia por un EDFA (Erbium Dopped Fiber Amplifier) y un atenuador variable, como se aprecia en la figura. Además, el estado de polarización (SOP) de este haz se ajustó con un controlador de polarización y un polarizador.

A la salida del AOS se colocó un filtro óptico pasa-banda (BandPassFilter) para eliminar en lo posible la Emisión Espontánea Amplificada (EEA) y así obtener una buena medición en el analizador de polarización HP 8509A/B.

El experimento se realizó para tres longitudes de onda que se seleccionaron en función del ancho de banda del filtro óptico, de los espectros de EEA del EDFA y de los emitidos por las facetas del AOS. Las longitudes de onda utilizadas para la señal de prueba fueron: 1558, 1562 y 1564  $\text{nm}$ . Para cada longitud de onda, el haz de prueba se ajustó y se introdujo al AOS con una polarización lineal orientada entre  $0^{\circ}$  y  $360^{\circ}$  en pasos de  $10^{\circ}$ . Para cada estado de polarización incidente del haz de prueba, su potencia fue variada desde  $-13.4\text{ dBm}$  hasta  $1.6\text{ dBm}$  en intervalos de  $0.2\text{ dBm}$ . Finalmente, a la salida del AOS se midió, mediante el analizador de polarización, el estado de polarización del haz de prueba para cada estado de polarización y potencia incidentes. En la figura 12 se representan, en la esfera de Poincaré, los estados de polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando este haz fue introducido dentro del

amplificador con una longitud de onda de  $1564 \text{ nm}$ , una polarización lineal orientada a  $310^\circ$  y una potencia que se varió de  $-13.4 \text{ dBm}$  a  $1.6 \text{ dBm}$  en intervalos de  $0.2 \text{ dBm}$ .

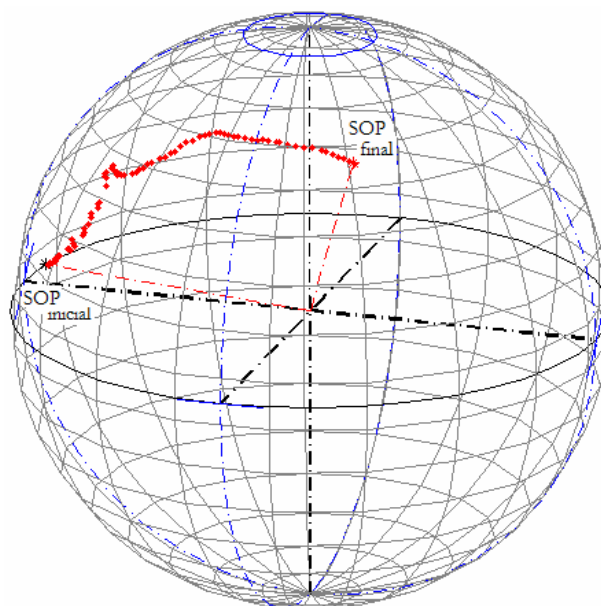


Figura 12. Representación en la esfera de Poincaré de los estados de polarización del haz de sonda a la salida del AOS. En la figura, “SOP inicial” indica el estado de polarización del haz de sonda para una potencia de  $-13.4 \text{ dBm}$ , mientras que “SOP final”, indica el estado de polarización del haz de sonda para una potencia de  $1.6 \text{ dBm}$ .

Como se observa en la figura 12, cada punto representa un estado de polarización del haz de prueba a la salida del AOS asociado a una potencia de entrada del mismo haz. En otras palabras, el estado de polarización del haz de prueba a la salida del AOS cambia a medida que su potencia de entrada se incrementa. A este cambio en el SOP se le llamó rotación de la polarización y para cuantificarla se define un estado de polarización inicial (SOP inicial), en este caso el correspondiente a la potencia más baja estudiada, y se elige el estado de polarización (SOP terminal) asociado a la potencia para la cual se desea calcular la rotación. Tanto al SOP inicial como al terminal se le puede asociar un vector que parte del centro de la

esfera al punto que lo representa en la superficie de la misma. Así la rotación del estado de polarización se puede cuantificar en términos de la separación angular que existe entre estos vectores. Como es bien sabido, cada estado de polarización está representado por los parámetros de Stokes, los cuales son arrojados por el Analizador de Polarización. De este modo, usando los parámetros de Stokes del SOP inicial y del terminal, el ángulo de rotación entre éstos se calcula mediante la fórmula para encontrar el ángulo entre dos vectores distintos de cero:

$$\mathcal{G} = \cos^{-1} \left( \frac{U \cdot V}{\|U\| \|V\|} \right) \quad (91)$$

donde  $(\cdot)$  indica el producto punto y  $\| \|$  indica la norma o longitud del vector. Es importante señalar que el ángulo real de rotación del estado de polarización de la señal de prueba es la mitad del ángulo  $\mathcal{G}$  que separa a los SOPs encontrados en la esfera de Poincaré. Utilizando este método, se cuantificaron las rotaciones de la polarización que sufre el haz de sonda a la salida del AOS al ser introducido al amplificador con diferentes potencias y estados de polarización lineales. De hecho, en la figura 13 se muestra la evolución de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando éste fue introducido al amplificador con una longitud de onda de  $1564 \text{ nm}$ , con estados de polarización lineales orientados entre de  $0^\circ$  a  $360^\circ$  en pasos de  $10^\circ$  y con una potencia que fue variada de  $-13.4 \text{ dBm}$  a  $1.6 \text{ dBm}$  en intervalos de  $0.2 \text{ dBm}$ .



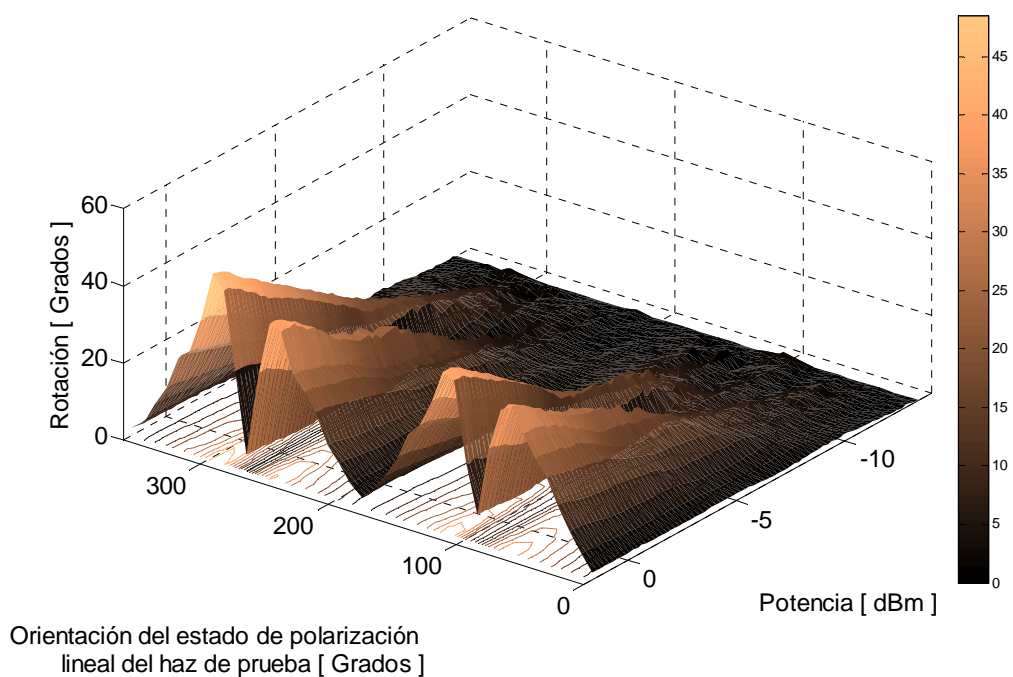


Figura 13. Evolución de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando es introducido al amplificador con una longitud de onda de 1564 nm, con estados de polarización lineales orientados de  $0^\circ$  a  $360^\circ$  en pasos de  $10^\circ$  y con una potencia que fue variada de  $-13.4$  dBm a  $1.6$  dBm en intervalos de  $0.2$  dBm.

Extrayendo de la gráfica de la figura 13, la máxima evolución de la rotación del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS para cada estado de polarización lineal incidente de este haz, se generó la curva de la figura 14. Es importante mencionar que ésta máxima evolución de la rotación del estado de polarización ocurrió, en todos los casos, para la máxima potencia de entrada del haz de sonda ( $1.6$  dBm).

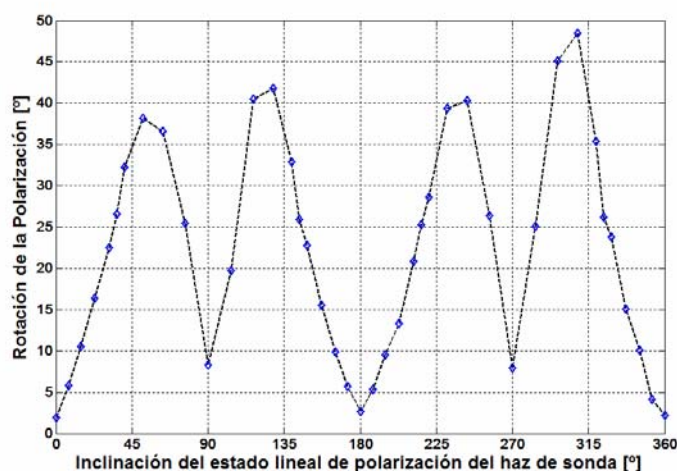


Figura 14. Rotación no lineal de la polarización que sufre el haz de sonda a la salida del AOS cuando éste es introducido al amplificador con una longitud de onda de 1564 nm, con polarizaciones lineales orientadas de 0° a 360° y con una potencia de 1.6 dBm.

En la figura 14 se observa que los valores máximos de la curva de rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS ocurrieron cuando este haz fue insertado al amplificador con una polarización lineal inclinada entre 45° y 60° en cada cuadrante, mientras que las rotaciones mínimas ocurrieron cuando la polarización lineal de entrada del haz de sonda estaba próxima a uno de los ejes propios de la guía (es decir, a 0°, 90°, 180°, 270°, 360°).

Para cada una de las longitudes de onda se generaron curvas semejantes<sup>15</sup> a las de las figuras 13 y 14, sin embargo sólo se muestran los resultados para la longitud de onda de 1564 nm porque fue para ésta longitud de onda del haz de sonda en donde se presentó una mayor evolución de la rotación de la polarización. Esto se debe a que esta longitud de onda, entre las estudiadas, es la más cercana al pico de ganancia del AOS. Los resultados obtenidos de la caracterización estática sugieren que se utilice la longitud de onda de 1564 nm y una

<sup>15</sup> En los apéndices aparecen los resultados para las otras 2 longitudes de onda.

potencia del haz de prueba de al menos  $-10 \text{ dBm}$  para tener una buena manifestación del fenómeno, es decir; al menos una rotación máxima de  $50^\circ$ . Así, esta caracterización es el punto de partida para hacer el análisis en régimen dinámico, el cual se explicará en la siguiente sección.

### **IV.3. Caracterización Dinámica de la RNLP**

Como ya se mencionó, esta caracterización tiene el propósito de determinar la respuesta en frecuencia de los fenómenos involucrados en la manifestación de la RNLP.

Para determinar la respuesta en frecuencia de cada fenómeno se establecieron las condiciones experimentales bajo las cuales se manifiesta en mayor proporción el fenómeno en cuestión. De acuerdo a la teoría del capítulo II, cada uno de los fenómenos se manifiesta en mayor grado según el estado de polarización incidente del haz de prueba, por lo que fue posible implementar un sólo banco experimental para determinar la respuesta en frecuencia de cada fenómeno. Así, el único parámetro que se varió en el banco experimental fue el estado de polarización incidente del haz de prueba, lo cuál se efectuó en función del fenómeno cuya respuesta en frecuencia se deseaba determinar. En la figura 15 se esquematiza el banco experimental implementado para determinar la respuesta en frecuencia de los fenómenos involucrados en la manifestación de la RNLP.

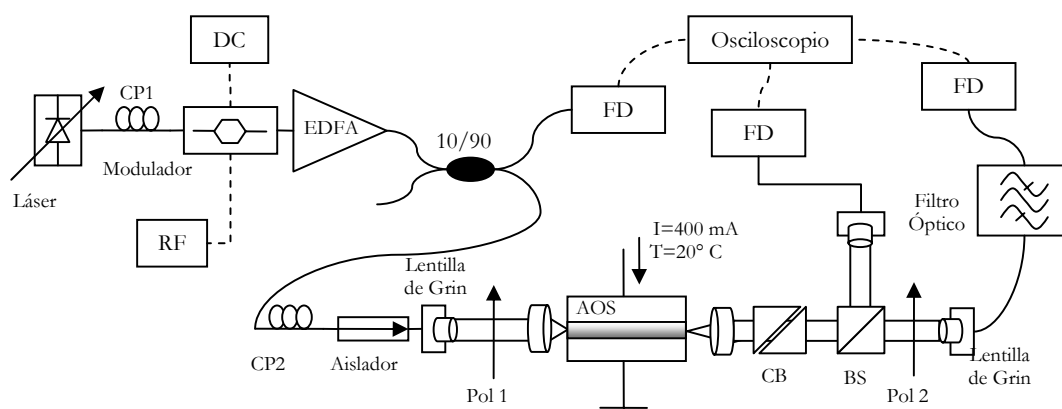


Figura 15. Banco experimental para determinar la respuesta en frecuencia de los fenómenos involucrados en la manifestación de la RNLP.

En la figura 15 se observa que el haz de prueba fue generado por un láser sintonizable y modulado externamente en intensidad mediante un modulador de Niobato de Litio (LiNbO<sub>3</sub>) MX-LN-10 fabricado por la compañía Photline. Este modulador está basado en un interferómetro Mach-Zehnder y está diseñado para operar a una tasa de bits de 10 Gbps. Además, este dispositivo puede proporcionar una tasa de extinción de 13 dB, soporta tanto codificación NRZ como RZ y presenta pérdidas por inserción de 5.5 dB (Photline, 2002). El modulador emplea un manejador eléctrico (driver) modelo H301 de la compañía JDS UNIPHASE, el cual es un amplificador de Radio-Frecuencia (RF) de banda ancha y está diseñado para manejar moduladores ópticos Mach-Zehnder adaptados para generar de manera óptima tasas de bits de entre 2.4 y 12.5 Gbps. Sin embargo, en nuestro caso particular se introdujo una señal eléctrica de forma sinusoidal al manejador del modulador para que este pudiera operar en el intervalo de frecuencia de interés (10 MHz - 12.5 GHz). La señal sinusoidal de RF fue generada por un Sintetizador Hewlett Packard 8341B que opera en el intervalo de frecuencias de 10 MHz a 20 GHz.

Para una operación óptima del modulador, la polarización de la señal óptica de entrada debe ser lineal y horizontal (TE), con este propósito se utiliza el controlador de polarización (CP1). La señal óptica modulada es amplificadora en un EDFA y posteriormente introducida a un acoplador 90-10 donde la primera rama (90%) es introducida a un controlador de polarización (CP2) que junto con el polarizador (Pol 1) establecen el estado de polarización del haz de prueba a la entrada del AOS. La segunda rama (10%) permitió monitorear la señal modulada introducida al AOS mediante un fotodetector (FD) Agilent 11982A y un osciloscopio HP 54120B/54121A de cuatro canales. En la figura se ilustra que en la trayectoria inferior que sigue la luz después del acoplador, se encuentra un aislador y después de éste una lentilla de GRIN que permite la propagación en espacio libre del haz que será insertado dentro del AOS con la ayuda de una lente de inyección. El aislador se coloca antes de la lentilla de GRIN para eliminar las reflexiones que el sistema introduce y que impedían tener una buena percepción del fenómeno bajo estudio.

A la salida del AOS se coloca una lente de recuperación que permite colimar la emisión del amplificador, la cuál se introduce en un compensador de Berek<sup>16</sup> (New Focus 5540) y posteriormente en un divisor de haz que hace posible el monitoreo de la señal entrante al polarizador, Pol2. Manipulando el compensador de Berek es posible ajustar el estado de polarización del haz saliente del divisor de haz a uno lineal que es rechazado por el polarizador, Pol2. En el siguiente apartado se explicará porqué se hace este ajuste. Finalmente la salida en transmisión del divisor de haz fue filtrada y acoplada a un fotodetector en conjunto con un osciloscopio o a un analizador de polarización según se requirió.

---

<sup>16</sup> El compensador de Berek es un dispositivo que permite convertir el estado de polarización de un haz a otro estado de polarización, todo esto en espacio libre.

El intervalo de frecuencia que se analizó fue de  $10\text{ MHz}$  a  $13.5\text{ GHz}$  debido a que en esta gama tanto el modulador, el manejador eléctrico (Driver) como los fotodetectores aún pueden responder de manera adecuada. Sin embargo, para tener una idea precisa de la respuesta en frecuencia de cada uno de los componentes del sistema es necesario caracterizarlos.

Para lograr este fin, en el siguiente apartado, se aborda la descripción detallada tanto del principio de operación del banco experimental como el de la caracterización dinámica de los dispositivos utilizados.

### **IV.3.1. Principio de Operación del Banco Experimental y Caracterización Dinámica de los Dispositivos utilizados**

El propósito del banco experimental antes descrito es el de determinar la respuesta en frecuencia de la RNLP. Para esto es necesario recordar que una manera de cuantificar a la RNLP es determinando la distancia angular que se genera en la esfera de Poincaré entre el estado inicial de polarización asociado a la potencia menor del haz de sonda y el estado terminal de polarización asociado a la potencia mayor del haz de sonda. Dicha distancia se mide sin ningún problema en el analizador de polarización durante la caracterización estática, sin embargo, este método es inapropiado para efectuar la caracterización dinámica de la RNLP, ya que el analizador de polarización no tiene la capacidad de resolver fluctuaciones en el estado de polarización con frecuencias mayores a decenas de Hz. Por lo tanto, fue necesario utilizar un método alternativo el cual consiste en inferir el cambio que sufre un estado de polarización a través de la potencia que atraviesa a un polarizador. De hecho, la función de transferencia en potencia de un polarizador (Pol2), está asociada a la distancia angular  $\mathcal{G}_i$  que,

en la esfera de Poincaré separaría a un estado inicial de polarización lineal y ortogonal al eje de transmisión del polarizador de otro estado de polarización cualquiera. Dicha función de transferencia está dada por la relación conocida como la ley de Malus:

$$P_{sal} = P_{in} \cdot \text{sen}^2(\vartheta_i) \quad (92)$$

Entonces, para relacionar ésta función de transferencia con la RNLP es necesario recordar que cualquier variación de la potencia del haz de entrada al AOS se ve reflejada en una fluctuación de su estado de polarización a la salida del amplificador. De ésta manera al tener una señal modulada en amplitud a la entrada del amplificador, a la salida de éste se tendrá una variación continua del estado de polarización. Es decir, en estado dinámico la señal que entrará al amplificador variará en el tiempo de manera senoidal, por lo que entre el nivel bajo y el nivel alto de esta señal existirá una translación en el estado de polarización. Para cuantificar dicha variación en el estado de polarización, el nivel bajo de la señal que sale del AOS se escoge como una referencia de rotación nula o estado inicial. Posteriormente, el eje de transparencia del polarizador (Pol2) se ajusta ortogonal al estado lineal de polarización que arriba al polarizador cuando el haz presenta un nivel bajo. De esta forma, al haber rechazo total en este nivel bajo, la potencia saliente del polarizador es cero y por lo tanto de la ecuación de Malus se tiene que  $\vartheta = 0$ , lo que equivale en efecto a una rotación nula.

Por lo tanto, cualquier variación del estado de polarización del haz que arriba al polarizador producirá un cambio en la potencia de salida de éste dispositivo. Estos cambios en el estado de polarización del haz que arriba al polarizador se deben a que la señal modulada va tomando diferentes valores de potencia, los cuales a su vez generan distintos estados de polarización a la salida del sistema: AOS, lentes de inyección y captura y divisor de haz. Entonces, el estado de polarización inicial o de rechazo ya no se mantiene y el polarizador

(Pol2) deja pasar cierta cantidad de potencia, con lo cual se puede conocer el desplazamiento angular que hay entre el estado de polarización inicial y terminal.

Durante el procedimiento anterior, la polarización del haz, a la entrada del AOS, es ajustada a una lineal con una inclinación que maximiza el fenómeno cuya respuesta en frecuencia se desea determinar. Por ejemplo, para la modificación de los ejes propios, la polarización lineal incidente debe estar inclinada a  $0^\circ$  y/o  $90^\circ$ , mientras que para la birrefringencia inducida la polarización debe ser lineal inclinada  $45^\circ$ . Estos estados de polarización se escogieron en base a la teoría presentada en el capítulo II.

Por otro lado, durante la caracterización dinámica de la RNLP es necesario asegurarse de que los instrumentos empleados sean capaces de responder a las frecuencias a las que se desea caracterizar la RNLP. Para tal efecto se procedió a caracterizar en frecuencia a cada uno de los instrumentos y cables utilizados durante el experimento.

El primero dispositivo en caracterizar fue el Sintetizador Hewlett Packard 8341B, que opera en el intervalo de frecuencia de  $10\text{ MHz}$  a  $20\text{ GHz}$ , el cual mostró una respuesta bastante estable en su potencia de salida conforme se incrementó su frecuencia de oscilación, como se puede apreciar en la figura 16.



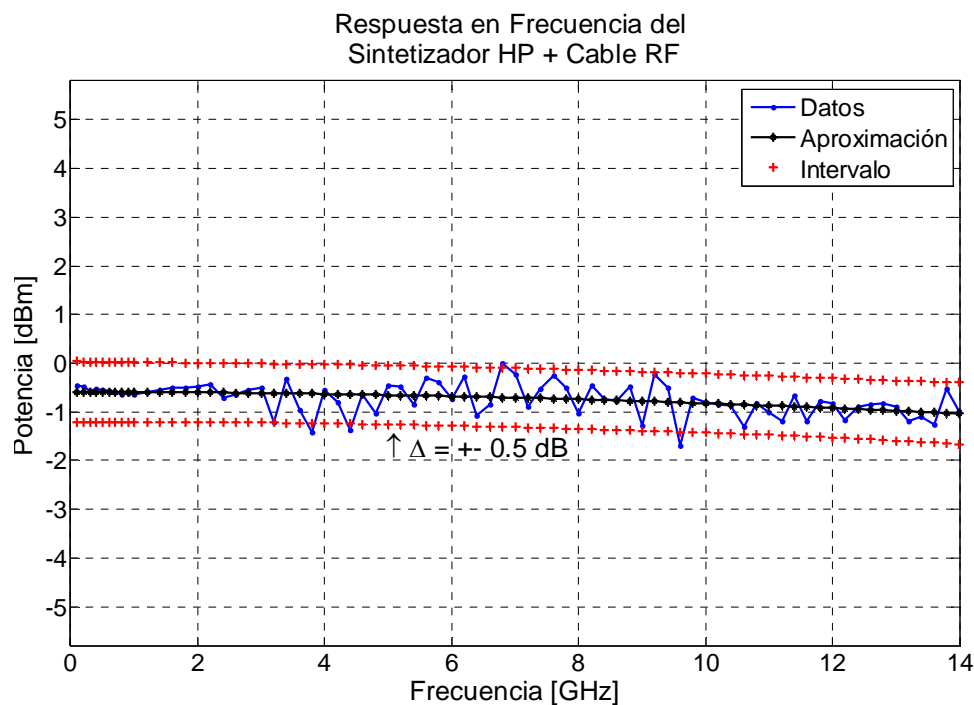


Figura 16. Respuesta en frecuencia del Sintetizador Hewlett Packard 8341B con la influencia del cable RF utilizado durante la caracterización del mismo. Se observa que la potencia entregada varía  $\pm 0.5$  dBs de un valor promedio. Además se aprecia una pequeña caída en el nivel de potencia conforme aumenta la frecuencia de oscilación, esto debido al cable RF.

La medición de la potencia entregada<sup>17</sup> por el sintetizador HP fue efectuada utilizando un analizador de espectros Rohde & Schwarz FSP que cuenta con un intervalo de frecuencia de medición de  $9 \text{ KHz}$  a  $40 \text{ GHz}$ . De esta medición se observa que la potencia entregada por el sintetizador fluctuó en un intervalo de  $\pm 0.5 \text{ dBs}$  para el intervalo de frecuencias considerado. También se observa que la potencia decae conforme aumenta la frecuencia del sintetizador, obteniéndose una caída de  $0.6 \text{ dBm}$  a la frecuencia más alta ( $14 \text{ GHz}$ ). Esta caída en el nivel de potencia se debe a que durante la caracterización de este dispositivo se utilizó un cable para

<sup>17</sup> Es importante hacer notar que un analizador de espectros no puede ser clasificado como un verdadero medidor de potencia, debido a que éste sólo despliega el voltaje de la envolvente a frecuencia intermedia (IF). Sin embargo, éste está calibrado de tal manera para poder desplegar correctamente la potencia de una señal senoidal. Esta calibración no es válida para señales que no son senoidales.

radiofrecuencia (RF). Los cables para RF utilizados durante la implementación del banco experimental tienen una respuesta en frecuencia como la que se muestra en la siguiente figura.

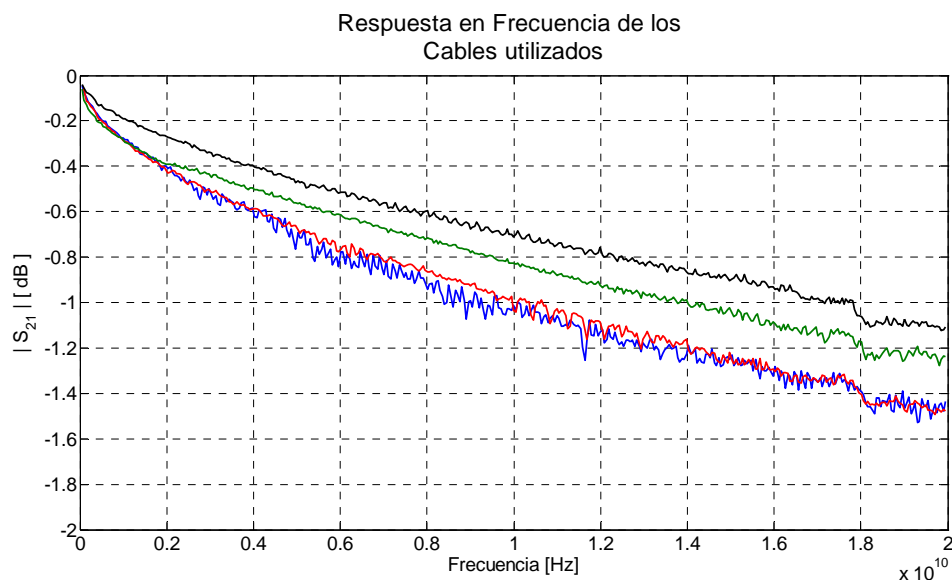


Figura 17. Respuesta en frecuencia de los cables para radiofrecuencia utilizados en el banco experimental.

Para la obtención de las curvas de la figura 17 se utilizó un analizador de redes vectorial o VNA HP87107B que opera en el intervalo de frecuencias de 45 MHz hasta los 50 GHz. El VNA mide cada uno de los parámetros de dispersión o parámetros S que permiten medir la reflexión o transmisión de una onda electromagnética en cada uno de los puertos del dispositivo bajo prueba, en este caso el cable de RF. Específicamente el parámetro de interés fue el  $S_{21}$  pues indica la relación que existe entre la cantidad de potencia que sale del dispositivo con respecto de la cantidad de potencia que entró al mismo. Dicho de otro modo, el parámetro  $S_{21}$  indica si existe ganancia o pérdida en el dispositivo.

Como se aprecia en la figura 17, los cables utilizados tienen un comportamiento similar pues tienden a disminuir el nivel de potencia conforme aumenta la frecuencia. Por lo tanto,

para tener una medición confiable durante la caracterización de cada uno de los instrumentos del banco experimental es necesario tomar en cuenta esta respuesta en frecuencia. Es decir, al comportamiento obtenido en la caracterización de cada instrumento se le quitarán las pérdidas provocadas por los cables, obteniéndose así, únicamente, la respuesta del instrumento.

En la figura 18, se muestra la respuesta en frecuencia del Sintetizador HP sin la influencia del cable utilizado. En esta figura se observa que la potencia ya no decae conforme aumenta la frecuencia de oscilación sino que mantiene una respuesta estable a lo largo del intervalo de frecuencias medido.

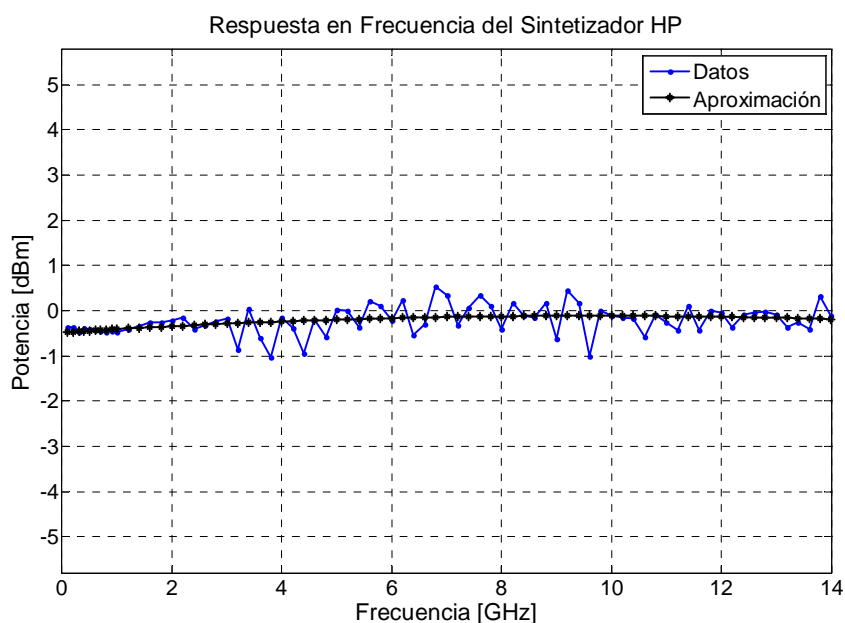


Figura 18. Respuesta en frecuencia del Sintetizador Hewlett Packard 8341B sin la influencia del cable para RF. Se observa que la potencia mantiene un nivel promedio constante en todo el intervalo de frecuencias medido.

El siguiente dispositivo que se caracterizó fue el manejador eléctrico (Driver) modelo H301 de la compañía JDS UNIPHASE, quien es el encargado de acondicionar la señal de RF saliente del sintetizador para que el modulador óptico tenga una óptima operación. El

resultado de esta caracterización junto con la compensación de las pérdidas por el cable RF utilizado se puede apreciar en la figura siguiente; donde se muestra que el manejador tiene una frecuencia de corte alrededor de los  $10.6 \text{ GHz}$ , resultado que coincide con las especificaciones del fabricante.

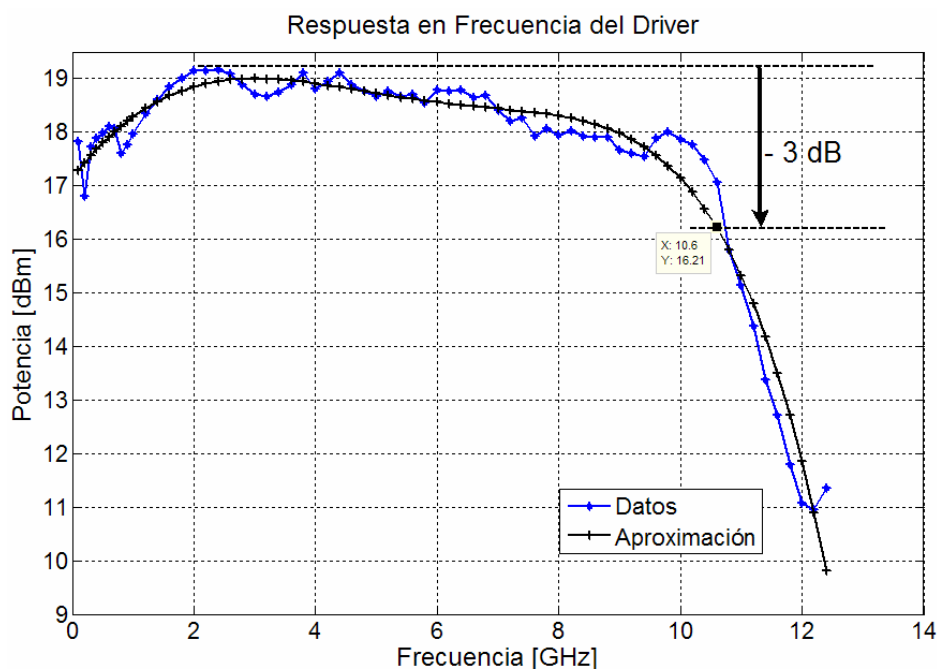


Figura 19. Respuesta en frecuencia del Manejador Eléctrico modelo H301 de la compañía JDS UNIPHASE.

Una vez conocida la respuesta de los dispositivos que alimentarán con la señal de RF al modulador, ahora es necesario conocer el comportamiento de éste en el dominio de la frecuencia. Para este fin, el modulador fue conectado directamente a la salida del manejador eléctrico, el cual fue alimentado por el sintetizador con una potencia pico de la señal sinusoidal de  $-3 \text{ dBm}$ . Cabe mencionar que esta potencia se eligió debido a que los armónicos presentados por el sintetizador presentan una potencia pico  $-25 \text{ dBm}$  por debajo de la frecuencia fundamental. Por otro lado, la señal óptica que se introdujo al modulador se acondicionó en

potencia y en polarización para que este dispositivo pudiera proporcionar la mayor tasa de extinción posible entre los niveles alto y bajo. Para esto, se procuró que la potencia del haz fuera la máxima ( $12 \text{ dBm}$ ) y su polarización fuese lineal horizontal (TE). La respuesta en frecuencia a la salida del modulador fue medida con un fotodetector Agilent 11982A y el analizador de espectros Rohde & Schwarz FSP. El resultado de esta medición se muestra en la figura siguiente.

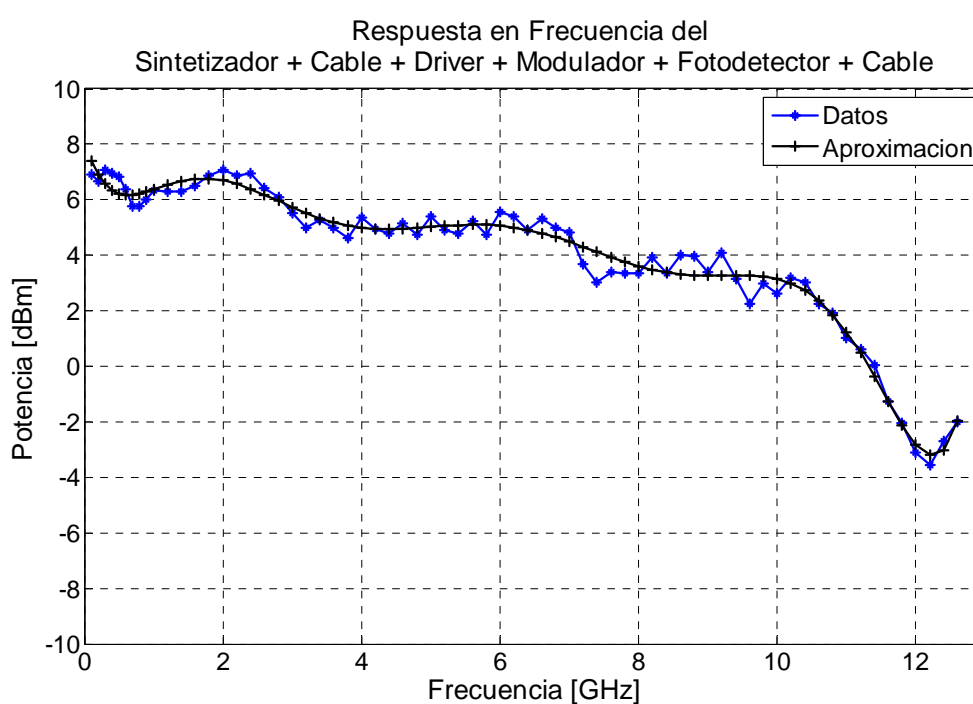


Figura 20. Respuesta en frecuencia a la salida del modulador óptico MX-LN-10 fabricado por la compañía Photline. En esta curva se encuentran las contribuciones de otros dispositivos como son el Sintetizador, el manejador, el fotodetector y los cables RF.

El comportamiento que se aprecia en la curva anterior no sólo se debe a la respuesta en frecuencia del modulador sino que también está incluida la del fotodetector, esto debido a que las mediciones de la potencia pico a la salida del modulador se hicieron en el dominio

eléctrico. Para discriminar la respuesta perteneciente al fotodetector se recurrió a la caracterización hecha por el fabricante, la cual se muestra en la figura siguiente.

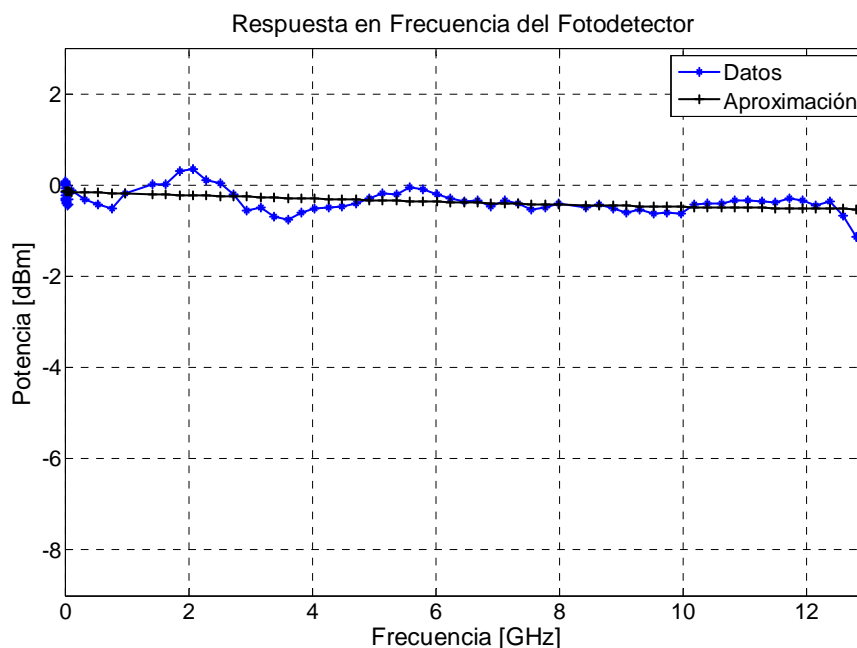


Figura 21. Respuesta en frecuencia del Fotodetector 11982A fabricado por la compañía Agilent. Esta respuesta es la que el fabricante proporciona.

En particular, en la figura 20 se puede notar que existe una caída importante de la potencia en frecuencias cercanas a los  $10.5 \text{ GHz}$ , la cual se debe a que en esta frecuencia se presenta el corte del manejador. También se puede visualizar en la figura 20 que existen 3 mesetas durante todo el intervalo, la primera de ellas va de los  $100 \text{ MHz}$  a los  $2.4 \text{ GHz}$ , la segunda va de los  $3.2 \text{ GHz}$  a los  $6.6 \text{ GHz}$  y la tercera de los  $7.4 \text{ GHz}$  a los  $10.6 \text{ GHz}$ . Estas tres mesetas se deben tanto a la respuesta que presenta el fotodetector como a la del conjunto manejador-modulador. Como se puede apreciar en la figura anterior, existen puntos de coincidencia con el comportamiento presentado en la figura 20. Uno de estos puntos de

coincidencia se observa alrededor de los  $2\text{ GHz}$  en donde se puede apreciar un incremento en el valor de la potencia. Por lo tanto, se confirma que la figura 20 es resultado de la superposición de los comportamientos de cada dispositivo, es decir manejador, modulador y fotodetector.

A continuación, en la figura 22, se muestra el resultado de la discriminación de las respuestas de los instrumentos incluidos en la medición del comportamiento en frecuencia del modulador. Esto es, se eliminan las contribuciones de cada instrumento (manejador, cables, fotodetector) para mostrar, únicamente, el comportamiento en el dominio de la frecuencia del modulador.

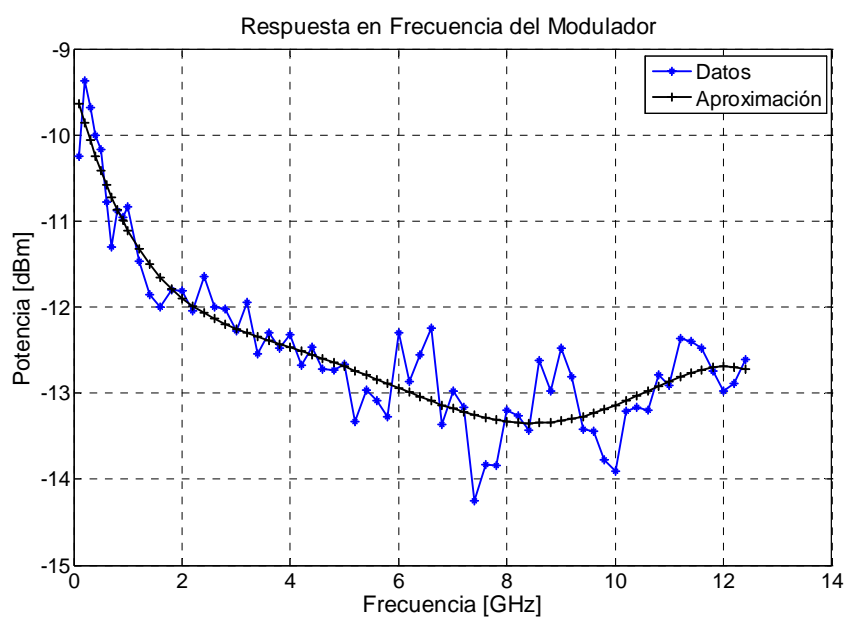


Figura 22. Respuesta en frecuencia del modulador óptico MX-LN-10 fabricado por la compañía Photline.

La curva mostrada en la figura 22 demuestra que el modulador necesita del manejador eléctrico para tener un comportamiento aceptable ya que sin él, el comportamiento del modulador tiende a decrecer conforme se aumenta la frecuencia.

Siguiendo con el banco experimental, es necesario caracterizar el comportamiento en frecuencia del osciloscopio, ya que este dispositivo será el encargado de realizar la medición indirecta de la manifestación de la RNLP en estado dinámico. En la figura siguiente se muestra el comportamiento del osciloscopio cuando se introduce una señal de RF generada por el sintetizador.

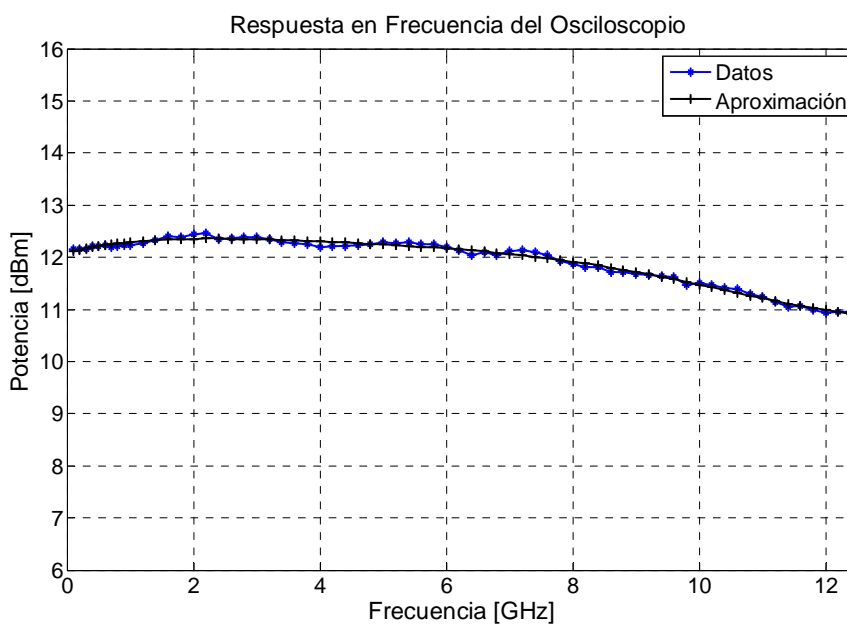


Figura 23. Respuesta en frecuencia del Osciloscopio HP 54120B/54121A.

Se puede apreciar en la figura anterior que el osciloscopio tiene un decaimiento de potencia a lo largo del intervalo de medición. Siendo 1.2 dBm el valor máximo del decaimiento, la figura 23 es el resultado de la compensación de las pérdidas introducidas por el sintetizador y el cable RF.



Con el conocimiento de la respuesta en frecuencia del osciloscopio es posible compensar las fallas en la medición del fenómeno de la RNLP provocadas por las pérdidas introducidas por el mismo osciloscopio.

Una vez conocido el comportamiento en la frecuencia de cada uno de los dispositivos involucrados en el banco experimental, ahora es necesario explicar como se utilizarán cada uno de estos durante el experimento; con este fin a continuación se describe el funcionamiento del experimento.

### **IV.3.2. Procedimiento para realizar la medición de la RNLP en estado Dinámico**

El procedimiento para efectuar la caracterización de la RNLP en estado dinámico en el intervalo de frecuencias seleccionado fue el que se describe a continuación.

Primero se dividió, en subintervalos, la gama de frecuencias ( $10\text{ MHz}$  -  $13.5\text{ GHz}$ ) en la que se trabajó; ya que el modulador genera una señal modulada con una amplitud que disminuye conforme aumenta la frecuencia de modulación<sup>18</sup>. De este modo, los límites de cada subintervalo se eligieron de manera que la señal óptica se mantuviera siempre, a la entrada del AOS, con cierto nivel de offset y cierta potencia pico. Así, para el subintervalo de  $100\text{ MHz}$  a  $6\text{ GHz}$  el nivel de offset utilizado fue de  $-11\text{ dBm} \pm 0.5\text{ dBm}$  y una potencia pico de  $2\text{ dBm} \pm 0.4\text{ dBm}$ , mientras que en el subintervalo de  $6\text{ GHz}$  a  $12\text{ GHz}$  el nivel de offset que se permitió fue de  $-3\text{ dBm} \pm 0.5\text{ dBm}$  y una potencia pico de  $0\text{ dBm} \pm 0.4\text{ dBm}$ . En la figura 24 se muestra la señal de entrada al AOS cuando ésta tiene la máxima y la mínima frecuencia de

---

<sup>18</sup> Este comportamiento se encontró durante la caracterización de los dispositivos que conforman el banco experimental. Ver figura 20.

modulación que acota al primer subintervalo ( $100\text{MHz} - 6\text{GHz}$ ). En particular, las curvas superior e inferior de la derecha representan a la señal cuya frecuencia es la superior ( $6\text{GHz}$ ) y la curvas de la izquierda a la señal cuya frecuencia es la inferior ( $100\text{MHz}$ )

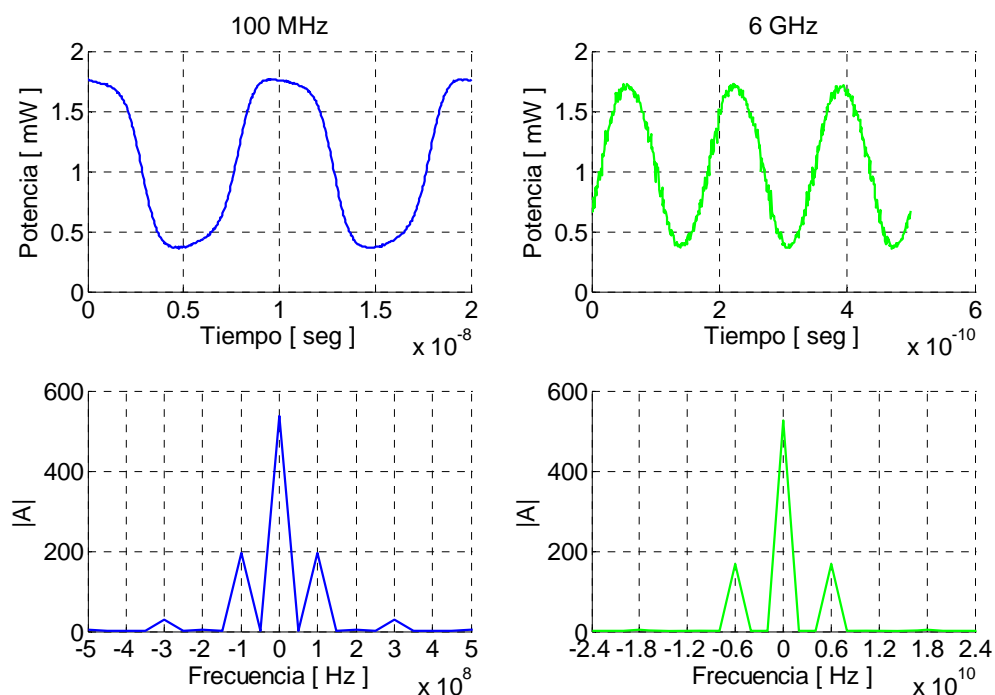


Figura 24. Señales moduladas que entran al amplificador, la curva superior izquierda es la correspondiente al límite inferior del subintervalo (100 MHz) y la curva superior derecha el límite superior del mismo subintervalo (6 GHz). Las curvas inferiores, tanto derecha como izquierda representan el contenido armónico de las curvas senoidales correspondientes a los límites del subintervalo.

En la figura 24 se observa que la señal del lado izquierdo no es una senoidal pura, sino que está ligeramente deformada tanto en el valle como en la cresta de la misma. Esta deformación de la señal se debe a que en el afán de conseguir la máxima tasa de extinción, se hizo trabajar en los límites de operación al modulador y al manejador eléctrico, causando la

deformación de la señal antes dicha. Pensando que esto podría ser causa de una medición errónea del fenómeno (RNLP), se analizó el componente armónico de la medición y se puede observar, en la parte inferior de la figura 24, que los armónicos generados por esta pequeña deformación son muy pequeños en magnitud (al menos unos 2 órdenes) en comparación con la señal portadora.



Figura 25. Algunas de las señales presentes en el experimento de la caracterización dinámica de la RNLP. Las señales moduladas en color azul y verde son aquellas introducidas al AOS cuyas frecuencias de modulación son las correspondientes a los límites inferior y superior del primer subintervalo (100 MHz - 6 GHz), respectivamente. La señal no modulada en color azul es una señal de referencia cuya potencia corresponde a la del nivel bajo de la señal modulada introducida al AOS. Las curvas amarilla y naranja representan las señales a la entrada y salida del polarizador 2, respectivamente.

El siguiente paso fue generar una señal no modulada (curva azul continua en la parte inferior de las curvas de la figura 25) con una potencia igual a la del nivel bajo de la señal modulada especificado en cada subintervalo de medición,  $-10$  dBm y  $-3$  dBm, respectivamente.

Esta señal es introducida en una de las facetas del AOS con el fin de establecer el estado de polarización que tendrá el nivel bajo de la señal modulada en la salida del amplificador. Cabe mencionar que en éste experimento se ha asumido que en bajas frecuencias, como en aquellas contenidas en el primer subintervalo, el AOS presenta una respuesta tan rápida a la RNLP que el estado de polarización de salida del nivel bajo de la señal modulada es idéntico al haz continuo (CW por sus siglas en inglés). Es importante mencionar que el haz CW fue introducido al amplificador con una polarización lineal que exacerbará al fenómeno que participa en la manifestación de la RNLP, es decir una polarización lineal inclinada a  $45^\circ$  para la birrefringencia inducida y una polarización de  $0^\circ$  y/o  $90^\circ$  para la modificación de los ejes propios. A la salida del amplificador, el estado de polarización del haz CW, impuesto por la birrefringencia estructural y la RNLP, es linealizado y orientado ortogonalmente al eje de transmisión del polarizador (Pol2) con el compensador de Berek (CB) (ver figura 15). De esta manera se logra tener el estado de polarización de inicio o de referencia, a partir del cual se caracterizará la manifestación de la RNLP a través de la ecuación 92. En efecto, para el nivel más bajo de potencia de la señal modulada la variable  $\mathcal{S}$  de la ecuación 92 es nula al igual que la potencia que atravesará al polarizador Pol2.

Contrariamente, para cualquier otro nivel de la señal modulada, el estado de polarización de entrada al Pol2 será diferente al de referencia y la variable  $\mathcal{S}$  de la ecuación 92 será diferente de cero, produciendo que a la salida del polarizador Pol2 se tenga una potencia asociada al estado de polarización generado por el nivel de potencia en cuestión de la señal modulada. Así, una fuerte RNLP producirá una transmisión de potencia considerable en el Pol2. Cabe mencionar que para las potencias empleadas en este trabajo y según los datos reportados en trabajos anteriores [Solís, 2006; Vázquez, 2004], la translación del estado de

polarización en la esfera de Poincaré no excede los  $90^\circ$ , por lo que a la salida del Pol2 cada nivel de potencia es asociado a un sólo estado de polarización de entrada a este dispositivo.

Una vez establecido el estado de polarización de referencia, se extinguió el haz CW y se activó el modulador para que éste proporcionará la señal óptica modulada que es introducida al AOS a la frecuencia de interés. Esta señal fue monitoreada mediante el osciloscopio HP a través de la rama de baja transmisión del acoplador 90-10, esquematizado en la figura 15.

Por otra parte, la salida del AOS es capturada y monitoreada con ayuda del osciloscopio después de que ésta es reflejada por el divisor de haz (ver figura 15). A continuación, para cada frecuencia de modulación, utilizando el osciloscopio, se registraron las amplitudes pico a pico, en Volts, de las señales de entrada y salida del polarizador (Pol2). Los voltajes medidos fueron trasladados a potencias por medio de un factor de conversión que provee el fabricante del fotodetector. Un ejemplo de las señales de la entrada y salida del polarizador Pol2 se muestran en la figura 25 (curvas amarilla y naranja, respectivamente), cuando el haz de sonda es introducido con una longitud de onda de  $1564 \text{ nm}$ , con una polarización lineal inclinada a  $45^\circ$  y es modulado en amplitud a una frecuencia de  $1 \text{ GHz}$  con una amplitud pico a pico de  $13 \text{ dB}$  con un nivel de offset medido de  $-10 \text{ dBm}$  y con potencia pico de  $2 \text{ dBm} \pm 0.2 \text{ dBm}$ .

Posteriormente, la rotación de la polarización se cuantificó por medio de la ecuación (92), la cuál brinda la posibilidad de determinar el desplazamiento angular que produce la RNLP en la esfera de Poincaré para cada pareja de potencias de entrada y salida del polarizador Pol2. De este modo, la implementación del banco experimental permitió obtener

la respuesta en frecuencia de la Rotación No Lineal de la Polarización (RNLP). Los resultados obtenidos se mostrarán en el próximo capítulo.

#### IV.4. Resumen

En este capítulo, se propuso un banco experimental para caracterizar dinámicamente la RNLP. En particular el propósito de esta caracterización es determinar la respuesta en frecuencia de la RNLP. Para determinar las condiciones bajo las cuales el banco experimental debía ser utilizado, se comenzó por caracterizar el fenómeno de la RNLP en régimen estático. Con esta caracterización se determinó la longitud de onda, la potencia y el estado de polarización de entrada del haz de sonda que produce un mayor efecto de la RNLP sobre haz a la salida del AOS.

Bajo estas condiciones, se procedió a introducir dentro del AOS un haz de sonda modulado en amplitud. La polarización de este haz es ajustada a la entrada del AOS a una lineal con una inclinación que maximiza el fenómeno cuya respuesta en frecuencia se desea determinar. Por ejemplo, para la modificación de los ejes propios, la polarización lineal incidente debe estar inclinada a  $0^\circ$  y/o  $90^\circ$ , mientras que para la birrefringencia inducida la polarización debe ser lineal inclinada  $45^\circ$ . Estos estados de polarización se escogieron en base a la teoría presentada en el capítulo II.

Con el fin de encontrar la respuesta en frecuencia asociada a cada fenómeno que intervienen en la manifestación de la RNLP, la frecuencia de modulación de la señal introducida al AOS es variada desde  $100\text{ MHz}$  hasta  $13.5\text{ GHz}$ . El intervalo de frecuencias es dividido en subintervalos de modo que en cada uno de éstos la amplitud pico a pico de la señal óptica que incide al AOS se mantenga en cierto nivel en todo el subintervalo. Es importante

mencionar que la máxima frecuencia estudiada fue  $13.5 \text{ GHz}$  debido a que a frecuencias mas altas el sistema manejador-modulador entrega la señal muy degradada pues esta frecuencia está mas allá de su frecuencia de corte.

Para cada frecuencia se cuantifica la rotación de la RNLP a través de la función de transferencia en potencia de un polarizador. Esto es, la rotación de la polarización se cuantificó por medio de la ecuación 92, la cuál brinda la posibilidad de determinar el desplazamiento angular que produce la RNLP en la esfera de Poincaré para cada pareja de potencias de entrada y salida del polarizador Pol2. De este modo, la implementación del banco experimental permitió obtener la respuesta en frecuencia de la Rotación No Lineal de la Polarización (RNLP). Una vez presentado el funcionamiento del banco experimental, a continuación se muestran los resultados obtenidos experimentalmente.

## **V. Análisis de Resultados**

### **V.1. Introducción**

En este capítulo se mostrarán los resultados experimentales, se efectuará un análisis de éstos y se validará el modelo matemático. En lo que concierne a los resultados experimentales, se analizarán las curvas que muestran la respuesta en frecuencia de los fenómenos (modificación de los ejes propios y la birrefringencia inducida) que intervienen en la manifestación de la rotación no lineal de la polarización. Mientras que para la validación del modelo matemático se mostrará el comportamiento, en el dominio de la frecuencia, de la birrefringencia inducida y por tanto de la RNLP, pues como ya es conocido, la birrefringencia inducida es la principal causa de la manifestación de este fenómeno.



## **V.2. Resultados Experimentales**

Este apartado tiene la finalidad de mostrar los resultados obtenidos durante la determinación de la respuesta en frecuencia de los fenómenos involucrados en la manifestación de la rotación no lineal de la polarización (RNLP). El resultado de dichas mediciones aparece en las figuras 26 y 27, las cuales están conformadas por varias curvas. La curva marcada con los símbolos azules corresponde a los valores obtenidos experimentalmente, la curva en verde es una aproximación polinomial de los datos experimentales y las curvas en rojo representan el intervalo de confianza de los valores medidos. Cada figura representa el comportamiento de la rotación de la polarización en función de la frecuencia.

### **V.2.1. Respuesta en Frecuencia de la Modificación de los Ejes Propios**

Los resultados experimentales obtenidos durante la determinación de la respuesta en frecuencia de la modificación de los ejes propios se muestran en las figuras 26 y 27. La variación de la rotación del estado de polarización para un haz de sonda de entrada con polarización lineal alineada con el eje x (TE) del AOS es la que se muestra en la figura 26. Mientras que en la figura 27, se muestra la variación de la rotación del estado de polarización para el haz de sonda de entrada con polarización lineal alineada con el eje y (TM) del amplificador.

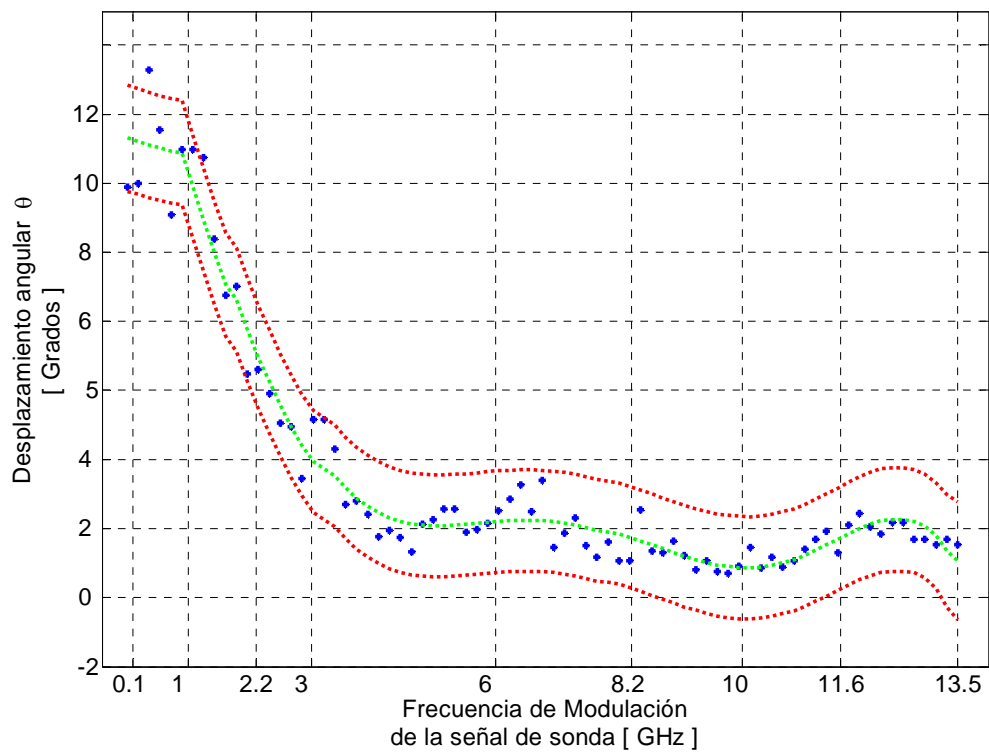


Figura 26. Desplazamiento angular  $\theta$ , cuando el haz de sonda es introducido al AOS con una polarización lineal inclinada  $0^\circ$ , una longitud de onda de 1564 nm y un offset de  $-11 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $2 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$  para el intervalo de 100 MHz a 6 GHz, mientras que en el subintervalo de 6 GHz a 12 GHz el nivel de offset que se permitió fue de  $-3 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $0 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$ .

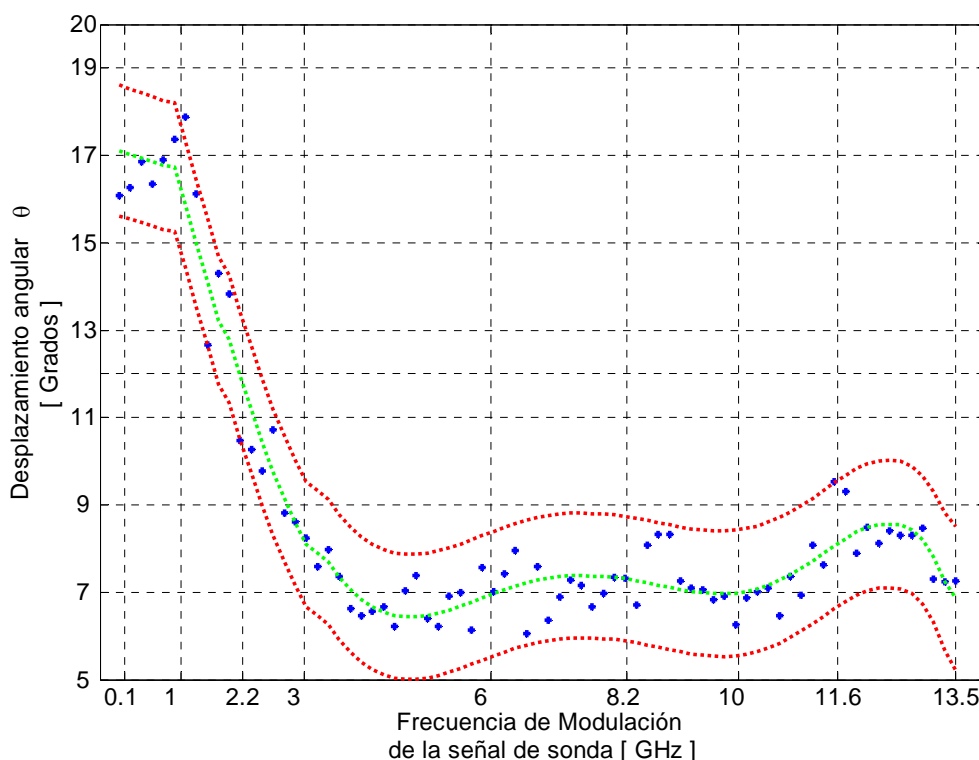


Figura 27. Desplazamiento angular  $\mathcal{G}$ , cuando el haz de entrada es introducido al AOS con una polarización lineal inclinada  $90^\circ$ , una longitud de onda de 1564 nm y un offset de  $-11 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $2 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$ , para el intervalo de 100 MHz a 6 GHz, mientras que en el subintervalo de 6.2 GHz a 12 GHz el nivel de offset que se permitió fue de  $-3 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $0 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$ .

Los resultados mostrados, en las dos últimas figuras, se obtienen calculando el desplazamiento angular  $\mathcal{G}$ , a partir de la ecuación (92) y de las mediciones de las amplitudes pico a pico de las señales de salida y de entrada del polarizador Pol2. Es importante mencionar que durante la medición de cada punto, de las figuras mencionadas, se cuidó que el nivel mínimo siempre estuviera en rechazo total, es decir que el polarizador Pol2 no dejara pasar nada de potencia. Así también se tuvo el cuidado de compensar los posibles errores de medición causados por las pérdidas introducidas por los instrumentos utilizados.

Las gráficas 26 y 27 muestran que el fenómeno bajo estudio tiene un comportamiento, en cierta manera, estable hasta antes de 1 GHz. Esta primera observación indica que el AOS, a estos valores de frecuencia, tiene una recuperación completa, principalmente al fenómeno de la modificación de los ejes propios que interviene en el proceso de la RNLP, es decir; cuando la RNLP es dominada por el fenómeno de la modificación de los ejes propios, el AOS es capaz de responder a frecuencias menores a 1 GHz. Otro resultado notorio, en las figuras anteriores, es la pendiente con la que decae la rotación de la polarización, dicha pendiente negativa que aparece entre los valores de frecuencia 1 GHz y 4 GHz muestra que el fenómeno de la RNLP deja de manifestarse de buena manera y por tanto indica que el AOS deja de responder eficientemente a frecuencias mayores a 1 GHz. De hecho, en ambas gráficas se observa que la translación del estado de polarización decae a la mitad de su valor a una frecuencia cercana a los 2 GHz. Mientras tanto, para valores mayores a los 3 GHz se aprecia que la translación del estado de polarización oscila en valores muy pequeños en magnitud, los cuales indican que en altas frecuencias hay una manifestación moderada de la RNLP.

## **V.2.2. Respuesta en Frecuencia de la Birrefringencia Inducida**

Como ya se estableció en el capítulo anterior, para determinar la respuesta en frecuencia de la RNLP cuando ésta es dominada por la birrefringencia inducida es necesario que el estado de polarización de entrada del haz de sonda sea lineal y orientado a  $45^{19}$  grados. En la figura 28 se aprecia que la respuesta en frecuencia de la RNLP cuando está dominada por la birrefringencia inducida es parecida a su respuesta cuando está dominada por la

---

<sup>19</sup> En realidad para exacerbar la RNLP y la birrefringencia inducida, la polarización lineal del haz de entrada NO debe estar orientado a  $45^\circ$  sino aproximadamente a  $60^\circ$ , para compensar la diferencia de ganancias TE y TM y las pérdidas por inserción.

modificación de los ejes propios. La principal diferencia entre ambas respuestas es la magnitud que alcanza la translación del estado de polarización, siendo mayor para el caso de la birrefringencia inducida. Esto indica que la birrefringencia inducida contribuye casi en un orden de magnitud más al fenómeno de la RNLP de lo que lo hace la modificación de los ejes propios.

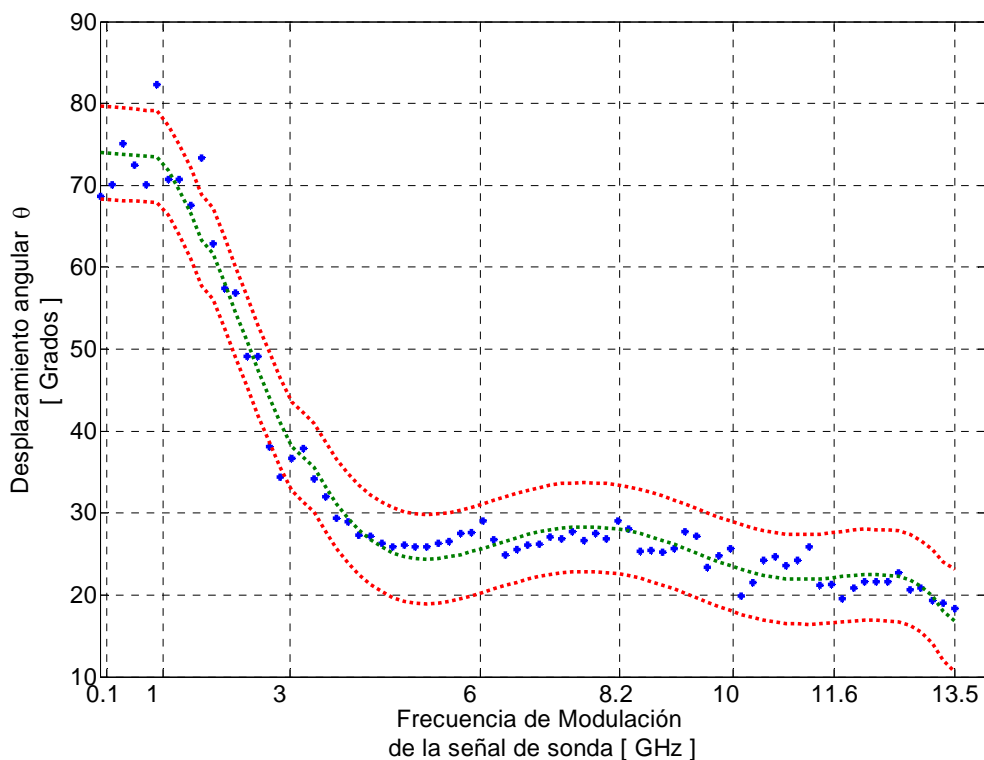


Figura 28. Desplazamiento angular  $\theta$ , calculado a partir de la ecuación 92 y de las mediciones de las potencias de salida y de entrada del polarizador Pol2, cuando el haz de entrada es introducido al AOS con una polarización lineal inclinada  $45^\circ$ , una longitud de onda de 1564 nm y con un offset de  $-11 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $2 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$ , para el intervalo de 100 MHz a 6 GHz, mientras que en el subintervalo de 6 GHz a 12 GHz el nivel de offset que se permitió fue de  $-3 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $0 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$ .

Los puntos de coincidencia entre las curvas anteriores son claros. El primero de ellos es el comportamiento para frecuencias de modulación menores a 1 GHz. En este caso, la manifestación del fenómeno de la RNLP es importante (la translación del estado de polarización alcanza los niveles más altos), debido a que el medio amplificador alcanza a recuperarse de las perturbaciones inducidas por el haz modulado insertado al AOS. Específicamente las perturbaciones se efectúan con una periodicidad mayor al tiempo de vida de los portadores de la banda de conducción, por lo que ésta siempre se recupera satisfactoriamente.

En segundo término se puede apreciar en la figura 28, la existencia de una pendiente negativa para frecuencias mayores a 1 GHz y menores a 4 GHz. Es importante hacer notar que esta pendiente no tiene una caída tan abrupta como sucede en el caso de la modificación de los ejes propios. Esto se debe a que la presencia de ambas componentes ortogonales de polarización dentro del AOS ayuda a que la RNLP se exacerbe, existiendo una mayor facilidad para que exista un cambio en el estado de polarización del haz modulado, debido a la amplificación asimétrica y al desfase inducido entre las componentes ortogonales de campo eléctrico ( $E_x$  y  $E_y$ ). Esta última es la razón de que la rotación del estado de polarización, en función de la frecuencia, decaiga pero no de una manera tan rápida como sucedió en el caso de la modificación de los ejes propios. Además, es interesante notar la tendencia de mantener un nivel muy estable de rotación de la polarización para frecuencias mayores a 4 GHz. Esto se puede ver como una “saturación” del fenómeno de la RNLP, debido a que el mecanismo dominante dentro de la dinámica de portadores, la pulsación de la densidad de portadores, a estas frecuencias de modulación se ve superado en su tiempo de respuesta.

Lo anterior ocasiona que la población de portadores en la banda de conducción no se perturbe de una manera importante y por lo tanto tampoco lo harán el índice de refracción y las ganancias modales, dando como resultado cambios en la rotación de polarización del mismo orden.

### **V.2.3. Resumen Etapa Experimental**

La etapa experimental permitió encontrar la respuesta, en el dominio de la frecuencia, tanto de la modificación de los ejes propios como de la birrefringencia inducida. Estos fenómenos intervienen, dentro del AOS, para la manifestación del fenómeno de la RNLP. Los resultados obtenidos durante la caracterización de cada fenómeno, muestran que los comportamientos son semejantes; encontrándose ciertas diferencias que son explicables de acuerdo a la teoría mostrada en los capítulos 2 y 3 de esta tesis. Además, el análisis de resultados mostró que la rotación del estado de polarización tiene un comportamiento estable a frecuencias de modulación bajas ( $\sim 1$  GHz) y que conforme aumenta la frecuencia de modulación la rotación de la polarización deja de responder y empieza a tener un decaimiento lineal hasta llegar a una frecuencia aproximada de 4 GHz. A partir de este valor aproximado de frecuencia se observa una saturación de la rotación del estado de polarización debido a que la rotación se mantiene en un intervalo de valores promedio.

Una vez analizada la parte experimental; es necesario validar el modelo teórico con los resultados experimentales obtenidos en este trabajo de tesis. Con este fin, en el siguiente apartado se describen los resultados obtenidos del modelo descrito en el tercer capítulo de esta tesis.

### V.3. Resultados Teóricos

El objetivo de este apartado es exponer, de manera detallada, los resultados del uso del modelo teórico desarrollado en el tercer capítulo de este trabajo. Para lograrlo se describe, de forma general, la implementación y funcionamiento del modelo en régimen estático y dinámico.

Para la implementación del modelo es necesario considerar una característica muy importante e inherente al AOS, como lo es la distribución longitudinal no uniforme de los portadores. Para tomar en cuenta este comportamiento, se divide al amplificador en varias secciones virtuales y se asume que en cada una de ellas hay una densidad de portadores constante no necesariamente igual a la de las vecinas, logrando así que la densidad de portadores no sea constante a lo largo del amplificador. Debido a este seccionamiento, el modelo es capaz de considerar las variaciones longitudinales tanto de la densidad de portadores como las del campo eléctrico dentro del AOS.

Estrictamente, la manifestación del fenómeno de la rotación no lineal de la polarización (RNLP) se debe a varias contribuciones o fenómenos que se manifiestan simultáneamente dentro de la región activa del AOS como son, la birrefringencia inducida, la modificación de los ejes propios de la guía de onda y la perturbación de las ganancias modales del medio amplificador. Por lo tanto, para tener un modelado correcto de la manifestación de la RNLP es necesario considerar simultáneamente todas estas contribuciones, lo cual no es una tarea sencilla pues involucra cálculos muy complicados. Sin embargo, en este trabajo de tesis se asume que el fenómeno que contribuye de manera primordial, a la manifestación de la RNLP, es el efecto de la birrefringencia inducida. Esto debido a que, como ya se mencionó en el tercer capítulo, un pequeño cambio (del orden de  $10^{-3}$ ) en el índice de refracción local provoca



un desequilibrio en los índices de refracción efectivos (del orden de  $10^{-3}$ ) y por lo tanto los modos de propagación viajan a diferentes velocidades [Manning *et al.*, 2001], causando un cambio importante en el estado de polarización a la salida del AOS.

De esta manera, el modelo por secciones fue elaborado para que tome en cuenta la distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores y por tanto la distribución longitudinal no homogénea del índice de refracción dentro de la región activa del AOS.

En efecto, como se puede ver a detalle en el tercer capítulo de este trabajo, el modelo descrito utiliza el formalismo de la matriz de densidad para calcular, en cada sección, la densidad de portadores local, la perturbación que sufre la susceptibilidad del medio amplificador y por ende la perturbación local del índice de refracción de la región activa del AOS. Una vez conocida la perturbación que obra sobre el índice de refracción de la región activa, en cada sección, se aplica el método del índice efectivo<sup>20</sup> para calcular los índices de refracción efectivos asociados a las componentes  $E_x$  y  $E_y$  del campo eléctrico del haz que viaja dentro del amplificador. Finalmente, para conocer la evolución del haz dentro del AOS, se calcula en cada sección la propagación del campo eléctrico dentro del AOS utilizando la aproximación de la envolvente lentamente variante en el tiempo.

Los parámetros obtenidos en cada sección son considerados como las condiciones iniciales para la siguiente sección [Durhus *et al.*, 1992]. En particular, estos parámetros permiten calcular el desfase inducido en las componentes de polarización ( $E_x$  y  $E_y$ ) del haz en cada sección. Es importante recordar que el desfase inducido, a lo largo del

---

<sup>20</sup> En cada sección se simplifica la estructura del AOS a una guía de onda equivalente compuesta por tres capas.

AOS, permite determinar la evolución del estado de polarización del haz a medida que este se propaga hacia la salida del amplificador.

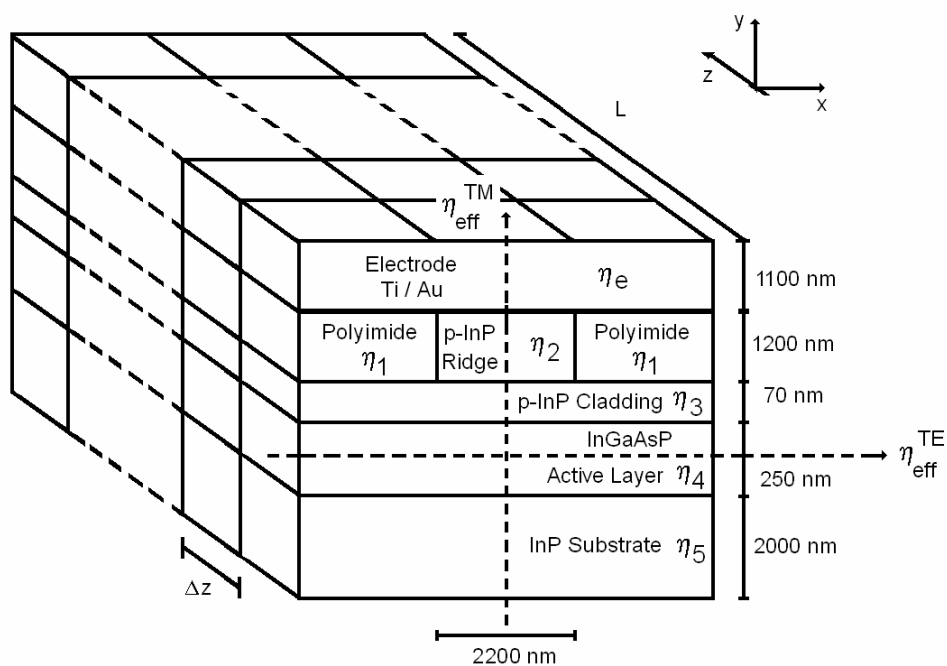


Figura 29. Vista de las secciones virtuales y capas que forman al AOS utilizado. En el esquema se simbolizan, con líneas punteadas, los índices de refracción efectivos para las componentes de campo eléctrico  $E_x$  y  $E_y$ .

Las características y constantes que fueron utilizadas en el modelo para el amplificador ilustrado en la figura 29 son presentadas en la Tabla II, mientras que los valores de potencia del haz, su longitud de onda y estado de polarización lineal fueron semejantes a los del experimento, es decir, para el caso estático el haz tiene una longitud de onda de  $1564 \text{ nm}$ , un estado de polarización lineal orientado a  $45^\circ$  y una potencia variable de  $-20 \text{ dBm}$  a  $2 \text{ dBm}$  en intervalos de  $1.1 \text{ dBm}$ . Mientras que para el caso dinámico el haz fue modulado de manera que su potencia que fluctuó entre un valor mínimo de  $-20 \text{ dBm}$  y uno máximo de  $2 \text{ dBm}$ . El barrido en frecuencia del haz modulado fue de  $100 \text{ MHz}$  a  $20 \text{ GHz}$ .

Tabla II. Valores de las constantes utilizadas en el modelo teórico.

Constantes	
Constante de Boltzmann	$K_B = 1.38066 \times 10^{-23}$ Joules / °K
Constante de Planck	$h = 6.626076 \times 10^{-34}$ Joules * s
Carga del electrón	$q = 1.602 \times 10^{-19}$ C
Permitividad del espacio libre	$\epsilon_0 = 8.85418781 \times 10^{-12}$ F/m
Dimensiones del AOS	
Longitud aproximada	$1.5 \times 10^{-3}$ m
Ancho aproximado	$2.2 \times 10^{-6}$ m
Altura aproximada	$250 \times 10^{-9}$ m
Tiempos de vida media	
Tiempo de vida del electrón	$\tau_s = 200 \times 10^{-12}$ s
Tiempo de dispersión portador-portador	$\tau_1 = 70 \times 10^{-15}$ s
Tiempo de dispersión portador-fonon	$\tau_{hx} = 650 \times 10^{-15}$ s $x = c, v$
Energía del Gap y Energía de Portadores	
Energía del Gap	$E_g = 1.2316 \times 10^{-19}$ Joules
Energía de los electrones en la banda de Conducción	$E_c = 3.5967 \times 10^{-21}$ Joules
Energía de los huecos en la banda de Valencia	$E_v = 3.5883 \times 10^{-22}$ Joules
Energía de spin-orbit splitting	$\Delta = 5.204685015017394 \times 10^{-20}$ Joules
Masas Efectivas de Portadores	
Masa efectiva del electrón en la banda de Conducción	$m_c = 3.87198 \times 10^{-32}$ kg
Masa efectiva de los huecos pesados en la banda de Valencia	$m_{hh} = 3.91134 \times 10^{-31}$ kg
Masa efectiva de los huecos ligeros en la banda de Valencia	$m_{lh} = 4.93008 \times 10^{-32}$ kg
Masa en reposo del electrón	$m_0 = 9.1093897 \times 10^{-31}$ kg
Masa reducida	$m_r = 3.5232049 \times 10^{-32}$ kg
Variables AOS	
Índice de Refracción	$\eta_0 = 3.558$
Índice de grupo	$\eta_{gTE} = 3.71$ $\eta_{gTM} = 3.62$
Velocidad de grupo	$v_{gx} = \frac{3 \times 10^8}{\eta_{gx}}$ $x = TE \text{ o } TM$
Factor de confinamiento	$\Gamma_{TE} = 0.43$ $\Gamma_{TM} = 0.37$

Ganancia Diferencial	$\frac{\partial g}{\partial N} = 4.4 \times 10^{-20} m^2$
Sección transversal de absorción en la banda de Conducción	$\sigma_c = 3.5 \times 10^{-22} m^2$
Sección transversal de absorción en la banda de Valencia	$\sigma_v = 0 m^2$
Temperatura en la banda de conducción	$T_c = 300.14^\circ K$
Temperatura en la banda de valencia	$T_v = 300.14^\circ K$
Temperatura de la red cristalina	$T_L = 300^\circ K$

El análisis de los resultados, de las simulaciones hechas para 10 secciones, es discutido en el siguiente apartado, comenzando con el régimen en estado estático y terminando con el de estado dinámico.

### V.3.1. Comportamiento del Modelo en Estado Estático

El análisis del comportamiento del modelo en estado estático tiene una doble función. En primer término, permite conocer el comportamiento de algunos parámetros que caracterizan al amplificador óptico de semiconductor y que no pueden ser medidos directamente de manera experimental. En segundo término, permite modelar las ganancias de simple paso y la birrefringencia inducida, lo cual es uno de los principales objetivos de esta tesis.

Durante la caracterización estática, se simula una señal en onda continua (CW), que perturba la región activa del AOS, con una longitud de onda de 1564 nm y con una potencia que puede variarse en el intervalo de -20 dBm a 2 dBm. Los parámetros de interés por caracterizar son: la densidad de portadores, la ganancia material y el índice de refracción.

Para comenzar, en la figura 30 se muestra la simulación de la evolución de la densidad de portadores en función del número de secciones y de la potencia del haz de entrada.

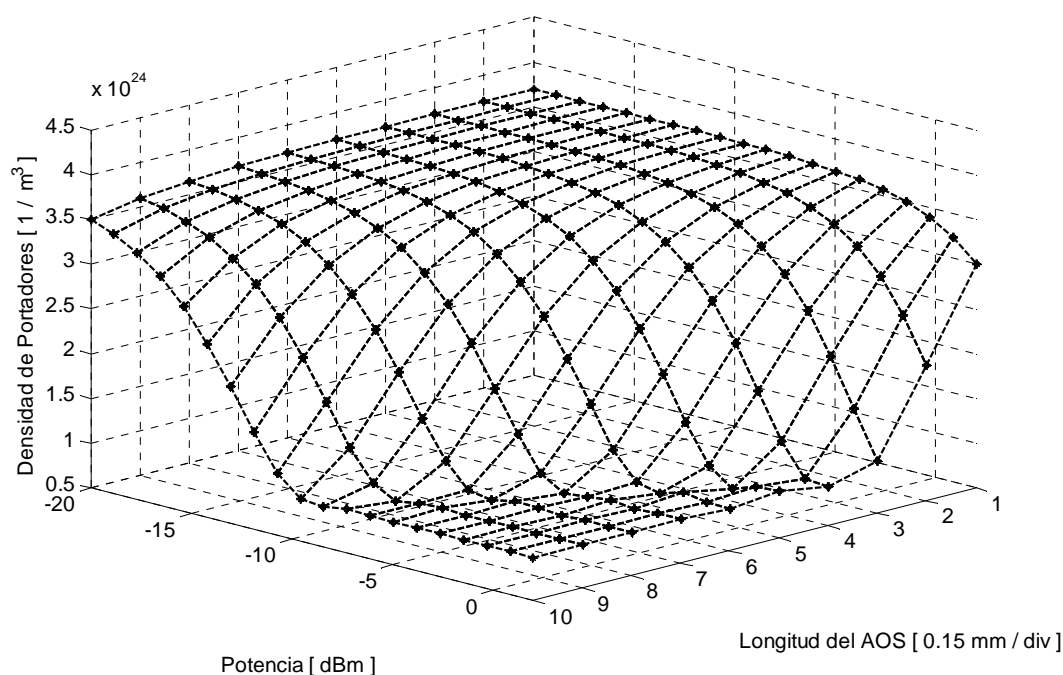


Figura 30. Comportamiento de la densidad de portadores en función del número de secciones y de la potencia del haz insertado. El haz es insertado con una polarización lineal orientada a  $0^\circ$  y una potencia que se fluctuó en el intervalo de -20 dBm a 2 dBm.

Cada curva de la figura anterior representa la evolución, a lo largo del AOS, de la densidad de portadores para un valor de potencia determinado. Como primera observación, se aprecia que la densidad de portadores no es constante a lo largo del amplificador, resultado consistente con el comportamiento de un amplificador óptico de semiconductor de onda viajera<sup>21</sup>. También se puede observar que conforme aumenta la potencia del haz, la densidad de portadores va sufriendo una caída cada vez más importante. Es decir, cuando el nivel de potencia es pequeño (-20 dBm), a la entrada del AOS, la densidad de fotones que interviene en

<sup>21</sup> La densidad de portadores no es constante en los amplificadores debido a que no hay o al menos hay muy poca reflectividad en las facetas, por lo que al nacer la emisión espontánea y al propagarse produce emisión espontánea amplificada por emisión estimulada, provocando un consumo cada vez mayor de portadores y por lo tanto una distribución no constante de la densidad de portadores.

el proceso de amplificación es pequeña. Por lo tanto hay poco consumo de portadores y la distribución de la densidad de portadores cerca de la faceta de entrada es uniforme<sup>22</sup>. Conforme la densidad de fotones aumenta a lo largo del AOS, la cantidad de portadores que se consumen en el proceso de amplificación del haz aumenta, dando como resultado que la densidad de portadores disminuya.

Para un valor alto de potencia ( $2 \text{ dBm}$ ) la situación es simple. Dado que la densidad de fotones en la faceta de entrada es alta, la cantidad de portadores que se consumen por la amplificación es alta también y por consecuencia la densidad de portadores se reduce dramáticamente cerca de la faceta de entrada. Conforme el haz se propaga, la densidad de portadores continua disminuyendo, cruza por el valor que produce a la transparencia<sup>23</sup> ( $N_0 = 9.8 \times 10^{23}$ ) y se estaciona en un valor que provoca la absorción. Para visualizar este comportamiento con toda claridad, en la figura 31 se ha graficado el coeficiente de absorción o de ganancia material en función de la potencia de entrada y de la sección en cuestión. Por otra parte en la figura 32 se presenta la evolución de la amplitud del haz que viaja dentro del AOS para diferentes potencias de entrada.

---

<sup>22</sup> Durante la simulación no se toma en cuenta a la intensidad de la emisión espontánea ni a la emisión espontánea amplificada (ASE) en cada sección, por lo que las curvas de la figura 30 son plana a bajos niveles de densidad de fotones dentro del AOS.

<sup>23</sup> Cuando el AOS está en transparencia es porque existe la misma cantidad de portadores tanto en la banda de conducción como en la banda de valencia y por lo tanto el AOS ya no está en inversión de población.

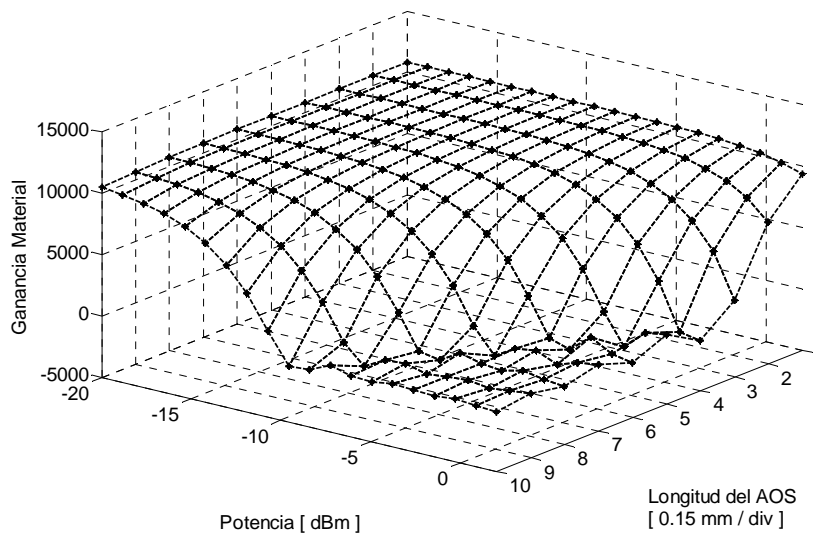


Figura 31. Comportamiento de la Ganancia Material en función del número de secciones y de la potencia del haz insertado con una polarización lineal orientada a 0°.

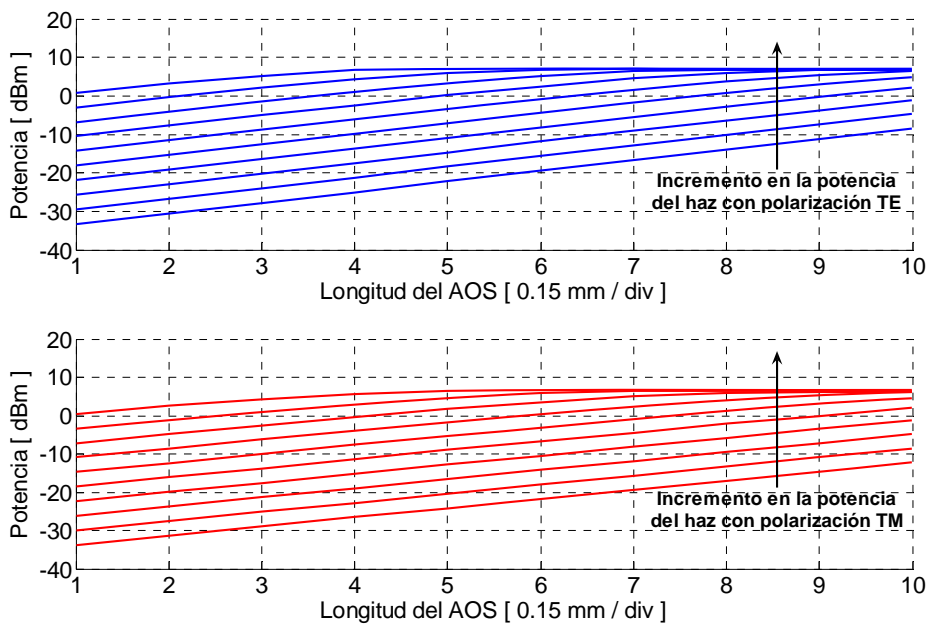


Figura 32. Comportamiento del haz en función del número de secciones y de la potencia del haz insertado al AOS. La gráfica superior muestra el comportamiento del haz cuando es insertado con una polarización lineal orientada a 0°, mientras que la grafica inferior muestra el mismo comportamiento pero ahora el haz fue insertado con una polarización lineal a 90°. En ambos casos la potencia se fluctuó en el intervalo de -35 dBm a 0 dBm.

Los resultados muestran que cuando se insertan valores de potencia de entrada bajos ( $\sim -30$  dBm), la envolvente se amplifica de manera lineal a lo largo del AOS. Mientras que para valores de potencia de entrada altos ( $\sim -2$  dBm), el haz no tiene una amplificación lineal a todo lo largo del dispositivo ya que el nivel de saturación del amplificador es alcanzado.

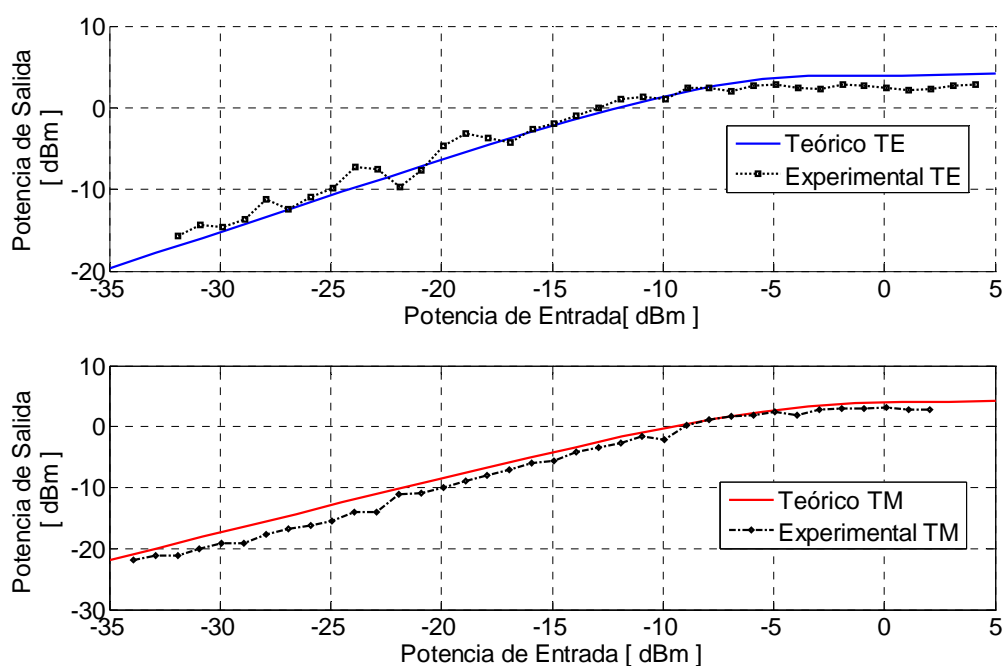


Figura 33. Comportamiento de la potencia de salida del AOS, en función de la potencia del haz que entra al mismo. Estas curvas muestran la saturación del AOS para valores de potencia relativamente altos.

Por otra parte, debido a que es importante determinar la ganancia del amplificador, en la figura 33 se presentan las gráficas teóricas y experimentales de la potencia de salida contra la potencia de entrada del AOS. Se aprecia que a niveles bajos de potencia de entrada, la potencia que sale del amplificador crece de manera lineal. Mientras que a niveles de potencia de entrada relativamente altos, la potencia de salida del amplificador tiende a estabilizarse en un valor de



4.7 dBm. En ambas figuras se aprecia que la curva teórica se aproxima mucho a la curva experimental. En particular, a la pendiente de la curva presentada en la figura 33 se le conoce como ganancia de simple paso y su comportamiento se muestra en la figura 34a

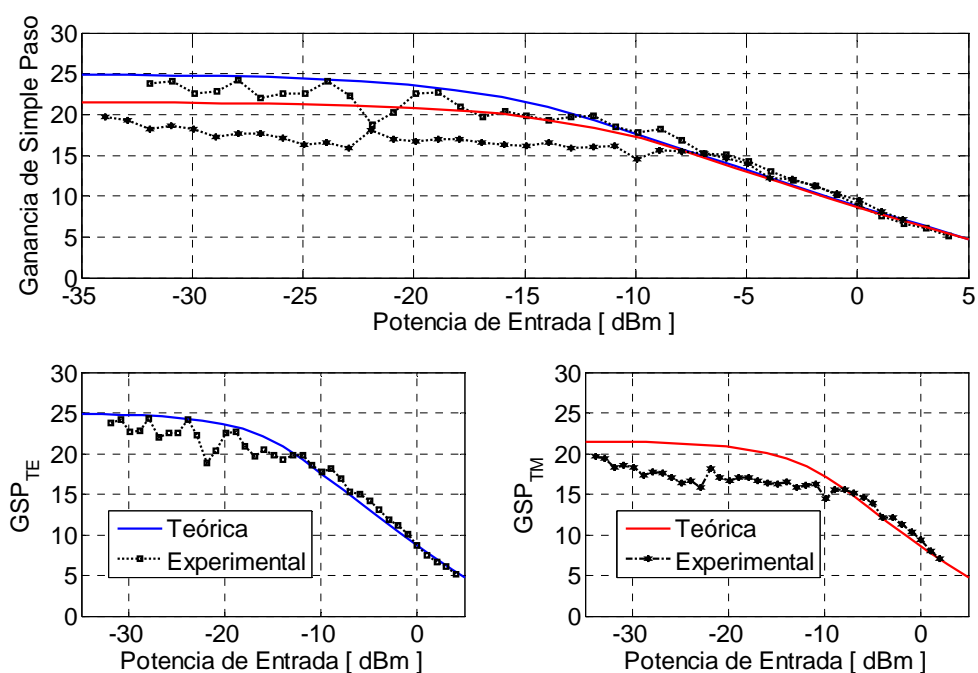


Figura 34. Comportamiento de las ganancias de simple paso o modales (TE o TM) en función de la potencia del haz que entra al AOS. La polarización del haz de entrada es lineal inclinada a  $0^\circ$  y a  $90^\circ$ , con una potencia variable en el intervalo de -25 dBm a 8 dBm.

En la figura 34 se observan los resultados teóricos y experimentales para las ganancias de simple paso. Se puede apreciar en dicha figura (superior), la presencia de cuatro curvas, una para un campo eléctrico polarizado linealmente cuya orientación es horizontal y otra para el mismo campo pero con polarización vertical tanto para el caso experimental como para el teórico. Debido al guiado preferencial de la componente  $E_x$  sobre la  $E_y$  que presentan tanto el modelo teórico como los resultados experimentales, la ganancia para la componente  $E_x$  es

mayor. La ganancia de simple paso para la componente  $E_x$  tiene un valor de 25 dB cuando el haz de entrada tiene un valor bajo de potencia ( $\sim -33$  dBm), siendo este valor consistente con el valor encontrado experimentalmente. Al ir aumentando la potencia de la señal, la ganancia va disminuyendo lentamente. Pero cuando el medio amplificador está perturbado fuertemente, la ganancia de simple paso decae rápidamente a una tasa de 1 dB/dBm tanto para el caso experimental como para el teórico.

Así también, para la componente de polarización vertical  $E_y$ , se observa un comportamiento similar; siendo la diferencia, solamente, la magnitud de la ganancia de simple paso para valores bajos de potencia. Es importante mencionar que las ganancias de simple paso se van igualando conforme la potencia de entrada aumenta. Esto quiere decir que la amplificación que sufren ambas componentes de campo eléctrico a altas potencias es prácticamente la misma. Esto se debe a que al aumentar la densidad de fotones (amplificación) dentro del AOS, estos van saturando más al medio y por lo tanto la densidad de portadores se acerca a su nivel de transparencia provocando que la amplificación se sature.

Así mismo, debido a que la componente de campo eléctrico  $E_x$  tiene mejor guiado dentro del AOS, ésta consume portadores a una mayor tasa alcanzando mucho más rápido, el nivel de transparencia para niveles altos de potencia. Mientras que la componente  $E_y$  alcanza el mismo nivel de transparencia un poco después en su trayectoria de salida del amplificador. Por esta razón, al ir alcanzando ambos haces el nivel de transparencia, disminuyen la tasa de amplificación hasta que ésta se vuelve la misma.

Por otro lado, es necesario recordar que el modelo se implementó bajo la suposición de que el fenómeno de la birrefringencia inducida es el que domina a la manifestación de la rotación no lineal de la polarización. Por lo tanto, es necesario caracterizar la perturbación a la

birrefringencia estructural que provoca el haz que se propaga dentro del AOS. Para lograr esto es necesario que la polarización lineal que perturbe al AOS contenga ambas componentes de campo eléctrico ( $E_x$  y  $E_y$ ). Por lo que se optó por una polarización lineal inclinada a  $45^\circ$ , con el afán de que ambas componentes de polarización incidan sobre el amplificador con la misma amplitud.

Para simular una polarización lineal a 45 grados se ejecuta, en primera instancia, el modelo con un haz con una polarización lineal a  $0^\circ$ , una vez realizado esto; ahora se ejecuta una vez más la simulación, pero ahora con una polarización lineal a  $90^\circ$ . Al haber realizado esto, se obtendrán dos modificaciones al índice de refracción local con exactamente el mismo comportamiento. Mostrándose, en la figura 35, la evolución del índice de refracción local cuando el amplificador es perturbado tanto por un haz con polarización lineal horizontal (TE). En la misma figura, se presenta la diferencia existente entre las modificaciones provocadas por los haces con polarización lineal inclinada a  $0^\circ$  y  $90^\circ$ . Se aprecia que el comportamiento de la modificación hecha al índice local tiende a aumentar y que la magnitud de dicho aumento depende de la potencia del haz a la entrada del AOS.

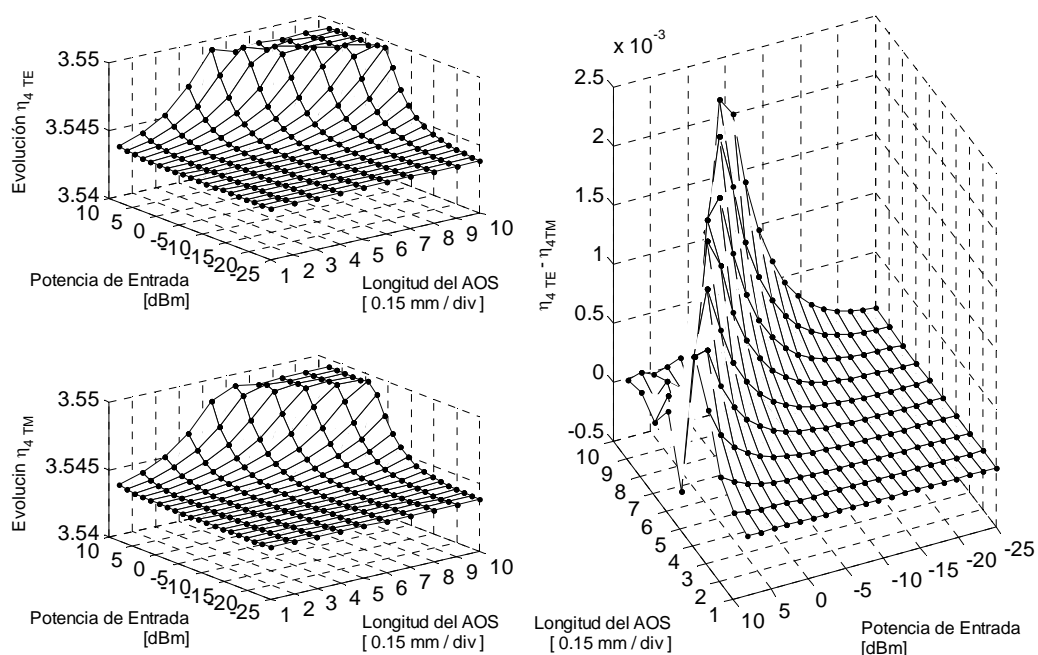


Figura 35. Evolución del índice de refracción local en función de la potencia del haz que entra al AOS y del número de secciones en que se dividió al AOS. La polarización del haz de entrada fue lineal inclinada a  $0^\circ$  y a  $90^\circ$  con una potencia que se fluctuó de -25 dBm a 8 dBm.

Específicamente, en esta figura se muestra el comportamiento del índice de refracción de la región activa (local) en función del número de secciones considerado y de la potencia del haz introducido al AOS. Para niveles de potencia de entrada bajos, la perturbación del índice de refracción no es significativa, mientras que para niveles de potencia elevados, la perturbación aumenta hasta un valor 3.546. Cuando la potencia del haz que viaja a lo largo del AOS se incrementa paulatinamente, la perturbación del índice de refracción alcanza un máximo y posteriormente decae hasta llegar a un nivel constante de 3.548. Es importante mencionar que la magnitud de la perturbación del índice de refracción a la salida del amplificador siempre es mayor que la que se presenta a la entrada de este dispositivo.

En la figura 35 se aprecia que la perturbación al índice local llega a un estado estacionario en altas potencias del haz que viaja dentro del amplificador. Esto se explica en función del comportamiento de la densidad de portadores a los mismos niveles de potencia. Como se vio (ver figura 30), la densidad de portadores alcanza un estado estacionario en potencias altas debido a que conforme se aumenta la potencia, el consumo de portadores es cada vez mayor hasta que se llega al nivel de transparencia. Cuando se pasa el nivel de transparencia llegamos al régimen de absorción y por lo tanto se pasan portadores de la banda de valencia a la banda de conducción aumentando instantáneamente a la densidad de portadores provocando esto una amplificación que despobla a la banda de conducción, estableciéndose así, otra vez, el régimen de absorción y luego el régimen de amplificación y así sucesivamente, dando por resultado que la densidad de portadores se estabilice en un valor constante y por lo tanto, el índice de refracción también lo hará. Por otro lado, al aumentar la potencia de entrada, los portadores (electrones) ganan energía tanto física como virtualmente a través del calentamiento de portadores (CH “Carrier Heating”). Esto hace que los portadores de las bandas de conducción y de valencia aumenten su energía debido a su dependencia con el factor  $[K(T + \Delta T)]$ , donde  $K$  es la constante de Boltzmann,  $T$  es la temperatura de la red cristalina y  $\Delta T$  es el incremento en la temperatura provocado por la potencia del haz que viaja dentro del amplificador.

Entonces, cuando un fotón de energía  $\hbar\omega$  es absorbido, un electrón llega a la banda de conducción y ahí aumenta su energía de transición a  $\hbar\omega + K(T + 2\Delta T)$ , lo cual hace que la densidad de portadores aumente sin que pueda ser consumida por los fotones ya que ahora la energía del fotón es menor a la energía de transición de los electrones calentados, lo cual disminuye el valor del índice, como se aprecia en la figura 35.

Como se mencionó en el tercer capítulo de este trabajo, la perturbación del índice de refracción local es utilizada para el cálculo de los índices de refracción efectivos del amplificador. Así después de utilizar el método del índice efectivo (MIE), en la figura 36 se muestran los índices efectivos asociados a las componentes  $E_x$  y  $E_y$  del campo eléctrico del haz que se propaga dentro del AOS.

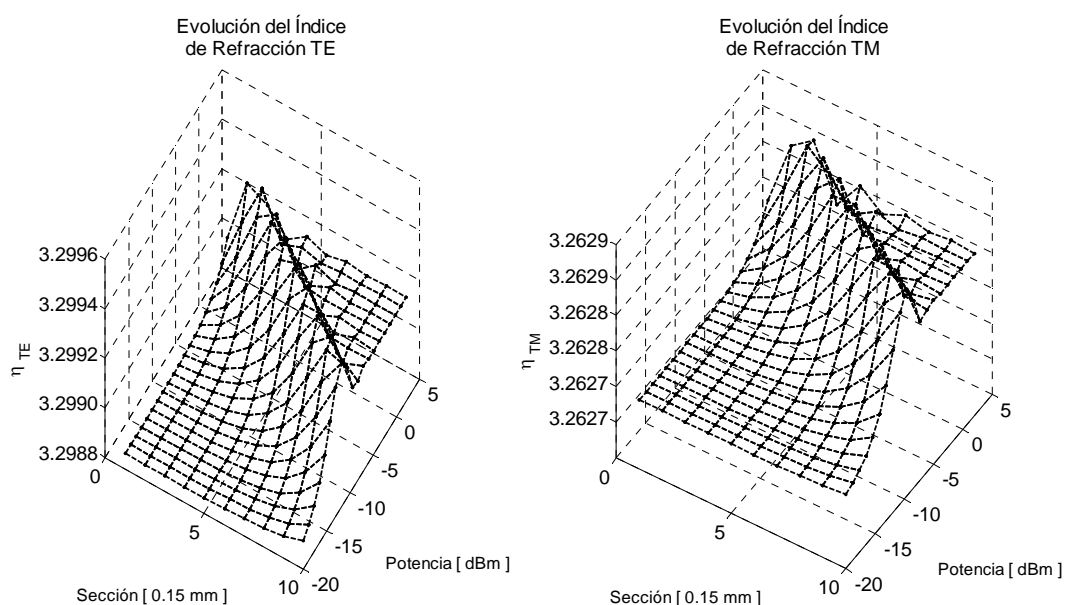


Figura 36. Índices de refracción efectivos (TE y TM) en función de la potencia del haz que entra al AOS y del número de secciones en que se dividió al AOS. La polarización del haz de entrada es una lineal inclinada  $0^\circ$  o  $90^\circ$ , respectivamente, con una potencia variable en el intervalo de  $-20$  dBm a  $8$  dBm.

En ambas gráficas de esta figura, se observa que el comportamiento de los índices efectivos es el mismo al descrito cuando se analizó la perturbación hecha al índice de refracción local, es decir; tienen una conducta creciente al aumentar la potencia del haz que viaja dentro del AOS. Cuando la potencia del haz es alta, el índice de refracción efectivo llega a

un máximo y después disminuye hasta oscilar alrededor de un nivel constante. La diferencia en el comportamiento de los índices de refracción efectivos estriba en que es mayor el cambio para el índice efectivo asociado a la componente  $E_x$  que el asociado a la componente  $E_y$ . La razón de este comportamiento es el mejor guiado de la componente  $E_x$  con respecto a la  $E_y$ . En efecto al ser mejor guiada la componente  $E_x$ , ésta perturba de manera más importante al medio amplificador.

Esta diferencia entre los índices de refracción efectivos provoca que las componentes de campo eléctrico  $E_x$  y  $E_y$  viajen a diferentes velocidades causando un desfase entre ellas que es calculado de acuerdo a la relación

$$\Delta\phi_i^{TM-TE} = \frac{2\pi L}{\lambda_i} \left[ \left[ \eta_{i,eff}^{TM} - \eta_{i,eff}^{TE} \right]_{pert} - \left[ \eta_{i,eff}^{TM} - \eta_{i,eff}^{TE} \right]_{no\ pert} \right].$$

Como se puede apreciar, para emplear esta expresión es necesario conocer las diferencias entre los índices de refracción efectivos cuando el AOS no es perturbado (potencia baja) y cuando el amplificador es perturbado (potencia alta). El resultado obtenido se muestra en la figura 37.

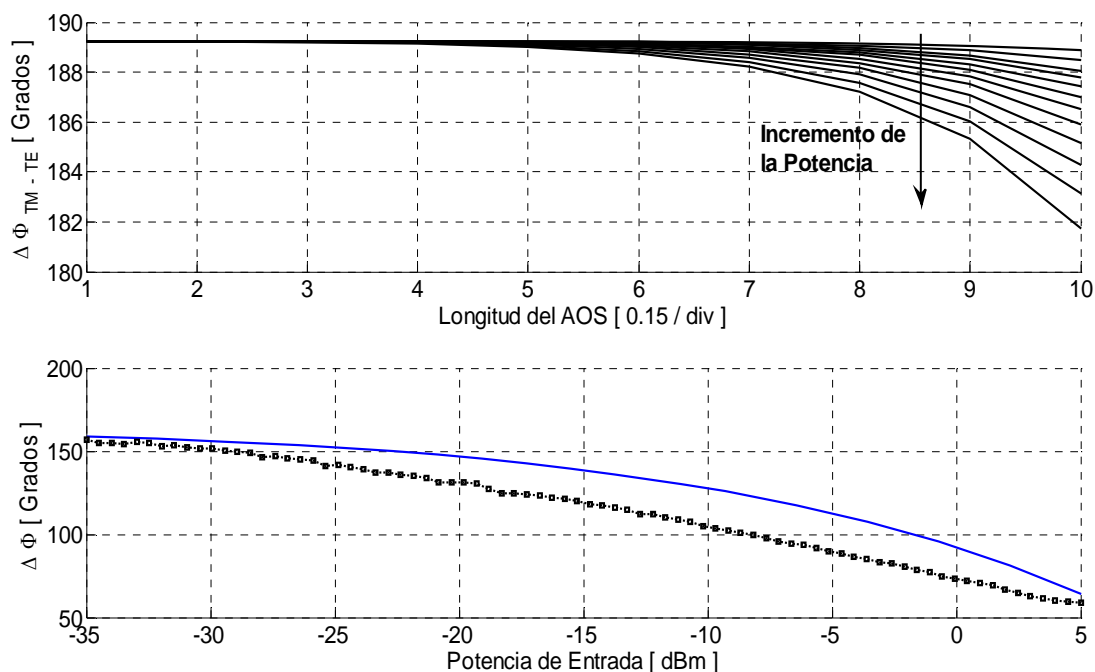


Figura 37. Desfasamiento acumulado entre las componentes ortogonales de polarización. En la gráfica superior se muestra el desfasamiento acumulado en función de las 10 secciones en que se dividió al AOS. En la gráfica inferior se muestran los resultados teóricos y experimentales para el desfasamiento acumulado a la salida del AOS en función de la potencia del haz que entra al mismo.

La figura anterior consta de dos gráficas, la superior muestra la evolución del desfasamiento acumulado que sufren las componentes  $E_x$  y  $E_y$  a lo largo de las secciones del AOS, cuando se inserta un haz con una potencia variable entre  $-35 \text{ dBm}$  y  $5 \text{ dBm}$ . En la gráfica inferior se observa la conducta experimental y teórica del desfasamiento acumulado a la salida del AOS. En dicha gráfica la potencia de entrada es variada entre  $-35 \text{ dBm}$  y  $5 \text{ dBm}$ .

El comportamiento de ambas gráficas es similar, es decir, el desfasamiento aumenta conforme la potencia aumenta. Es importante mencionar que este resultado es consistente con el obtenido en la etapa experimental, donde un haz fue insertado al amplificador con una



polarización lineal inclinada a  $45^\circ$  y con una potencia de entrada que se varió en el intervalo de  $-35 \text{ dBm}$  a  $5 \text{ dBm}$ . El desfaseamiento que se muestra en la grafica anterior, se obtiene de los parámetros de Stokes arrojados por el analizador de polarización HP 8509A/B que fue colocado a la salida del amplificador óptico de semiconductor.

Por otro lado, una de las maneras de cuantificar y visualizar la modificación del estado de polarización es la esfera de Poincaré. Dicha modificación del SOP tiene lugar cuando existen cambios de amplitud (ganancia) y de fase (desfaseamiento) entre las componentes de campo eléctrico ( $E_x$  y  $E_y$ ) que viajan dentro del AOS

La esfera de Poincaré es una representación tridimensional normalizada de los parámetros de Stokes, los cuales se definen en las siguientes expresiones:

$$S_0 = (A_x^2 + A_y^2) \quad (93)$$

$$S_1 = (A_x^2 - A_y^2) \quad (94)$$

$$S_2 = 2A_x A_y \cos(\Delta\phi) \quad (95)$$

$$S_3 = 2A_x A_y \sin(\Delta\phi) \quad (96)$$

donde,  $A_x$  y  $A_y$ , representan a las amplitudes de las componentes ortogonales de campo eléctrico y  $\Delta\phi = \phi_y - \phi_x$  es la diferencia de fase entre los componentes de campo eléctrico.

En la figura 38 se muestra la evolución teórica y experimental del estado de polarización (SOP), a la salida del AOS, de un haz con polarización lineal inclinada a  $45^\circ$  y cuya potencia es fluctuada en el intervalo de  $-35 \text{ dBm}$  a  $5 \text{ dBm}$ .

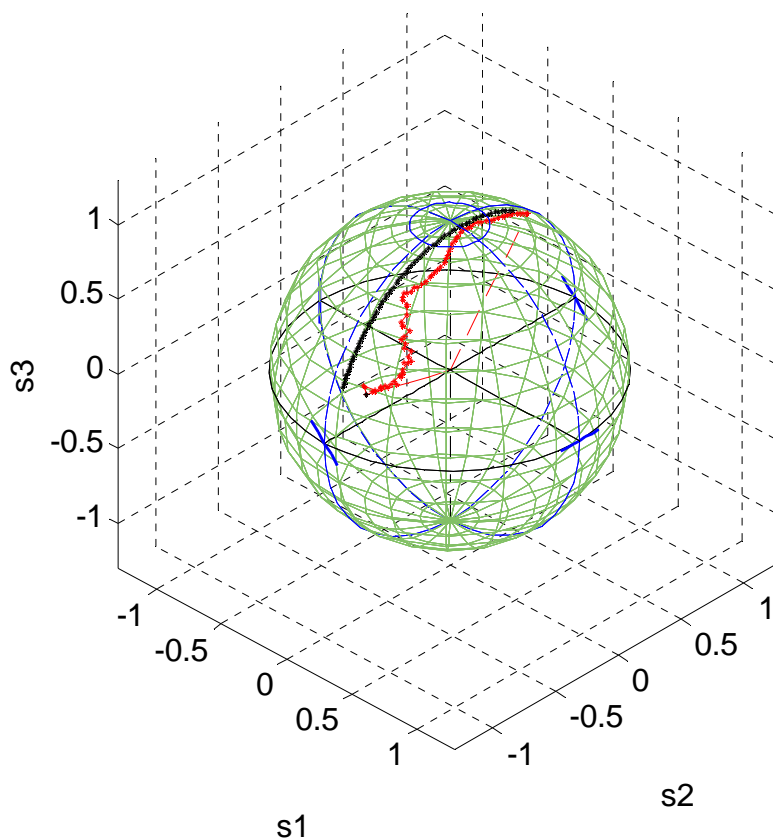


Figura 38. Evolución, en la esfera de Poincaré, de los SOPs experimentales y teóricos de un haz polarizado linealmente a  $45^\circ$  y cuya potencia fue variada en el intervalo de  $-35$  dBm a  $5$  dBm.

En la figura 38 se puede apreciar que el resultado teórico difiere del resultado experimental. La razón de esto último es que no se están considerando efectos de acoplamiento (intercambio de potencia) entre las componentes ortogonales de campo eléctrico, por lo que la proporción de la variación de dichas componentes se mantiene constante a lo largo del AOS, provocando que los parámetros de Stokes no fluctúen y por lo tanto el SOP dentro de la esfera tampoco lo hará. Pero aun así despreciando este tipo de

situaciones, el resultado obtenido es bastante cercano al experimental, por lo que se puede afirmar que el efecto dominante en la RNLP es la birrefringencia inducida.

Por otro lado, como se puede observar, el amplificador puede ser tratado, físicamente, como un elemento polarizante (retardador, polarizador, etc.). Como ya se estableció, tanto experimental como teóricamente, el AOS presenta una diferencia en las ganancias asociadas a las componentes  $E_x$  y  $E_y$ . Esto provoca que la amplitud de estas componentes se modifique de manera diferente, por lo que en este sentido el AOS puede ser considerado como un “diatenuador”. Por otro lado, las componentes  $E_x$  y  $E_y$  experimentan diferentes índices de refracción, lo que resulta en un desfaseamiento a la salida del AOS. En este sentido el amplificador se comporta como un “retardador”, pues atrasa o adelanta las componentes de polarización.

De una manera simple pero físicamente útil, el AOS puede ser considerado como un diatenuador seguido por un retardador. Bajo esta perspectiva, el amplificador puede ser descrito por una matriz de Mueller<sup>24</sup> [Goldstein, Ch. 6] la cual originalmente fue propuesta para un retardador-absorbedor anisotrópico. La matriz modificada para el AOS se presenta a continuación.

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} G_{Ex}^2 + G_{Ey}^2 & G_{Ex}^2 - G_{Ey}^2 & 0 & 0 \\ G_{Ex}^2 - G_{Ey}^2 & G_{Ex}^2 + G_{Ey}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \cdot G_{Ex} \cdot G_{Ey} \cdot \cos \Delta\phi_i & 2 \cdot G_{Ex} \cdot G_{Ey} \cdot \sin \Delta\phi_i \\ 0 & 0 & -2 \cdot G_{Ex} \cdot G_{Ey} \cdot \sin \Delta\phi_i & 2 \cdot G_{Ex} \cdot G_{Ey} \cdot \cos \Delta\phi_i \end{pmatrix} \quad (97)$$

---

<sup>24</sup> La superioridad del formalismo de la matriz de Mueller, con respecto al formalismo de la matriz de Jones, reside en su simplicidad y además de su fácil medición en forma de los parámetros de Stokes. El desarrollo de esta matriz de Mueller se encuentra en los apéndices de este trabajo.

En la ecuación (97) aparecen los términos de ganancias de simple paso  $G_{Ex}^2, G_{Ey}^2$  y el desfase acumulado  $\Delta\phi_i$  entre las componentes de polarización. La matriz de Mueller de un elemento, que puede cambiar la polarización, permite relacionar al estado de polarización del haz incidente con el estado de polarización del haz que emerge de dicho elemento. Es decir, el haz que incide con un estado de polarización, descrito por los parámetros de Stokes<sup>25</sup> (S), interactúa con el medio (M) de manera que el haz que emerge de éste es ahora definido por un nuevo conjunto de parámetros de Stokes (S'):  $S' = M \cdot S$ .

En el caso general, el estado de polarización del haz (SOP) a la salida del AOS es elíptico (un estado de polarización lineal se puede ver como un caso particular de la polarización elíptica). Y éste puede ser descrito por un vector formado con los parámetros de Stokes. Los parámetros de Stokes relacionan parámetros tales como: las componentes del campo eléctrico ( $E_x$  y  $E_y$ ), el desfase entre componentes, el ángulo de elipticidad y el ángulo azimutal. Los primeros dos parámetros mencionados indican como fueron afectadas las componentes de campo eléctrico, mientras que los dos últimos dan información de la elipticidad y orientación del estado de polarización, respectivamente.

Tomando en cuenta esto último y dado que durante la simulación, los parámetros de Stokes ( $S_0, S_1, S_2$ , y  $S_3$ ) del haz incidente en el AOS son completamente conocidos (ya que se consideró que el estado de polarización del haz que entra al AOS es lineal y orientado a  $45^\circ$ ), el estado de polarización (expresado en parámetros de Stokes) a la salida del AOS puede ser obtenido al aplicarle la matriz de Mueller del amplificador. El resultado de esta operación se muestra en la figura 39.

---

<sup>25</sup> La representación matricial de los parámetros de Stokes es una muy poderosa herramienta para tratar los cambios en estados de polarización durante la interacción de luz polarizada con elementos que alteran el estado de polarización.

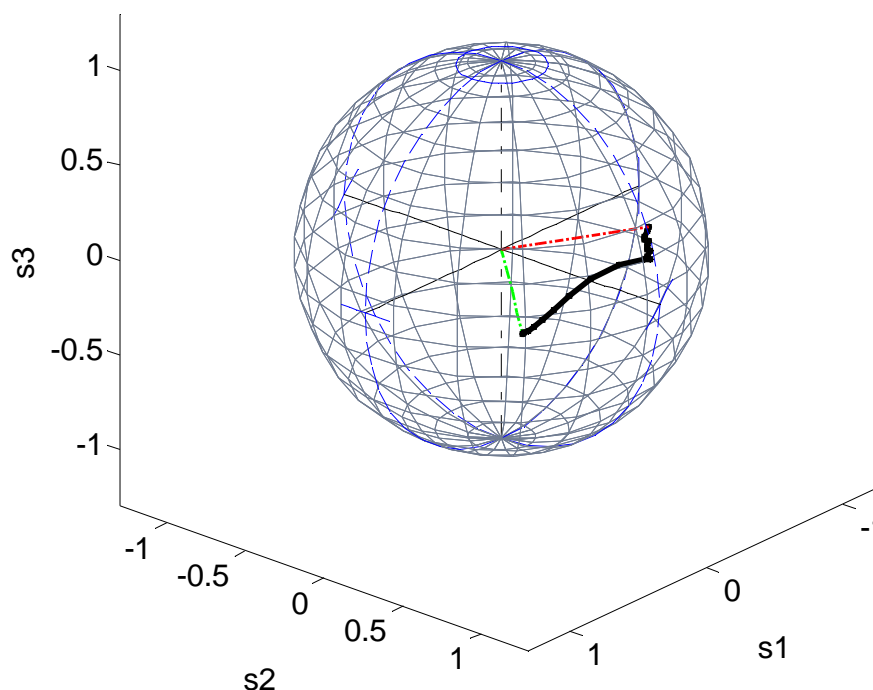


Figura 39. Representación en la esfera de Poincaré del estado de polarización que emerge del AOS. Al amplificador se inserta un haz de sonda con una polarización lineal inclinada a  $45^\circ$  y con una potencia que varió desde  $-35$  dBm hasta  $5$  dBm.

En la figura 39 se utiliza la esfera de Poincaré en donde cada punto representa un estado de polarización (SOP<sup>26</sup>) del haz que sale del AOS modelado. Como se puede observar, en esta figura, existe una trayectoria en la esfera que está formada por diferentes estados de polarización asociados a diferentes niveles de potencia del haz que se inserta al amplificador.

De la figura anterior, se puede apreciar un comportamiento parecido al obtenido en la figura 38. Las diferencias serían básicamente dos, la primera estriba en que las trayectorias empiezan en diferentes puntos de la esfera y la segunda es que la amplitud del recorrido, es

---

<sup>26</sup> El SOP en la esfera de Poincaré es la representación vectorial de los parámetros de Stokes normalizados a  $S_0$ , es decir  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $s_3$  toman valores entre  $1$  y  $-1$ .

menor para el caso del modelado con la matriz de Mueller. Este resultado es un primer intento por representar al AOS con una matriz de Mueller, por lo que es necesario refinar ciertos detalles que esta tesis no cubrirá. Sin embargo este intento ayuda a visualizar que el comportamiento del SOP a la salida del AOS puede representarse por una matriz bastante sencilla.

A continuación se mostrarán los resultados obtenidos durante la simulación del modelo en estado dinámico, es decir, el modelo ahora se perturbará con una señal modulada y no con un haz CW.

### **V.3.2. Comportamiento del Modelo en Estado Dinámico**

El comportamiento del modelo en estado dinámico permite determinar la conducta de la rotación no lineal de la polarización cuando el AOS es perturbado por un haz modulado en amplitud. Al igual que en el caso estático, el análisis de la modificación de los índices de refracción efectivos lleva a conocer la conducta de la birrefringencia inducida y por lo tanto el comportamiento del desfase inducido también es posible conocerlo.

Durante la caracterización dinámica, un haz modulado en amplitud (AM) se inserta a la región activa del AOS a una longitud de onda de  $1564 \text{ nm}$ , con una frecuencia de modulación variable en el intervalo comprendido entre los  $100 \text{ MHz}$  y los  $15 \text{ GHz}$ . La potencia de esta señal modulada fluctúa en el intervalo de  $-20 \text{ dBm}$  a  $3 \text{ dBm}$ . A continuación se mostrarán los resultados obtenidos durante la simulación en estado dinámico.

En la figura 40 se muestra la evolución del desfase entre las componentes  $E_x$  y  $E_y$  en función de la frecuencia de modulación del haz de prueba. Es importante recordar que el

desfasamiento mostrado para cada valor de frecuencia es medido a la salida del AOS, por lo que se considera que es el resultado acumulado del desfasamiento provocado por cada sección.

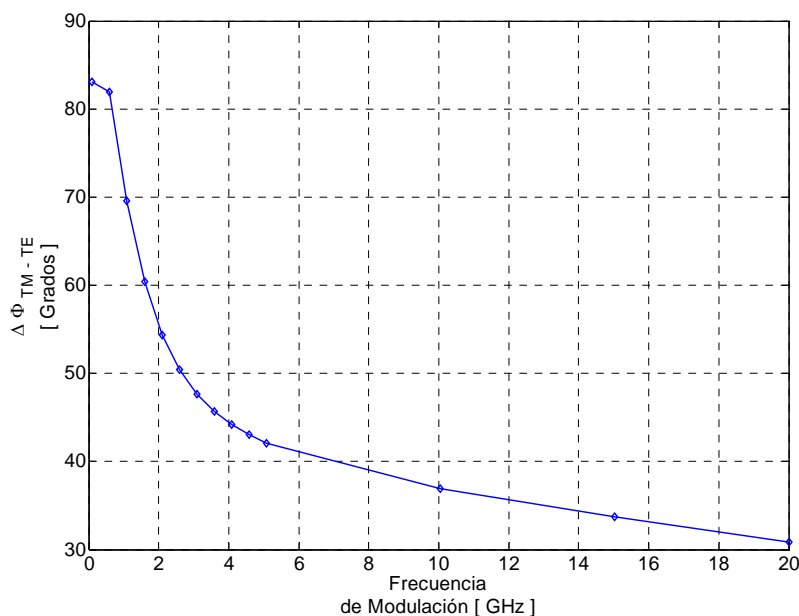


Figura 40. Evolución del desfase entre componentes en función de la frecuencia de modulación fluctuada entre 100 MHz y 20 GHz.

En la figura 40 se aprecia que el desfase entre las componentes ortogonales del campo eléctrico  $E_x$  y  $E_y$  tiene un comportamiento decreciente conforme aumenta la frecuencia de modulación. Este resultado es consistente con la teoría, pues al aumentar la frecuencia de modulación, el medio (AOS) deja de responder a los cambios en potencia abruptos incitados por la modulación en amplitud. Esto provoca que la densidad de portadores y los índices de refracción efectivos, en altas frecuencias, no se vean tan afectados y por lo tanto el desfase, a la salida del AOS, disminuye para altas frecuencias.

Por otro lado, con el desfasamiento obtenido y las ecuaciones de Stokes (93-96), es posible conocer el comportamiento dinámico de la rotación no lineal de la polarización (RNLP). Es importante mencionar que las amplitudes de campo eléctrico se consideran iguales pues la polarización de entrada es lineal y orientada a  $45^\circ$ . En la figura 41 se muestra la evolución del estado de polarización a la salida del AOS cuando se inserta un haz de prueba modulado en frecuencia. Dicha figura está formada por dos gráficas, siendo la gráfica superior la representación en la esfera de Poincaré de la evolución del SOP en función de la frecuencia. Mientras que la curva inferior muestra la rotación de la polarización alcanzada durante el barrido de la frecuencia de modulación.

Para la obtención de la grafica superior de la figura 41, el SOP resultante a la salida del AOS es tratado con una matriz de Mueller<sup>27</sup> que representa al compensador de Berek utilizado durante la etapa experimental (ver figura 15) para linealizar al estado inicial de mínima potencia. Por esta razón el estado inicial aparece sobre el ecuador de la esfera, representando a un SOP lineal muy cercano a  $45^\circ$ .

En la figura 41 se aprecia un comportamiento similar al obtenido durante la etapa experimental (ver figura 28). Es decir, la RNLP mantiene un comportamiento estable hasta antes de 1 GHz y a partir de este valor empieza a decaer con una pendiente pronunciada hasta los 4 GHz. Para valores mayores a los 4 GHz empieza a disminuir la pendiente hasta llegar a los 20 GHz en donde la pendiente ya es muy pequeña.

---

<sup>27</sup> La matriz de Mueller aparece en el capítulo 6 pp. 100 del libro “Polarized Light”, Goldstein.



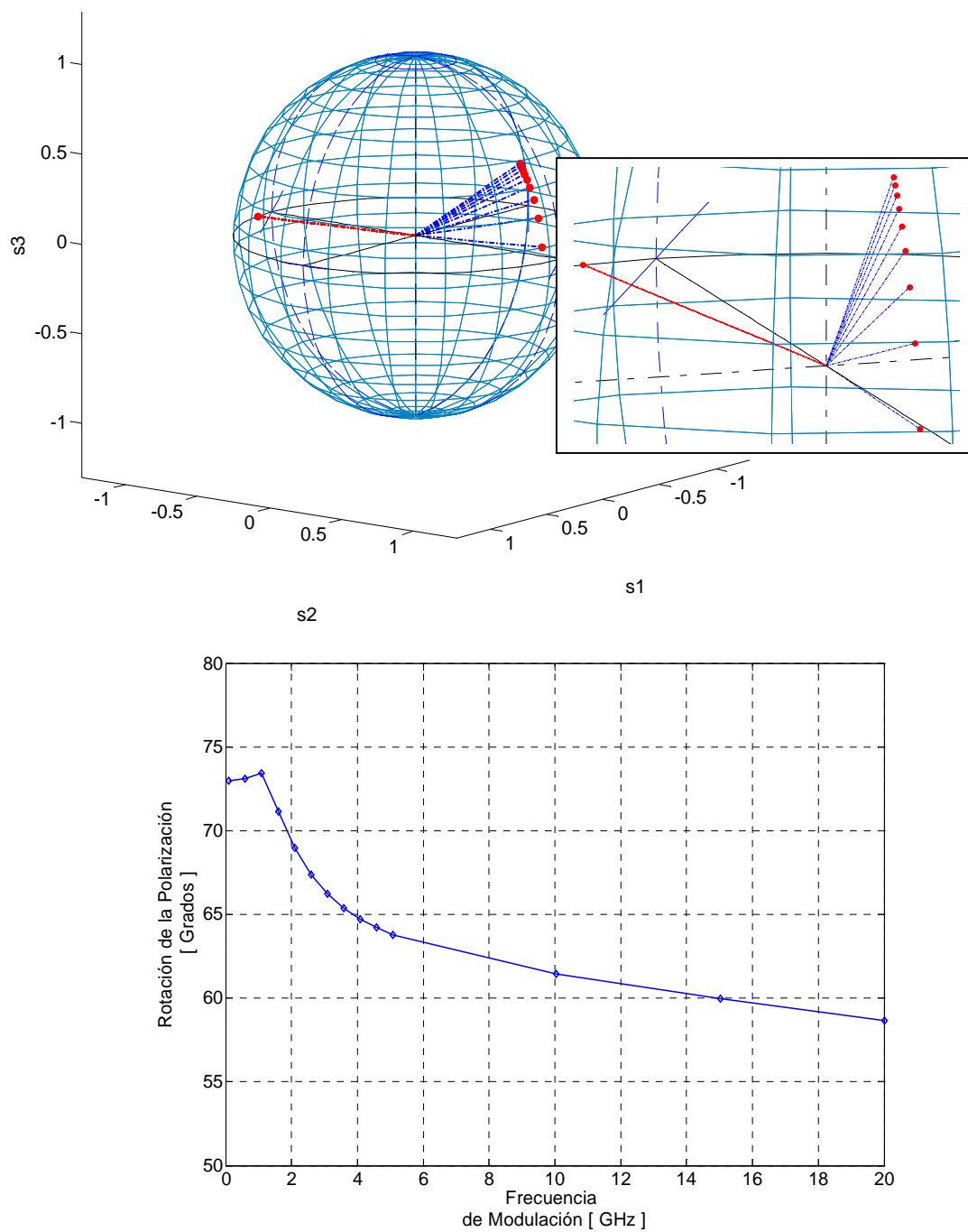


Figura 41. Rotación de la Polarización, en función de la frecuencia de modulación, de un haz polarizado linealmente e inclinado a  $45^\circ$ . En la gráfica superior se muestra la representación en la esfera de Poincaré de la evolución del SOP en función de la frecuencia. Mientras que en la curva inferior se muestra la rotación de la polarización alcanzada por cada valor de frecuencia.

La figura 41 muestra que el modelo empleado describe de manera correcta el comportamiento dinámico de la RNLP, es decir, si se compara la figura 28 con la gráfica inferior de la figura 41, se aprecian claros puntos de coincidencia. El primero de ellos es el comportamiento casi estable de la rotación de la polarización para frecuencias bajas de modulación ( $\sim 1\text{GHz}$ ). El siguiente punto es la pendiente pronunciada que aparece para frecuencias mayores a 1 GHz pero menores a 4 GHz, en este intervalo la rotación de la polarización decae  $9^\circ$  lo que significa el 60 % de los  $15^\circ$  totales. Mientras que en la gráfica experimental (figura 28), la rotación decae  $38^\circ$  lo que significa el 66% de los  $57^\circ$  totales. Ambas curvas decaen a una tasa muy cercana una de la otra (60% y 66%) a lo largo del intervalo de 1 GHz a 4 GHz. El tercer punto de coincidencia entre la curva experimental y la teórica es la disminución de la pendiente de decaimiento a partir de los 4 GHz hasta llegar a los 20 GHz para el caso teórico y 13.5 para el caso experimental.

### **V.3.3. Resumen Etapa Teórica**

El análisis de resultados teóricos obtenidos con el modelo implementado, se mostró en este apartado. Los resultados arrojados durante la caracterización estática confirman que el modelo propuesto describe adecuadamente la dinámica de los portadores, es decir, el modelo describe correctamente el comportamiento de la ganancia tanto material como de simple paso, así como la evolución de la potencia del haz que se va amplificando dentro del AOS. También fueron analizados los resultados obtenidos, por el método del índice efectivo (MIE), para el cálculo de los índices de refracción efectivos para ambos modos de propagación. Permitiendo esto caracterizar, por medio del desfase generado entre los modos de propagación, a la birrefringencia inducida.

Por otro lado, la caracterización tanto de la diferencia en ganancias de simple paso como del desfaseamiento entre componentes de campo eléctrico permite predecir el posible cambio en el estado de polarización a la salida del AOS que el haz de entrada, con polarización lineal inclinada a  $45^\circ$ , sufre conforme aumenta su potencia, dicha predicción es posible gracias a los parámetros de Stokes y su representación en la esfera de Poincaré.

Así también, en este apartado se describió una matriz que propone que el AOS puede ser tratado como un elemento polarizante (diatenuador + retardador). Los resultados obtenidos por dicha matriz, de Mueller, muestran un comportamiento consistente con el experimental, existiendo ciertas diferencias que necesitan ser refinadas.

Por último, se mostró que el modelo describe adecuadamente el comportamiento de la rotación no lineal de la polarización (RNLP), pues la respuesta obtenida de manera teórica es consistente con lo obtenido durante la caracterización dinámica de la RNLP. Es decir, el modelo predice la disminución de la RNLP conforme se va aumentando la frecuencia.

## VI. Conclusiones

Este trabajo de tesis ha tenido como objetivo principal el estudio teórico y experimental del fenómeno de la rotación no lineal de la polarización (RNLP) en estado estático y dinámico. A continuación se presentan los resultados más importantes generados por este trabajo de tesis.

Se proporcionaron las bases teóricas que permiten la comprensión de los conceptos y características fundamentales de los amplificadores ópticos de semiconductor. Así mismo, se explicaron los fenómenos que se suscitan dentro de ellos y que permiten el desarrollo de funciones totalmente ópticas.

En busca de una caracterización dinámica de la rotación no lineal de la polarización, se presentó un modelo teórico, validado experimentalmente, fundamentado en la ecuación de Schrödinger y en el formalismo de la matriz de densidad que describe de manera correcta el comportamiento interno de un amplificador óptico de semiconductor cuando es perturbado por un haz de sonda ya sea continuo o modulado. Como ya se mencionó, durante el desarrollo

del modelo teórico se tomó a la birrefringencia inducida como el fenómeno dominante durante la manifestación del la RNLP.

Se propusieron bancos experimentales para caracterizar estática y dinámicamente la manifestación de la RNLP. Los resultados obtenidos durante la caracterización estática permitieron establecer la longitud de onda, la potencia y estado de polarización del haz de sonda que maximizan o minimizan la acción de la RNLP sobre un haz de sonda a la salida del AOS. Durante la caracterización dinámica se propuso una manera original de cuantificar el cambio en el estado de polarización a la salida del AOS cuando la señal que lo perturba es una señal modulada en amplitud. Los resultados obtenidos durante la caracterización dinámica, muestran comportamientos semejantes; encontrándose ciertas diferencias que son explicables de acuerdo a la teoría mostrada en los capítulos 2 y 3 de esta tesis. Además, el análisis de resultados mostró que, para el AOS bajo estudio, la rotación del estado de polarización tiene un comportamiento estable a frecuencias de modulación bajas ( $\sim 1$  GHz) y que conforme aumenta la frecuencia de modulación la rotación de la polarización deja de responder y empieza a tener un decaimiento lineal hasta llegar a una frecuencia aproximada de 4 GHz. A partir de este valor aproximado de frecuencia se observa una saturación de la rotación del estado de polarización debido a que la rotación se mantiene en un intervalo de valores promedio. El resultado de la caracterización dinámica permitirá planear aplicaciones dependiendo de los niveles de potencia que se deseen manejar. Esto debido a que la tasa de extinción siempre será altísima pues se conocerá el estado de polarización, de acuerdo a la curva de la RNLP, que podrá ser rechazada con un polarizador.

Los resultados obtenidos durante la simulación del modelo en estado estático, confirman que el modelo describe adecuadamente la dinámica de los portadores, es decir, éste

describe correctamente el comportamiento de la ganancia tanto material como de simple paso, así como la evolución de la potencia del haz que se va amplificando dentro del AOS. También fueron analizados los resultados obtenidos, gracias al método del índice efectivo (MIE), durante el cálculo de los índices de refracción efectivos para ambas componentes de campo eléctrico ( $E_x$  y  $E_y$ ). Permitiendo esto caracterizar, por medio del desfase generado entre dichas componentes, a la birrefringencia inducida. Así mismo, el conocimiento del desfase entre las componentes ( $E_x$  y  $E_y$ ) permite predecir el posible cambio en el estado de polarización (SOP) a la salida del AOS, que el haz de entrada, con polarización lineal inclinada a  $45^\circ$ , sufre conforme aumenta su potencia. Dicha predicción es posible gracias a los parámetros de Stokes que traducen a las amplitudes de campo eléctrico y al desfase (birrefringencia) en estados de polarización representados en la esfera de Poincaré.

Por otro lado, se propuso una matriz de Mueller que permite establecer el estado de polarización de un haz de sonda a la salida del AOS. Esta matriz necesita tanto de las ganancias de simple paso como de los desfases obtenidos con el modelo. Como ya se mencionó, los resultados demuestran que es necesario estudiar más a fondo dicha matriz para obtener resultados más acordes con los resultados experimentales. Sin embargo, esta matriz es una descripción innovadora de un amplificador óptico de semiconductor, pues lo trata como un conjunto de dispositivos (diatenuador + retardador) que provocan el cambio en el estado de polarización del haz de sonda a la salida del amplificador.

Por otra parte, los resultados obtenidos durante la simulación del modelo en estado dinámico, confirman que el modelo describe adecuadamente la respuesta en frecuencia del desfase entre componentes de campo eléctrico y por lo tanto las respuestas de la

birrefringencia inducida y de la rotación no lineal de la polarización. Estos resultados son validados con los resultados obtenidos durante la etapa experimental.

Finalmente, este trabajo de tesis pretende en un futuro derivar en un modelo que describa totalmente el comportamiento de un AOS.

## **VI.1. Aportaciones y trabajo futuro**

Las principales aportaciones de este trabajo se pueden resumir en las siguientes:

- Se realizó un estudio teórico de los fenómenos que dan pie a la manifestación de la rotación no lineal de la polarización.
- Se realizaron, por primera vez, bancos experimentales que permitieron caracterizar el fenómeno de la RNLP en régimen estático y dinámico.
- Se implementó un modelo semi-clásico que describe el comportamiento de las características internas de la región activa del AOS cuando es perturbada, ya sea por un haz continuo o uno modulado.
- Se implementó el método del índice efectivo (MIE), como parte del modelo semi-clásico, para la obtención de las variaciones de los índices de refracción efectivos. Como consecuencia, esto permitió obtener el comportamiento del desfaseamiento entre componentes de campo eléctrico y por lo tanto el comportamiento de la birrefringencia inducida a la salida del AOS.
- Se estableció un método original alternativo a lo existente actualmente en la literatura para predecir el comportamiento en estado estático y dinámico de la

RNLP, siendo éste una herramienta original validada por los resultados experimentales mostrados en esta tesis.

- Los resultados obtenidos tanto experimental como teóricamente permiten entender con mayor profundidad el fenómeno de la RNLP y su respuesta dinámica a frecuencias de modulación menores a 20 GHz.

Se recomienda como trabajo futuro inmediato la realización de un modelo más completo partiendo del modelo propuesto en este trabajo de tesis. El nuevo modelo deberá ser capaz de describir la propagación de ambas componentes de campo eléctrico dentro del AOS tomando en cuenta el acoplamiento de potencia entre las mismas.

Si se deseara conocer el comportamiento del AOS a frecuencias mayores a 20 GHz, se recomienda también, tomar en cuenta fenómenos no lineales de respuesta rápida como son los términos de dispersión y de absorción de dos fotones (TPA) entre otros, ya que a medida que se incrementa la velocidad de la señal modulada, o que se consideren pulsos de ps o menores, estos términos pueden jugar un papel importante.



## Bibliografía

- Agrawal, G.P.; N. K. Dutta. 1986. *Long Wavelength Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold. New York. 777 p.
- Agrawal, G.P. 1988. *Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers*. J. Opt. Soc. Am. B. 5(1), 147-159.
- Asghari, M., I.H. White, R.V. Penty. 1997. *Wavelength conversion using semiconductor optical amplifiers*. Journal of Lightwave Technology. 15(7), 1181-1190.
- Chi, N., J. Qi, L. Xu, Y. Zhen, K. Guan, S. Chen. 2001. *Wavelength conversion based on FWM with double orthogonal pump in a semiconductor-fiber ring laser*. IEEE Photonic Tech. Lett. 13(5): 499-501.
- Chuang, S. L.. 1995. *Physics of Optoelectronic Devices*. John Wiley & Sons. U.S.A. 736 p.
- Diez, S., C. Schmidt, R. Ludwig, H. G. Weber, P. Doussi re y T. Ducellier. 1998. *Effect of birefringence in a bulk semiconductor optical amplifier on four-wave mixing*. IEEE Photonic Tech. Lett. 10(2): 212-215.
- Diez, S., E. Hilliger, M. Kroh, C. Schmidt, C. Schubert, H.G. Webber, L. Occhi, L. Schares, G. Guekos, L.K. Oxenloewe. 2001. *Optimization of SOA-based Sagnac-interferometer switches for demultiplexing to 10 and 40 Gb/s*, Opt. Commun. 189, pp. 241-249.
- Dorren H. J. S., D. Lenstra, Y. Liu, M. Hill, y G. D. 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): 141-147.
- Durhuus, T., B. Mikkelsen, K. E. Stubkjaer. 1992. *Detailed Dynamical model for Semiconductor Optical Amplifier and Their Crosstalk and Intermodulation Distortion*. Journal of Lightwave Technology. 10(8):1056-1064.
- Goldstein, D. 2003. *Polarized Light*. Marcel Dekker. Segunda Edici n. New York. 653 p.

- Haug, H. 1968. *Quantum-Mechanical Rate Equations for Semiconductor Lasers*. Phys. Rev. 184(2): 338-348.
- Huang, J. y W. Casperson. 1993. *Gain and Saturation in semiconductor lasers*. Optical and Quantum Electronics. 25: 369-390.
- Lee, J. 1997. *Roles of Semiconductor Laser Amplifier in WDM/TDM Fiber-Optic Communications*. Kamiya & Tsuchiya Lab. Department of Electronic Engineering. 1-8 p.
- Lee, H. J., M. Sohn, K. Kim y G. Kim, H. 1999. *Wavelength dependent performance of a wavelength converter based on cross-gain modulation and birefringence of a semiconductor optical amplifier*. IEEE Photonic Tech. Lett. 11(2): 185-187.
- Kazovsky, L., S. Benedetto y A. Willner. 1996. *Optical Fiber Communication Systems*. Artech House. Norwood MA. 690p.
- Maldonado, R. Soto, H. Solis, K.. *Simplified model for estimate the manifestation of the cross-polarization modulation developed in a semiconductor optical amplifier*. (sometido).
- Manning R. J., Antonopoulos A., Le Roux R., y Kelly A. E. 2001. *Experimental measurement of nonlinear polarisation rotation in semiconductor optical amplifiers*. Electr. Lett. 37(4): 229-231.
- Milonni, P. W.; H. Eberly. 1988. *Lasers*. John Wiley and Sons. New York. 768 pp
- Mingshan Z., Jan de Merlier, G. Morthier, R. Baets, 2002. *Dynamic birefringence of the linear optical amplifier and application in optical regeneration*. IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, 8(6): 1399-1404.
- Mingshan Z., Jan De Merlier, G. Morthier, R. Baets. 2003. *All-optical 2R regeneration based on polarization rotation in a linear optical amplifier*. IEEE Photonics Technology Letters, 15(2), pp.305-307.
- Occhi, L. 2002. *Semiconductor Optical Amplifiers made of Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP: Experimental Characterisation and Numerical Modelling of Gain, Phase, and Noise*. Tesis de Doctorado, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich. Zurich. 202 p.
- Ogasawara, N. Ito, R.1988. *Longitudinal Mode Competition and Asymmetric Gain Saturation in Semiconductor Injection Laser II Theory*. Japanese Journal of Applied Physics. 24, (4), pp. 615-626.

- Pastor, D., Martinez, A., Capmany, J., Sales, S., Ortega, B., Munoz, P. 2003. *Experimental characterization of XGM-SOA-based wavelength converted SCM systems*, IEEE Photonics Technol. Lett. 15, (1), pp. 114–116
- Patrick D. M., A. D. Ellis, D. A. O. Davies, M. C. Tatham y G. Sherlock. 1994. *Demultiplexing using polarization rotation in a semiconductor laser amplifier*. Electr. Lett. 30(4): 341-342.
- Snow P.A., I. E. Day, I. H. White, R. V. Penty, H. K. Tsang, R. S. Grant, Z. Su, W. Sibbet, J. B. D. Soole, H. P. Leblanc, A. S. Gozdz, N. C. Andreadakis, y C. Caneau. 1992. *Demonstration of polarization rotation gate in GaAs/AlGaAs multiquantum well waveguides*. Electr. Lett. 28(25): 2346-2348.
- Solís Trápala, K. 2006. *Estudio Teórico y Experimental de la Modulación Cruzada de la Polarización dentro de un Amplificador Óptico de Semiconductor utilizando la Teoría de Modos Acoplados*. Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. Ensenada, B.C. 171 p.
- Soto H., J. C. Domínguez, D. Erasme y G. Guekos. 2001. *Demonstration of an all-optical switch using cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers*. Microw. and Opt. Tech. Lett. 29(3): 205-207.
- Soto H., D. Erasme, y G. Guekos. 1999. *Cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers*. IEEE Photonic Tech. Lett. 11(8): 970-972.
- Soto H., E. Álvarez, C. A. Díaz., J. Topomondzo, D. Erasme, L. Schares, L. Occhi, G. Guekos y M. Castro. 2004. *Design of an all-optical NOT XOR gate based on cross-polarization modulation in a semiconductor optical amplifier*. Optics Communications. 237: 121-131.
- Stephens, M. F. C., M. Asghari, R. Penty y H. White. 1997. *Demonstration of ultrafast all-optical wavelength conversion utilizing birefringence in semiconductor optical amplifiers*. IEEE Photonic Tech. Lett. 9(4): 449-451.
- Topomondzo J. D. 2004. *Etude des effets de biréfringence induite dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Applications dans les systèmes de communication optiques*. Tesis de Doctorado, École Nationale Supérieure des Télécommunications. Paris. 146 p.
- Uskov, A.; J. Mork, 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.

Vázquez Pérez, J. A. 2004. *Estudio de puertas lógicas NOR basadas en la XPoIM y evaluación de su desempeño en memorias ópticas tipo Flip-Flop*. Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. Ensenada, B.C. 168 p.

## Apéndice A

$$V_{mn}(t) = \int \Phi_m^*(r) V_{ext}(r, t) \Phi_n(r) d^3 r \quad (\text{A.1})$$

$$V_{ext}(r, R, t) = -e r \cdot \hat{\varepsilon} E(R, t) \quad (\text{A.2})$$

$$E(R, t) = \hat{\varepsilon} E_0 \exp[-i\omega t] + c.c \quad (\text{A.3})$$

$$r_{mn}(t) = \int \Phi_m^*(r) r \Phi_n(r) d^3 r \quad (\text{A.4})$$

Para cada uno de estos sistemas discretos de dos niveles, se tienen las ecuaciones siguientes:

$$i\hbar \dot{a}_1 = E_1 a_1(t) + V_{11}(t) a_1(t) + V_{12}(t) a_2(t) \quad (\text{A.5})$$

$$i\hbar \dot{a}_2 = E_2 a_2(t) + V_{21}(t) a_1(t) + V_{22}(t) a_2(t) \quad (\text{A.6})$$

Suponiendo que los elementos diagonales ( $V_{11}$  y  $V_{22}$ ) de la matriz  $V_{ext}$  son nulos ya que en el presente análisis se ha considerado que todas las transiciones de energía se efectúan con conservación del momento ( $k$ ), se tiene lo siguiente:

$$i\hbar \dot{a}_1 = E_1 a_1(t) + V_{12}(t) a_2(t) \quad (\text{A.7})$$

$$i\hbar \dot{a}_2 = E_2 a_2(t) + V_{21}(t) a_1(t) \quad (\text{A.8})$$

Cambiando subíndices, se tiene;

$$i\hbar \dot{a}_{c,k} = E_{c,k} a_{c,k}(t) + V_{cv,k}(t) a_{v,k}(t) \quad (\text{A.9})$$

$$i\hbar \dot{a}_{v,k} = E_{v,k} a_{v,k}(t) + V_{vc,k}(t) a_{c,k}(t) \quad (\text{A.10})$$

Para encontrar los elementos de la matriz se sustituye A.3 en A.2 y el resultado de esta operación se sustituye en A.1

$$V_{cv,k}(t) = -e r_{cv,k} \cdot (\hat{\varepsilon} E_0 \exp[-i\omega t] + c.c) \quad (\text{A.11})$$

$$V_{vc,k}(t) = -e r_{vc,k} \cdot (\hat{\varepsilon} E_0 \exp[-i\omega t] + c.c) \quad (\text{A.12})$$

La ecuación A.14 es conocida como la frecuencia de resonancia de Rabi. Dividiendo por  $\hbar$  las ecuaciones (A.9) y (A.10) y sustituyendo en estas mismas ecuaciones las ecuaciones (A.13) a (A.15) se tiene:

$$\omega_k = \frac{E_c - E_v}{\hbar} \quad (\text{A.13})$$

$$Z_{cv,k} = e(\mathbf{r}_{cv,k} \cdot \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}) \frac{E_0}{\hbar} \quad (\text{A.14})$$

$$Z_{vc,k} = e(\mathbf{r}_{vc,k} \cdot \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}) \frac{E_0}{\hbar} \quad (\text{A.15})$$

Ahora se propone el cero de energía en  $E_v$  teniéndose lo siguiente:

$$i \dot{a}_{c,k} = \omega_k a_{c,k} - (Z_{cv,k} e^{-i\omega t} + Z_{vc,k}^* e^{i\omega t}) a_{v,k} \quad (\text{A.16})$$

$$i \dot{a}_{v,k} = -(Z_{vc,k} e^{-i\omega t} + Z_{cv,k}^* e^{i\omega t}) a_{c,k} \quad (\text{A.17})$$

En ausencia de cualquier interacción campo-átomo ( $Z = 0$ ) se encuentra que  $a_{v,k}(t) = a_{v,k}(0)$  y que  $a_{c,k}(t) = a_{c,k}(0) \text{Exp}[-i\omega_k t]$ . En presencia de un campo de interacción cercano a resonancia con frecuencia  $\omega \approx \omega_k$  se adoptan soluciones similares

$$a_{v,k}(t) = c_{v,k}(t) \quad (\text{A.18})$$

$$a_{c,k}(t) = a_{c,k}(t) e^{-i\omega t} \quad (\text{A.19})$$

Sustituyendo A.18 y A.19 en A.16 y A.17 se encuentran las ecuaciones siguientes:

$$i \dot{c}_{v,k} = -(Z_{vc,k} e^{-2i\omega t} + Z_{cv,k}^*) c_{c,k} \quad (\text{A.20})$$

$$i \dot{c}_{c,k} = (\omega_k - \omega) c_{c,k} - (Z_{cv,k} + Z_{vc,k}^* e^{2i\omega t}) c_{v,k} \quad (\text{A.21})$$

Las ecuaciones A.20 y A.21 son más útiles que las A.19 y A.20 ya que separan a los términos que contienen a  $\text{Exp}[-2i\omega t]$ . Estos términos oscilan tan rápido comparados con los otros términos que pueden asumirse que promedian cero sobre un intervalo de tiempo real. Es por

esto que son totalmente descartados. Esto es conocido como la “aproximación de onda rotante” (rotating wave approximation). El término  $(\omega_k - \omega)$  en A.21 es conocido como el factor de desacuerdo. El resultado de hacer esto se muestra en las ecuaciones siguientes:

$$i\dot{c}_{v,k} = -Z_{cv,k}^* c_{c,k} \quad (\text{A.22})$$

$$i\dot{c}_{c,k} = (\omega_k - \omega)c_{c,k} - Z_{cv,k} c_{v,k}(t) \quad (\text{A.23})$$

Se define la siguiente matriz a partir del conocimiento de que las combinaciones posibles de las amplitudes de probabilidad de ocupación, tanto de los electrones como de los huecos, dan información de cómo se comportan los mecanismos de absorción y emisión.

$$\underline{\rho} = \begin{bmatrix} \rho_{v,k} \equiv c_{v,k} c_{v,k}^* = |c_{v,k}|^2 & \rho_{vc,k} \equiv c_{v,k} c_{c,k}^* \\ \rho_{cv,k} \equiv c_{c,k} c_{v,k}^* & \rho_{c,k} \equiv c_{c,k} c_{c,k}^* = |c_{c,k}|^2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.24})$$

A la matriz anterior se le llama matriz de densidad del sistema. Donde los elementos diagonales representan a las probabilidades de ocupación de los niveles. Mientras que los elementos que no están en la diagonal se relacionan con el desplazamiento del electrón y por tanto con la polarización del medio. Las  $\rho$ 's se refieren a las colisiones promedio de las combinaciones posibles de las amplitudes de probabilidad de ocupación.

$$\dot{c}_{v,k} = i Z_{cv,k}^* c_{c,k} \quad (\text{A.25})$$

$$\dot{c}_{c,k} = -i \left( (\omega_k - \omega)c_{c,k} - Z_{cv,k} c_{v,k} \right) \quad (\text{A.26})$$

$$\dot{c}_{v,k}^* = -i Z_{cv,k} c_{c,k}^* \quad (\text{A.27})$$

$$\dot{c}_{c,k}^* = i \left( (\omega_k - \omega)c_{c,k}^* - Z_{cv,k}^* c_{v,k}^* \right) \quad (\text{A.28})$$

$$\begin{aligned}
\rho_{cv,k} &\equiv c_{c,k} c_{v,k}^* \\
\dot{\rho}_{cv,k} &\equiv \dot{c}_{c,k} c_{v,k}^* + c_{v,k}^* \dot{c}_{c,k} \\
\dot{\rho}_{cv,k} &= -i \left( (\omega_k - \omega) c_{c,k} \cdot c_{v,k}^* - Z_{cv,k} c_{v,k} \cdot c_{v,k}^* \right) + -i Z_{cv,k} c_{c,k}^* c_{c,k} \\
\dot{\rho}_{cv,k} &= -i \left( (\omega_k - \omega) \rho_{cv,k} - Z_{cv,k} \rho_{v,k} \right) + -i Z_{cv,k} \rho_{c,k} \\
\dot{\rho}_{cv,k} &= -i (\omega_k - \omega) \rho_{cv,k} + i Z_{cv,k} \rho_{v,k} + -i Z_{cv,k} \rho_{c,k} \\
\dot{\rho}_{cv,k} &= -i (\omega_k - \omega) \rho_{cv,k} - i (\rho_{c,k} - \rho_{v,k}) Z_{cv,k}
\end{aligned} \tag{A.29}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{v,k} &\equiv c_{v,k} c_{v,k}^* \\
\dot{\rho}_{v,k} &\equiv \dot{c}_{v,k} c_{v,k}^* + c_{v,k}^* \dot{c}_{v,k} \\
\dot{\rho}_{v,k} &= i Z_{cv,k}^* c_{c,k} c_{v,k}^* + -i Z_{cv,k} c_{c,k}^* c_{v,k} \\
\dot{\rho}_{v,k} &= i Z_{cv,k}^* \rho_{cv,k} - i Z_{cv,k} \rho_{vc,k} \\
\dot{\rho}_{v,k} &= -i \left( Z_{cv,k} \rho_{vc,k} - Z_{cv,k}^* \rho_{cv,k} \right)
\end{aligned} \tag{A.30}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{c,k} &\equiv c_{c,k} c_{c,k}^* \\
\dot{\rho}_{c,k} &\equiv \dot{c}_{c,k} c_{c,k}^* + c_{c,k}^* \dot{c}_{c,k} \\
\dot{\rho}_{c,k} &= -i \left( (\omega_k - \omega) c_{c,k} - Z_{cv,k} c_{v,k} \right) c_{c,k}^* + i \left( (\omega_k - \omega) c_{c,k}^* - Z_{cv,k}^* c_{v,k}^* \right) c_{c,k} \\
\dot{\rho}_{c,k} &= -i \left( (\omega_k - \omega) c_{c,k} \cdot c_{c,k}^* - Z_{cv,k} c_{v,k} \cdot c_{c,k}^* \right) + i \left( (\omega_k - \omega) c_{c,k}^* \cdot c_{c,k} - Z_{cv,k}^* c_{v,k}^* \cdot c_{c,k} \right) \\
\dot{\rho}_{c,k} &= -i (\omega_k - \omega) \rho_{c,k} + i Z_{cv,k} \rho_{vc,k} + i (\omega_k - \omega) \rho_{c,k} - i Z_{cv,k}^* \rho_{cv,k} \\
\dot{\rho}_{c,k} &= i \left( Z_{cv,k} \rho_{vc,k} - Z_{cv,k}^* \rho_{cv,k} \right)
\end{aligned} \tag{A.31}$$

Las ecuaciones siguientes son las ecuaciones de evolución de la matriz de densidad.

$$\dot{\rho}_{cv,k} = -i (\omega_k - \omega) \rho_{cv,k} - i (\rho_{c,k} - \rho_{v,k}) Z_{cv,k} \tag{A.32}$$

$$\dot{\rho}_{c,k} = i \left( Z_{cv,k} \rho_{vc,k} - Z_{cv,k}^* \rho_{cv,k} \right) \tag{A.33}$$

$$\dot{\rho}_{v,k} = -i \left( Z_{cv,k} \rho_{vc,k} - Z_{cv,k}^* \rho_{cv,k} \right) \tag{A.34}$$



La forma en como están expresadas no es la más útil pues no existen en ellas alguna relación con los procesos que puedan o no provocar variaciones en la densidad y/o distribución de energía de los portadores. Para tomar estos procesos en cuenta es necesario agregar fenomenológicamente términos de decaimiento a las ecuaciones anteriores. Dando como resultado el siguiente grupo de ecuaciones:

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{cv,k} &= -\left(i(\omega_k - \omega) + \frac{1}{\tau_2}\right)\rho_{cv,k} - i(\rho_{c,k} - \rho_{v,k})Z_{cv,k} \\ \dot{\rho}_{c,k} &= -\frac{\rho_{c,k}(t) - f_{c,k}(t)}{\tau_{lc}} - \frac{\rho_{c,k}(t) - f_{c,k}^L(t)}{\tau_{hc}} - \frac{\rho_{c,k}(t) - f_{c,k}^{eq}(t)}{\tau_s} - i(Z_{cv,k}^* \rho_{cv,k} - Z_{cv,k} \rho_{vc,k}) + \Lambda_{c,k} \\ \dot{\rho}_{v,k} &= -\frac{\rho_{v,k}(t) - f_{v,k}(t)}{\tau_{lv}} - \frac{\rho_{v,k}(t) - f_{v,k}^L(t)}{\tau_{hv}} - \frac{\rho_{v,k}(t) - f_{v,k}^{eq}(t)}{\tau_s} + i(Z_{cv,k}^* \rho_{cv,k} - Z_{cv,k} \rho_{vc,k}) - \Lambda_{v,k}\end{aligned}$$

Este conjunto de ecuaciones representan la probabilidad de ocupación del electrón ( $\rho_{c,k}$ ) en la banda de conducción o en la banda de valencia. Pero lo que se busca es un conjunto de ecuaciones donde aparezcan términos que representen la probabilidad de ocupación ya sea del electrón ( $\rho_{c,k}$ ) en la banda de conducción o del hueco ( $\rho_{v,k}$ ) en la banda de valencia. Para esto se hace uso del hecho de que la probabilidad de encontrar un hueco en la banda de valencia es la probabilidad complementaria de encontrar un electrón en la misma banda i.e  $\rho_{v,k}^+ = 1 - \rho_{v,k}^-$ . Haciendo este cambio en las ecuaciones anteriores se obtiene las ecuaciones usadas durante el desarrollo de esta tesis.

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{cv,k} &= -\left(i(\omega_k - \omega) + \frac{1}{\tau_2}\right)\rho_{cv,k} - i(\rho_{c,k}^-(t) + \rho_{v,k}^+(t) - 1)Z_{cv,k} \\ \dot{\rho}_{c,k}^- &= -\frac{\rho_{c,k}^-(t) - f_{c,k}(t)}{\tau_{lc}} - \frac{\rho_{c,k}^-(t) - f_{c,k}^L(t)}{\tau_{hc}} - \frac{\rho_{c,k}^-(t) - f_{c,k}^{eq}(t)}{\tau_s} - i(Z_{cv,k}^* \rho_{cv,k} - Z_{cv,k} \rho_{vc,k}) + \Lambda_{c,k} \\ \dot{\rho}_{v,k}^+ &= -\frac{\rho_{v,k}^+(t) - f_{v,k}(t)}{\tau_{lv}} - \frac{\rho_{v,k}^+(t) - f_{v,k}^L(t)}{\tau_{hv}} - \frac{\rho_{v,k}^+(t) - f_{v,k}^{eq}(t)}{\tau_s} - i(Z_{cv,k}^* \rho_{cv,k} - Z_{cv,k} \rho_{vc,k}) + \Lambda_{v,k}\end{aligned}$$

## Apéndice B

### DENSIDAD DE PORTADORES PROMEDIO

$$\bar{N}(\omega, N) = \frac{I \tau_s}{q V} - i \tau_s |E_0|^2 \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar^2} [\rho_{c,k} + \rho_{v,k} - 1] [\hat{\chi}(\omega_0) - \hat{\chi}^*(\omega_0)]$$

$$\begin{aligned} \bar{N}(\omega, N) &= \frac{I \tau_s}{q V} - i \tau_s |E_0|^2 \frac{1}{V} \frac{1}{\hbar^2} \left[ \frac{q^2 \hbar^2}{6 m_0} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3} \right] \left[ 2 (2\pi) V \left( \frac{2 m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} \right] \\ &\cdot \int_{E_g}^{\infty} \frac{(E - E_g)^{1/2}}{E^2} [f_c(E) + f_v(E) - 1] \cdot \left[ 1 + \frac{4\tau_1 d^2(E) \cdot |E_0|^2 \text{Im}[\hat{\chi}(E)]}{\hbar^2} \right] \cdot 2i \text{Im}[\hat{\chi}(E)] \partial E \end{aligned}$$

Simplificando

$$\begin{aligned} \bar{N}(\omega, N) &= \frac{I \tau_s}{q V} + \frac{8\pi \tau_s |E_0|^2}{\hbar^2} \left[ \frac{q^2 \hbar^2}{6 m_0} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3} \right] \left[ \left( \frac{2 m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} \right] \\ &\cdot \int_{E_g}^{\infty} \frac{(E - E_g)^{1/2}}{E^2} [f_c(E) + f_v(E) - 1] \cdot \left[ 1 + \frac{4\tau_1 d^2(E) \cdot |E_0|^2 \text{Im}[\hat{\chi}(E)]}{\hbar^2} \right] \cdot \text{Im}[\hat{\chi}(E)] \partial E \end{aligned}$$

Donde:

$$d^2(E) = \frac{q^2 \hbar^2}{6 m_0 E^2} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3}$$

$$\hat{\chi}(E) = \frac{1}{\omega - E/\hbar + i/\tau_2}$$

$f_x$  = factores de Fermi

$E_0$  = Campo Eléctrico

$E_g$  = [Energía del Gap]

### GANANCIA MATERIAL

$$g(\omega, N) = -\frac{\omega}{\eta c} \text{Im}[\bar{\chi}(E)] = -\frac{\omega}{\varepsilon_0 \eta c} \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar^2} [\rho_{c,k} + \rho_{v,k} - 1] \left[ \frac{-i}{2} \right] [\hat{\chi}(\omega_0) - \hat{\chi}^*(\omega_0)]$$

$$g(\omega, N) = -\frac{\omega}{\varepsilon_0 \eta c} \frac{1}{V} \frac{1}{\hbar} \left[ \frac{-i}{2} \right] \left[ \frac{q^2 \hbar^2}{6m_0} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3} \right] \left[ 2 (2\pi) V \left( \frac{2m_r}{h^2} \right)^{3/2} \right] \\ \cdot \int_{E_g}^{\infty} \frac{(E - E_g)^{1/2}}{E^2} \cdot 2i \text{Im}[\hat{\chi}(E)] \cdot [f_c(E) + f_v(E) - 1] \cdot \left[ 1 + \frac{4\tau_1 d^2(E) \cdot |E_0|^2 \text{Im}[\hat{\chi}(E)]}{\hbar^2} \right] \partial E$$

Simplificando

$$g(\omega, N) = -\frac{4\pi\omega}{\varepsilon_0 c \eta \hbar} \left( \frac{2m_r}{h^2} \right)^{3/2} \frac{q^2 \hbar^2}{6m_0} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3} \\ \cdot \int_{E_g}^{\infty} \frac{(E - E_g)^{1/2}}{E^2} [f_c + f_v - 1] \cdot \left[ 1 + \frac{4\tau_1 (d^2(E)) \cdot |E_0|^2 \text{Im}[\hat{\chi}(E)]}{\hbar^2} \right] \cdot \text{Im}[\hat{\chi}(E)] \partial E$$

Donde:

$$d^2(E) = \frac{q^2 \hbar^2}{6m_0 E^2} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3}$$

$$\hat{\chi}(E) = \frac{1}{\omega - E/\hbar + i/\tau_2}$$

$f_x$  = factores de Fermi

$E_0$  = Campo Eléctrico

$E_g$  = [Energía del Gap]

### SUSCEPTIBILIDADES SATURADAS

$$\bar{\chi}(\omega, E) = \frac{4\pi}{\varepsilon_0 \hbar} \left( \frac{2m_r}{h^2} \right)^{3/2} \frac{q^2 \hbar^2}{6m_0} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3} \cdot \int_{E_g}^{\infty} \frac{(E - E_g)^{1/2}}{E^2} \cdot \hat{\chi}(E) \cdot [f_c + f_v - 1] \cdot \left[ 1 + \frac{4\tau_1 (d^2(E)) \cdot |E_0|^2 \operatorname{Im}[\hat{\chi}(E)]}{\hbar^2} \right] \partial E$$

Donde:

$$\mu_x = \frac{\partial U_x}{\partial N} \quad ; \quad U_x = \frac{1}{V} \sum_k E_{x,k} \rho_{x,k}$$

$$E_{x,k} = E_x(E) = \frac{m_r}{m_x} (E - E_g)$$

$$\rho_{x,k} = f_{x,k} = \frac{1}{1 + \exp \left[ \frac{E - \varepsilon_{f,x}}{K_B T_x} \right]} = f_x(E) = \frac{1}{1 + \exp \left[ \frac{\frac{m_r}{m_x} (E - E_g) - \varepsilon_{f,x}}{K_B T_x} \right]}$$

$$\mu_x = \frac{\partial U_x}{\partial N} = \frac{\partial}{\partial N} \left( \frac{1}{V} \sum_k E_{x,k} \rho_{x,k} \right) =$$

$$\mu_x = \frac{1}{V} (V \cdot 4 \cdot \pi) \left( \frac{2 \cdot m_r}{h^2} \right)^{3/2} \left( \frac{m_r}{m_x} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial N} \int_{E_g}^{\infty} (E - E_g)^{1/2} (E - E_g) f_x(E) \cdot dE$$

$$\mu_x = (4 \cdot \pi) \left( \frac{2 \cdot m_r}{h^2} \right)^{3/2} \left( \frac{m_r}{m_x} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial N} \int_{E_g}^{\infty} (E - E_g)^{3/2} \cdot f_x(E) \cdot dE$$

## Apéndice C

Desarrollo de las ecuaciones que describen la propagación del campo:

**Ecuaciones de la Polarización Macroscópica**

$$P_0 = \epsilon_0 \bar{\chi}(\omega_0) E_0 + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_0; \omega_0, \omega_1) \frac{E_0^* E_1 E_2}{|E_0|^2} + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_0; \omega_2, \omega_0) \frac{E_0 |E_2|^2}{|E_0|^2} + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_0; \omega_1, \omega_0) \frac{E_0 |E_1|^2}{|E_0|^2} + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_0; \omega_0, \omega_1) \frac{E_0^* E_2 E_1}{|E_0|^2} \quad (C-1)$$

$$P_1 = \epsilon_0 \bar{\chi}(\omega_1) E_1 + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_1; \omega_0, \omega_1) E_1 + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_1; \omega_2, \omega_0) \frac{E_0^2}{|E_0|^2} E_2^* \quad (C-2)$$

$$P_2 = \epsilon_0 \bar{\chi}(\omega_2) E_2 + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_2; \omega_0, \omega_2) E_2 + \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_2; \omega_1, \omega_0) \frac{E_0^2}{|E_0|^2} E_1^* \quad (C-3)$$

**Evolución de las amplitudes del campo a propagarse**

$$\frac{\partial A_n(z)}{\partial z} = \frac{i \omega_n \Gamma}{2 \epsilon_0 c \eta} P_n \exp[-i k_n z] \quad n = 0,1,2 \quad (C-4)$$

$$A_{nTE}(z) = E_n \exp[-i k_n z] \quad n = 0,1,2 \quad (C-5)$$

En la ecuación C-1 se despreciarán los términos que estén relacionados con los campos de los armónicos, es decir que se tomará en cuenta que únicamente la portadora o bomba satura el medio amplificador, es decir que la ecuación (C-1) quedará de la siguiente forma.

$$P_{0TE} = \epsilon_0 \bar{\chi}(\omega_0) E_0 \quad (C-6)$$

Utilizando las ecuaciones (C-4) y (C-5) se deducen las ecuaciones de las envolventes de los campos que viajan dentro del Amplificador. Sustituyendo C-6 en la ecuación C-4 e identificando términos con ayuda de la ecuación C-5, se encuentra la ecuación para la envolvente siguiente.

$$\frac{\partial A_0(z)}{\partial z} = \frac{i \omega_0 \Gamma}{2 c \eta} A_0(z) \bar{\chi}(\omega_0) \quad (\text{C-7})$$

Es importante hacer notar que durante el desarrollo de las ecuaciones C-8 y C-9 se hace uso del hecho que la condición de phase-matching se cumple, es decir, que se cumple la condición  $\Delta k = 2k_0 - k_1 - k_2 = 0$ .

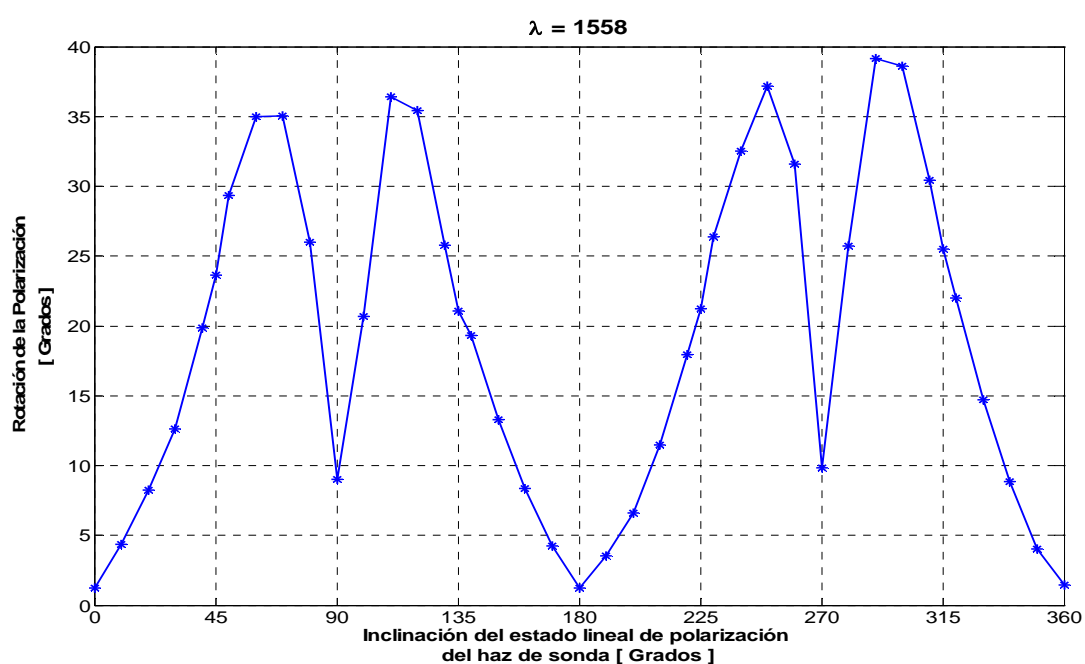
$$\frac{\partial A_1(z)}{\partial z} = \frac{i \omega_1 \Gamma}{2 c \eta} \left\{ A_1(z) [(\bar{\chi}(\omega_1) + \tilde{\chi}(\omega_1; \omega_0, \omega_1))] + A_0^2(z) \frac{A_2^*(z)}{|A_0(z)|^2} \tilde{\chi}(\omega_1; \omega_2, \omega_0) \right\} \quad (\text{C-8})$$

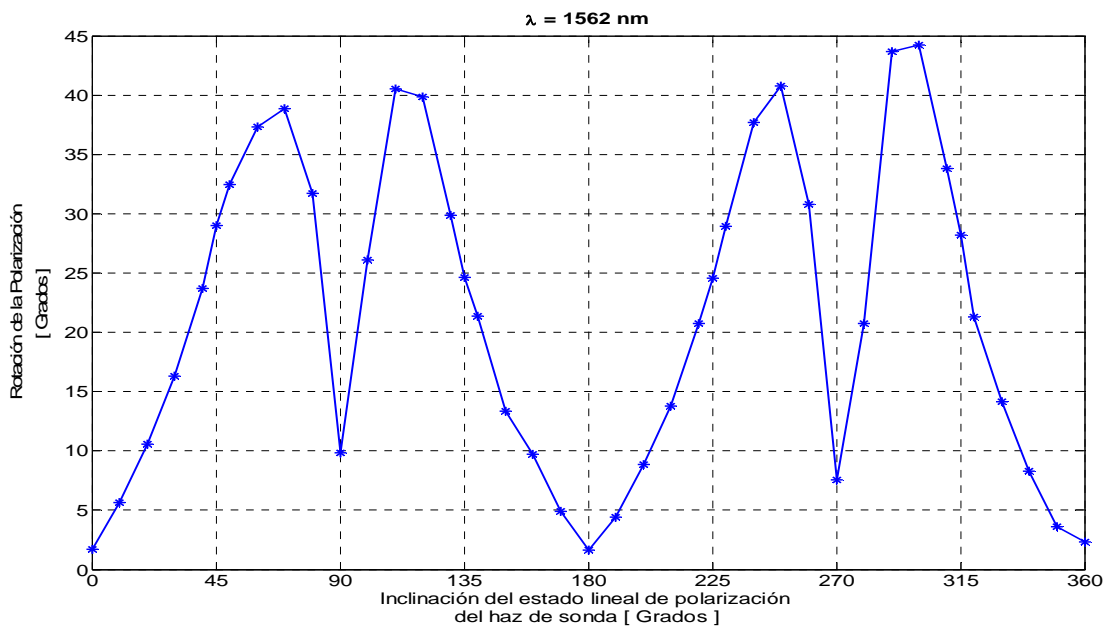
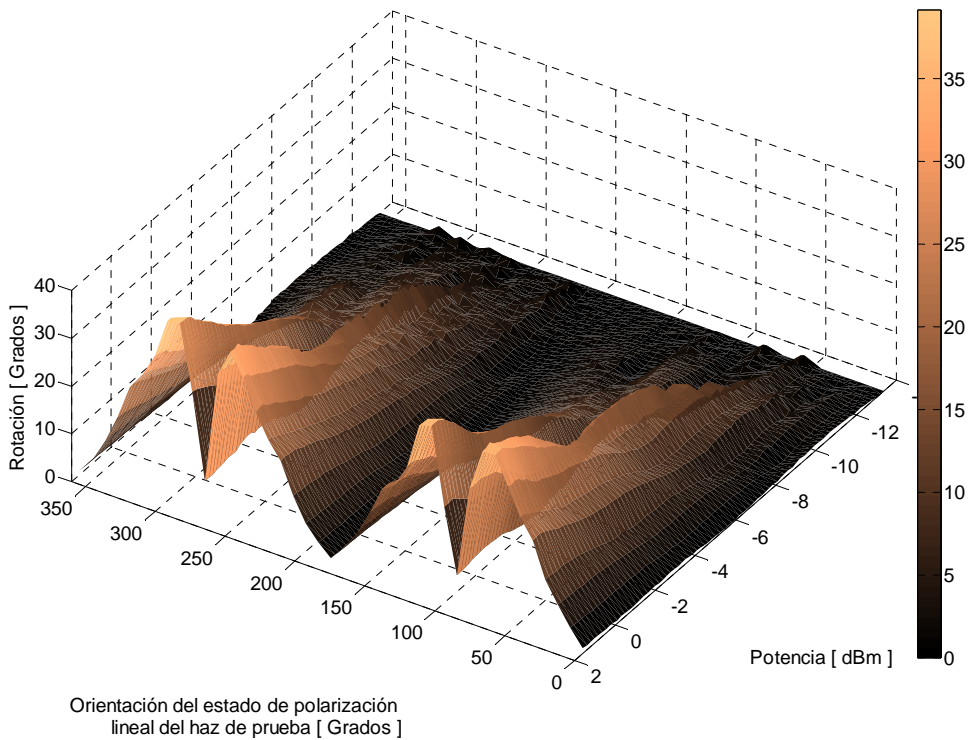
$$\frac{\partial A_2(z)}{\partial z} = \frac{i \omega_2 \Gamma}{2 c \eta} \left\{ A_2(z) [(\bar{\chi}(\omega_2) + \tilde{\chi}(\omega_2; \omega_0, \omega_2))] + A_0^2(z) \frac{A_1^*(z)}{|A_0(z)|^2} \tilde{\chi}(\omega_2; \omega_1, \omega_0) \right\} \quad (\text{C-9})$$

Las ecuaciones C-7, C-8, C-9 representan las ecuaciones de evolución de las envolventes de los campos eléctricos que están interactuando dentro del amplificador óptico de semiconductor.

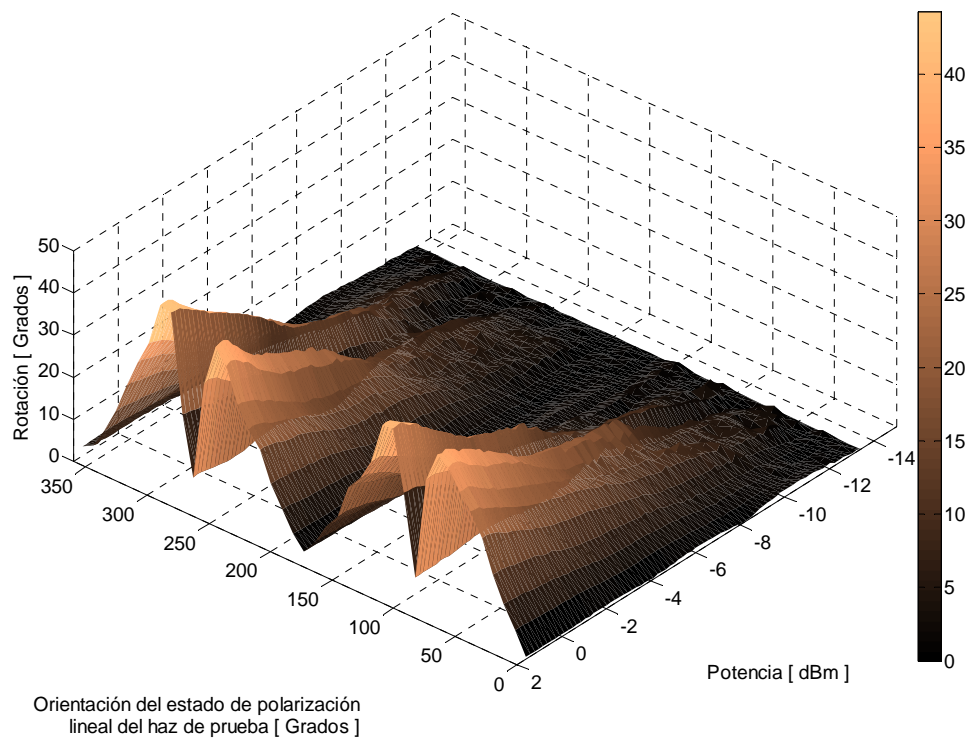
## Apéndice D

Caracterización estática de la RNLP para las longitudes de onda 1558 nm y 1562 nm, respectivamente. En cada caracterización se muestran 2 gráficas, en la gráfica bidimensional se representan los máximos de rotación para los diferentes estados de polarización del haz de entrada, mientras que las gráficas tridimensionales representan la rotación de la polarización cuando se varia la potencia y la polarización del haz que incide en el amplificador.









## CONTENIDO

*Página*

I.	Introducción.....	1
	I.1. Objetivos Principales.....	3
	I.2. Organización del Trabajo.....	4
II.	Fenómeno de la Rotación No Lineal de la Polarización dentro de un Amplificador Óptico de Semiconductor.....	5
	II.1. Introducción .....	5
	II.2. Conceptos Generales del Amplificador Óptico de Semiconductor .....	6
	II.3. Mecanismos no Lineales dentro de los Amplificadores Ópticos de Semiconductor.....	9
	II.4. Rotación No Lineal de la Polarización.....	10
	II.4.1. Birrefringencia Inducida .....	11
	II.4.2. Perturbación de las Ganancias Modales.....	13
	II.4.3. Modificación de los Ejes Propios.....	15
	II.5. Resumen .....	17
III.	Modelo Teórico .....	19
	III.1. Introducción .....	19
	III.2. Formalismo de la Matriz de Densidad .....	22
	III.2.1. Ecuaciones de Evolución de los Elementos de la Matriz de Densidad .....	28
	III.3. Ecuaciones de Evolución.....	35
	III.3.1. Ecuaciones de Evolución de la densidad de Portadores.....	35
	III.3.2. Ecuaciones de Evolución de la Densidad de Energía de los Portadores.....	37
	III.4. Polarización Inducida por el Campo Eléctrico inyectado dentro de un AOS.....	40
	III.4.1. Ecuaciones de Propagación de las Envolventes del Campo Eléctrico Modulado .....	59
	III.5. Birrefringencia Inducida por el Campo Eléctrico Modulado introducido dentro del AOS .....	60
	III.5.1. Método del Índice Efectivo.....	63

III.5.2. Relación entre el MIE y el Modelo Teórico.....	69
III.6. Comportamiento en Frecuencia de la Ganancia Material.....	74
III.7. Resumen .....	75
IV. Banco Experimental para la Caracterización Dinámica de la Rotación No Lineal de la Polarización.....	78
IV.1. Introducción .....	78
IV.2. Caracterización Estática de la RNLP .....	79
IV.3. Caracterización Dinámica de la RNLP .....	85
IV.3.1. Principio de Operación del Banco Experimental y Caracterización Dinámica de los Dispositivos utilizados.....	88
IV.3.2. Procedimiento para realizar la medición de la RNLP en estado Dinámico.....	99
IV.4. Resumen .....	104
V. Análisis de Resultados .....	106
V.1. Introducción .....	106
V.2. Resultados Experimentales.....	107
V.2.1. Respuesta en Frecuencia de la Modificación de los Ejes Propios .....	107
V.2.2. Respuesta en Frecuencia de la Birrefringencia Inducida.....	110
V.2.3. Resumen Etapa Experimental .....	113
V.3. Resultados Teóricos.....	114
V.3.1. Comportamiento del Modelo en Estado Estático .....	118
V.3.2. Comportamiento del Modelo en Estado Dinámico.....	136
V.3.3. Resumen Etapa Teórica.....	140
VI. Conclusiones.....	142
VI.1. Aportaciones y trabajo futuro .....	145
Bibliografía.....	147
Apéndice A.....	151
Apéndice B.....	156
Apéndice C.....	159
Apéndice D.....	161

## LISTA DE FIGURAS

*Página*

Figura 1. Diagrama de energía de una unión de doble heteroestructura.....	7
Figura 2. Esquematación del cambio en el estado de polarización del haz que se inserta en el medio.....	11
Figura 3. Vista transversal de la estructura en capas de un AOS masivo. En el esquema se simbolizan con líneas punteadas los índices de refracción efectivos para los modos TE y TM.....	12
Figura 4. Representación del efecto de la birrefringencia inducida sobre el estado de polarización de un haz óptico. a) Polarización lineal inclinada a 45° en la entrada del AOS y b) Polarización elíptica a la salida del AOS debida a un desfase $\delta \neq 0^\circ$ .....	13
Figura 5. Representación del efecto de la perturbación de las ganancias modales, sobre el estado de polarización de un haz que es introducido dentro de un AOS. a) A la entrada del AOS el haz posee componentes de campo eléctrico iguales en magnitud $ E_x ^2 =  E_y ^2$ , y b) A la salida del AOS las componentes de campo eléctrico son diferentes en magnitud $ E_x ^2 \neq  E_y ^2$ , debido a una mayor amplificación de la componente $E_x$ .....	14
Figura 6. Simulación del perfil transversal de intensidad en el eje x que produce la propagación de un haz que es introducido dentro de un AOS con una polarización lineal inclinada 0°. La trayectoria en zigzag sugiere la existencia de interferencia modal. La simulación fue hecha utilizando el método de propagación de haces basado en la transformada rápida de Fourier (FFT-BPM).....	16
Figura 7. Representación del efecto de la modificación de los ejes propios de la guía de onda de un AOS, sobre el estado de polarización de un haz que es introducido dentro de un AOS. a) A la entrada del AOS, el haz posee solamente la componente $E_x$ de campo eléctrico, y b) A la salida del AOS, el haz posee también la componentes $E_y$ de campo eléctrico, existiendo así un acoplamiento de potencia del modo TE al modo TM. ....	17
Figura 8. Ilustración de la estructura de bandas parabólicas en un semiconductor (Energía del Electrón versus Número de onda de la amplitud de probabilidad de encontrar a un electrón en un punto dado) y de la aproximación que supone que éstas están conformadas por una infinidad de sistemas electrónicos de dos niveles. ....	25
Figura 9. Esquema planteado en este modelo, la figura de la izquierda representa a los campos que viajan dentro del AOS, mostrándose en una línea más gruesa la señal más potente. Siendo $E_0$ el campo relacionado con la portadora, $E_1$ y $E_2$ son los campos eléctricos de las bandas laterales generadas por la modulación del campo eléctrico total insertado en el amplificador, la figura de la derecha muestra la colocación simétrica de los armónicos alrededor de la portadora a la frecuencia de modulación $\Omega = \omega_1 - \omega_0 = \omega_0 - \omega_2$ . ....	44

Figura 11. Banco experimental para la caracterización estática de la RNLP. ....	79
Figura 12. Representación en la esfera de Poincaré de los estados de polarización del haz de sonda a la salida del AOS. En la figura, “SOP inicial” indica el estado de polarización del haz de sonda para una potencia de $-13.4$ dBm, mientras que “SOP final”, indica el estado de polarización del haz de sonda para una potencia de $1.6$ dBm. ....	81
Figura 13. Evolución de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando es introducido al amplificador con una longitud de onda de $1564$ nm, con estados de polarización lineales orientados de $0^\circ$ a $360^\circ$ en pasos de $10^\circ$ y con una potencia que fue variada de $-13.4$ dBm a $1.6$ dBm en intervalos de $0.2$ dBm. ....	83
Figura 14. Rotación no lineal de la polarización que sufre el haz de sonda a la salida del AOS cuando éste es introducido al amplificador con una longitud de onda de $1564$ nm, con polarizaciones lineales orientadas de $0^\circ$ a $360^\circ$ y con una potencia de $1.6$ dBm. ....	84
Figura 15. Banco experimental para determinar la respuesta en frecuencia de los fenómenos involucrados en la manifestación de la RNLP. ....	86
Figura 16. Respuesta en frecuencia del Sintetizador Hewlett Packard 8341B con la influencia del cable RF utilizado durante la caracterización del mismo. Se observa que la potencia entregada varía $\pm 0.5$ dBs de un valor promedio. Además se aprecia una pequeña caída en el nivel de potencia conforme aumenta la frecuencia de oscilación, esto debido al cable RF. ....	91
Figura 17. Respuesta en frecuencia de los cables para radiofrecuencia utilizados en el banco experimental. ....	92
Figura 18. Respuesta en frecuencia del Sintetizador Hewlett Packard 8341B sin la influencia del cable para RF. Se observa que la potencia mantiene un nivel promedio constante en todo el intervalo de frecuencias medido. ....	93
Figura 19. Respuesta en frecuencia del Manejador Eléctrico modelo H301 de la compañía JDS UNIPHASE.....	94
Figura 20. Respuesta en frecuencia a la salida del modulador óptico MX-LN-10 fabricado por la compañía Photline. En esta curva se encuentran las contribuciones de otros dispositivos como son el Sintetizador, el manejador, el fotodetector y los cables RF.....	95
Figura 21. Respuesta en frecuencia del Fotodetector 11982A fabricado por la compañía Agilent. Esta respuesta es la que el fabricante proporciona.....	96
Figura 22. Respuesta en frecuencia del modulador óptico MX-LN-10 fabricado por la compañía Photline. ....	97
Figura 23. Respuesta en frecuencia del Osciloscopio HP 54120B/54121A.....	98
Figura 24. Señales moduladas que entran al amplificador, la curva superior izquierda es la correspondiente al límite inferior del subintervalo ( $100$ MHz) y la curva superior derecha el límite superior del mismo subintervalo ( $6$ GHz). Las curvas inferiores, tanto derecha como izquierda representan el contenido armónico de las curvas senoidales correspondientes a los límites del subintervalo.....	100

- Figura 25. Algunas de las señales presentes en el experimento de la caracterización dinámica de la RNLP. Las señales moduladas en color azul y verde son aquellas introducidas al AOS cuyas frecuencias de modulación son las correspondientes a los límites inferior y superior del primer subintervalo (100 MHz - 6 GHz), respectivamente. La señal no modulada en color azul es una señal de referencia cuya potencia corresponde a la del nivel bajo de la señal modulada introducida al AOS. Las curvas amarilla y naranja representan las señales a la entrada y salida del polarizador 2, respectivamente.....101
- Figura 26. Desplazamiento angular  $\mathcal{G}$ , cuando el haz de sonda es introducido al AOS con una polarización lineal inclinada  $0^\circ$ , una longitud de onda de 1564 nm y un offset de  $-11 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $2 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$  para el intervalo de 100 MHz a 6 GHz, mientras que en el subintervalo de 6 GHz a 12 GHz el nivel de offset que se permitió fue de  $-3 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $0 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$  . .....108
- Figura 27. Desplazamiento angular  $\mathcal{G}$ , cuando el haz de entrada es introducido al AOS con una polarización lineal inclinada  $90^\circ$ , una longitud de onda de 1564 nm y un offset de  $-11 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $2 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$ , para el intervalo de 100 MHz a 6 GHz, mientras que en el subintervalo de 6.2 GHz a 12 GHz el nivel de offset que se permitió fue de  $-3 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $0 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$  . .....109
- Figura 28. Desplazamiento angular  $\mathcal{G}$ , calculado a partir de la ecuación 92 y de las mediciones de las potencias de salida y de entrada del polarizador Pol2, cuando el haz de entrada es introducido al AOS con una polarización lineal inclinada  $45^\circ$ , una longitud de onda de 1564 nm y con un offset de  $-11 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $2 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$ , para el intervalo de 100 MHz a 6 GHz, mientras que en el subintervalo de 6 GHz a 12 GHz el nivel de offset que se permitió fue de  $-3 \text{ dBm} \pm 0.5 \text{ dBm}$  y una potencia pico de  $0 \text{ dBm} \pm 0.4 \text{ dBm}$  .....111
- Figura 29. Vista de las secciones virtuales y capas que forman al AOS utilizado. En el esquema se simbolizan, con líneas punteadas, los índices de refracción efectivos para las componentes de campo eléctrico  $E_x$  y  $E_y$ . .....116
- Figura 30. Comportamiento de la densidad de portadores en función del número de secciones y de la potencia del haz insertado. El haz es insertado con una polarización lineal orientada a  $0^\circ$  y una potencia que se fluctuó en el intervalo de  $-20 \text{ dBm}$  a  $2 \text{ dBm}$ .....119
- Figura 31. Comportamiento de la Ganancia Material en función del número de secciones y de la potencia del haz insertado con una polarización lineal orientada a  $0^\circ$ . .....121
- Figura 32. Comportamiento del haz en función del número de secciones y de la potencia del haz insertado al AOS. La gráfica superior muestra el comportamiento del haz cuando es insertado con una polarización

lineal orientada a $0^\circ$ , mientras que la grafica inferior muestra el mismo comportamiento pero ahora el haz fue insertado con una polarización lineal a $90^\circ$ . En ambos casos la potencia se fluctuó en el intervalo de -35 dBm a 0 dBm.....	121
Figura 33. Comportamiento de la potencia de salida del AOS, en función de la potencia del haz que entra al mismo. Estas curvas muestran la saturación del AOS para valores de potencia relativamente altos.....	122
Figura 34. Comportamiento de las ganancias de simple paso o modales (TE o TM) en función de la potencia del haz que entra al AOS. La polarización del haz de entrada es lineal inclinada a $0^\circ$ y a $90^\circ$ , con una potencia variable en el intervalo de -25 dBm a 8 dBm.....	123
Figura 35. Evolución del índice de refracción local en función de la potencia del haz que entra al AOS y del número de secciones en que se dividió al AOS. La polarización del haz de entrada fue lineal inclinada a $0^\circ$ y a $90^\circ$ con una potencia que se fluctuó de -25 dBm a 8 dBm.....	126
Figura 36. Índices de refracción efectivos (TE y TM) en función de la potencia del haz que entra al AOS y del número de secciones en que se dividió al AOS. La polarización del haz de entrada es una lineal inclinada $0^\circ$ o $90^\circ$ , respectivamente, con una potencia variable en el intervalo de -20 dBm a 8 dBm.....	128
Figura 37. Desfasamiento acumulado entre las componentes ortogonales de polarización. En la gráfica superior se muestra el desfasamiento acumulado en función de las 10 secciones en que se dividió al AOS. En la gráfica inferior se muestran los resultados teóricos y experimentales para el desfasamiento acumulado a la salida del AOS en función de la potencia del haz que entra al mismo.....	130
Figura 38. Evolución, en la esfera de Poincaré, de los SOPs experimentales y teóricos de un haz polarizado linealmente a $45^\circ$ y cuya potencia fue variada en el intervalo de -35 dBm a 5 dBm.....	132
Figura 39. Representación en la esfera de Poincaré del estado de polarización que emerge del AOS. Al amplificador se insertar un haz de sonda con una polarización lineal inclinada a $45^\circ$ y con una potencia que varió desde -35 dBm hasta 5 dBm.....	135
Figura 40. Evolución del desfasamiento entre componentes en función de la frecuencia de modulación fluctuada entre 100 MHz y 20 GHz.....	137
Figura 41. Rotación de la Polarización, en función de la frecuencia de modulación, de un haz polarizado linealmente e inclinado a $45^\circ$ . En la gráfica superior se muestra la representación en la esfera de Poincaré de la evolución del SOP en función de la frecuencia. Mientras que en la curva inferior se muestra la rotación de la polarización alcanzada por cada valor de frecuencia.....	139

## LISTA DE TABLAS

Tabla I. Conjunto de ecuaciones propias y de dispersión para ambos modos de propagación.....	68
Tabla II. Valores de las constantes utilizadas en el modelo teórico.....	117