

Tesis defendida por

Obed Pérez Cortés

Y aprobada por el siguiente comité

---

Dr. Horacio Soto Ortiz

Director del Comité

---

Dr. Alfred Barry U'ren Cortés

Miembro del Comité

---

Dr. Arturo Arvizu Mondragón

Miembro del Comité

---

Dr. David Salazar Miranda

Miembro del Comité

---

Dr. Roberto Machorro Mejía

Miembro del Comité

---

Dr. César Cruz Hernández

Coordinador del programa de  
posgrado en Electrónica y Telecomunicaciones

---

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

Director de Estudios de Posgrado

29 de enero de 2013

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE  
EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA, BAJA  
CALIFORNIA**



---

Programa de posgrado en ciencias  
en Electrónica y Telecomunicaciones

---

Estudio de la conversión digital-analógica completamente óptica utilizando  
amplificadores ópticos de semiconductor

Tesis

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

Doctor en Ciencias

Presenta:

Obed Pérez Cortés

Ensenada, Baja California, México, 2013

Resumen de la tesis de Obed Pérez Cortés, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Electrónica y Telecomunicaciones con orientación en Telecomunicaciones.

Estudio de la conversión digital-analógica completamente óptica utilizando amplificadores ópticos de semiconductor

Resumen aprobado por:

---

Dr. Horacio Soto Ortiz

Director de Tesis

En este trabajo de tesis se diseñó, modeló y construyó un convertidor digital-analógico (CDA) de tres bits completamente óptico, que utiliza como elemento principal un amplificador óptico de semiconductor (AOS) masivo con arquitectura risco. El diseño del CDA propuesto consiste en propagar simultáneamente cuatro haces ópticos por el AOS y posteriormente por un polarizador lineal. Tres de los cuatro haces ópticos representan a las señales digitales de entrada del CDA y el cuarto haz se convierte posteriormente en la salida del CDA. Las señales digitales de entrada modifican las propiedades ópticas del AOS a través de los fenómenos de la modulación cruzada de la ganancia (XGM) y la modulación cruzada de la polarización (XPolM), lo que modifica la propagación por el AOS del cuarto haz. El efecto combinado de los cambios en potencia y en estado de polarización del cuarto haz, después de propagarse por el AOS y el polarizador, permite que en su potencia esté codificada la información transportada por las tres señales digitales de entrada. Con relación al modelo teórico desarrollado, éste se basa en el formalismo de la matriz de densidad, el cual permite calcular la polarización macroscópica de la región activa del AOS como función de los haces que representan a las señales digitales de entrada al CDA. A su vez, ésto hizo factible la descripción y predicción del comportamiento de los fenómenos de la XGM y la XPolM en función de la potencia y longitud de onda de las señales digitales de entrada. Por otra parte, se construyó en el laboratorio un sistema de conversión digital-analógica completamente óptico basado en el diseño propuesto. Por medio de éste fue posible codificar la información de las tres señales digitales binarias de entrada en una señal de salida de ocho niveles de potencia. Con ésto se demostró experimentalmente la conversión digital-analógica deseada. En particular, la velocidad de transmisión de dos de las señales digitales de entrada fue de 2.5 Gb/s y la de la restante fue de 5 Gb/s, de modo que la velocidad de transmisión de la señal de salida fue de 10 Gb/s. Los valores de potencia de los haces que representaron a las señales digitales de entrada predichos por el modelo teórico fueron los que se utilizaron en la demostración experimental.

Palabras Clave: **Amplificador óptico de semiconductor, modulación cruzada de la ganancia, modulación cruzada de la polarización, procesamiento de la información en el dominio óptico, modelos semi-clásicos.**

Abstract of the thesis presented by Obed Pérez Cortés, in partial fulfillment of the requirements of the degree of Doctor in Sciences in Electronics and Telecommunications with orientation in Telecommunications.

Study on the all-optical digital-to-analog conversion using semiconductor optical amplifiers

Abstract approved by:

---

Dr. Horacio Soto Ortiz

Director of Thesis

In this thesis work a three bits all-optical digital-to-analog converter (DAC), which uses a single bulk semiconductor optical amplifier (SOA) with a ridge waveguide structure as the main element, was designed, modeled and built. The proposed DAC design, consists on simultaneously propagate four optical beams through the SOA and subsequently through a lineal polarizer. Three of the four optical beams represent the DAC input digital signals and the fourth beam represents the output. The input digital signals modify the SOA optical properties, via Cross gain modulation (XGM) and Cross-Polarization Modulation (XPoIM) phenomena, which in turn modifies the fourth beam propagation through the SOA. Such that, the DAC output analogic signal is the combined effect of the power and polarization state changes from the fourth beam after it propagates through the SOA and through the lineal polarizer. Regarding the developed theoretical model, this is based on the density matrix formalism which enables to calculate the macroscopic polarization of the SOA active region as a function of the beams that represents the DAC input digital signals. In turn, this made feasible the description and prediction of the behavior of the XGM and the XPoIM phenomena as a function of the power and wavelength of the input digital signals. Moreover, an all-optical digital-to-analog system based on the proposed design was built in the laboratory. By means of this, it was possible to encode the three input binary digital signals into an output signal of eight power levels. With this, the proposed digital-to-analog conversion was experimentally demonstrated. Particularly, the data rate of two of the input digital signals was 2.5 Gb/s and that of the other was of 5 Gb/s, being the output data rate was 10 Gb/s. The power levels and wavelength of the input digital signals, estimated theoretically, presented a very good agreement with those with which it was possible the experimental demonstration of the proposed CDA.

**Keywords: Semiconductor optical amplifier, cross gain modulation, cross-polarization modulation, all-optical signal processing, semiclassical approach.**

# Dedicatoria

*A mis padres,  
a mis hermanas,  
a mi sobrino.*

# Agradecimientos

A mi director de tesis el Dr. Horacio Soto Ortiz, por compartir conmigo sus conocimientos y experiencia que no solo permitieron realizar mis estudios de doctorado, sino que me acompañarán a lo largo de mi carrera profesional.

A los miembros de mi comité de tesis: Dr. Alfred Barry U'ren Cortés, Dr. Arturo Arvizu Mondragón, Dr. David Salazar Miranda y Dr. Roberto Machorro Mejía. Sus comentarios, observaciones y sugerencias han enriquecido mi trabajo de tesis.

A la Dirección de Estudios de Posgrado y al Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones por el apoyo que me fue otorgado en lo académico y económico.

A todas las personas que laboran en el departamento de Electrónica y Telecomunicaciones por ir más allá del cumplimiento del deber.

A mis padres Jorge y Esmeralda, a mis hermanas Abigail y Jocabeth, por el cariño y sustento que siempre he recibido de ellos.

A Ana, Griselda, Sol y Salvador por sus palabras y acciones que me impulsaron en todo momento.

A mis compañeros de la división de física aplicada y demás posgrados, porque en su compañía los días que pase en CICESE siempre fueron agradables.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California (CICESE) por abrirme sus puertas y brindarme la oportunidad de superación profesional.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por otorgarme la beca que proveyó los recursos materiales necesarios para llevar a cabo mis estudios de doctorado.

# Contenido

	Página
Resumen en español	i
Resumen en inglés	ii
Dedicatoria	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	v
Lista de Figuras	vii
Lista de Tablas	x
<b>I. Introducción</b>	<b>1</b>
I.1 Antecedentes . . . . .	1
I.1.1 Redes de telecomunicaciones ópticas . . . . .	1
I.1.2 ROTs opacas y transparentes . . . . .	2
I.1.3 Los AOS y el procesamiento de información en el dominio óptico . . . . .	3
I.2 La conversión digital-analógica completamente óptica . . . . .	5
I.2.1 Señales digitales . . . . .	5
I.2.2 La función de conversión digital-analógica . . . . .	7
I.3 Estado del arte . . . . .	10
I.4 Objetivos . . . . .	21
I.5 Organización del presente escrito . . . . .	21
<b>II. Diseño del CDA completamente óptico propuesto</b>	<b>23</b>
II.1 Introducción . . . . .	23
II.2 Dominio y rango de la función de conversión digital-analógica . . . . .	24
II.3 Principio de operación . . . . .	26
II.3.1 Fenómenos no lineales involucrados . . . . .	27
II.3.2 Potencia de la señal analógica . . . . .	28
<b>III. El AOS</b>	<b>33</b>
III.1 Introducción . . . . .	33
III.2 Antecedentes . . . . .	34
III.3 Principio de operación del AOS . . . . .	37
III.3.1 Inversión de población . . . . .	42
III.4 Estructura . . . . .	43

# Contenido (continuación)

	Página
III.5 Aspectos básicos de la estructura de bandas . . . . .	48
III.6 Fenómenos que se suscitan en el AOS . . . . .	52
III.6.1 Mezcla de cuatro ondas . . . . .	55
III.6.2 Modulación cruzada de la ganancia . . . . .	61
III.6.3 Modulación Cruzada de la Polarización . . . . .	64
<b>IV. Modelo teórico que describe y predice el comportamiento del CDA</b>	<b>78</b>
IV.1 Introducción . . . . .	78
IV.2 Modelo del AOS por secciones . . . . .	81
IV.3 Interacción luz-materia . . . . .	84
IV.3.1 Momento dipolar de un sistema atómico de dos niveles . . . . .	86
IV.3.2 Ecuaciones de la matriz de densidad . . . . .	88
IV.3.3 Ecuaciones de razón de cambio de la densidad de portadores y densidad de energía de los portadores . . . . .	92
IV.3.4 Campo eléctrico y polarización . . . . .	95
IV.3.5 Soluciones de las ecuaciones de evolución . . . . .	99
IV.3.6 Evolución de la amplitud del campo eléctrico . . . . .	101
IV.4 Metodología empleada para determinar la birrefringencia que exhibe el AOS . . . . .	103
IV.4.1 Relaciones de dispersión de una guía de onda unidimensional	104
IV.4.2 Método de índice efectivo . . . . .	109
IV.4.3 Procedimiento para determinar la constante de propagación efectiva de los modos propios del AOS . . . . .	112
IV.5 Respuesta en frecuencia de la rotación no lineal de la polarización autoinducida . . . . .	114
IV.6 Algoritmo empleado para constuir el simulador del CDA . . . . .	120
<b>V. Resultados</b>	<b>125</b>
V.1 Introducción . . . . .	125
V.2 Resultados teóricos . . . . .	126
V.2.1 Respuesta en frecuencia de la RNP . . . . .	127
V.3 Resultados experimentales . . . . .	131
<b>VI. Conclusiones</b>	<b>139</b>
<b>Referencias bibliográficas</b>	<b>142</b>



## Lista de Figuras

Figura		Página
1	Representación de una señal digital binaria, $f(t)$ , y una señal de reloj, CLK. La línea vertical punteada indica los flancos de subida de la señal de reloj. . . . .	5
2	Bosquejo de la conversión digital-analógica. La información contenida en una señal digital binaria paralela de 3 bits $f(t)$ (entrada), es mapeada en una señal de 8 niveles $g(t)$ (salida). . . . .	9
3	Esquema del CDA de 2 bits adaptado de “All-optical digital-to-analog conversion using nonlinear optical loop mirrors” de Oda, S. y Maruta, 2006, IEEE Photonics of Tecnology letters, 18 (5), p. 703. . . . .	12
4	Diagrama del CDA de 3 bits adaptado de “All-optical digital-to-analog conversion using nonlinear optical loop mirrors” de Oda, S. y Maruta, 2006, IEEE Photonics of Tecnology letters, 18 (5), p. 703. . . . .	13
5	Diagrama del CDA adaptado de “All-optical digital-to-analog conversion using pulse pattern recognition based on optical correlation processing” de Nishitani, T. <i>et al</i> , 2005, Optics Express, 13 (25), p. 10312. . . . .	15
6	Esquema del CDA de 8 bits adaptado de “Optical pattern detector and digital-to-analog converter for optical communications systems” de Kartalopoulos, Stamatios V., 2004, Optics Express, 43 (9), p. 2151. . . . .	17
7	Esquema del CDA adaptado de “All-optical 2-bit digital-to-analog conversion with a single semiconductor optical amplifier” de Porzi, C., 2009, International Conference on Photonics in Switching, 2009, 43 (9), . . . . .	18
8	Representación gráfica de la potencia de la señal analógica a la salida del CDA como función de las diferentes combinaciones de la señal digital de entrada. . . . .	25
9	Diagrama básico del CDA propuesto en este trabajo de tesis. . . . .	26
10	Diagrama básico del CDA propuesto, al cual se ha agregado en forma esquemática un controlador de estado de polarización por medio del cual se define el estado de polarización de referencia. . . . .	29
11	Comportamiento de la potencia y ángulo de rotación del haz CW a la salida del AOS como función de la potencia de la señal digital ( $P_{Tdig}$ ) . . . . .	31

Figura	Página	
12	Representación esquemática de un láser formado por una homoestructura. . . . .	35
13	Representación esquemática de un láser formado por doble heteroestructura. . . . .	35
14	Bosquejo de un AOS de doble heteroestructura en arquitectura risco. . . . .	37
15	Representación del proceso de absorción de un fotón. . . . .	38
16	Representación del proceso de emisión espontánea de un fotón. . . . .	39
17	Representación del proceso de emisión estimulada de un fotón. . . . .	40
18	Diagrama simplificado de la BC y BV de una doble heteroestructura, similar a la del AOS estudiado en este trabajo de tesis. . . . .	45
19	Diagrama simplificado del índice de refracción de una doble heteroestructura similar a la del AOS estudiado en este trabajo de tesis. . . . .	47
20	Diagrama de la estructura de bandas del compuesto semiconductor binario GaAs adaptado de “Semiconductor-Laser Fundamentals” de Chow, Weng W. y Koch, Stephan W., 1999, Springer, p. 10. . . . .	50
21	Representación de la estructura de bandas parabólico que se considera en este trabajo de tesis. . . . .	53
22	Esquema de propagación <i>control/prueba</i> en los AOS. . . . .	54
23	Representación gráfica del efecto del fenómeno XGM en los AOS bajo el esquema de propagación <i>control/prueba</i> . . . . .	63
24	Representación en la esfera de Poincare de cinco estados de polarización: Horizontal (A), lineal a 45 grados (B), vertical (C), circular derecha (D) y circular izquierda (E) . . . . .	76
25	(a) Intensidad del campo eléctrico $\vec{E}_0$ a la salida de un medio hipotético birrefringente no lineal. (b) Representación del estado de polarización del campo $\vec{E}_0$ . . . . .	77
26	Esquema que representa al AOS dividido virtualmente en secciones a lo largo del eje $z$ . Los parámetros como la temperatura de los portadores, densidad de portadores, y las variables que de éstos se derivan, son constantes en cada una de las secciones (constantes en el espacio). . . . .	82
27	Representación en el dominio de la frecuencia de los haces que se propagan por el AOS . . . . .	96
28	Representación esquemática de una guía de onda unidimensional . . . . .	104

Figura	Página
29	Representación de la sección transversal de una guía de onda bi-dimensional tipo risco. . . . . 110
30	Representación de las tres guías de onda unidimensionales en la dirección $y$ asociadas a la guía de onda bi-dimensional esquematizada en la figura 29. . . . . 111
31	Guía de onda unidimensional que resulta al aplicar el método de índice efetivo a la guía de onda bi-dimensional representada en la figura 29. . . 111
32	Representación de la sección transversal de la guía de onda bi-dimensional que forma el AOS. . . . . 113
33	Tercia de materiales por analizar en el segundo paso de la metodología adoptada. . . . . 113
34	Representación de la tercia de materiales que se debe analizar en el penúltimo paso de la metodología propuesta por Maldonado <i>et al.</i> (2008). 113
35	Medio homogéneo con dos índices de refracción efectivos asociados a los modos propios de la guía bi-dimensional representada en la figura 32. . . 113
36	$\text{Sen}^2(\Theta/2)$ (línea punteada), potencia del haz CW a la salida del AOS (línea discontinua) y a la salida del polarizador lineal (línea sólida), como función de la señal digital de entrada. . . . . 126
37	Desplazamiento angular $\Theta$ contra la frecuencia de modulación. Línea intermitente: contribución a $\Theta$ de la pulsación de la densidad de portadores (CDP). Línea punteada: Contribución a $\Theta$ del calentamiento de portadores (CH). Línea continua: valor de $\Theta$ considerando las contribuciones de la CDP y CH. Marcadores ( $\blacktriangledown$ ): valores medidos de $\Theta$ (Albores Mejía (2009)). . . . . 129
38	Arreglo experimental del CDA completamente óptico. . . . . 132
39	Función de transferencia del CDA para cinco valores de potencia del nivel lógico “1” de la señal digital: -3, -1.5, 0 1.5 y 3 dBm. . . . . 135
40	Señales de entrada y señal de salida codificada. D2, D1 y D0 son designados como los bits más significativo, intermedio y menos significativo respectivamente. Las flechas apuntan a los niveles generados por la combinación digital de entrada señalada por la línea punteada. . . . . 137

# Lista de Tablas

Tabla		Página
I	Dominio y rango de la función de conversión digital-analógica. . . . .	25
II	Masas efectivas de electrones y huecos en algunos cristales semiconductores directos ( $m_0$ es la masa del electrón en reposo) Kittel (1996). . . .	52
III	Vectores de Stokes para cinco estados de polarización, $I_0 = E_{x0}^2 + E_{y0}^2$ . . .	75
IV	Valores utilizados para la construcción del simulador del CDA. . . . .	124

# Capítulo I

## Introducción

### I.1 Antecedentes

#### I.1.1 Redes de telecomunicaciones ópticas

Las redes de telecomunicaciones permiten el intercambio de información entre dos o más entes ubicados en puntos geográficos diferentes casi instantáneamente. Esta característica que proporcionan las redes de telecomunicaciones hace posible que la sociedad moderna se desenvuelva, a un ritmo acelerado, en sus diferentes ámbitos.

Si el medio de transmisión que emplea una red de telecomunicaciones es la fibra óptica, entonces a dicha red se le denomina red óptica de telecomunicaciones (ROT) (Chaffee, 2002; Green, 2006). Estas redes permiten transmitir información a tasas de bits de hasta terabits por segundo (TBPS) a través de cientos de kilómetros sin necesidad de regenerar ni amplificar las señales transmitidas por la fibra.

Lo anterior es posible gracias a los avances tecnológicos que se han tenido en la construcción de las fibras ópticas. Por ejemplo, las pérdidas de potencia que experimenta una señal óptica al propagarse por la fibra se han reducido notablemente, pasando de 1000 dB/km en 1966, cuando por primera vez se consideró el uso de la fibra para transmitir información en forma de luz, a 0.2 dB/km hoy en día (Mitschke, 2009). Por otro lado, se han minimizado los efectos de las dispersiones modal y cromática que limitan la velocidad de transmisión de información, esto se debe a que en la actualidad se dispone de fibras mono-modo y fuentes láseres de ancho espectral muy reducido.

### I.1.2 ROTs opacas y transparentes

A fin de establecer la comunicación entre un emisor y un receptor, al mismo tiempo que se explota al máximo la capacidad de transmisión en una ROT, es generalmente necesario realizar el denominado *procesamiento de la información* (Keiser, 2003). La tecnología empleada para realizar el procesamiento de la información permite catalogar una ROT en opaca o transparente. Se dice que una ROT es *opaca* si el procesamiento de la información (o al menos parte de éste) se realiza en el dominio eléctrico. Por otra parte, si el procesamiento de la información se realiza en el dominio óptico, entonces la ROT es *transparente* (Sygletos *et al.*, 2008). El procesamiento de la información es otro factor que limita la velocidad de transmisión en una ROT, y se debe a una restricción de naturaleza física más bien que a una limitante impuesta por la fibra óptica como lo son la atenuación y las dispersiones modal o cromática.

Para implementar el procesamiento de la información en el dominio eléctrico es necesario que la información en forma de luz que arriba a un nodo de la ROT se convierta a corriente eléctrica. La finalidad de este proceso de conversión es que por medio de una computadora se determine el origen, destino y ruta que debe seguir la información para alcanzar al receptor deseado. Una vez que se determinan estos parámetros, es necesario reconvertir la información a luz para que ésta sea reenviada por la red de fibra óptica (Keiser, 2003). Esta forma de procesar la información es ineficiente por el hecho de que requiere de etapas de conversión luz–corriente eléctrica–luz, lo cual no ocurre instantáneamente. Si se considera que la velocidad de transmisión de la información en una ROT es de TBPS, entonces las etapas de conversión antes referidas pueden limitar la velocidad de transmisión de la información. Por lo tanto, es crucial poder efectuar el procesamiento de la información en el dominio completamente óptico, para lo cual es

indispensable contar con sistemas que realicen las diferentes funciones de procesamiento sin necesidad de recurrir a la etapa de conversión luz–corriente eléctrica–luz. Estas funciones incluyen almacenamiento de información, operaciones booleanas o aritméticas, conversión de la longitud de onda, extracción de la señal de reloj, amplificación, entre otras (Sygletos *et al.*, 2008; Houbavlis *et al.*, 2005; Vlachos *et al.*, 2003). Considerando lo anterior es natural que el objetivo de muchos grupos de investigación, así como el de este trabajo de tesis, sea contribuir al desarrollo de sistemas que permitan realizar el procesamiento de la información en el dominio óptico.

Entre las tecnologías empleadas para dicho fin se encuentran los cristales fotónicos (Chow y Lin, 2008), los sistemas electro-mecánico-microscópicos (Yano *et al.*, 2005), las rejillas de Bragg (Teixeira *et al.*, 2001), las fibras ópticas no lineales (Lee *et al.*, 2005), los materiales opto-electrónicos (Houbavlis *et al.*, 2005; Chou y Bowers, 2007; Bintjas *et al.*, 2003; Ponmalar y Sundaravadivelu, 2008; Saruwatari, 2000), los materiales magneto-ópticos (Mina y M. Weber, 2007), etc. En este trabajo se empleará la tecnología opto-electrónica, en particular se utilizará un amplificador óptico de semiconductor (AOS) como medio no lineal y/o célula de procesamiento de la información.

### **I.1.3 Los AOS y el procesamiento de información en el dominio óptico**

Los AOS son dispositivos opto-electrónicos no lineales de bajo consumo de potencia, tamaño reducido y compatibles con la óptica integrada (Connelly, 2004). Diversos fenómenos que se suscitan en éstos, a saber, la modulación cruzada de la ganancia (XGM), la modulación cruzada de la polarización (XPolM), la mezcla de cuatro ondas (FWM), entre otros, han permitido implementar funciones como: la conmutación óptica

(Vlachos *et al.*, 2003; Scaffardi *et al.*, 2007; Choa *et al.*, 2005; Wai *et al.*, 2005), la conversión de la longitud de onda (Xinliang *et al.*, 2000; Sakaguchi *et al.*, 2009; Ribeiro *et al.*, 2007), el tratamiento de señales ópticas (Yang *et al.*, 2004; Simos *et al.*, 2004), la recuperación de reloj (Houbavlis *et al.*, 2005), la recepción óptica (Gutierrez-Castrejon *et al.*, 2009), la conversión del formato NRZ a RZ (Fu *et al.*, 2009), la conversión de un formato de transmisión de dos niveles de intensidad a uno de cuatro niveles (Soto y Gutierrez, 2006), la generación de trenes de pulsos (Contestabile *et al.*, 2007), la detección de la fase de una señal óptica (Kawanishi *et al.*, 1993), la demulticanalización óptica (Schubert *et al.*, 2005), la amplificación con ganancia lineal (Salleras *et al.*, 2004), la amplificación de alta ganancia insensible a la polarización de la luz (Shu-Rong *et al.*, 2004), la compensación de la dispersión cromática (Bischoff *et al.*, 1999), la generación de señales ópticas a partir de un coeficiente de acoplamiento fase-amplitud negativo (Soto y Erasme, 1996), la compresión de pulsos ópticos (Lin y Chiu, 2005), el filtrado sintonizable de señales (Kani y Iwatsuki, 2005), la elaboración de puertas lógicas (Zhang *et al.*, 2007), la ecualización de potencia óptica (Gopalakrishnapillai *et al.*, 2005), etc.

Adicionalmente a las funciones mencionadas, en el presente trabajo de tesis se busca contribuir con el desarrollo de nuevas funciones que eventualmente permitirán implementar el procesamiento de la información en el dominio completamente óptico. Particularmente, se propone el diseño e implementación de un convertidor digital-analógico completamente óptico utilizando un AOS.



## I.2 La conversión digital-analógica completamente óptica

### I.2.1 Señales digitales

Las señales ópticas empleadas en la mayoría de las RTOs son digitales binarias. Las características distintivas de esta categoría de señales son dos, por una parte pueden ser representadas por una función  $f(t)$  que sólo puede adquirir dos valores en el tiempo: “0” ó “1” (0 Watts de potencia o  $P > 0$  Watts). La otra característica reside en que la función  $f(t)$  puede cambiar de valor en instantes de tiempo bien definidos los cuales son establecidos por una señal de reloj (CLK) (Fitz, 2007).

A manera de ejemplo considere la figura 1 donde se representa una señal digital binaria  $f(t)$  junto con la señal de reloj CLK. Como se puede observar, tanto la señal  $f(t)$  como la de reloj CLK exhiben solamente dos valores y los cambios de valor que adopta  $f(t)$  ocurren únicamente en múltiplos del tiempo  $t_0$ , es decir, cuando se suscitan los flancos de subida de la señal CLK (instante de tiempo en el que la señal CLK cambia del valor “0” al “1”).

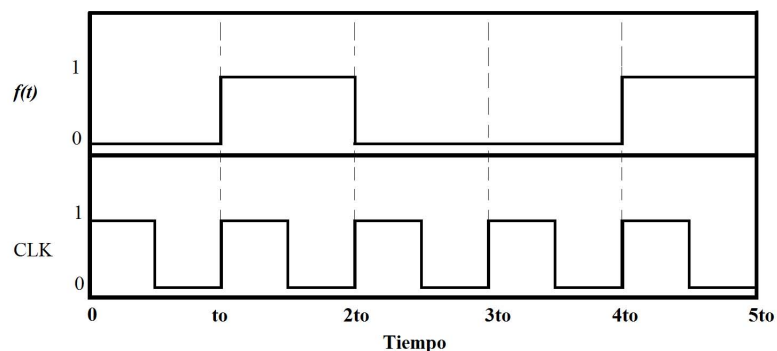


Figura 1. Representación de una señal digital binaria,  $f(t)$ , y una señal de reloj, CLK. La línea vertical punteada indica los flancos de subida de la señal de reloj.

Además, con referencia a la figura 1 y considerando que  $f(t)$  representa a la señal de información, se denomina *velocidad* o *tasa de transmisión* de ésta a la cantidad  $1/t_0$ . Lo anterior es debido al hecho de que durante cada ciclo de reloj la señal  $f(t)$  transporta un solo bit de información (Keiser, 2003). Un ciclo de reloj se define como el intervalo temporal entre un flanco de subida y el siguiente inmediato.

Es importante apuntar que la señal de reloj desempeña un rol crítico en las redes de telecomunicaciones digitales, incluidas las ROTs, el cual consiste en sincronizar todas las señales involucradas en dichas redes.

Se dice que una señal digital binaria  $f(t)$ , como la esquematizada en la figura 1, es una señal *digital binaria en serie* (o simplemente señal en serie) porque durante un ciclo del reloj sólo transmite un bit de información. Ahora bien, si durante un ciclo de reloj una señal transporta  $m$  bits de información entonces se dirá que la señal es *digital binaria de  $m$  bits en paralelo* (o simplemente señal en paralelo de  $m$  bits). Es pertinente aclarar que una señal digital en paralelo de  $m$  bits no es otra cosa que un conjunto de  $m$  señales en serie cuya señal de reloj es común a todas ellas (Fitz, 2007).

Las señales digitales que forman a una señal en paralelo tienen diferentes pesos o significancia, así siempre habrá entre ellas la que representa al *bit más significativo* (MSB) y la que representa al *bit menos significativo* (LSB). Finalmente, se denomina *palabra* al conjunto de  $m$  bits que exhibe una señal en paralelo durante un ciclo de reloj. Por esta razón se dice que una señal en paralelo es una sucesión en el tiempo de palabras de  $m$  bits.

Para aclarar los conceptos enunciados en los últimos dos párrafos suponga que existe una señal en paralelo de tres bits y se muestrea durante algún ciclo de reloj. Lo que se observará es una palabra digital de tres bits con una combinación particular de ellos, por ejemplo 011. El MSB (o de mayor peso) es el que se lee en el extremo izquierdo

(“0” en el ejemplo citado) y el LSB (o de menor peso) es el que se lee en el extremo de la derecha ( “1” en el ejemplo citado).

Ahora bien, además de las señales ópticas digitales binarias, una ROT puede también transmitir información empleando una señal digital multinivel, con lo cual se puede aumentar la cantidad de información que se transmite (Keiser, 2003). La diferencia evidente entre una señal digital binaria y una señal digital multinivel es que la primera exhibe solamente dos niveles mientras que la segunda exhibe  $2^m$  niveles, donde  $m$  es un entero mayor que 1. De hecho es posible construir una señal digital multinivel, con  $2^m$  niveles, a partir de  $m$  señales digitales binarias. En este sentido es que una señal multinivel contiene más información que una sola señal binaria. Al proceso de conversión de una señal digital binaria a una señal digital multinivel se le denomina *señalización multinivel* (o multicanalización por división de amplitud) y bajo ciertas circunstancias puede interpretarse también como un proceso de conversión digital-analógica, el cual es precisamente el objeto central de este trabajo de tesis.

## **I.2.2 La función de conversión digital-analógica**

La función de conversión digital-analógica, es aquella que permite mapear la información contenida en una señal digital binaria a una señal analógica (Keiser, 2003). Al sistema que permite implementar esta función se le denomina convertidor digital-analógico (CDA).

Sin embargo, en la práctica la señal digital no es convertida a una señal analógica sino a una discreta, es decir, la conversión digital-analógica, no es exacta ya que el número de niveles de la señal resultante es finito. Estrictamente, la señal que arroja un CDA es entonces una señal multinivel. No obstante, si el número de niveles es grande y

la separación entre dos niveles contiguos es más pequeña que la resolución del aparato empleado para medir la señal discreta resultante, entonces la señal medida bien podría considerarse como analógica. Aunque el número de niveles de una señal discreta multinivel generada por los CDAs completamente ópticos que se han implementado hasta hoy en día está lejos de ser grande, en el contexto de las funciones opto-electrónicas, suele denominarse señal analógica a la señal multinivel generada por un CDA.

Para ilustrar el concepto de la función de conversión digital-analógica considere la figura 2 en la que se representan, del lado izquierdo, una señal en paralelo,  $f(t)$ , formada por tres señales en serie, D2, D1, D0 (entrada) y una señal de reloj CLK. En el centro de la figura se encuentra esquematizado el CDA y a la derecha del diagrama se muestra la señal multinivel resultante (salida). Durante cada ciclo de reloj la señal digital de tres bits exhibe cierta combinación digital, por ejemplo considere el tiempo preciso  $t_0$  en el cual la combinación de entrada es 001, de la misma forma, otra combinación es 110 la cual está presente en el tiempo  $6t_0$ . De manera que la función de conversión digital-analógica realizada por el CDA, consiste en generar una señal multinivel de salida en la cual cada uno de sus niveles corresponde a una y sólo una de las combinaciones digitales de entrada. Dicho con otras palabras, la función de conversión digital-analógica es una función, tal que cada elemento del dominio, definido por todas las combinaciones de la función  $f(t_0)$ , es transferido a otro conjunto de valores preestablecido y representado por la función de salida  $g(t_0)$ .

Como ejemplo considere nuevamente la combinación de entrada 001 presente en el instante  $t_0$ , para esta combinación la salida correspondiente es el nivel "1". A la combinación 110 presente durante el instante  $6t_0$  le corresponde el nivel "6". Ya que las señales de nuestro interés son señales ópticas, entonces el nivel 0 o el 6, o cualquier otro, representan un valor de potencia óptica por ejemplo  $0 \mu\text{W}$  ,  $6 \mu\text{W}$  , etc.

Con referencia a una de las potenciales aplicaciones del CDA mencionadas en párrafos anteriores, es evidente que por medio del CDA es posible incrementar la velocidad de transmisión de información ya que durante un ciclo de reloj una sola señal multinivel (de  $2^m$  niveles) puede transmitir la información de  $m$  señales en serie. Sobre la otra aplicación referida, el reconocimiento de patrón de bits, el CDA permitiría discriminar entre  $2^m$  posibles combinaciones digitales de entrada al convertidor que bien pueden representar una dirección de origen o destino de un paquete de datos.

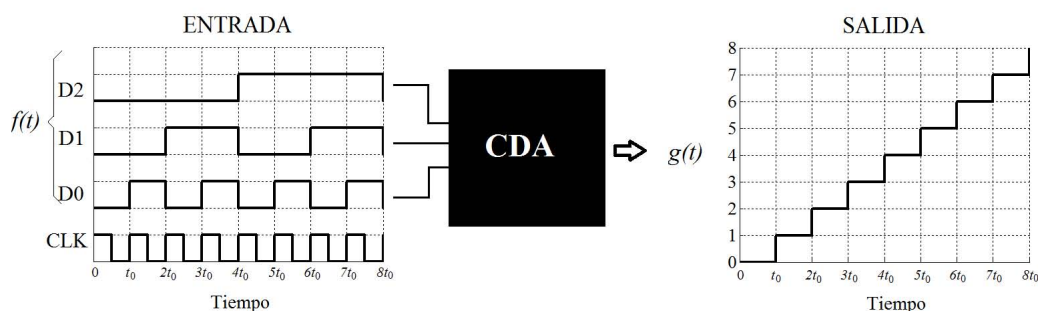


Figura 2. Bosquejo de la conversión digital-analógica. La información contenida en una señal digital binaria paralela de 3 bits  $f(t)$  (entrada), es mapeada en una señal de 8 niveles  $g(t)$  (salida).

La conversión digital-analógica completamente óptica es una función clave para realizar el procesamiento de la información en una ROT transparente. En particular, tiene una aplicación potencial en el denominado reconocimiento de patrones de bits, el cual permite determinar la dirección de un paquete de datos en una ROT (Scaffardi *et al.*, 2007; Wai *et al.*, 2005). Por otra parte, la conversión digital-analógica permite efectuar la modulación multinivel por desplazamiento de amplitud (MASK por sus siglas en inglés), lo que potencialmente puede incrementar la capacidad de transmisión de las ROTs (Keiser, 2003). Es importante señalar que varios grupos de investigación han implementado diferentes CDAs completamente ópticos con distintas tecnologías, siendo los trabajos más relevantes revisados brevemente en la siguiente sección.

### I.3 Estado del arte

Hasta donde el autor de este trabajo de tesis tiene conocimiento, las principales técnicas empleadas para desarrollar CDAs completamente ópticos son la suma coherente de señales ópticas, la correlación óptica y la multicanalización de señales ópticas multinivel. La mayoría de los CDAs reportados en otros trabajos son de 2 y 3 bits. En los siguientes párrafos se describirá someramente el principio de operación de algunos CDAs basados en las técnicas antes mencionadas.

En la referencia (Oda y Maruta, 2006) se emplean espejos en lazo no lineales (NOLM por sus siglas en inglés) para construir un CDA de 2 y 3 bits con codificación estándar y Gray. Antes de exponer el principio de operación de este CDA, se explicará someramente qué es un NOLM. Un NOLM es un interferómetro tipo Sagnac implementado en una fibra óptica no lineal en el que interfieren dos señales que se contra-propagan por él. Un NOLM puede construirse a partir de un acoplador óptico en el que uno de sus puertos se interconecta formando un lazo cerrado. Desde el punto de vista funcional, un NOLM puede comportarse como un “espejo” en el que la reflectividad puede ser controlada modificando la potencia de los haces ópticos que interactúan. En particular, en un esquema de propagación *control/prueba*<sup>1</sup>, al modificar la potencia del haz de *control*, un NOLM puede actuar como un *switch* para el haz de *prueba* y es precisamente esta función del NOLM que se explota para diseñar el CDA propuesto por los autores en cuestión.

Para entender el principio de operación del CDA considere la figura 3 donde se representa el esquema del CDA de dos bits propuesto por los autores en cuestión. En

---

<sup>1</sup>El esquema de propagación *control/prueba* es aquel donde dos haces se propagan simultáneamente por un dispositivo óptico y al variar la potencia del haz de control se modifican las propiedades físicas del dispositivo óptico, afectando la propagación del haz *prueba*.

primer lugar una señal en serie se convierte a una señal en paralelo de 2 bits por medio de un *convertidor serie a paralelo*. Los pulsos en paralelo se emplean como señal de *control* para los NOLMs. El MSB se inserta al NOLM1, y el LSB al NOLM2 y NOLM3 por medio de un acoplador (**A**). Entonces, cuando el MSB es “0” la señal *prueba* que se envía al NOLM1 es reflejada y se inserta al NOLM2 por medio de un circulador óptico (**C**). En el puerto de transmisión del NOLM2 se obtiene un pulso con cero o una unidad de potencia, dependiendo del valor del LSB (“0” ó “1”). Ahora, si el MSB es “1” la señal de *prueba* pasa por el NOLM1 y llega al NOLM3. Si el LSB es “0” la señal de *prueba* es reflejada y colectada por el circulador óptico (**C**). El pulso reflejado genera un pulso de salida con tres unidades de potencia. Al ajustar convenientemente el atenuador óptico (ATT) para que la razón de la señal reflejada sea  $2/3$ , se obtiene un pulso de salida con dos unidades de potencia. Con todo ésto, se implementa el CDA de dos bits con codificación Gray <sup>2</sup>.

Por otra parte, al incrementar la potencia de entrada de la señal de *prueba* al NOLM3 es posible que esta señal pase parcialmente por el NOLM3, y así se obtiene un pulso de salida con dos unidades de potencia cuando el LSB sea “0”. Si el LSB es “1”, se obtiene un pulso de salida de tres unidades de potencia ajustando la potencia de la señal de *control* por medio del atenuador óptico (ATT) por lo que el pulso sea completamente reflejado. En consecuencia se obtiene la conversión digital-analógica de 2 bits con codificación estándar. En términos coloquiales, cada uno de los niveles de la señal analógica es el resultado de la propagación de la señal *prueba* por un “camino” en particular, en este sentido es que la señal analógica resulta de “multinacalizar” cuatro señales ópticas de diferente nivel de potencia .

---

<sup>2</sup>El código Gray es un sistema de numeración binario en el que dos valores contiguos difieren únicamente en un bit

Ahora, bajo este principio de operación, los autores (Oda y Maruta, 2006) diseñan un CDA de 3 bits, para ello considere la figura 4. El CDA se construye en tres etapas, en la primera y segunda el MSB y el bit intermedio (NMSB) se insertan al NOLM1 y a los NOLMs 2 y 3 respectivamente, para enviar la señal *prueba* al arreglo de NOLMs 4-7. En la etapa final, la potencia pico de la señal *prueba* enviada a cada NOLM es ajustada al nivel apropiado dependiendo si el LSB que se aplica a los NOLMs 4-7 es “0” ó “1”.

El CDA de  $m$ -bits se construye en una arquitectura de  $m$ -etapas de conmutadores que requieren, en total,  $2^m - 1$  NOLMs. Adicionalmente, es posible implementar el esquema expuesto si en lugar de cada NOLM se emplea un AOS en arreglo interferométrico (Toptchiyski *et al.*, 1999).

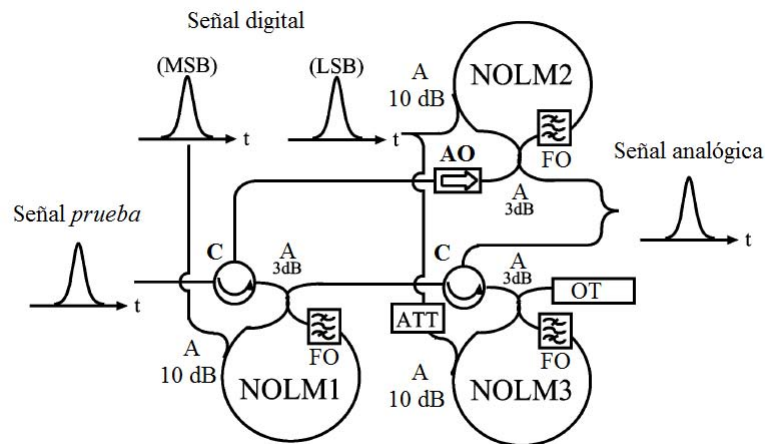


Figura 3. Esquema del CDA de 2 bits adaptado de “All-optical digital-to-analog conversion using nonlinear optical loop mirrors” de Oda, S. y Maruta, 2006, IEEE Photonics of Technology letters, 18 (5), p. 703.

Dado que la codificación Gray permite transmitir información con una tasa de error menor la obtenida con una codificación estándar, entonces el diseño del CDA ahora analizado puede ser más ventajoso que aquéllos que manejan un solo sistema de codi-



ficación. Sin embargo, una de las características a resaltar es que se requieren de  $m$  “etapas”, cada una formada por  $2^m - 1$  NOLMs, para construir un CDA de  $m$  bits. Lo anterior representa una desventaja ya que el número de elementos que conforman al CDA depende del número de bits de la señal por convertir, por lo que la arquitectura puede volverse compleja.

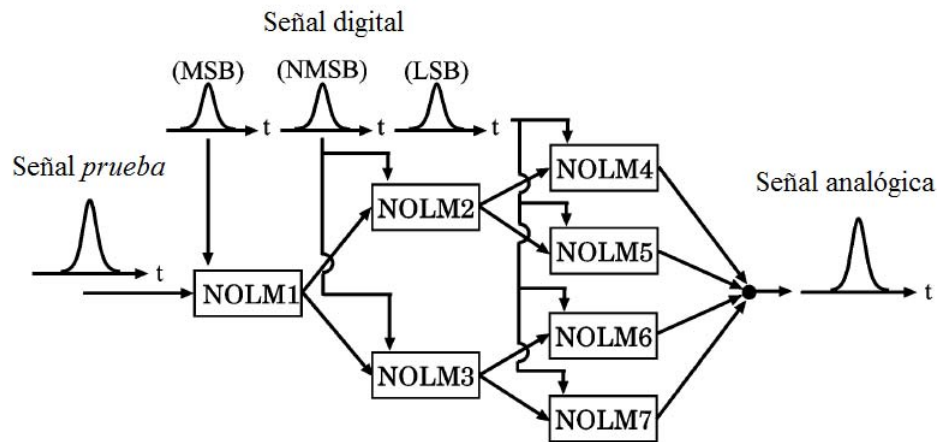


Figura 4. Diagrama del CDA de 3 bits adaptado de “All-optical digital-to-analog conversion using nonlinear optical loop mirrors” de Oda, S. y Maruta, 2006, IEEE Photonics of Technology letters, 18 (5), p. 703.

Otro CDA que emplea la técnica de multicanalización de señales ópticas multinivel, es el reportado en la referencia (Nishitani *et al.*, 2005) en donde la conversión digital-analógica es implementada por medio de *discriminadores de patrones de bits* (DPB). Estos últimos se basan en la capacidad de ciertos sistemas ópticos de implementar operaciones matemáticas. Por ejemplo, para calcular la transformada de Fourier de una señal en el dominio eléctrico, es decir empleando una computadora, se debe evaluar una integral. Desde el punto de vista computacional esta tarea puede complicarse dependiendo de la señal en cuestión y el proceso puede convertirse en un problema serio si se desea realizar la transformada de Fourier en tiempo real. No obstante, la transformada de Fourier de una señal y en particular la transformada espacial, puede

implementarse fácilmente en el dominio óptico, de hecho, para tal efecto basta con hacer pasar la señal óptica por una lente.

Así como la transformada de Fourier, también hay otras operaciones matemáticas que pueden ser implementadas en el dominio óptico. Particularmente, en la referencia (Nishitani et al., 2005) se propone implementar la correlación óptica por medio de un filtro óptico adaptado (FOA). Este dispositivo exhibirá una señal de salida, denominada *señal de correlación*, si el espectro de la misma a la entrada del filtro corresponde a aquel para el cual el filtro está diseñado. Así por ejemplo, el espectro de la señal óptica modulada en intensidad con la secuencia temporal 1001 es diferente al espectro de la misma señal con la secuencia 1110, etc.). Al filtro que permite implementar la correlación óptica los autores lo denominan *módulo de conversión digital analógica* (MDCDA). Note que desde el punto de vista operacional, la función de correlación óptica y el proceso de discriminar un patrón de bits son procesos equivalentes.

Dicho lo anterior es posible entender el principio de operación del CDA de  $m$  bits presentado en la referencia (Nishitani et al., 2005) cuyo diagrama esquemático se muestra en la figura 5. Este CDA está compuesto de  $2^m - 1$  MCDAs a los cuales les arriba una entrada común (señal digital de entrada), siendo la salida de cada uno de ellos interconectada a un multicanalizador (de esta característica es que la técnica de implementación de este CDA la hemos catalogado como *multicanalizado de señales multinivel*). Cada uno de los MCDAs es diseñado para generar la señal de correlación correspondiente a una secuencia particular de bits. Cuando la secuencia de bits no es la correspondiente al MDCDA en cuestión, la intensidad de la señal de correlación es muy pequeña. Para ajustar el “peso” de cada bit se emplean atenuadores ópticos variables (AOVs) a la salida de cada uno de los MCDAs.

El CDA presentado en (Nishitani et al., 2005) explota la capacidad de ciertos dis-

positivos ópticos, como una lente, para implementar funciones matemáticas en tiempo real. No obstante, el diseño propuesto tiene la desventaja de requerir  $2^m - 1$  MCDAs y cada uno de estos módulos requiere de cierto número de elementos. Lo anterior implica que la arquitectura y complejidad de este CDA dependerá del número de bits de la palabra digital de entrada.

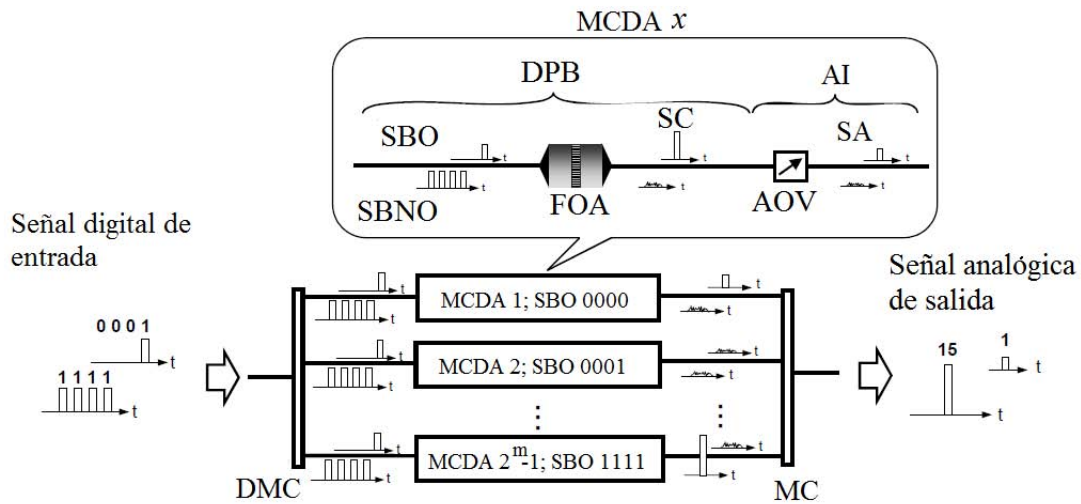


Figura 5. Diagrama del CDA adaptado de “All-optical digital-to-analog conversion using pulse pattern recognition based on optical correlation processing” de Nishitani, T. *et al*, 2005, Optics Express, 13 (25), p. 10312.

Otro diseño del CDA completamente óptico donde se emplea la suma coherente de señales ópticas es el propuesto en la referencia (Leven *et al.*, 2004). El principio de operación del DAC de  $m$  bits construido por estos autores es similar al de un interferómetro tipo Mach-Zehnder. Una señal óptica de intensidad constante se divide en  $m$  señales que viajan por caminos ópticos diferentes. En cada uno de estos caminos se incorpora un elemento que modifica la fase de la señal que se está propagando. Posteriormente, todos los caminos convergen en un punto donde ocurre interferencia. La fase inducida en los diferentes caminos ópticos, por medio de dispositivos electro-ópticos, está controlada por los bits en paralelo de la señal o palabra digital de entrada por convertir. Estos

bits solamente pueden adquirir dos valores correspondientes a los niveles lógicos “0” y “1” y su efecto es hecho acorde al peso del bit. De esta forma, la suma coherente de las señales producirá un nivel de intensidad único correspondiente a la combinación digital que presenta la palabra de entrada. Con relación a las ventajas o desventajas de este diseño, en primer lugar, como una posible ventaja debe mencionarse que el número de dispositivos necesarios para implementar la conversión digital-analógica de  $m$  bits es justamente “ $m$ ” caminos ópticos (este camino incluye el dispositivo electro-óptico que permite modificar la fase). Así, en principio su arquitectura puede ser relativamente sencilla. Por otro lado, como desventaja, debe tenerse en mente que la señal digital en paralelo que debe controlar la fase de la señal óptica en cada uno de los caminos del interferómetro es una señal eléctrica. Esta característica limita el rango de aplicaciones del CDA analizado o deriva a una arquitectura más compleja con fotodetectores y amplificadores eléctricos. Otro CDA cuyo principio de operación es similar al mencionado en este párrafo puede consultarse en la referencia (Leven *et al.*, 2006).

En otro trabajo reportado en la referencia (Kartalopoulos, 2004) se propone un CDA de ocho bits implementado por medio de la suma incoherente de una señal óptica. EL CDA está compuesto de una fibra a la que se incorporan ocho acopladores denotados por la letra “A” en la figura 6. Los acopladores están separados equidistantemente y funcionan como divisores de potencia óptica. Uno de los puertos de salida de cada acoplador se conecta a un multicanalizador (denotado por el símbolo  $\Sigma$ ) y el otro a la entrada del acoplador contiguo. Se emplean retardadores ópticos (RO) para “convertir” la señal digital en serie a una señal digital en paralelo. En efecto, si  $T_0$  es el ciclo de reloj, entonces cada  $8T_0$  segundos se tiene una palabra de ocho bits a la entrada del multicanalizador.

La conversión digital-analógica es plausible si se cumple que  $P_j = P_1/j$ , bajo esta condición la potencia a la salida del multicanalizador es proporcional a  $\sum X^j P_1/j$ , siendo  $X^j$  1 ó 0, dependiendo de la combinación de la señal digital por convertir. De acuerdo a lo establecido en la referencia (Kartalopoulos, 2004) la condición requerida se cumple al manipular el factor de acoplamiento de los acopladores. El CDA revisado en este párrafo resulta ventajoso al requerir únicamente dispositivos pasivos compatibles con óptica integrada. Finalmente, debe mencionarse que este diseño sólo fue implementado en un simulador. Otros CDAs que operan bajo un principio similar al que se acaba de describir pueden consultarse en las referencias (Uenohara *et al.*, 2004; Yacoubian y Das, 2003; Sawada y Uenohara, 2007; Saida *et al.*, 2001)

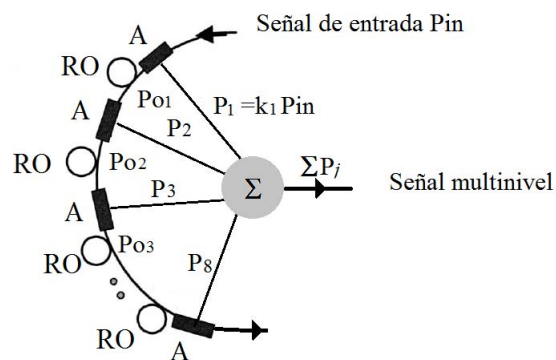


Figura 6. Esquema del CDA de 8 bits adaptado de “Optical pattern detector and digital-to-analog converter for optical communications systems” de Kartalopoulos, Stamatios V., 2004, Optics Express, 43 (9), p. 2151.

Para terminar con esta revisión de CDAs elaborados por otros grupos de investigación, en los siguientes párrafos se analizará un CDA de dos bits presentado en la referencia (Porzi *et al.*, 2009). Este diseño es de particular interés para los fines de la presente tesis, ya que fue efectuado empleando a un AOS como pieza central al igual que el CDA elaborado en este trabajo. El CDA reportado reportado por los autores en cuestión, explota los fenómenos XGM y XPolM que se suscitan en el AOS, el arreglo

experimental correspondiente se muestra en la figura 7. La salida de un laser conectado a fibra (L), a 1534 nm, que opera a 10 GHz y genera pulsos ópticos de 8 ps de duración, se inserta a un modulador electro-óptico (MEO) controlado por un generador de patrones (GP). Los pulsos ópticos son modulados con una secuencia de datos 1100 antes de ser amplificados e insertados a dos entradas diferentes del CDA ( $IN_1$  e  $IN_2$ ). Se utiliza una línea de retardo óptica (RO) en una entrada para generar todas las combinaciones posibles en el arreglo experimental. Cada una de las entradas se conecta a una de las dos facetas del AOS por medio de circuladores ópticos (CO1 y CO2). Al mismo tiempo, los COs permiten recolectar las señales después de propagarse por el AOS en direcciones opuestas. Las señales que emergen del AOS entonces se combinan por medio de un combinador de haz polarizado (PBS).

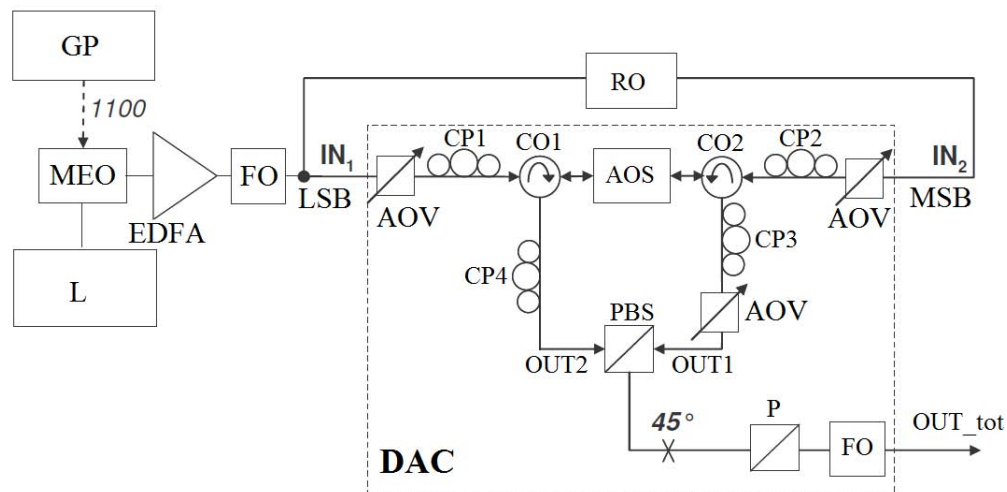


Figura 7. Esquema del CDA adaptado de “All-optical 2-bit digital-to-analog conversion with a single semiconductor optical amplifier” de Porzi, C., 2009, International Conference on Photonics in Switching, 2009, 43 (9), .

A fin de implementar la conversión digital-analógica empleando el arreglo experimental expuesto, primero se debe realizar la conversión de la señal en serie a paralelo, a fin de separar el MSB y el LSB. Suponiendo que se cuenta con la señal digital en paralelo

en las entradas  $IN_1$  e  $IN_2$ , el principio de operación del CDA se explica a continuación.

Con referencia a la figura 7, suponga que el LSB se envía a  $IN_1$  y el MSB an  $IN_2$ . Entonces, cuando el MSB y LSB ambos sean “0”, el nivel de potencia despues del PBS es cero (nivel de salida: L0). Cuando una de las señales, ya sea el MSB o LSB sea “1” y el otro “0”, habrá solo una señal propagándose por el AOS. En este caso no se presentarán efectos del tipo XGM, XPolM en el AOS y los controladores de polarización (CP3 o CP4) se ajustan de tal forma que un pulso óptico esté presente a la salida del PBS en estos dos casos. En particular, al utilizar un atenuador óptico variable (AOV) en el camino del LSB, la potencia de salida del CDA para el caso MSB=0 y LSB=1 (nivel de salida: L1) se puede hacer que sea más baja que la potencia de salida del CDA para el caso MSB=1 y LSB=0 (nivel de salida: L3).

Cuando MSB=1 y LSB=1, ocurren fenómenos como XGM y XPolM, entre otros. En particular, debido a la XGM, la ganancia que experimentan los dos pulsos que viajan simultaneamente por el AOS se reduce respecto al caso cuando solamente se propaga un pulso por el AOS; la reducción de la ganancia de uno de los pulsos depende de la potencia del otro. Se emplean AOVs antes del AOS para ajustar los niveles de potencia de las señales dentro del AOS a un valor apropiado (dependiendo si se desea emplear la codificación estándar o Gray). Además del efecto de la XGM, el estado de polarización de ambas señales se modifica debido a la XPolM, tambien en este caso la magnitud de la rotación del estado de polarización de una señal depende de la potencia de la otra.

El nivel de potencia de las dos señales dentro del AOS puede ajustarse con los AOVs de manera tal que los efectos de la XGM y XPolM afecten más a uno de las señales que a la otra. En particular, el nivel de potencia del MSB puede ser tal que induzca la reducción de la ganancia y rotación del estado de polarización del LSB de tal forma que la potencia de este último sea cero a la salida del PBS. De hecho, la ganancia del LSB

puede reducirse significativamente por medio de la XGM y su estado de polarización rotar lo suficiente, por medio de la XPolM, a fin de que sea fuertemente atenuado por el PBS que actúa como polarizador. Por otra parte, el MSB puede ser menos afectado por la XGM y XPolM, si la diferencia de potencia de las señales a la entrada del AOS es apropiada. Como resultado, el MSB puede transmitirse parcialmente por el PBS. Entonces, ajustando adecuadamente los AOVs y CPs en el arreglo experimental, para el caso  $MSB=1$  y  $LSB=1$ , solamente un pulso que proviene del camino del MSB con potencia  $L2$  menor que el caso  $MSB=1$  y  $LSB=0$  puede generarse. Esto corresponde a la generación del código Gray de 2 bits a la salida. Los AOVs y CPs también pueden emplearse para igualar la diferencia de potencia de los niveles de salida. Debe notarse que el código estándar puede generarse al manipular el CP de la salida del camino del MSB de manera que el PBS transmita más potencia para un MSB parcialmente rotado.

Las señales que entran por cada puerto del PBS son recombinadas a su salida con polarizaciones ortogonales, no obstante es posible generar una señal con un estado de polarización por medio de un polarizador lineal (P en la figura 7) orientado a 45 grados respecto al eje de salida del PBS. Finalmente, debe emplearse un filtro óptico (FO) a fin de eliminar el ruido que genera el AOS.

El CDA expuesto explota los fenómenos de la XGM y XPolM para generar una señal óptica de cuatro niveles diferentes cuya longitud de onda es la misma que la de la señal digital. Bajo el esquema en contra-propagación empleado, no es posible aumentar el número de bits de la señal digital de entrada. Estas dos características pudieran considerarse como restrictivas, en primer lugar porque el sistema no es escalable y en segundo lugar porque si se desea propagar la señal analógica por la misma fibra óptica que la señal digital de entrada se deberá cambiar la longitud de onda ya sea de la señal digital o analógica.



Para finalizar esta sección, se hace notar que el CDA propuesto en este trabajo de tesis utiliza un AOS como elemento no lineal para elaborar la conversión digital analógica de una señal digital en paralelo de 3 bits. Los fenómenos que se explotan son la XGM y la XPolM y, en principio, el convertidor es escalable a un número mayor de bits. Además, la señal de salida es de una longitud de onda diferente a la de los bits de entrada. Una descripción amplia del CDA propuesto será efectuada en el capítulo siguiente, por el momento se abordarán los objetivos específicos del presente trabajo de tesis.

## **I.4 Objetivos**

- Proponer el diseño de un CDA de 3 bits completamente óptico que emplee como elemento principal a un AOS.
- Desarrollar un modelo teórico que describa el comportamiento del CDA propuesto.
- Implementar un simulador que prediga la operación del CDA propuesto.
- Demostrar experimentalmente la operación del CDA propuesto.

## **I.5 Organización del presente escrito**

Una vez presentada la introducción de este trabajo en el capítulo I, la tesis presente se encuentra organizada como se establece a continuación. En el capítulo II se describe el diseño del CDA propuesto. Se presenta la arquitectura y se explica el principio de operación del mismo, así como las condiciones en las que operará. Ya que el elemento principal del diseño es un AOS, será necesario exponer su estructura, su principio de

operación y los fenómenos que ocurren en este dispositivo. De particular importancia son los fenómenos denominados XGM y XPolM, ya que por medio de éstos se realiza la conversión digital-analógica propuesta; lo anterior será plasmado en el capítulo III. La metodología empleada para describir y predecir el comportamiento del CDA se presenta en el capítulo IV. Este capítulo se divide en diferentes secciones en las que se explica, entre otras cosas, el formalismo de la matriz de densidad, un modelo por secciones para el AOS utilizado, la metodología que permite determinar la birrefringencia que exhibe el AOS empleado, etc. En el capítulo V se muestran los resultados teóricos arrojados por el modelo desarrollado y se comparan con los resultados experimentales obtenidos. En este mismo capítulo se describe el arreglo experimental desarrollado para verificar la conversión digital-analógica. Se presentan resultados numéricos que arroja el modelo teórico que permiten describir y predecir el comportamiento del CDA. Con esta información se discuten e interpretan los resultados teóricos-experimentales. Finalmente, en el capítulo VI se establecen las principales conclusiones de este trabajo de tesis.

## Capítulo II

# Diseño del CDA completamente óptico propuesto

### II.1 Introducción

En la sección I.2.2 se estableció que la conversión digital analógica es una función que mapea información de una señal en formato digital a otra señal en formato analógico y el CDA es el dispositivo que la implementa. También se estableció que la información transportada por una señal digital está representada por las diferentes combinaciones que presentan sus bits, mientras que en el caso de la señal analógica dicha información está contenida en sus diferentes niveles. En este sentido y antes de presentar el diseño del CDA propuesto, en la sección II.2 del capítulo presente, se definirá su dominio y su rango. Esto significa que se definirán las combinaciones de la señal digital de entrada al CDA y los niveles de salida que se esperan observar. Posteriormente, en la sección III.3 se explicará su principio de operación, lo cual significa que se expondrá el esquema de un sistema óptico por medio del cual será posible implementar la conversión digital-analógica. Además, en la sección II.3.1 se explicará cualitativamente el comportamiento de los elementos involucrados, en particular la argumentación se centrará en dos fenómenos que ocurren dentro del AOS empleado. Finalmente, se plantearán dos escenarios bajo los cuales el CDA operará. Uno de ellos se designa *estado estático* y el otro *estado dinámico*.

## II.2 Dominio y rango de la función de conversión digital-analógica

Establecer el dominio y rango de la función de conversión digital-analógica representa el primer paso hacia la implementación de un CDA, para ello basta con definir el número de bits de la señal digital. En efecto, el dominio de la función de interés no es arbitrario sino que está determinado por el número de bits de la señal digital de entrada. Por su parte, el rango debe cumplir sólo una característica: los elementos que lo forman deben ser tantos como los elementos del dominio y todos ellos diferentes entre sí.

En particular, el número de bits de la señal digital considerada en este trabajo de tesis es de 3. Por lo que el dominio estará formado por  $2^3 = 8$  combinaciones y el rango también contará con el mismo número de elementos, en este caso niveles. En la tabla I, bajo la columna etiquetada como “Entrada” se muestran las combinaciones de la señal digital (dominio) y, bajo la etiqueta “Salida” se hace lo propio con los niveles de potencia de salida (rango) normalizados para que fluctúen entre 0 y 1. En la columna central se proporciona la representación decimal del número binario correspondiente.

Con la información proporcionada en la tabla I se construye la gráfica que se muestra en la figura 8, que permite visualizar la relación entre la entrada y la salida del CDA. En el eje de las abscisas de esta gráfica se muestran las diferentes combinaciones binarias de entrada al CDA, junto con su representación decimal, y en el eje de las ordenadas el valor de salida normalizado.

Tabla I. Dominio y rango de la función de conversión digital-analógica.

Entrada			Representación decimal	Salida
D2	D1	D0		
0	0	0	0	0
0	0	1	1	0.143
0	1	0	2	0.286
0	1	1	3	0.429
1	0	0	4	0.571
1	0	1	5	0.714
1	1	0	6	0.857
1	1	1	7	1.000

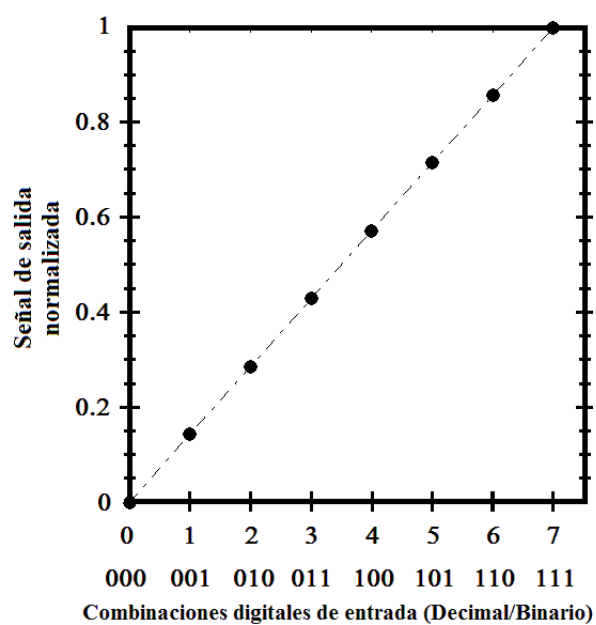


Figura 8. Representación gráfica de la potencia de la señal analógica a la salida del CDA como función de las diferentes combinaciones de la señal digital de entrada.

## II.3 Principio de operación

Para construir el CDA planteado anteriormente, se propone un sistema completamente óptico cuyo esquema se ilustra por medio de la figura 9. El CDA propuesto tiene como elementos centrales a un AOS y a un polarizador lineal. Al amplificador le inciden simultáneamente cuatro haces ópticos. Tres de ellos poseen diferentes longitudes de onda y representan a las señales digitales D2, D1 y D0, siendo D2 y D0 el MSB y el LSB respectivamente (en lo posterior se hará referencia a los 3 haces que representan a la señal digital den entrada al CDA como *señal digital*). El cuarto haz posee longitud de onda diferente a los otros haces y tiene una amplitud constante en el tiempo a la entrada del amplificador, por tal motivo se le ha denominado haz CW. Una vez que los cuatro haces ópticos que atraviesan al AOS, son insertados dentro de un filtro óptico (FO) cuya salida únicamente contiene al haz CW que en seguida arriba al polarizador lineal (P).

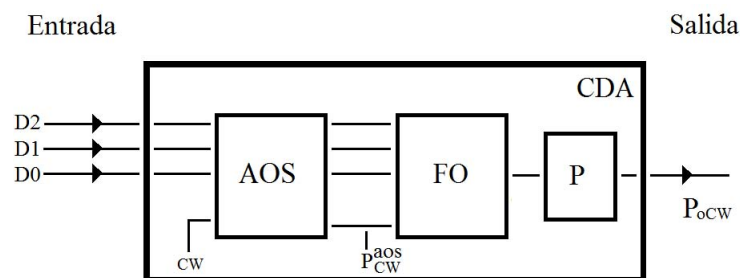


Figura 9. Diagrama básico del CDA propuesto en este trabajo de tesis.

Dentro del AOS, la potencia total instantánea de la señal digital (denotada por la variable  $P_{Tdig}$ ) perturba las propiedades ópticas del amplificador a través de diversos fenómenos no lineales. Lo anterior induce cambios en la potencia del haz CW y variaciones en su estado de polarización que se transforman en fluctuaciones adicionales de

potencia a la salida del polarizador. Como se verá más adelante, es posible sintetizar a la salida del polarizador ocho niveles de potencia equidistantes y ordenados de menor a mayor en relación directa con el valor de las cifras digitales de entrada.

### II.3.1 Fenómenos no lineales involucrados

De los diversos fenómenos no lineales que se suscitan dentro de un AOS, se explotarán el de la Modulación Cruzada de la Ganancia (XGM) y el de la Modulación Cruzada de la Polarización (XPolM) para efectuar el proceso de la conversión digital-analógica propuesto en este trabajo. Éstos y otros fenómenos ocurren simultáneamente dentro de los AOSs y serán abordados con mayor detalle en el capítulo III.

Por el momento es importante señalar que en el escenario más sencillo, los fenómenos de la XGM y la XPolM se presentan cuando se propagan simultáneamente dos haces por un AOS. Uno de ellos suele denominarse de *control* y el otro de *prueba*. Tal como los nombres lo sugieren, por medio del haz de *control* se modifican, convenientemente, ciertos parámetros del AOS en cuestión que producen un cambio en las evoluciones de la amplitud y la fase de las componentes del haz de *prueba*.

Por una parte, la XGM modifica la ganancia de simple paso (GSP) que experimenta el haz de *prueba* en función de la potencia del haz de *control* (Connelly, 2004). Dicho con otras palabras, la XGM cambia la amplitud del haz de *prueba* en función de la potencia del haz de *control*. La otra, la XPolM, modifica la birrefringencia del medio y puede inducir algo similar a una actividad óptica. Es decir, la XPolM modifica tanto la fase como la amplitud de las componentes del haz de *prueba*, dando como resultado una fluctuación del estado de polarización de este haz en función de la potencia del haz de *control* (Soto *et al.*, 1999). Aunque hasta aquí se han diferenciado los efectos de la XGM

de los efectos de la XPolM, debe aclararse que la XGM también contribuye a modificar el estado de polarización del haz de *prueba* por medio del mecanismo denominado anisotropía de la ganancia de simple paso (Soto *et al.*, 2004). Este mecanismo será analizado con mayor detalle en la sección III.6.3.

Extrapolando el escenario anterior, en donde se establecen las condiciones necesarias para que se manifiestan simultáneamente la XGM y la XPolM, al caso de nuestro interés, el haz de *control* estará conformado por los haces que representan a la señal digital D2, D1 y D0, mientras que el haz CW fungirá como el haz de *prueba*. En efecto, la potencia total instantánea de la señal digital modificará la amplitud y el estado de polarización del haz CW.

### II.3.2 Potencia de la señal analógica

Para continuar con la exposición del sistema completamente óptico que permitirá implementar la función de conversión digital-analógica incorporando los conceptos expuestos en párrafos anteriores, considere la figura 10. Al comparar esta figura con la figura número 9, se verifica que la única diferencia entre ellas es que en la última se ha agregado un bloque que representa un controlador de estado de polarización (CEP).

Este dispositivo cumple la función crucial de transformar el estado de polarización del haz CW que sale del filtro como se verá a continuación. En nuestro caso, cuando la potencia total de la señal digital sea cero ( $P_{Tdig} = 0$ ), el CEP es utilizado para trasladar el estado de polarización que le arriba del filtro a uno lineal perpendicular al eje de paso del polarizador lineal. A este estado de polarización en particular se le denominará *estado de polarización de referencia* (EPR). Así, cuando la combinación digital de entrada sea 000, a la salida del controlador de polarización se tendrá el EPR



y por lo tanto a la salida del polarizador habrá el nivel analógico más bajo de 0 Watts.

Ahora bien, si  $P_{Tdig}$  es diferente de 0 Watts, entonces debido a los fenómenos de la XGM y la XPolM, el estado de polarización del haz CW a la salida del AOS cambiará. Por tal motivo, el EPR que se tenía a la salida del CEP se perderá obteniéndose un estado de polarización “arbitrario” (EPA) que dependerá de la combinación digital de entrada.

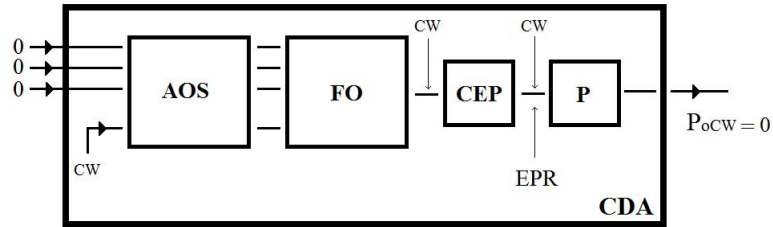


Figura 10. Diagrama básico del CDA propuesto, al cual se ha agregado en forma esquemática un controlador de estado de polarización por medio del cual se define el estado de polarización de referencia.

Si  $\Theta$  es el ángulo sobre la esfera de Poincaré que separa al EPA del EPR y  $P_{CW}^{aos}$  es la potencia del haz CW que emerge del AOS <sup>1</sup>, entonces la potencia a la salida del polarizador estará determinada por la ley de Malus:

$$P_{oCW} = P_{CW}^{aos} \sin^2(\Theta/2). \quad (1)$$

Por lo tanto, los niveles de la señal de salida expuestos en la tabla I pueden y serán determinados teóricamente por medio de un simulador tal y como se verá en el capítulo IV.

Un aspecto interesante a notar es que debido a las propiedades del controlador de polarización y a que se asume que el filtro utilizado no cambia el estado de polarización

<sup>1</sup>Se sume que las pérdidas de potencia inducidas por el FO y el CEP son insignificantes

del haz CW, entonces el valor del ángulo  $\Theta$  sería el mismo que tiene el ángulo que separa, en la esfera de Poincaré, a los estados correspondientes al EPA y al EPR a la salida del AOS. Este apunte será particularmente útil cuando por simulación se calcule el valor de  $\Theta$ , ya que bastará con determinarlo a la salida del AOS. Lo anterior ahorrará el trabajo de determinar las funciones de transferencia tanto del CEP como de los senderos ópticos que ligan al filtro con el AOS y con el CEP.

En la expresión 1, el término  $P_{CW}^{aos}$  es gobernada por la XGM mientras que el otro,  $\Theta$ , es regido por la XPolM. Ambos parámetros son funciones que dependen de la potencia total de la señal digital, por lo que estrictamente deberían escribirse como  $P_{CW}^{aos}(P_{Tdig})$  y  $\Theta(P_{Tdig})$ , aunque por simplicidad se ha omitido escribir su dependencia explícita con  $P_{Tdig}$ . Luego, si la combinación digital de entrada cambia, tanto  $P_{CW}^{aos}$  como  $\Theta$  fluctúan y la expresión 1 proporciona el nuevo nivel de potencia de salida.

Por otra parte, los fenómenos de la XGM y la XPolM son exacerbados conforme aumenta la potencia de la señal digital ( $P_{Tdig}$ ) (Solís Trápala, 2006; Occhi, 2002; Maldonado Basilio, 2009). Efectivamente, como  $P_{Tdig}$  aumenta, la XGM suprime más la ganancia del medio y reduce la amplitud del haz CW a la salida del AOS. Por su parte, la XPolM acentúa la birrefringencia y la actividad óptica que induce en la guía de onda del AOS y hace que el estado de polarización del haz CW a la salida del AOS se aleje angularmente cada vez más del EPR. Por estos motivos es de esperarse que el valor de las variables  $P_{CW}^{aos}$  y  $\Theta$  como función de  $P_{Tdig}$  exhiban un comportamiento similar al mostrado en la figura 11.

Es importante recordar que el EPR se estableció para una  $P_{Tdig}$  igual a cero y que este estado es uno lineal perpendicular al eje de transparencia del polarizador de salida. Por tal motivo, cuando  $P_{Tdig}$  aumenta de valor y la XPolM hace que el haz CW pierda su EPR, la potencia a la salida del polarizador aumenta. No obstante, al aumentar la

$P_{Tdig}$  la XGM reduce la amplitud del haz CW, es decir, la XGM y la XPolM tienen efectos antagónicos sobre la potencia que emerge del polarizador de salida. Como se verá en la sección correspondiente a la simulación del CDA, es el resultado simultáneo de estos efectos antagónicos el que permite encontrar una relación lineal entre los valores de las combinaciones digitales de entrada y los valores discretos de los niveles de salida. Dicha relación lineal no podría sintetizarse por el efecto único de la XPolM o de la XGM. Lo anterior implica que se deben seleccionar los valores adecuados de potencia  $P_{D2}$ ,  $P_{D1}$  y  $P_{D0}$  de la señal digital, para obtener la relación deseada.

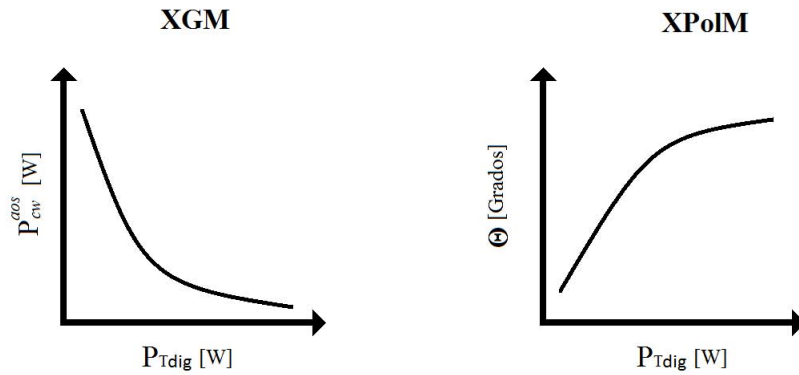


Figura 11. Comportamiento de la potencia y ángulo de rotación del haz CW a la salida del AOS como función de la potencia de la señal digital ( $P_{Tdig}$ )

Por ejemplo, considere el caso en el que cada uno de los haces D2, D1 y D0 presenta la misma potencia ( $P_{D2}=P_{D1}=P_{D0}$ ) dentro del AOS. Bajo esta condición puede anticiparse situaciones ambiguas si la combinación de entrada al CDA es 1 (001) ó 4 (100), en este caso la variable  $P_{Tdig}$  sería la misma en ambos casos. Por tal motivo, la potencia de cada uno de los haces de la señal digital debe ser diferente y de un valor mayor conforme el bit que representa cada uno de ellos es más significativo ( $P_{D2} > P_{D1} > P_{D0}$ ).

Ahora bien, dado que en nuestro caso todas las longitudes de onda de la señal digital deben ser diferentes, se puede explotar el hecho de que la ganancia material del AOS depende, entre otras cosas, de la longitud de onda de los haces por amplificar para

generar potencias diferentes en cada uno de ellos. Así incluso, se puede hacer un diseño en el que los haces D2, D1 y D0 presenten la misma potencia a la entrada del AOS. Un análisis más amplio de las longitudes de onda y potencias idóneas que debe tener la señal digital para lograr la conversión digital-analógica más eficiente será hecho más adelante. Cabe mencionar que otro parámetro que se puede modificar para ajustar la potencia interna de los haces de la señal digital dentro del AOS es su polarización de entrada. Sin embargo, para mantener lo más simple posible el análisis, este parámetro siempre corresponderá a una polarización lineal horizontal (TE), debido a que generalmente ésta es la polarización para la cual la guía de onda de los AOSs presenta el mayor factor de confinamiento.

Para finalizar, las denominaciones hechas al principio de este capítulo, el estado estático y el estado dinámico, hacen referencia al comportamiento de la señal digital que arriban al CDA. En el estado estático cada una de las combinaciones de la señal digital está presente a la entrada del CDA, un intervalo de tiempo mucho mayor que aquél en el que ocurren los procesos físicos que determinan el comportamiento del AOS (por ejemplo los procesos inter-banda que ocurren a razón de  $\tau_s^{-1}$ , siendo  $\tau_s$  el tiempo de vida de los portadores 200 ps). En el caso dinámico, el tiempo que están presentes cada una de las combinaciones de la señal digital a la entrada del CDA, es comparable (o menor) con el tiempo en que ocurren los procesos físicos como el inter-banda referido en la oración anterior.

# Capítulo III

## El AOS

### III.1 Introducción

El presente capítulo tiene como objetivo presentar la estructura, el principio de operación y la fenomenología propias de un AOS como el utilizado en este trabajo. La motivación de esta tarea radica en que no sólo se desea construir el CDA, sino también se pretende desarrollar un formalismo teórico que permita dar cuenta de su comportamiento bajo las condiciones en que éste operará (labor que se realizará en el capítulo IV). Puesto que el AOS es el elemento más importante en el diseño del CDA, es pertinente abordar con mayor detalle la física subyacente del comportamiento de este dispositivo y en particular la discusión se centrará en los fenómenos de la XGM y XPolM que permitirán efectuar el CDA propuesto.

Específicamente, en la sección III.2 se explica qué es un AOS desde el punto de vista funcional. En primera instancia la descripción se hace a partir de los fenómenos que rigen el funcionamiento de un láser de semiconductor y que son extensivos para el caso de un AOS. Posteriormente, en la sección III.3 se explica el principio de operación de un AOS masivo, para ello se restringe la atención del lector a los denominados procesos radiativos. Se hace de esta forma porque son éstos, y en particular la emisión estimulada, los fenómenos que respaldan diversos mecanismos que son los responsables de la operación de los AOSs. En esta misma sección, III.3, se definen conceptos como el de sistema de dos niveles y la inversión de población, entre otros, mismos que permiten entender el funcionamiento del AOS y al mismo tiempo son la base sobre la cual se

construirá el modelo teórico que describirá el desempeño del CDA.

Una característica clave del AOS empleado en este trabajo de tesis, es su capacidad para guiar eficientemente al haz de luz que se propaga por él. Ésto es posible gracias a que está construido con una estructura tipo risco. Ésta y otras características adquiridas por su arquitectura serán abordadas en la sección III.4. Dado que es posible decir, desde cierta perspectiva, que el AOS no es otra cosa sino un arreglo de materiales semiconductores, resulta indispensable definir conceptos como semiconductor directo y estructura de bandas. Estos temas serán tratados en la sección III.5. Para finalizar el capítulo, en la sección III.6 se presentarán los conceptos físicos que sustentan a los fenómenos de la XGM y la XPolM.

## III.2 Antecedentes

En su definición más sencilla, se dice que el AOS es un dispositivo opto-electrónico similar a un láser excepto que el primero carece de cavidad resonante (Duta y Wangg, 2006). De esta forma es posible afirmar que los primeros estudios que se hicieron de los AOSs iniciaron en los primeros años de la década de los 60s, justo cuando diferentes equipos de investigación construyeron simultánea e independientemente los primeros láseres de semiconductor.

Los primeros láseres de semiconductor se fabricaron a partir de homoestructuras (unión de dos semiconductores iguales pero contaminados con diferentes materiales), la temperatura a la que podían operar debía ser baja y la señal generada era pulsada (Shimoda, 1984). Una homoestructura puede ser representada por una unión de materiales semiconductores tipo  $n$  y tipo  $p$  como se muestra en la figura 12.

En 1969, gracias al desarrollo de las técnicas de crecimiento epitaxial, se lograron

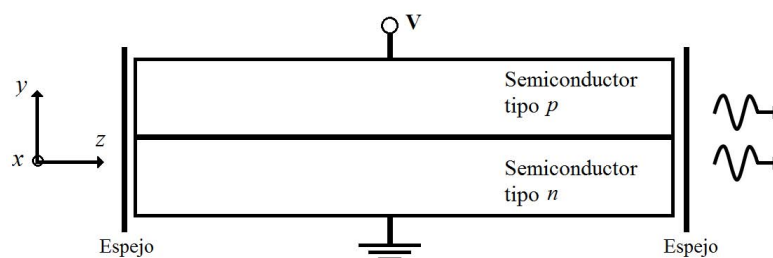


Figura 12. Representación esquemática de un láser formado por una homoestructura.

construir heteroestructuras (unión de semiconductores diferentes). A partir de este hecho fue posible que los láseres operaran a temperatura ambiente, en modo continuo y con una corriente de umbral reducida (Duta y Wangg, 2006). Por estas razones, los láseres de heteroestructura reemplazaron por completo a los láseres de homounión. Una heteroestructura que representa el esquema básico de un láser se muestra en la figura 13.

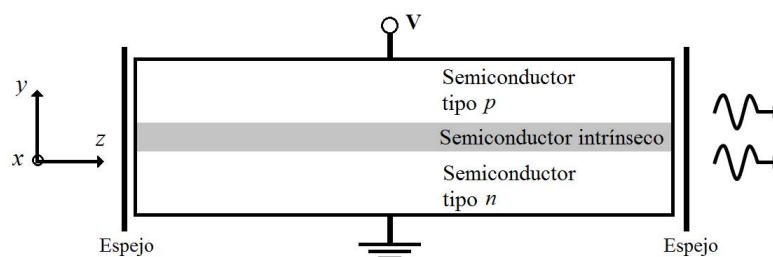


Figura 13. Representación esquemática de un láser formado por doble heteroestructura.

Los primeros láseres construidos mediante heteroestructuras emplearon los compuestos AsGaAl/GaAs (Ghafouri-Shiraz, 2004). La energía del *gap* del componente terciario corresponde a una longitud de onda de aproximadamente 850 nm, lo que significa que la emisión de estos láseres fue ubicada alrededor de esta longitud de onda, la cual observa un factor de atenuación en fibras ópticas de SiO<sub>2</sub> de apenas 2 dB/km. Posteriormente, a finales de la década de los 80s, se emplearon los compuestos In-GaAsP/InP ya que el valor de la energía del *gap* del compuesto cuaternario puede

manipularse de tal manera que corresponda a longitudes de onda en el rango de 1300 a 1600 nm (Ghafouri-Shiraz, 2004). Esta ventana es más importante que la centrada en 850 nm, ya que en ésta se encuentra el valor mínimo del factor de atenuación para las fibras ópticas de SiO<sub>2</sub> (0.2 dB/km en 1550 nm) y a su vez el parámetro de dispersión es cercano a cero (en 1300 nm) (Saleh y Teich, 2002).

Con respecto a los AOSs, antes de 1989, éstos se construían a partir de láseres de semiconductor a los que se les agregaban películas anti-reflejantes en sus facetas para destruir su cavidad resonante (Saitoh *et al.*, 1985). Sin embargo, la estructura de estos amplificadores presentaba una guía de onda asimétrica, lo que conllevaba a dispositivos cuya ganancia era altamente sensible al estado de polarización de la luz insertada. Pero, a partir de 1989 los AOSs empezaron a diseñarse como dispositivos diferentes a los láseres de semiconductor, empleando estructuras con guías de onda enterradas fue posible reducir considerablemente la sensibilidad al estado de polarización de la luz (Olsson *et al.*, 1989; Vukovic *et al.*, 2000), o bien por medio arreglos de películas anti-reflejantes (Vassallo, 1988).

Un esquema típico de un AOS como el que se utilizará en este trabajo de tesis se muestra en la figura 14. En este esquema, la capa central de InGaAsP es un semiconductor intrínseco con una energía del *gap* y un índice de refracción menor y mayor, respectivamente, que las energías del *gap* e índices de refracción de las capas de semiconductor contaminado InP-p e InP-n que la cubren. Cuando al dispositivo se le hace pasar una corriente eléctrica y se establece una inversión de población, debajo del electrodo superior, en el semiconductor intrínseco, se forma lo que se conoce como *región activa del amplificador*. Esta región activa presenta ganancia y también un índice de refracción mayor que las partes laterales del semiconductor intrínseco donde no viaja el campo eléctrico proveniente de la corriente de inyección. Lo anterior produce una



guía de onda activa donde se amplifica y vehicula la luz en modos propios. Es importante aclarar que la mayoría de los AOSs son diseñados para que su guía de onda sea monomodo, favoreciendo casi siempre al *modo transverso eléctrico* (campo eléctrico cuyo estado de polarización es lineal y paralelo al eje  $x$  en la figura 14 y se denota por las siglas  $TE$ ). A continuación se explicarán los mecanismos que intervienen en la amplificación y/o absorción de la luz así como el concepto de inversión de población.

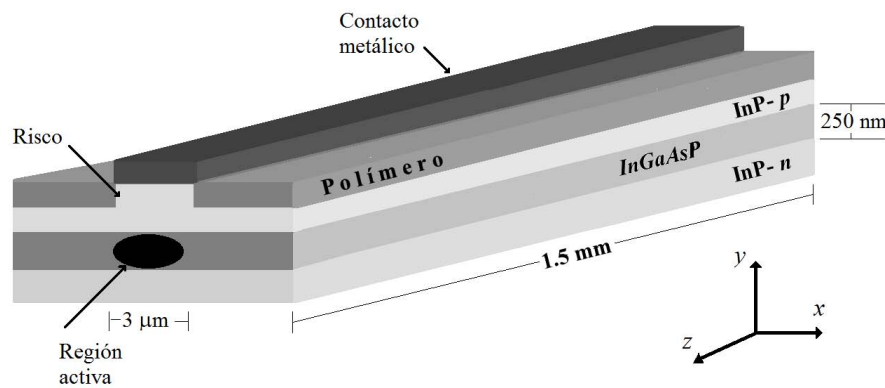


Figura 14. Bosquejo de un AOS de doble heteroestructura en arquitectura risco.

### III.3 Principio de operación del AOS

La emisión estimulada es el proceso físico responsable de la capacidad del AOS de amplificar luz, ocurre en la región activa del amplificador junto con otros dos procesos radiativos, la absorción y la emisión espontánea de fotones. Como se sabe, la energía de los electrones dentro de un semiconductor puede estar representada en una de las energías que forman a la *banda de valencia* (BV) o a la *banda de conducción* (BC). Cuando el semiconductor no es perturbado, la energía de los electrones se encuentra representada en la BV. Sin embargo, cuando el aporte de energía se hace presente y es lo suficientemente fuerte para que los electrones adquieran una energía mayor a la

del *gap*, la energía de éstos puede estar representada en la BC. Como el semiconductor de la región activa de los AOSs es directo, se dice que cuando un electrón es excitado de la BV a la de conducción o relajado de la BC hacia la de valencia, se produce una transición vertical. Así, cada posible aumento o pérdida de energía de los electrones se manifiesta como una transición vertical que solamente puede ir de una energía en una banda a otra bien definida en la banda contraria. Por tal motivo, desde este punto de vista, las bandas de energía del semiconductor que forma a la región activa del AOS se pueden modelar como un conjunto de sistemas electrónicos de dos niveles con diferentes energías de transición ensanchado de manera homogénea, donde se suscitan los procesos radiativos antes mencionados. Los niveles basales o de baja energía de todos estos sistemas electrónicos conforman al conjunto de energías que son representadas en la BV y sus niveles excitados o de alta energía conforman al conjunto de energías que son representadas en la BC (Icsevgi y W. E. Lamb, 1969; Rosencher y Vinter, 2004; Sargent *et al.*, 1974; Tavis, 1983; Weissbluth, 1989).

Tomando en cuenta esta forma de modelar a las bandas de energía, el proceso de absorción consiste en la interacción entre un fotón de energía idéntica a la energía de transición de un sistema electrónico de dos niveles cuyo electrón se encuentra en su estado basal o sin aporte de energía externa, es decir con un electrón de energía  $E_1$ .

El proceso se esquematiza por medio de la figura 15, donde los símbolos “o” y “•” representan un estado electrónico vacío y ocupado respectivamente.

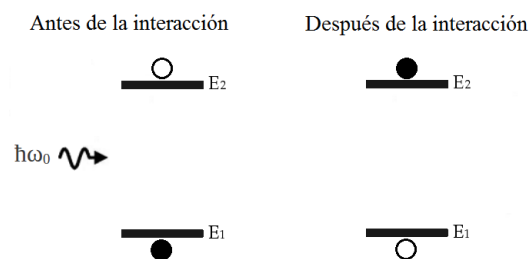


Figura 15. Representación del proceso de absorción de un fotón.

El resultado de la interacción del fotón con el electrón del sistema de dos niveles en cuestión es que éste “absorbe” al fotón por lo que después de la interacción el electrón se encontrará en un estado excitado de energía  $E_2 > E_1$ . La interacción ocurrirá si y solo si se cumple la relación  $E_2 - E_1 = \hbar\omega_0$  siendo  $\hbar$  la constante de Plank dividida por  $2\pi$  y  $\omega_0$  la frecuencia de la onda que describe el fotón incidente.

El otro proceso radiativo mencionado, la emisión espontánea, se esquematiza por medio de la figura 16. Ocurre cuando el electrón de un sistema de dos niveles se encuentra en estado 1 y al llegar al estado con energía  $E_2$  por cualquier medio (absorción, corriente de inyección, aumento de la temperatura, etc.) después de un tiempo estadístico, conocido como el *tiempo de vida del portador* (denotado por la variable  $\tau_s$ ), espontáneamente se relajará a su estado basal de energía  $E_1$ , emitiendo un fotón.

El fotón emitido describe una onda que posee dirección, estado de polarización, y fase aleatorios y su energía  $\hbar\omega_0$ , es idéntica a la diferencia  $E_2 - E_1$ .

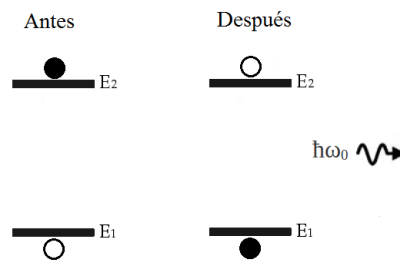


Figura 16. Representación del proceso de emisión espontánea de un fotón.

Es interesante notar que la energía del fotón emitido espontáneamente depende de la energía de transición y/o relajación del sistema de dos niveles en cuestión. Por tal motivo, el fotón emitido por uno de estos sistemas tendrá una energía diferente al fotón que emite espontáneamente cualquiera otro de los sistemas de dos niveles que componen a las bandas de conducción y valencia. Desde este punto de vista y dado el carácter aleatorio que tienen los parámetros que describen a la onda que genera cada fotón espontáneo, la emisión espontánea se considera como un ruido que desafortunadamente

también contribuye a la reducción de los portadores disponibles para la ganancia óptica y es inevitable (Sargent *et al.*, 1974; Shimoda, 1984; Weissbluth, 1989).

Finalmente, el proceso de emisión estimulada consiste en la interacción de un fotón con el electrón de un sistema electrónico de dos niveles que se encuentra en estado excitado. El resultado de la interacción deriva en la relajación del electrón de su estado de energía  $E_2$  a su estado basal de energía  $E_1$ , liberando su exceso de energía en forma de un fotón de energía idéntica a la del fotón que dio lugar a la transición. Al mismo tiempo, cada fotón genera una onda que viaja en la misma dirección que la generada por el otro fotón y además con la misma polarización y fase, por lo que la suma de sus amplitudes es del doble de cada una de ellas.

Nuevamente, la interacción ocurre si y solo si la energía del fotón inicial,  $\hbar\omega_0$ , es idéntica a  $E_2 - E_1$ . La representación esquemática del proceso de emisión estimulada se ilustra en la figura 17.

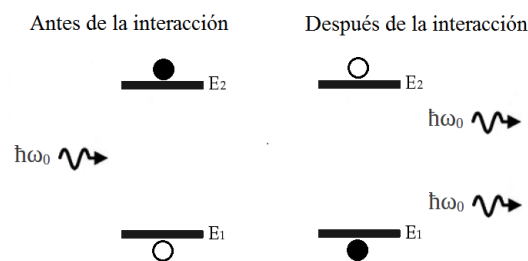


Figura 17. Representación del proceso de emisión estimulada de un fotón.

Suponga ahora que podemos modelar al AOS como un conjunto de  $M$  sistemas de dos niveles como aquel descrito en los últimos párrafos. Además, suponga que  $M_1$  y  $M_2$  es el número de sistemas que se encuentran con su electrón en estado basal y en estado excitado respectivamente. Finalmente, asuma que este conjunto de sistemas de dos niveles interactúa con un flujo de fotones cuya energía es igual a  $E_2 - E_1$ . El resultado neto de la interacción entre el flujo de fotones y el conjunto de sistemas de dos niveles, dependerá del estado en el que se encuentren la mayoría de los electrones

de los sistemas electrónicos al iniciar la interacción. Para que el AOS pueda amplificar luz, debe darse la condición de inversión de población la cual se plantea en la siguiente sección.

Note que en esta descripción del AOS como un conjunto de sistemas de dos niveles, el proceso de emisión estimulada ocurrirá si y solo si la energía del fotón es idéntica a la diferencia  $E2 - E1$ . Esto significa que en principio todos los fotones interactúan solamente con un solo sistema electrónico de energía de transición igual a  $E2 - E1$ . Cuando el primer fotón produce la primera emisión estimulada, el electrón del sistema electrónico de energía de transición  $E2 - E1$  se relaja a su estado basal. La incertidumbre en la energía de los electrones en la BC así como las colisiones portador-portador y portador-fonón, hacen que cualquier electrón de la BC se “convierta” en el electrón del sistema electrónico de energía de transición  $E2 - E1$  (el término *portador* hace referencia a un electrón en la BC o un hueco en la BV). Una situación similar sucede con el electrón que se relajó inicialmente a su estado basal por la estimulación del primer fotón: la incertidumbre en la energía de este electrón y las colisiones antes mencionadas hacen posible que, eventualmente, pueda representar nuevamente al electrón del sistema de energía  $E2 - E1$ . Esta característica en donde todos los electrones excitados de los diferentes sistemas de dos niveles pueden ocupar el estado del electrón del sistema de energía de transición  $E2 - E1$  se le conoce como *ensanchamiento homogéneo* del conjunto de sistemas electrónicos (Agrawal, 1988; Betti y Duca, 2009; Içsevgi y W. E. Lamb, 1969; Yariv y Yeh, 2007).

Como ya se estableció, las colisiones portador-portador y portador-fonón son los mecanismos principales que permiten el ensanchamiento homogéneo del conjunto de sistemas electrónicos. En particular, la colisión portador-portador se origina al colisionar dos electrones cuyas energías se encuentran representadas en la misma banda.

En el caso general, después de la colisión, que tiene un tiempo característico de 50 fs, un electrón gana energía y el otro la pierde. Lo anterior permite que el estado excitado o basal que quedó desocupado u ocupado, respectivamente, por la emisión estimulada de un fotón en el sistema electrónico de dos niveles con energía de transición  $E2 - E1$  sea ahora ocupado o desocupado, por uno de los electrones de la colisión. Es decir, esta colisión rehabilita al sistema electrónico de energía de transición  $E2 - E1$  para que pueda seguir generando emisión estimulada con fotones de energía  $E2 - E1$  al ocupar su estado excitado con un electrón de la energía correspondiente y al desocupar su estado basal modificando la energía del electrón que lo ocupaba. Por otra parte, la colisión portador-fonón se presenta cuando electrones de alta energía colisionan con la red cristalina. En este caso, el electrón que colisiona pierde energía en forma de cuanto de vibración (fonón) y puede entonces ocupar el estado excitado del sistema electrónico de dos niveles con energía de transición  $E2 - E1$  que acaba de generar la emisión estimulada de un fotón. La colisión portador-fonón tiene un tiempo característico de 650 fs (Sargent *et al.*, 1974; Shimoda, 1984; Uskov *et al.*, 1994).

### III.3.1 Inversión de población

Cuando un AOS se halla sin ninguna perturbación externa, todos los electrones de su región activa tienen una energía que se encuentra representada en algún nivel de la BV. Por tal motivo es común decir que la BV se encuentra llena de electrones y la BC vacía de éstos. Sin embargo, cuando al AOS se le suministra una corriente de inyección, los electrones que circulan entran al semiconductor con una “alta” energía cinética, por lo que la energía de estos electrones es representada en los niveles medios-altos de la BC. Al mismo tiempo que ingresa un electrón otro es extraído del semiconductor

por la ruptura de un enlace covalente de baja energía. Es decir, la corriente de inyección introduce electrones cuya energía es representada en la BC y extrae electrones cuya energía estaba representada en la BV. Los electrones que ingresan a la BC forman una especie de plasma (gas con partículas cargadas) donde se suscitan colisiones portador-portador y portador-fonón, las cuales permiten que los niveles bajos de la BC se ocupen. Los fonones liberados por las colisiones portador-fonón producen esfuerzos en la red cristalina lo cual deriva en el calentamiento de ésta. Esta energía térmica puede ser absorbida por algunos de los electrones de la BV para que su energía ahora sea representada en la BC. Cuando por la corriente de inyección y por el efecto térmico antes descrito, en la BC haya más electrones que los que hay en la BV se dice que se tiene la condición de *inversión de población* y el medio es capaz de amplificar o producir emisión estimulada. Si el número de electrones en la BC permanece inferior al de la BV, no hay inversión de población y se tiene la condición de *absorción*. Cuando el número de electrones en la BC es idéntico al que se tiene en la BV se tiene la condición de *transparencia*. Aquí uno de los fotones que se encuentre en la región activa del AOS en cuestión puede ser absorbido, lo que provocará que la condición de inversión de población se establezca. Bajo tal condición, un segundo fotón puede inducir la emisión estimulada de otro fotón, lo que regresará al sistema a la condición de transparencia; el resultado es que el número de fotones se mantiene constante (Ghafouri-Shiraz, 2004; Shimoda, 1984).

### III.4 Estructura

Una característica que permite clasificar a los AOSs es la magnitud del coeficiente de reflexión que existe en las facetas de la región activa de estos dispositivos. Si bien, la

diferencia entre un AOS y un láser de semiconductor es la ausencia de una cavidad resonante en el primero, en la practica, el coeficiente de reflexión en las facetas de los amplificadores es diferente de cero (Duta y Wangg, 2006). Lo anterior estrictamente deriva en la formación de una cavidad resonante.

Los AOSs pueden dividirse en dos categorías: *Fabry-Perot* y *de onda viajera*. El coeficiente de reflexión de los AOSs tipo Fabry-Perot es “grande” ( $\sim 10^{-2}$ ), lo que se traduce en un dispositivo cuya ganancia óptica es alta para longitudes de onda que coinciden con los modos longitudinales de la cavidad y pequeña para las longitudes de onda que no concuerdan con éstos (Mukai y Yamamoto, 1982). Por el contrario, en los AOSs de onda viajera, el coeficiente de reflexión de las facetas es “pequeño” ( $\leq 10^{-4}$ ) por lo que se asume que no existe cavidad resonante y que el espectro de ganancia del dispositivo corresponde al del medio semiconductor intrínseco (Saitoh *et al.*, 1985; O’Mahony, 1988).

Para construir un AOS de onda viajera, asumiendo que por éste se propagarán ondas planas, se deposita una película en cada una de las facetas de grosor igual a  $\lambda_0/4\sqrt{\eta}$ , siendo  $\eta$  el índice de refracción de la región activa y  $\lambda_0$  la longitud de onda de la onda plana que se propague por el AOS (Duta y Wangg, 2006). Para fabricar AOSs con coeficientes de reflexión bajos se emplean además otras técnicas en paralelo. Por ejemplo, se construyen estructuras donde el eje de la guía está desviado cierto ángulo (7 grados) respecto al plano de incidencia o escape de la luz (Marcuse, 1989). Lo anterior evita que las posibles reflexiones que se suscitan en la faceta de entrada del AOS en cuestión regresen hacia el dispositivo de inyección, o bien que las reflexiones que se pudieran presentar en la faceta de salida del amplificador se acoplen a los modos de propagación que su guía de onda puede soportar.

Por otra parte, otro de los parámetros que permiten catalogar a los AOSs es el grosor



de la región activa ( $H$ ). Este parámetro está ligado a la “capacidad de movimiento” de los electrones y huecos libres en la región activa. Dependiendo de dicha capacidad de movimiento, los AOS se pueden clasificar en: masivos (*bulk-SOA*), de pozos cuánticos (*Quantum Well-SOA*), de hilos cuánticos (*Quantum Wire-SOA*) y de puntos cuánticos (*Quantum Dot-SOA*) (Connelly, 2004; Duta y Wangg, 2006).

Para entender el término “capacidad de movimiento” antes mencionado, considere la figura 18 en la que se muestra: el perfil de un AOS en la dirección  $y$ , como el que se mostró en la figura 14; el diagrama simplificado de las BC y BV como función de la posición a lo largo del eje  $y$ . Por medio de esta figura se representa una de las características más importantes de los semiconductores que forman a un AOS. En particular se trata del valor del *gap* del semiconductor intrínseco que forma a la región activa, el cual es menor que el *gap* de los semiconductores extrínsecos que la rodean.

La región activa, donde se cumple  $E_g < E_{ge}$ , forma un pozo de potencial que confina a electrones, en la BC, y huecos, en la BV, dentro de ella. Si  $H$  es mayor que la longitud de onda de de Broglie de los electrones ( $\lambda_B$ ) entonces es válido asumir que los electrones y huecos dentro de esta región se comportan como si se tratara de un “un gas tridimensional”, esto es, son libres.

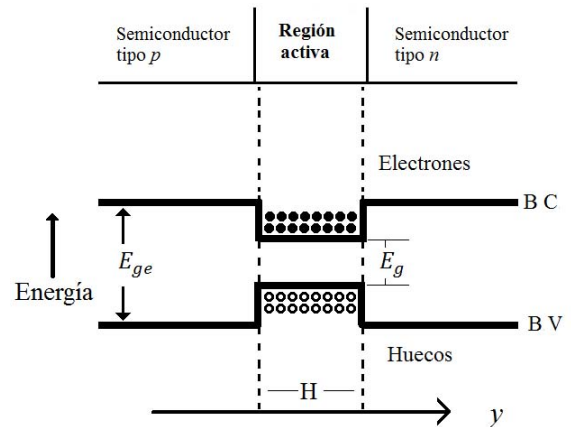


Figura 18. Diagrama simplificado de la BC y BV de una doble heteroestructura, similar a la del AOS estudiado en este trabajo de tesis.

Los AOS en los que se cumple la relación  $H > \lambda_B$ , se clasifican como *masivos*.

Si  $H$  es comparable a  $\lambda_B$  (100 Å) entonces la región activa es muy delgada y se forma un pozo de potencial, lo que establece un confinamiento cuántico de electrones, y por tal motivo, el movimiento de los electrones y de los huecos quedará libre en las direcciones  $x$  y  $z$  pero restringido o confinado en la dirección  $y$ . Los AOSs construidos bajo esta condición se catalogan como de pozo cuántico y las longitudes de onda que pueden amplificar son determinadas por el espesor de la región activa más bien que por la energía del *gap* del material que la compone. Por esta razón, los AOSs de pozos cuánticos presentan un espectro de amplificación que comprende longitudes de onda que no pueden amplificarse en los AOSs masivos construidos con los mismos semiconductores (Connelly, 2004; Rosencher y Vinter, 2004).

Si la arquitectura del AOS es tal que su región activa contiene nanoestructuras en forma de puntos o hilos, entonces el confinamiento cuántico de los electrones ocurre en las tres dimensiones  $x$ ,  $y$  y  $z$ . A estos amplificadores se les conoce como *de puntos cuánticos* o *de hilos cuánticos* y la ventaja que presentan es un tiempo muy corto de recuperación de la ganancia, una alta potencia de saturación y un espectro de amplificación que comprende longitudes de onda que no pueden amplificarse en los AOSs masivos o de pozos cuánticos construidos con los mismos semiconductores (Lu *et al.*, 2007; Ezra *et al.*, 2009). En efecto, el confinamiento de los electrones en las tres dimensiones se hace en energías bien definidas y las longitudes de onda que se pueden amplificar dependen del tamaño de las nanoestructuras.

Otro aspecto relacionado con la estructura de los AOSs, es la coincidencia afortunada en la cual un material semiconductor con un *gap* pequeño posee al mismo tiempo un índice de refracción elevado y viceversa (Marcuse, 1974). De manera que considere la figura 19 que muestra: el apilamiento de semiconductores del AOS (como el mostrado en la figura 14) en la dirección  $y$ ; el perfil del índice de refracción correspondiente en la

parte media y la distribución de la intensidad de un haz monomodo en la dirección  $y$ , en la parte inferior. El perfil del índice de refracción mostrado en la figura en cuestión sugiere la formación de una guía de onda unidimensional, siendo la región activa el núcleo de dicha guía. La distribución espacial de la intensidad del modo fundamental de propagación (TE o TM) debe ser semejante al mostrado en la parte inferior de la figura 19.

Es pertinente mencionar que también existen arquitecturas de AOSs que forman una guía de onda bidimensional. Una de dichas estructuras se denominada de risco y su esquema típico es mostrado en la figura 14. Para entender como funcionan estas guías bidimensionales es necesario simplificarlas virtualmente a través de una guía de onda equivalente que se puede calcular utilizando el llamado método del índice efectivo (el cual será explicado en el capítulo IV).

A través del método de índice efectivo, es posible demostrar que la arquitectura exhibida en la figura 14 se modela a lo largo del eje  $x$  como una guía de onda, cuyo núcleo de alto índice de refracción corresponde a la zona que se encuentra justo por debajo del risco.

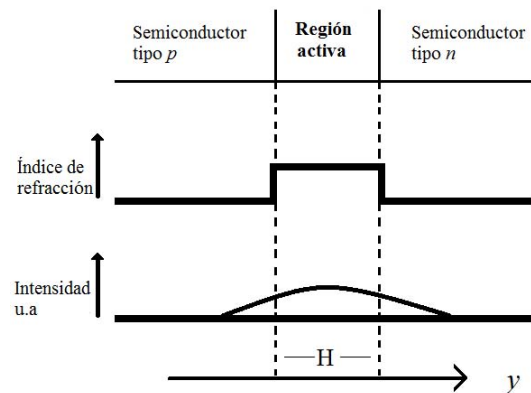


Figura 19. Diagrama simplificado del índice de refracción de una doble heteroestructura similar a la del AOS estudiado en este trabajo de tesis.

Dicho lo anterior, la arquitectura tipo risco permite el confinamiento de la luz tanto en la dirección  $y$  como en la  $x$  (Adams, 1981; Okamoto, 2006; Kawano y Kitoh, 2001).

### III.5 Aspectos básicos de la estructura de bandas

Una de las consecuencias más importantes de la interacción de los electrones en una red cristalina y el potencial periódico de los iones que forman dicho cristal, es la formación de bandas de energía permitidas y prohibidas donde puede estar o no representada la energía de los electrones. Efectivamente, una banda de energía permitida está constituida de un conjunto de valores discretos que corresponden a las posibles energías que los electrones del semiconductor pueden adquirir. Como la diferencia entre dos valores contiguos en las bandas de energías permitidas es muy pequeña, para fines prácticos, se considera que dicho conjunto forma un continuo (Kittel, 1996; Li, 2009; Shimoda, 1984; Yariv y Yeh, 2007) .

Por otro lado, una banda de energía prohibida o popularmente conocida como *gap* (denotado por la variable  $E_g$ ) es, como su nombre lo sugiere, un conjunto de valores de energía que los electrones del semiconductor no pueden adquirir. De forma somera, el origen del *gap* en un semiconductor puede entenderse como se explica a continuación. Un electrón presenta una probabilidad de encontrarse en alguna parte del volumen que forma el semiconductor en un cierto instante. En mecánica cuántica esta probabilidad es proporcional al cuadrado del valor absoluto de la amplitud de probabilidad de encontrar al electrón en un determinado punto y en cierto instante. En general, la amplitud de probabilidad de encontrar un electrón varía con la posición y el tiempo. Si se considera a un electrón en el vacío sujeto a ninguna fuerza, dicha amplitud varía sinusoidalmente en el espacio y en el tiempo como  $e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$  y posee una frecuencia definida  $\omega$  y vector de onda  $\vec{k}$ , siendo  $\vec{r}$  el vector de posición,  $t$  la variable temporal e  $i = \sqrt{-1}$  . La energía del electrón se relaciona con la frecuencia a través de la expresión  $E = \hbar\omega$ ; también, su momento  $\vec{p}$  está ligado con el vector de onda a través de la expresión  $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ .

Lo anterior significa que dependiendo de la energía del electrón es la frecuencia de la “onda de partícula” que describe la amplitud de probabilidad. Dicho con otras palabras, la longitud de onda de la onda compleja que describe a la amplitud de probabilidad depende de la energía del electrón. Ahora bien, es interesante notar que la red cristalina del semiconductor forma espacialmente un potencial periódico que difracta a ondas de partículas con ciertas longitudes de onda, las cuales están relacionadas con las energías que conforman a la banda prohibida. Las ondas de partículas con longitudes de onda que no son difractadas se propagan dentro del cristal y por lo tanto existen y están asociadas a un electrón de energía  $E = \hbar\omega$ , la cual estará representada o en la BC o en la BV.

Ahora bien, en la figura 20 se representa la estructura de bandas del compuesto GaAs (Chow y Koch, 1999). En esta figura se pueden identificar las bandas de energía permitida y un *gap* (región sombreada). Esta figura también es útil para distinguir entre dos tipos de semiconductores, los *directos* y los *indirectos*. La característica distintiva de los semiconductores directos, es que el valor mínimo de energía que un electrón puede adquirir en la BC y el valor máximo que puede adquirir un hueco en la BV, ocurre para el mismo vector de onda  $\vec{k}$ . Si estos valores mínimos de energía en ambas bandas no se obtienen para el mismo vector de onda el semiconductor es indirecto (Chow y Koch, 1999; Li, 2009). A partir de estas definiciones, tal y como se aprecia en la figura 20, el compuesto GaAs es un semiconductor directo.

En el AOS, y en los láseres, la región activa lo constituye un semiconductor directo. La razón de esta elección radica en que en los semiconductores directos los procesos radiativos mencionados en la sección III.3 ocurren con mayor probabilidad que en los semiconductores indirectos. Este hecho es consecuencia del principio de conservación del momento.

En el caso de un semiconductor directo los estados electrónicos involucrados en los procesos radiativos poseen el mismo vector de onda, por este motivo, y debido a que el momento del fotón en el infrarrojo es despreciable ( $|\vec{p}| = h/\lambda$  siendo  $h$  la constante de Plank y  $\lambda$  la longitud de onda del fotón), el principio de conservación del momento se satisface automáticamente. Sin embargo en los semiconductores indirectos no es así.

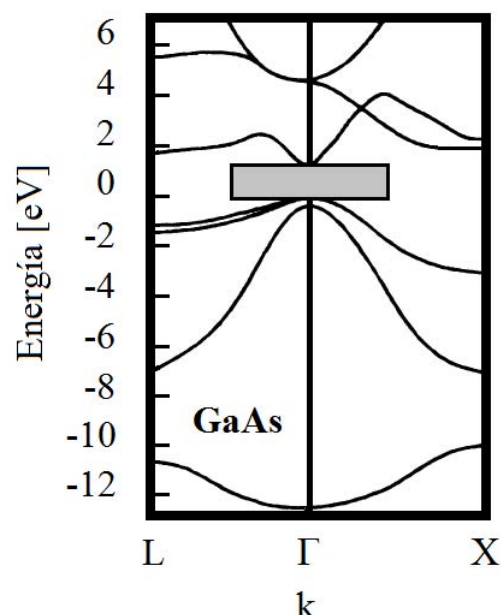


Figura 20. Diagrama de la estructura de bandas del compuesto semiconductor binario GaAs adaptado de “Semiconductor-Laser Fundamentals” de Chow, Weng W. y Koch, Stephan W., 1999, Springer, p. 10.

Para que el proceso radiativo ocurra en los semiconductores indirectos y a fin de que se cumpla el principio de conservación del momento, debe presentarse simultáneamente la absorción o emisión de un fonón. Entonces, al estar involucrados dos fenómenos, la probabilidad de ocurrencia del primero debe disminuir comparado con aquella donde no es necesario el fonón (Li, 2009; Rosencher y Vinter, 2004).

La estructura de bandas mostrada en la figura 20 tiene muchas bandas con formas asimétricas y varios máximos y mínimos. Afortunadamente para procesos radiativos cuya longitud de onda se ubica en el infrarrojo, usualmente es suficiente considerar sólo una pequeña porción de la estructura de bandas por arriba del *gap* donde es más probable que ocurran transiciones ópticas (Chow y Koch, 1999). De hecho, el modelo del electrón libre establece que la relación entre la magnitud del vector de onda,  $k$ , y la

energía de esta partícula,  $\varepsilon$ , cerca del *gap* es cuadrática como se expresa por la ecuación 2 (Kittel, 1996; Chow y Koch, 1999; Sargent *et al.*, 1974; Shimoda, 1984).

$$\varepsilon_{l,k} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_i}, \quad (2)$$

siendo  $l = c$  para electrones y  $v$  para huecos. En esta ecuación  $m_c$  y  $m_v$  son las masas efectivas de los electrones en la BC y huecos en la BV respectivamente. La notación empleada en esta ecuación,  $\varepsilon_{l,k}$ , será empleada a largo del capítulo IV y debe leerse, según corresponda, como: “la energía del electrón (hueco) en la BC (BV) cuya magnitud de su vector de onda es  $k$ ”.

Dicho lo anterior, la estructura de bandas que usualmente se emplea en el análisis de semiconductores directos, como es el caso del compuesto cuaternario que forma a la región activa del AOSs que será empleado en este trabajo de tesis, está formada por tres bandas, una de conducción y dos de valencia tal y como se muestra esquemática en la figura 21 (Connelly, 2004). La energía de un electrón o un hueco en su respectiva banda está dada por la ecuación 2. Dado que los electrones y huecos, en las bandas de conducción y de valencia, respectivamente, poseen gamas de energía diferentes, entonces sus ondas de partículas estarán asociadas con partículas de masas efectivas diferentes. Por esta razón en la ecuación 2 se deben considerar una masa efectiva para los electrones de la BC y dos valores diferentes de masas efectivas para los huecos ligeros y pesados de las bandas de valencia. Los valores típicos de las masas efectivas para algunos semiconductores directos se muestran en la tabla II (Kittel, 1996).

Note que las masas efectivas de los huecos y electrones mostradas en la tabla II son positivas, por lo tanto la energía proporcionada por la ecuación 2 es aquella medida desde el borde de las bandas y aumenta conforme  $k$  aumenta (Uskov *et al.*, 1994).

Entonces, en este contexto, el proceso de mayor interés para nosotros, la emisión estimulada, ocurrirá si existe una pareja electrón-hueco tal que su vector de onda satisfaga la ecuación:

$$\hbar\omega_k = \varepsilon_k = \varepsilon_{c,k} + \varepsilon_{v,k} + E_g, \quad (3)$$

siendo  $\omega_k$  la frecuencia del fotón y  $\varepsilon_k$  es la energía total de la transición. En esta ecuación  $\hbar\omega_k$  es la energía del fotón; el subíndice  $k$  hace referencia a que esta energía corresponde a aquella en la que el electrón y hueco que originaron al fotón poseen vector de onda con magnitud  $k$ .

Tabla II. Masas efectivas de electrones y huecos en algunos cristales semiconductores directos ( $m_0$  es la masa del electrón en reposo) Kittel (1996).

Cristal	Electrón ( $m_c/m_0$ )	Huecos pesados ( $m_{hh}/m_0$ )	Huecos ligeros ( $m_{lh}/m_0$ )
InSb	0.015	0.39	0.021
InAs	0.026	0.41	0.025
InP	0.073	0.4	0.078
GaSb	0.047	0.3	0.06
GaAs	0.066	0.5	0.082
Cu <sub>2</sub> O	0.99	—	0.58

### III.6 Fenómenos que se suscitan en el AOS

Al inicio del capítulo presente se dijo que, desde el punto de vista funcional, un AOS es un dispositivo que amplifica luz. No obstante, debido a ciertos fenómenos que ocurren en



éste como resultado del incremento de la intensidad de un haz, el AOS es un dispositivo que permite manipular algunos parámetros de un haz en función de la intensidad de otro cuando ambos se propagan por dicho AOS. Esta característica ha sido explotada para implementar funciones de procesamiento de información en el dominio óptico (ver sección I.1.3), en nuestro caso particular esta característica no lineal de los AOSs nos permitirá implementar la función de la conversión digital-analógica.

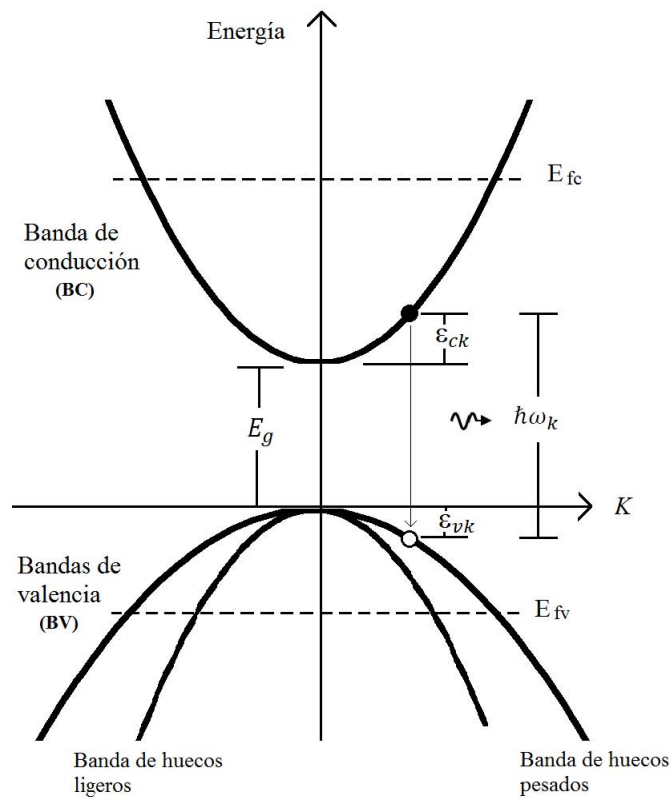


Figura 21. Representación de la estructura de bandas parábolicas que se considera en este trabajo de tesis.

Al esquema que permite manipular ciertos parámetros de un haz en función de la intensidad de otro se le denomina de *bomba/sonda* o bien de *control/prueba* (Duta y Wangg, 2006). Este esquema consiste en la propagación simultánea de los haces de *control* y *prueba* por un AOS, tal y como se muestra por medio de la figura 22.

Como el nombre lo sugiere, en el esquema *control/prueba* por medio de la potencia del haz de *control* se manipulan diversos parámetros del haz de *prueba*.

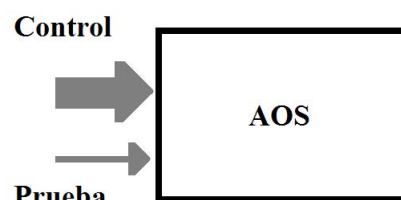


Figura 22. Esquema de propagación *control/prueba* en los AOS.

En particular y por ser el caso de nuestro interés es importante mencionar que por medio de la potencia del haz de *control* es posible manipular tanto la amplitud como la fase de las componentes que forman al haz de *prueba*.

En general, en el esquema de propagación *control/prueba*, la intensidad del haz de *prueba* debe ser considerablemente menor que la del haz de *control* a fin de que la perturbación inducida al AOS se deba única, o principalmente, al haz de *control*. Debe apuntarse que en principio, los cambios en los parámetros del haz de *prueba*, inducidos por el haz de *control*, son efectivos en tanto se propaguen, simultáneamente o con un pequeño retardo, ambos haces. También debe señalarse, que si bien se habla de cambios en los parámetros del haz de *prueba*, esto no significa que los parámetros del haz de *control* sean constante al propagarse por el AOS. De hecho, en general, el estado de polarización del haz de *control* también pueden ser auto-modificados por la potencia de este haz, sin embargo, en nuestro caso particular nosotros estaremos solamente interesados en lo que ocurre con el haz de *prueba*.

El esquema de propagación *control/prueba* permite modificar diversos parámetros del haz de *prueba* porque es el escenario donde se manifiestan diversos fenómenos no lineales, entre los cuales se encuentran: la Modulación Cruzada de la Ganancia (XGM) (Xinliang *et al.*, 2000; Kim *et al.*, 2009; Ribeiro *et al.*, 2007), la Mezcla de Cuatro Ondas (FWM, acrónimo de four wave mixing ) (Agrawal y Habbab, 1990; Mecozzi y Mork,

1997; Kumar Das *et al.*, 2000) y la Modulación Cruzada de la Polarización (XPolM) (Dorren *et al.*, 2003; Fu *et al.*, 2007; Soto *et al.*, 1999) entre otros (Calabretta *et al.*, 2004; Lee *et al.*, 1999; Dong *et al.*, 2006; Zhao *et al.*, 2009; Xu *et al.*, 2007).

Para nuestros fines resultan de particular importancia los fenómenos de la XGM y la XPolM, ya que por medio de éstos se implementará la conversión digital-analógica propuesta en este trabajo. No obstante, la FWM siempre se encuentra presente en el esquema de propagación *control/prueba* y su efecto puede ser no despreciable por lo que a continuación se dará una explicación de los tres fenómenos antes citados.

### III.6.1 Mezcla de cuatro ondas

La mezcla de cuatro ondas es un proceso no lineal en el que generalmente dos haces con el mismo estado de polarización y longitud de onda diferente pero muy parecida interactúan derivando en la generación de otros dos haces. Si  $\omega_0$  y  $\omega_1$  son las frecuencias del haz de *control* y *prueba* respectivamente, entonces las frecuencias de los haces generados son  $\omega_0 - \Omega$  y  $\omega_0 + \Omega$  siendo  $\Omega = \omega_0 - \omega_1$  la frecuencia de desacuerdo (Agrawal, 1988; Agrawal y Habbab, 1990; Uskov *et al.*, 1994; Mecozzi y Mork, 1997).

Uno de estos haces generados posee la misma frecuencia que el haz de *prueba*,  $\omega_1$ , por lo que no puede “observarse”, la frecuencia del otro es  $2\omega_0 - \omega_1$ , puede “observarse” y se denomina *señal conjugada*. La razón de esta designación se debe a que la señal conjugada posee un espectro invertido con respecto al correspondiente para el haz de *prueba*. Si  $I_0$  e  $I_1$  son las intensidades del haz de *control* y *prueba* respectivamente, la intensidad del haz conjugado es proporcional a  $I_0^2 I_1$  (Duta y Wangg, 2006).

Se identifican tres mecanismos físicos responsables del fenómeno FWM: la *pulsación de la densidad de portadores* (CDP por sus siglas en inglés), la formación de un *hoyo*

*spectral* (SHB por sus siglas en inglés) y el *calentamiento de portadores* (CH por sus siglas en inglés) (Agrawal, 1988; Uskov *et al.*, 1994; Tang y Shore, 1998). A valores bajos de  $\Omega$ , el proceso dominante es la modulación de la densidad de electrones y huecos, en sus respectivas bandas, la cual se produce por el consumo periódico de estos portadores que genera el batimiento que se crea al estar traslapados espacialmente los haces de *control* y *prueba*, propagándose con la misma polarización y dirección. Es importante notar que antes de entrar al amplificador, el batimiento o interferencia de ambos haces provoca que la potencia total fluctúe en el tiempo, no así la potencia de cada uno de los haces, la cual permanece constante. Efectivamente, las ondas ópticas de cada uno de los haces tienen una amplitud constante en la entrada del amplificador, sin embargo, en ciertos momentos las crestas o los valles de ambas ondas coinciden o se acercan lo más posible de forma periódica, lo que produce que haya un aumento o una disminución periódica de la potencia total, que se interpreta como el batimiento. Esta fluctuación de la potencia total, una vez dentro del AOS, provoca que en un cierto momento haya una mayor o una menor generación de emisión estimulada, lo que produce que se reduzca o se recupere la ganancia del medio, respectivamente. Estos cambios de ganancia modulan la amplitud de los haces de *control* y *prueba*, lo que hace que se generen armónicos de modulación o componentes espectrales laterales separados de ambos haces un espaciamento espectral igual a la frecuencia de desacuerdo. Como ya se mencionó, los armónicos que nacen a los lados libres de los haces de *control* y *prueba* son visibles porque no se traslapan espectralmente con ninguno de estos dos haces. Es importante mencionar que estos armónicos se vuelven fácilmente visibles porque al generarse, el medio semiconductor los amplifica y es entonces posible también observar armónicos de modulación de orden mayor, producidos por la modulación que el medio ejerce sobre los primeros armónicos creados.

Se dice que el mecanismo CDP es un proceso inter-banda porque los cambios de energía que provoca en los portadores hacen que sus nuevas energías se representen en la banda contraria. El tiempo característico de este proceso es del orden de 200 ps y corresponde al tiempo de vida de los portadores, lo que implica que este mecanismo se manifiesta fuertemente si  $\Omega$  no supera los 5 GHz (Albores Mejía, 2009; Uskov *et al.*, 1994; Pérez-Cortés *et al.*, 2011; Boula-Picard *et al.*, 2005).

Por su parte, la formación de un hoyo espectral es provocada por la abundante emisión estimulada que genera el haz de *control* en una sola frecuencia óptica (o de ancho espectral muy reducido). Este consumo importante de portadores de una energía de transición bien definida crea un “hoyo” en la distribución de energía de los electrones en la BC y huecos en la BV. Al estar presentes dentro del amplificador los haces de *control* y *prueba*, el batimiento de éstos sigue haciendo que la potencia total dentro de la región active fluctúe periódicamente a la frecuencia de desacuerdo. En el instante en que la potencia total alcanza su mínimo, la profundidad del hoyo espectral que genera el haz de *control* se reduce y luego se recupera al alcanzar la potencia total su máximo. Cuando la profundidad del hoyo espectral se reduce, se necesitan menos portadores para venirlo a “tapar”. Estos portadores que intentan tapar al hoyo espectral son suministrados, de niveles de energía más altos y más bajos que la energía en donde se encuentra centrado el hoyo espectral, a través de colisiones portador-portador. Entonces, cuando el hoyo espectral es más profundo, los niveles altos y bajos de energía se despueblan más que cuando el hoyo es menos profundo. El resultado es que el espectro de ganancia, en todas sus frecuencias, aumenta o disminuye en magnitud cuando el hoyo es menos o más profundo, respectivamente. A este fenómeno se le conoce como el mecanismo del hoyo espectral dinámico (DSHB), el cual como ya se explicó modula la ganancia del medio en todo su espectro. Al modularse la ganancia del medio se modulan, a la frecuencia

de desacuerdo, las amplitud de los haces de *control* y *prueba*, lo que genera armónicos de modulación visibles o componentes laterales explicadas en párrafos anteriores. Por todo lo explicado anteriormente, el tiempo característico de este mecanismo dinámico es el de las colisiones portador-portador, el cual es del orden de 50 a 70 fs, lo cual implica que este proceso se puede manifestar con frecuencias de desacuerdo que llegan hasta las decenas de THz. Este mecanismo se denomina intra-banda porque provoca, a través de las colisiones portador-portador, que la energía de los electrones y huecos se redistribuya dentro de su misma banda (Albores Mejía, 2009; Uskov *et al.*, 1994; Pérez-Cortés *et al.*, 2011; Boula-Picard *et al.*, 2005).

El último mecanismo que analizaremos como responsable del fenómeno de la FWM, es el llamado CH. Como ya se estableció, las colisiones portador-portador son el mecanismo que intenta tapar al hoyo espectral que forma el haz potente de *control* en la distribución de energía de los portadores. Cuando estas colisiones se suscitan, muchos de los portadores que intervienen en ellas aumentan considerablemente su nivel de energía, mientras que los portadores que pierden energía intentan cubrir al hoyo espectral. Lo anterior sucede así porque el haz de *control* es siempre introducido al amplificador con fotones de energía baja o bien que caen dentro del espectro de energías que el AOS puede amplificar. Así, la emisión estimulada que provoca el haz de *control* consume portadores de baja energía y al mismo tiempo las colisiones portador-portador están enviando portadores a los niveles altos de energía. El resultado es una redistribución de la energía total de los portadores, en promedio ahora hay menos portadores de baja energía y más de alta energía de los que había antes de la formación del hoyo espectral. El fenómeno anterior se hubiera podido emular aumentando la temperatura, por lo que se le conoce como calentamiento de portadores, siendo los portadores calientes aquellos de mayor energía y los fríos aquellos de energía baja. Este calentamiento de portadores no dura

indefinidamente, ya que los portadores calientes colisionan con la red cristalina a la que le transfieren parte de su energía en forma de cuanto de vibración. Es decir, a través de colisiones portador-fonón se vuelve a enfriar la distribución de energía de los portadores, lo cual hace que el espectro de ganancia también se redistribuya. Como el batimiento de los haces de *control* y *prueba* está siempre presente, hay una emisión estimulada que fluctúa en el tiempo en magnitud produciendo un calentamiento y un enfriamiento periódico en el tiempo. Lo anterior produce una redistribución periódica de la energía de los portadores y del espectro de ganancia del medio. A tal mecanismo se le conoce como calentamiento dinámico de portadores (DCH) y es uno de los responsable de que se module la ganancia del medio y por tanto la amplitud de los haces de *control* y *prueba*, lo que genera los armónicos de modulación antes citados. El tiempo característico de recuperación de este mecanismo (pasar de una distribución caliente a una fría) es igual al de las colisiones portador-fonón, es decir de 650 fs. Lo anterior explica por que la manifestación de este mecanismo se puede observar, en toda su plenitud, hasta en frecuencias de desacuerdo del orden de los cientos de GHz (Albores Mejía, 2009; Uskov *et al.*, 1994; Pérez-Cortés *et al.*, 2011; Boula-Picard *et al.*, 2005).

Un mecanismo que coopera al calentamiento de la distribución de energía de los portadores es la absorción de portadores libres. En este caso un electrón de la BC puede absorber una parte de la energía de un fotón, lo cual hará que aumente considerablemente su nivel de energía en su misma banda. La otra parte de la energía del fotón que el electrón no absorbió es liberada en forma de fonón. Claramente, la absorción de portadores libres calienta la distribución de energía de los portadores al aumentar la energía de los electrones que absorben parte de la energía del fotón en cuestión. Este mecanismo cae en la categoría intra-banda por que las colisiones portador-fonón solamente redistribuyen la energía de los portadores en su misma banda (James y Smith,

1982).

Para terminar con este análisis es necesario decir que la CDP en bajas frecuencias de desacuerdo ( $\Omega < 1/200\text{ps}$ ) domina al proceso de FWM y por tanto a la amplitud del armónico llamado señal conjugada. Como la frecuencia de desacuerdo aumenta más allá de la de corte de la CDP ( $1/200\text{ps}$ ) este mecanismo pierde paulatinamente eficiencia. Es entonces que comienza a ser visible el efecto del mecanismo del calentamiento de portadores (CH) en la generación de la señal conjugada. Este escenario continúa hasta que la frecuencia de desacuerdo llega a la frecuencia de corte del CH ( $1/650\text{fs}$ ) y este mecanismo empieza a perder eficiencia en la generación de la señal conjugada. Como la frecuencia de desacuerdo continua creciendo y tanto la CDP como el CH se vuelven cada vez más menos eficientes, el efecto del mecanismo del hoyo espectral (SHB) se hace notar en la generación de la señal conjugada hasta frecuencias de desacuerdo que no excedan de  $1/50\text{fs}$ . Como se puede interpretar de la descripción anterior, a medida que la frecuencia de desacuerdo aumenta la amplitud de la señal conjugada disminuye. Otras propiedades del haz conjugado pueden consultarse en diversas fuentes por ejemplo (Bischoff *et al.*, 1999; Mecozzi y Mork, 1997; Kumar Das *et al.*, 2000; Uskov *et al.*, 1994; Duta y Wangg, 2006).

Para concluir esta sección es importante mencionar que por medio de la mezcla de cuatro ondas, otros autores han podido implementar diferentes funciones de procesamiento totalmente ópticas como la conversión de longitud de onda (Ribeiro *et al.*, 2007), la compensación de dispersión (Bischoff *et al.*, 1999), compuertas lógicas (Scaffardi *et al.*, 2007), switches (Scaffardi *et al.*, 2007) etc.



### III.6.2 Modulación cruzada de la ganancia

Este fenómeno es el resultado de la saturación de la ganancia en un AOS. Ocurre cuando los haces de *control* y *prueba*, cuyas longitudes de onda son diferentes, se propagan por un AOS. Cuando el AOS en cuestión opera bajo condiciones de saturación, la ganancia óptica es “distribuida” entre los dos haces dependiendo de sus densidades relativas de fotones y su longitud de onda (Connelly, 2004; Duta y Wangg, 2006). Los cambios en el nivel de intensidad del haz de *control* tienen un efecto inverso sobre la ganancia disponible para el haz de *prueba* tal y como se muestra esquemáticamente en la figura 23. Cuando el haz de *control* está ausente, la ganancia que observa el haz de *prueba* es alta por lo que la potencia de salida de este haz es elevada. Pero, cuando los haces de *control* y *prueba* son inyectados al AOS simultáneamente, la potencia del haz de *control* es tal que satura la ganancia del AOS. Esto implica que la ganancia disponible para el haz de *prueba* será reducida. Bajo estas condiciones, la potencia del haz de *prueba* a la salida del AOS, es menor comparada con el caso en el que el haz de *control* está ausente.

Si la intensidad del haz de *control* es modulada con una secuencia de bits, entonces la ganancia que observa el haz de *prueba* también será modulada. Esto implica que la intensidad del haz de *prueba* también será modulada pero en forma inversa a la que presenta el haz de *control*. Por lo tanto, en principio, bajo el esquema simple de *control/prueba* puede implementarse la transferencia de información contenida en el haz de *control* al haz de *prueba*, es decir, se lleva a cabo la conversión de longitud de onda.

Ahora bien, si nos preguntamos por la evolución de la intensidad de un haz por el AOS desde un enfoque cuantitativo, es posible decir que para responder a esta cuestión

basta con determinar la evolución en el tiempo de la ganancia material de la región activa del AOS. En particular, en un escenario como el descrito en párrafos anteriores, es posible predecir la amplitud de las componentes ortogonales del haz de *prueba*, o de *control*, a la salida del AOS, empleando una aproximación dada por la ecuación 4 (Connelly, 2004).

$$E_l(L) = E_l(z = 0)e^{\Gamma_{l;x,y}g(\omega,N)L}, \quad (4)$$

siendo  $l = c$  ó  $p$ , entonces  $E_{c,p}$  es el campo eléctrico del haz de *control* ( $c$ ) o de *prueba* ( $p$ );  $\Gamma_{l;x,y}$ , es el factor de confinamiento de la componente del campo eléctrico paralela al eje  $x$  o  $y$  del campo eléctrico del haz de *control* ( $c$ ) o de *prueba* ( $p$ ) (ver figura 14);  $g(\omega, N)$  es la ganancia material que depende, entre otros, de la frecuencia del haz ( $\omega$ ) y densidad de portadores ( $N$ );  $L$  es la longitud del AOS y  $E_l(z = 0)$  es la magnitud del campo eléctrico( $c$  ó  $p$ ) a la entrada del AOS. En la ecuación 4, el término exponencial es la ganancia de simple paso (GSP) y como puede verse depende, entre otras cosas, del estado de polarización del haz.

Es claro que por medio de la ecuación 4 se puede estimar la intensidad del haz de nuestro interés si se conoce la ganancia material de la región activa del AOS. La ganancia material es un parámetro que cuantifica la capacidad amplificadora del AOS y depende de muchas variables, entre ellas se encuentran la densidad de portadores, la intensidad de los haces dentro del AOS, su longitud de onda y su estado de polarización.

Así, una parte fundamental en la construcción de un modelo teórico que permita describir la evolución de la amplitud de los haces que se propagan dentro de un AOS es el establecimiento de una expresión para la ganancia material. Ésto se realizará a través del formalismo de la matriz de densidad, el cual toma en cuenta la estructura

cristalina de la región activa y las perturbaciones a las que ésta sea sometida (corriente de inyección, potencia óptica incidente, etc). El formalismo de la matriz de densidad se expondrá en el capítulo IV .

Por otra parte, uno de los parámetros que describen la eficiencia del fenómeno de la XGM es el tiempo de recuperación de la ganancia, el cual es definido como el tiempo que le toma al AOS pasar de proporcionar una ganancia unitaria a una del 90% del máximo posible.

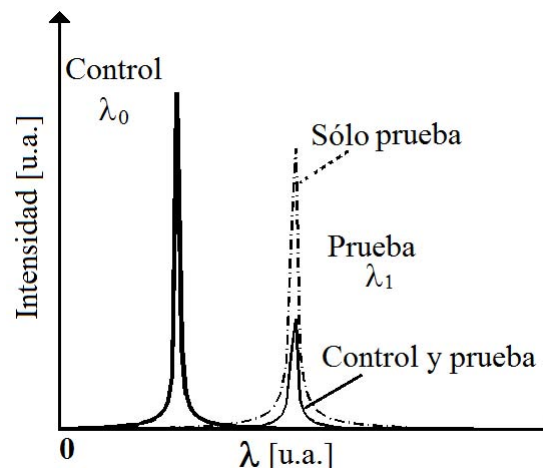


Figura 23. Representación gráfica del efecto del fenómeno XGM en los AOS bajo el esquema de propagación *control/prueba*.

El tiempo de recuperación de la ganancia depende de muchas variables, entre las más importantes se encuentran el tiempo de vida de los portadores, la longitud del AOS, la potencia del haz de *control* etc. Una discusión más amplia de este tema se puede encontrar en (Gutiérrez-Castrejon y Duelk, 2006; Gutierrez-Castrejon *et al.*, 2000; Ginovart *et al.*, 2007).

Para finalizar con esta sección debe apuntarse que por medio de la modulación cruzada de la ganancia diferentes autores han implementado funciones de procesamiento completamente ópticas como la conversión de longitud de onda (Xinliang *et al.*, 2000; Kim *et al.*, 2009; Ribeiro *et al.*, 2007), compuertas lógicas (Ezra *et al.*, 2009) etc.

### III.6.3 Modulación Cruzada de la Polarización

De manera general, el fenómeno designado como modulación cruzada de la polarización (mejor conocido por las siglas: XPolM) se refiere al cambio en el estado de polarización que sufre el haz de *prueba* cuando la potencia del haz de *control* fluctúa también (Soto *et al.*, 1999).

Existen tres mecanismos físicos responsables de este fenómeno: la *perturbación de la birrefringencia estructural*, la *perturbación de la anisotropía de la ganancia de simple paso* y la *perturbación de los ejes propios de la guía de onda del amplificador* (Soto *et al.*, 2004; Zhao *et al.*, 2002). Estos mecanismos serán explicados con mayor detalle en las siguientes tres subsecciones. Por el momento es importante señalar que si bien existen AOSs cuya GSP es independiente del estado de polarización del haz que se propaga por éstos, la birrefringencia que exhiben los AOSs es una propiedad inherente a ellos (como se verá en la siguiente subsección). Una pequeña diferencia en los índices efectivos ( $\Delta\eta \sim 10^{-4}$ ) puede inducir una diferencia de fase grande entre las componentes ortogonales del haz de *prueba*, lo que se traduce en cambios en su estado de polarización. En particular, la GSP del AOS empleado en este trabajo depende del estado de polarización del campo eléctrico transmitido y también presenta una birrefringencia estructural.

#### Perturbación de la birrefringencia estructural

Para analizar la propagación de un haz dentro de un AOS, se considerara que dicho haz puede describirse en términos de una onda plana transversal. En el caso general, el campo eléctrico de este haz se expresa como la suma vectorial de dos componentes mutuamente ortogonales, una componente es paralela al eje  $x$  mientras que la otra lo

es al eje  $y$  (el sistema cartesiano al que se hace referencia es el mostrado en la figura 14).

La evolución en el tiempo de cada una de las componentes ortogonales del campo eléctrico del haz se describe por medio de un senoide,  $\sin(\omega t)$ . La variable  $\omega$  es la frecuencia angular del haz y está relacionada con la magnitud del vector de onda del campo eléctrico en el vacío ( $k_0$ ) a través de la relación de dispersión  $\omega = k_0 c$ , siendo  $c$  la velocidad de la luz. La relación entre la magnitud del vector de onda en el vacío y él mismo pero en un medio de índice de refracción  $\eta$ , es simplemente  $k = k_0/\eta$ .

Ahora bien, se dice que un medio es birrefringente si existen dos índices de refracción, uno asociado a la componente paralela al eje  $x$  ( $\eta_x$ ) y otro asociado a la componente  $y$  ( $\eta_y$ ). Esta birrefringencia se cuantifica por la cantidad  $\Delta\eta = \eta_y - \eta_x$ . El efecto de la birrefringencia consiste en modificar la fase relativa de las componentes ortogonales del campo eléctrico que se propaga por el medio birrefringente. A su vez este cambio de fase produce un cambio en el estado de polarización del haz (Maldonado *et al.*, 2008; Guo y Connelly, 2004, 2005).

En el caso de un AOS, y en particular en el empleado en este trabajo de tesis, es la estructura de su guía de onda la que lo vuelve birrefringente. Efectivamente, el AOS de nuestro interés tiene una estructura de risco que forma una guía de onda bidimensional, la cual en la dirección  $y$  presenta un empilado de materiales con diferente índice de refracción, mientras que en la dirección  $x$  se tiene materiales continuos (ver figura 14). Sin embargo, por debajo del risco, en la región activa, se forma una zona de alto índice de refracción por la inyección de portadores libres. Esta guía de onda asimétrica en las direcciones transversales  $x$  e  $y$  genera que los modos propios soportados en cada una de estas direcciones se propaguen con un índice de refracción efectivo diferente, ya que las distribuciones espaciales de la intensidad de los modos “cortan” a diferentes materiales

con distintos índices de refracción y espesores en una y otra orientación. Es decir, la guía de onda del AOS bajo estudio es birrefringente también (Maldonado *et al.*, 2008; Maldonado Basilio, 2009; Albores Mejía, 2009).

Ahora bien, mientras que en los dispositivos ópticos pasivos la birrefringencia es un parámetro constante, en un AOS no lo es. Efectivamente, cuando un AOS es alimentado con una corriente de inyección se establece una densidad de portadores dentro de su región activa, la cual es modificada por la presencia de una potencia óptica. Dado que el índice de refracción de la región activa depende de la densidad de portadores que se encuentra en ella, tanto la corriente como la potencia óptica modifican el índice de esta región. Al ser modificado el índice de refracción local de la región activa se modifican también los *índices efectivos* que observan los modos que la guía de onda soporta, tanto en la dirección  $x$  ( $\eta_{effx}$ ) como en la dirección  $y$  ( $\eta_{effy}$ ) (Maldonado *et al.*, 2008; Manning *et al.*, 2001; Occhi *et al.*, 2003). Sin embargo, dada la asimetría de la guía de onda, un cambio local en el índice de refracción de la región activa repercute de manera diferente en el nuevo valor que adquieren los índices efectivos para las orientaciones  $x$  e  $y$ . En particular, un aumento en la potencia óptica produce un aumento desigual en los índices efectivos. Lo anterior significa que una fluctuación en la potencia óptica induce una birrefringencia en la guía de onda del amplificador, la cual se exagera como la potencia óptica aumenta.

De hecho, desde el punto de vista matemático, la birrefringencia que exhibe un AOS puede expresarse como la resta de dos partes, una constante, denominada *birrefringencia estructural* (o birrefringencia no perturbada) y otra variable, llamada *birrefringencia inducida* (o birrefringencia perturbada) que depende de la potencia del haz de *control* y de la corriente de inyección. Lo anterior significa que la birrefringencia que exhibe el AOS puede expresarse como  $\Delta\eta_{eff} = (\eta_{eff}^y - \eta_{eff}^x)_p - (\eta_{eff}^y - \eta_{eff}^x)_{np}$  donde los

subíndices  $p$  y  $np$  indican si se trata de la birrefringencia perturbada o no perturbada, respectivamente (Maldonado *et al.*, 2008; Soto *et al.*, 2004).

La birrefringencia, tanto perturbada como no perturbada, se determinan a partir de las constantes de propagación efectivas con las que se propagan los dos modos propios de la guía de onda bidimensional de los AOSs. Para determinar dichos parámetros, se emplea la metodología propuesta por (Maldonado *et al.*, 2008), la cual tiene su fundamento en el método de índice efectivo y será expuesta en la sección IV.4.3. Tal y como se verá, para determinar los índices efectivos se requiere del valor del índice de refracción de la región activa. A su vez, el índice de refracción de la región activa, denotada por la variable  $\eta_4$ , puede representarse como la suma de dos componentes, una no perturbada (mejor conocida por su nombre en inglés como *background index*, denotada por  $\eta_0$ ) y otra,  $\Delta\eta$ , debida a los cambios inducidos por el haz de *control* (o bien, *componente perturbada*), esto es:  $\eta_4 = \eta_0 + \Delta\eta$ . De manera que es posible asociar al índice de refracción efectivo no perturbado con el índice de refracción no perturbado ( $\eta_0 \rightarrow (\eta_{eff}^{x,y})_{np}$ ). Sin embargo, el índice de refracción efectivo perturbado se relaciona con el índice de refracción total perturbado de la región activa. ( $\eta_0 + \Delta\eta \rightarrow (\eta_{eff}^{y,x})_p$ ). Por otra parte, tal y como se verá mas adelante, los cambios en el índice de refracción se explican en términos de la densidad de portadores, a mayor densidad de portadores menor es el valor del índice de refracción de la región activa y viceversa.

Bajo un esquema de propagación *control/prueba*, otros autores han demostrado que si el estado de polarización del haz de *prueba* es lineal a 45 grados respecto al eje  $x$  (ver figura 14), entonces la perturbación de la birrefringencia estructural, producida por el haz de *control*, es el principal mecanismo responsable del fenómeno XPolM (Soto *et al.*, 1999; Manning *et al.*, 2001; Maldonado *et al.*, 2008). En este caso, entre más potente es el haz de *control*, mayor será la birrefringencia inducida y en consecuencia mayor será

el cambio en las fases relativas de las componentes ortogonales del campo eléctrico del haz de *prueba*. El resultado será que a mayor potencia del haz de *control*, mayor será el cambio en el estado de polarización del haz de *prueba*.

Dado que la perturbación de la birrefringencia estructural es el proceso dominante bajo las condiciones antes establecidas, el formalismo matemático desarrollado en este trabajo para explicar y predecir el fenómeno de la XPolM, se basó únicamente en este mecanismo. No obstante, se revisarán los otros mecanismos que permiten la manifestación de la XPolM ya que bajo condiciones diferentes a la mencionada, la perturbación de la birrefringencia estructural por si sola no podría explicar la fenomenología exhibida por el AOS.

### **Perturbación de la anisotropía de la GSP**

Tal y como se estableció en la sección III.6.2 la GSP puede calcularse de manera aproximada por medio de la ecuación 4. Dicha ecuación involucra, la ganancia material, el factor de confinamiento y la longitud del AOS en cuestión. El factor de confinamiento del AOS (denotada por  $\Gamma$ ), se define como la razón de la potencia del haz que viaja por la región activa del AOS entre la potencia total de dicho haz. Al igual que en el caso de los índices de refracción efectivos, existen dos factores de confinamiento ( $\Gamma_x$  y  $\Gamma_y$ ) asociados a las componentes  $x$  y  $y$  del campo eléctrico del haz que se propaga por un AOS (Soto *et al.*, 2004; Dorren *et al.*, 2003).

Bajo un esquema de *control/prueba*, la ganancia material que observan los haces que intervienen depende sólo de su longitud de onda. Por su parte, el factor de confinamiento depende del estado de polarización de los haces de *control* y *prueba*, por lo que la GSP depende del estado de polarización de estos haces. La última aseveración se vuelve evidente al emplear la ecuación 4 y suponer que los factores de confinamiento  $\Gamma_y$  y  $\Gamma_x$



son diferentes como es el caso en el AOS que se empleará en este trabajo de tesis. De hecho, de acuerdo con los trabajos realizados por (Maldonado *et al.*, 2008; Philippe *et al.*, 2008) para un AOS semejante al empleado en este trabajo de tesis  $\Gamma_x = 0.42$  y  $\Gamma_y = 0.38$ . Esta disparidad en los valores de los factores de confinamiento  $\Gamma_x$  y  $\Gamma_y$  se origina en la asimetría de la guía de onda del AOS, la cual confina menos potencia óptica dentro de la región activa en la dirección  $y$  que en la  $x$ . Lo anterior produce una anisotropía en la GSP ( $GSP_x$   $GSP_y$ ) que genera un cambio en el estado de polarización del haz de *prueba*. Análogamente al caso de la birrefringencia del AOS, se puede decir que esta anisotropía es estructural.

También de forma semejante al caso de la birrefringencia del AOS, la perturbación a la región activa del AOS inducida por un haz potente de *control* repercute en un cambio desigual en los factores de confinamiento  $\Gamma_x$  y  $\Gamma_y$ . Como ya fue antes establecido, un haz potente de *control* consume una gran cantidad de portadores en la región activa del AOS perturbado, lo cual origina que el valor del índice de refracción local de la región activa de este amplificador se eleve. Lo anterior produce que el salto de índice entre la región activa y las capas que la envuelven en la dirección  $y$  (ver figura 14) se exacerbe y por tanto el confinamiento de fotones dentro de la región activa sea mayor. Es decir, entre más potente es el haz de *control* mayor es el factor de confinamiento  $\Gamma_y$ . Una situación similar sucede en la dirección  $x$ , con la salvedad de que aquí el salto de índice se hace entre la región activa y dos zonas de índice efectivo laterales. Notablemente, el salto de índice entre el valor del índice de refracción de la región activa y el de estas zonas laterales es mayor que el que existe entre la región activa y las capas que la envuelven en la dirección  $y$ . En general, la estructura de los AOSs se diseña para tener un mayor confinamiento en la dirección  $x$  que en la  $y$ , haciendo que las zonas laterales presenten un índice efectivo relativamente pequeño. De tal suerte que cuando

la potencia del haz de *control* aumenta y se incrementa el índice de refracción de la región activa, el confinamiento se acentúa, pero el aumento en éste es diferente que en la dirección  $y$  ya que los saltos de índices son distintos en una y otra dirección. Para aclarar este punto se puede observar la expresión 5, la cual permite calcular de manera aproximada el valor del factor de confinamiento en la dirección  $x$  o  $y$  (Duta y Wangg, 2006).

$$\Gamma_{x,y} = \frac{D}{2 + D^2}, \quad (5)$$

en esta ecuación  $D = k_0(\eta_1^2 - \eta_2^2)^{1/2}d_{x,y}$ , y a su vez  $d$  es la dimensión transversa de la región activa en la dirección  $x$  o  $y$ . Por su parte,  $\eta_1$  y  $\eta_2$  son los índices de refracción de la región activa y de las capas o zonas laterales que la envuelven tanto en la dirección  $y$  como en la  $x$ .

Tal y como se observa en la ecuación 5, la diferencia de índices de refracción que existe entre la región activa y las zonas laterales o capas que la envuelven en la dirección  $x$  o  $y$ , respectivamente, se encuentra afectada por una raíz cuadrada. Lo que implica que un incremento en esta diferencia no produce un incremento proporcional en el factor de confinamiento. Por esta razón, cuando la potencia del haz de *control* es aumentada y se exagera el valor del índice de refracción de la región activa, tanto la diferencia de índices en la dirección  $x$  como en la  $y$  aumenta, sin embargo, al ser ésta diferente para cada orientación se produce un incremento distinto en los factores de confinamiento  $\Gamma_x$  y  $\Gamma_y$ . Lo anterior repercute en la formación de dos ganancias de simple paso diferentes, una para la orientación  $x$  y la otra para la  $y$ . Evidentemente, si ahora un haz de *prueba* es introducido simultáneamente con el de *control* con una polarización que presente las dos componentes ortogonales de su campo eléctrico, su estado de polarización podrá

ser rotado en función de la potencia del haz de *control* también.

### **Perturbación de los ejes propios**

La perturbación de los ejes propios de un AOS es un mecanismo que se observa con mayor facilidad en amplificadores con arquitecturas que puedan contener una guía de onda con tendencia a convertirse en multimodo. Una arquitectura de este tipo es justamente la de risco como la que posee el AOS utilizado en este trabajo de tesis. Este mecanismo tiene su origen en los cambios en el índice de refracción que se suscitan en la región activa de los AOSs debido al potente haz de *control*. Como se dijo anteriormente, la perturbación al índice de refracción de la región activa es proporcional a la intensidad del haz de *control*, al incrementarse la perturbación se incrementa el índice de refracción. Entonces, si la intensidad del haz de *control* se incrementa lo suficiente, puede ocurrir que el valor del índice de refracción de la región activa del amplificador en cuestión se eleve a tal grado que se establezca una guía de onda con un guiado más fuerte que soporte modos de ordenes superiores (Soto *et al.*, 2004; Álvarez *et al.*, 2003). En estructuras como la utilizada en este trabajo de tesis, estos modos de orden superior pueden ser excitados a la entrada del amplificador debido a que el eje de la guía de onda está inclinada 10 grados aproximadamente, con respecto al eje  $z$ , para evitar reflexiones.

Ahora, asumiendo que la inyección del haz de *control* dentro del AOS excita modos de orden superior, por las razones antes expuestas. Cada uno de los modos excitados es gobernado por una constante de propagación diferente y por tanto por una velocidad de propagación distinta. El resultado es una interferencia intermodal que produce una distribución transversal no-homogénea del campo eléctrico total, cuyo máximo valor de amplitud se propaga describiendo un sendero cuasi-helicoidal. Lo anterior genera una distribución trasversal no-homogénea del índice de refracción de la región activa,

cuyo máximo valor es distribuido cuasi-helicoidalmente a lo largo de la guía de onda del amplificador. Es decir, la suma coherente de los modos con diferentes constantes de propagación da por resultado una guía efectiva desprovista de ejes propios TE y TM. Como en el caso de la actividad óptica, los ejes propios para las polarizaciones lineales se pierden, resultando en lo que podría interpretarse como una conversión TE-TM, o bien como una transferencia de potencia entre las componentes ortogonales del campo eléctrico del haz que se propaga dentro del AOS en cuestión (Soto *et al.*, 2004).

Bajo estas condiciones, si de manera simultánea se propagan por el AOS los haces de *control* y *prueba*, se puede interpretar como que éste último observará dos guías de onda, la original formada por la región activa y las capas que la recubren y una impuesta por el haz de *control* con un núcleo longitudinalmente distribuido en forma de helicoides. Esta última guía inducida tiene un guiado débil por que el salto de índice de refracción entre el sendero helicoidal y el resto de la región activa es pequeño, además que su guiado compite con el de la guía de onda original. El resultado es que solo una pequeña parte de la luz contenida en el haz de *prueba* se logra acoplar a esta guía (Soto *et al.*, 2004). Esto quiere decir que el vector del campo eléctrico del haz de *prueba* se guiará en su mayor parte de forma usual, pero una pequeña parte tratará de seguir una trayectoria semejante al descrito por la intensidad máxima del campo eléctrico antes referida. Como ya se mencionó, el hecho que parte del campo eléctrico del haz de *prueba* se acople al sendero helicoidal, se puede interpretar como la existencia de una transferencia de potencia entre las componentes ortogonales de este haz. Lo anterior resulta en un ligero cambio en el estado de polarización del haz de *prueba* a la salida del AOS. Es importante observar que este mecanismo es el responsable de que el estado de polarización del haz de *prueba* cambie, a la salida del AOS, cuando éste es introducido con una polarización lineal horizontal o vertical.

De hecho, todos los mecanismos físicos responsables del fenómeno de la XPolM se suscitan y actúan simultáneamente en el AOS, pero dependiendo del estado de polarización del haz de *prueba*, a la entrada del AOS, la acción de algunos de ellos se vuelve más preponderante para poder explicar la manifestación y el impacto de la XPolM. Por ejemplo, si el estado de polarización del haz de *prueba* fuera tal que sólo tuviera una componente (estados de polarización lineal horizontal o vertical), entonces la modificación de su estado de polarización es atribuible principalmente a la perturbación de los ejes propios del AOS. Si el estado de polarización del haz de *prueba* es lineal a 45 grados (respecto al eje  $x$  o  $y$ ), la rotación del estado de polarización se debe, principalmente, a la perturbación de la birrefringencia estructural y a la anisotropía de la ganancia.

Independientemente de cual mecanismo sea el que bajo ciertas circunstancias domine la manifestación de la XPolM, para cuantificar el efecto de este fenómeno se pueden emplear los parámetros de Stokes, los cuales se explicarán en la siguiente subsección. Por el momento es importante señalar que por medio de la modulación cruzada de la polarización, se han implementado diversas funciones de procesamiento completamente ópticas como la conversión de la longitud de onda (Zhao et al., 2009), puertas lógicas (Zhang et al., 2007), ecualizadores de potencia (Gopalakrishnapillai et al., 2005), conmutadores (Yang et al., 2004), memorias tipo flip-flop (Dorren *et al.*, 2003), etc.

### **Parámetros de Stokes**

Para cuantificar el efecto del fenómeno de la XPolM, se pueden emplear diversas herramientas, en este trabajo de tesis se emplea el formalismo de Stokes. En dicho formalismo, el estado de polarización de un campo eléctrico se define por medio de cuatro cantidades llamadas *parámetros de Stokes*, las cuales se calculan a partir de las amplitudes y la diferencia de fase de las componentes del campo eléctrico de interés.

Posteriormente, los parámetros de Stokes se mapean sobre la superficie de una esfera denominada esfera de Poincare. Lo anterior significa que en el formalismo de Stokes, el estado de polarización de un campo eléctrico se representa como un punto sobre la esfera de Poincare (Goldstein, 2003).

Es evidente que si el estado de polarización del campo eléctrico de interés cambia, entonces la ubicación del punto que lo representa en la esfera de Poincare cambia también. Así, dos puntos sobre la esfera, a los que les arriban del centro de ésta sus respectivos radios, estarán separados una distancia angular determinada. Esta propiedad permite que el fenómeno de la XPolM se pueda cuantificar, midiendo, a la salida del AOS en cuestión, el ángulo que existe entre dos estados de polarización del haz de *prueba*, es decir, entre dos puntos sobre la esfera de Poincare generados por dos potencias de entrada diferentes del haz de *control*.

En general, el vector del campo eléctrico del haz de *prueba* se puede representar como la suma de dos componentes ortogonales  $\vec{E}(t) = \hat{x}E_x(t) + \hat{y}E_y(t)$ , siendo  $\hat{x}$  e  $\hat{y}$  vectores unitarios en las direcciones  $x$  e  $y$  respectivamente. A su vez, cada una de las componentes se puede representar como  $E_{x,y}(t) = A_{x0,y0} \cos[\omega t + \delta_{x,y}]$ , donde  $\omega$ ,  $A_{x0,y0}$  y  $\delta_{x,y}$  son la frecuencia óptica, la envolvente y la fase de  $E_{x,y}$ . Tomando en cuenta lo anterior, los parámetros de Stokes están dados por las ecuaciones:

$$S_0 = E_{x0}^2 + E_{y0}^2, \quad (6) \quad S_2 = 2E_{x0}E_{y0} \cos \Delta\theta, \quad (8)$$

$$S_1 = E_{x0}^2 - E_{y0}^2, \quad (7) \quad S_3 = 2E_{x0}E_{y0} \sin \Delta\theta, \quad (9)$$

donde  $\Delta\theta = \delta_y - \delta_x$ , y además se cumple que  $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ .

Es pertinente aclarar que usualmente se emplean los parámetros de Stokes normalizados ( $S_{1,2,3} = S_{1,2,3}/S_0$ ) los cuales generan puntos en una esfera de Poincare de radio

unitario. A lo largo de este trabajo de tesis se emplearán los parámetros de Stokes normalizados y se hará referencia a éstos simplemente como *los parámetros de Stokes*.

Desde el punto de vista algebraico, los parámetros de Stokes se representan por medio del vector de Stokes el cual está formado por cuatro filas y una columna. El primer elemento es  $S_0$ , el segundo  $S_1$ , etc. En la tabla III se muestran los vectores de Stokes de cinco estados de polarización distintos junto con los valores correspondientes de las amplitudes y diferencia de fase de las componentes del campo eléctrico en cuestión. A su vez, su representación en la esfera de Poincare se muestra en la figura 24.

Tabla III. Vectores de Stokes para cinco estados de polarización,  $I_0 = E_{x0}^2 + E_{y0}^2$ .

Horizontal	Lin. a +45 grados	Vertical	Circ. derecha	Circ. izquierda
$S^H = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$S^{45} = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$S^V = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$S^R = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$S^L = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
$E_{y0} = 0$	$E_{x0} = E_{y0}$ y $\delta = 0$	$E_{x0} = 0$	$E_{x0} = E_{y0}$ y $\delta = \pi/2$	$E_{x0} = E_{y0}$ y $\delta = -\pi/2$

La separación angular sobre la esfera de Poincaré entre dos estados de polarización de un campo eléctrico, es el doble de la rotación real del estado de polarización de dicho campo. Por ejemplo, el ángulo sobre la esfera de Poincaré que separa al estado de polarización lineal horizontal del lineal vertical es 180 grados, sin embargo la separación real es de 90 grados.

Ahora bien, para ejemplificar cómo se puede cuantificar un cambio en el estado de polarización de una señal, por medio de los parámetros de Stokes, suponga que un campo electromagnético,  $\vec{E}_0$ , se propaga por un medio birrefringente no lineal. Asuma

también que su intensidad varía en el tiempo de forma periódica a una frecuencia mucho menor que la de su oscilación óptica (ver figura 25(a)).

Debido a la no linealidad y birrefringencia de este medio hipotético, la diferencia de fase que experimentan las componentes ortogonales del campo eléctrico será una función de su intensidad y del tiempo, por lo que el estado de polarización del campo de salida también dependerá de estos parámetros.

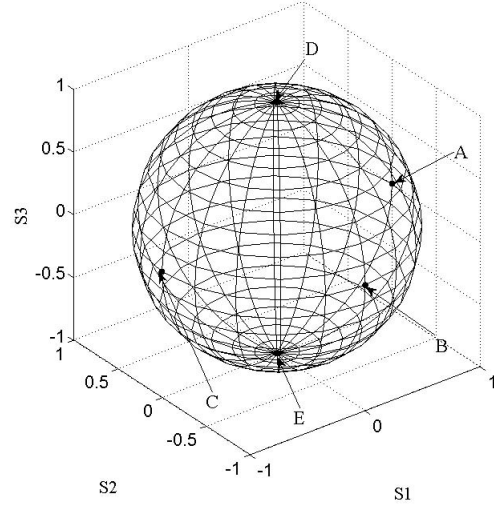


Figura 24. Representación en la esfera de Poincare de cinco estados de polarización: Horizontal (A), lineal a 45 grados (B), vertical (C), circular derecha (D) y circular izquierda (E)

Dando por hecho que es posible determinar el vector de Stokes del campo en cuestión ( $\vec{E}_0$ ) en cualquier instante de tiempo y que cada vector se ha representado como un punto sobre la esfera de Poincaré, como se ilustra en la figura 25(b), el cambio en el estado de polarización entre dos puntos ( $S^1$  y  $S^2$ ) se determina calculando el ángulo que los separa. Para esto, primero se determina la distancia lineal que hay entre dichos puntos a través de la expresión siguiente:  $C = \sqrt{(s_1^1 - s_1^2)^2 + (s_2^1 - s_2^2)^2 + (s_3^1 - s_3^2)^2}$  donde  $S_{1,2,3}^{1,2}$  son los parámetros de Stokes,  $S_{1,2,3}$ , que definen los estados de polarización  $S^{1,2}$ . Posteriormente se calcula la distancia angular  $\alpha$  que hay entre los estados de polarización  $S^1$  y  $S^2$  por medio de la ecuación 10.

$$\alpha = \cos^{-1} \left( 1 - \frac{C^2}{2} \right) \quad (10)$$



En particular, para cuantificar el cambio en el estado de polarización que sufre un haz de *prueba* a través de la XPolM dentro de un AOS, se escoge un estado de polarización de referencia y se determina la distancia angular que hay entre éste y otro cualquiera, generado por este fenómeno al variar la potencia del haz de *control*. En general, el estado de referencia es el que se obtiene a la salida del AOS en cuestión para el haz de *prueba* cuando la potencia de entrada del haz de *control* es cero.

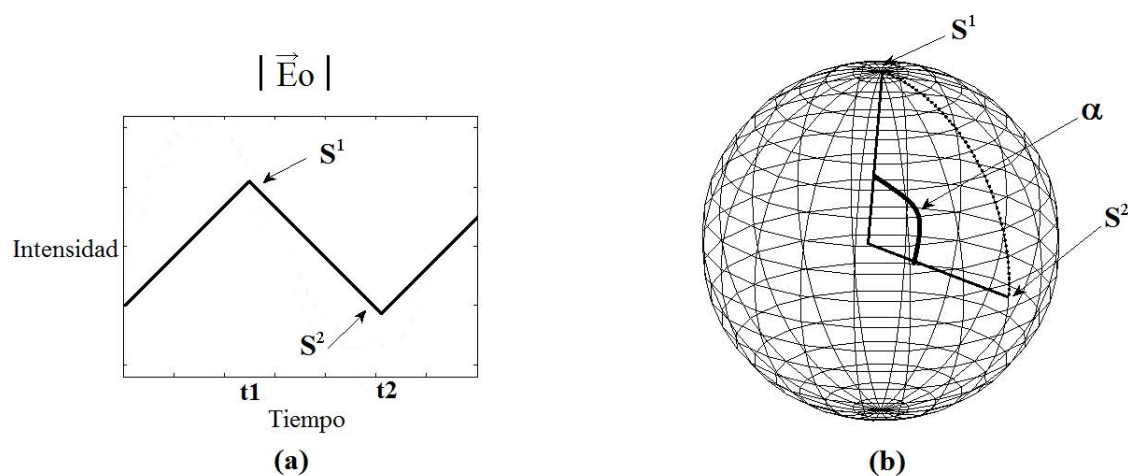


Figura 25. (a) Intensidad del campo eléctrico  $\vec{E}_0$  a la salida de un medio hipotético birrefringente no lineal. (b) Representación del estado de polarización del campo  $\vec{E}_0$

## Capítulo IV

# Modelo teórico que describe y predice el comportamiento del CDA

### IV.1 Introducción

Este capítulo tiene como objetivo presentar el modelo teórico que permite describir y predecir el comportamiento del CDA propuesto en este trabajo de tesis. El diseño del convertidor tiene como elemento central un AOS, por lo que la conversión digital-analógica es el resultado de explotar los fenómenos de la XGM y la XPolM que se suscitan dentro de este dispositivo. Por esta razón, el modelo teórico que se desarrolló describe la manifestación de la XGM y la XPolM dentro del AOS por utilizar, bajo las condiciones en las que operará el CDA.

En particular, el modelo teórico que será expuesto en las siguientes secciones tiene su fundamento en el formalismo de la matriz de densidad, el cual se emplea para analizar la interacción de la luz con un medio semiconductor. Específicamente, por medio de este formalismo se calculará la susceptibilidad del medio semiconductor, lo cual dará la posibilidad de determinar la polarización macroscópica asociada a los haces que se introducirán dentro del AOS por utilizar. Tanto la susceptibilidad como la polarización macroscópica se estimarán en función de la densidad y la energía de los portadores. Ambos parámetros presentan una distribución longitudinal heterogénea a lo largo de la región activa, por lo que el modelo propuesto divide de manera virtual al AOS por utilizar, a lo largo del eje  $z$ , en secciones de igual longitud y en cada una de éstas se asume que la densidad y la energía de los portadores son constantes y homogéneas. Así,

en cada sección se calcula la susceptibilidad, la polarización macroscópica y todos los parámetros de interés, los cuales serán las variables de entrada de la siguiente sección y así sucesivamente. Es decir, el modelo propuesto es del tipo conocido como *matriz de transferencia*.

La susceptibilidad de la región activa, o simplemente la *susceptibilidad*, representada por la letra griega  $\chi$ , es un número complejo cuya parte real es proporcional al índice de refracción y la parte imaginaria es proporcional a la ganancia material. Por medio de estas variables es posible elaborar un procedimiento para estudiar el comportamiento de los fenómenos de interés. Por una parte, utilizando la ganancia material es posible investigar al fenómeno de la XGM. Por la otra, empleando la ganancia material, en conjunto con el índice de refracción de la región activa, es posible analizar la manifestación de la XPolM.

En otro orden de ideas, el modelo teórico es alimentado con las condiciones adecuadas para conocer teóricamente el comportamiento del CDA en estado estático y en estado dinámico. En el primer caso se plantean las ecuaciones de la matriz de densidad considerando que por el AOS por emplear se propagan siete haces ópticos de intensidad constante. Tres de éstos corresponden a las señales digitales de entrada al CDA y el resto son producidos por el fenómeno de la FWM. En el segundo caso, el estudio del CDA en estado dinámico se abordará por medio del fenómeno conocido como rotación no lineal de la polarización (RNP). A partir de los resultados de éste, se infiere el desempeño del CDA en el estado dinámico. El caso estático será analizado en las primeras secciones mientras que el caso dinámico se revisará en la penúltima sección de este capítulo. Todos los conceptos ya mencionados, y otros que serán empleados, se aplican tanto al caso estático como al dinámico, las diferencias conceptuales entre uno y otro serán resaltadas oportunamente.

Entonces, para desarrollar las ideas expuestas en los párrafos anteriores, en la sección IV.2 se expone el modelo por secciones del AOS por emplear. En esta sección se explica cómo se determina la amplitud de las componentes ortogonales del haz de salida, en la faceta de escape del AOS, toda vez conocida la ganancia material del medio amplificador. De la misma forma, en esta sección se expone la metodología por medio de la cual se estimará la diferencia de fase que experimentan las componentes ortogonales del mismo haz, una vez que la birrefringencia de la guía de onda del AOS es conocida. Con las variables anteriores será posible predecir la intensidad del haz de salida después de haberlo hecho pasar por un polarizador lineal. Dicho con otras palabras, lo anterior significa que se contará con un modelo teórico que genera los valores de los diferentes niveles de potencia que componen a la señal de salida del CDA.

Posteriormente, en la sección IV.3 se expone el formalismo de la matriz de densidad y se explica el formalismo por medio del cual se calcula la susceptibilidad y en consecuencia la polarización macroscópica. Para que esto sea posible se plantearán las ecuaciones que dictan la evolución de los parámetros de los que depende la susceptibilidad, a saber, la densidad de portadores y densidad de energía de los portadores. También en esta sección se establecen las ecuaciones que rigen la evolución de los campos involucrados en nuestro estudio.

Luego, en la sección IV.4 analizamos la metodología que se siguió con la finalidad de calcular la birrefringencia del AOS. Para este fin se introduce someramente el concepto y aplicación del método de índice efectivo. Las ecuaciones de este método se emplean para implementar la técnica que permite cumplir el objetivo de esta sección.

Posteriormente, en la sección IV.5 se investiga la respuesta en frecuencia a la que aspira el CDA propuesto, a través de un análisis de la respuesta en frecuencia de la rotación no lineal de la polarización (RNLP).

Las ecuaciones expuestas en las secciones IV.3-IV.5 se resuelven por medio el software matlab y es posible contar con un simulador por medio del cual se de cuenta del desempeño del CDA propuesto. El simulador es capaz de emular las condiciones en las que operará el CDA, a su vez puede proporcionar toda la información concerniente al comportamiento de los parámetros de mayor interés, como la de la densidad y energía de los portadores y el de las respectivas variables que dependen de éstos. El algoritmo que se utilizó para construir el simulador se expone en la sección IV.6.

## IV.2 Modelo del AOS por secciones

Una característica clave e inherente de los AOSs es que cuando por éstos se propaga un haz potente, la distribución longitudinal de su densidad de portadores se vuelve fuertemente heterogénea. De hecho la densidad de portadores es inversamente proporcional a la intensidad del haz que se propaga por el AOS en cuestión. Esta característica es tomada en cuenta en el modelo propuesto al efectuar un seccionamiento virtual del amplificador. En el modelo, el AOS simulado se divide a lo largo del eje  $z$  en secciones de longitud idéntica  $\Delta z$  (ver figura 26). En cada sección se asume que la densidad y energía de los portadores, así como todas las variables que dependen de estos dos parámetros son constantes (Durhuus *et al.*, 1992; Mathlouthi *et al.*, 2006; Toptchiyski *et al.*, 1999).

Lo anterior permite simplificar la resolución de las ecuaciones involucradas en el simulador propuesto ya que éstas dependerán únicamente del tiempo pero no de la distancia. Así, en cada sección se resuelven las ecuaciones de evolución de la densidad y energía de los portadores y se calculan todas las variables que permiten determinar, a la salida de la sección concernida, los parámetros del haz o los haces que se propagan

por ésta. Estos parámetros se convierten en las condiciones iniciales de la siguiente sección y así sucesivamente hasta llegar a la salida del AOS. Generalmente un modelo con 10 secciones produce errores inferiores al 5% en la determinación de las variables de interés. Evidentemente entre mayor es el número de secciones, el error disminuye pero el tiempo de cómputo aumenta dramáticamente.

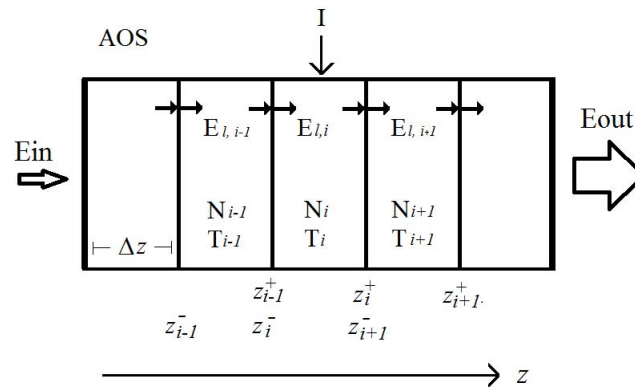


Figura 26. Esquema que representa al AOS dividido virtualmente en secciones a lo largo del eje  $z$ . Los parámetros como la temperatura de los portadores, densidad de portadores, y las variables que de éstos se deriven, son constantes en cada una de las secciones (constantes en el espacio).

De acuerdo a lo establecido en el capítulo II sección II.3.2, el haz que se convertirá en la salida del CDA propuesto se denomina por conveniencia haz CW. La longitud de onda y componentes de su campo eléctrico se denotan por  $\lambda_{cw}$  y  $E_{cw}^x$ ,  $E_{cw}^y$  respectivamente. Por su parte, los haces de entrada al convertidor se les llama *señal digital*. Además, el AOS por utilizar será el descrito en la sección III.4 y de ahora en adelante cada vez que en este texto se haga referencia a un AOS se estará refiriéndose a éste amplificador en particular.

Ahora bien, para determinar el estado de polarización del haz CW a la salida del AOS se deben conocer la potencia y la fase de sus componentes ortogonales. Asimismo, para determinar el cambio en el estado de polarización que sufre el haz CW a la salida

del AOS como consecuencia de una variación en la combinación digital de las señales de entrada, es necesario estimar el desplazamiento angular  $\Theta$ , en la esfera de Poincaré, que se produce. Para poder realizar estas tareas, primero se considerará que el haz CW a la entrada del AOS posee una potencia tan débil, en comparación con la que tienen las señales digitales de entrada, que perturba insignificamente a la densidad y a la energía de los portadores. Es decir se asumirá que el haz CW no cambia las propiedades ópticas de la región activa del AOS. Por otra parte, el haz CW es introducido dentro del amplificador con una polarización lineal inclinada 45 grados, respecto al eje  $x$  (ver figura 14), para exacerbar el efecto de la birrefringencia inducida. Como consecuencia de lo anterior, las señales digitales de entrada puedan producir la XPolM y/o el cambio en el estado de polarización más fuerte posible en el haz CW, a la salida del AOS.

Tal y como se estableció en la sección III.6.2, las amplitudes de cada componente del campo eléctrico del haz CW, a la salida del AOS, están dictadas por las ecuaciones 11 y 12.

$$E_{cw}^x = E_{cw}^x(z_9^+)e^{(\Gamma_{xg}(N,\omega_{cw}))\Delta z}, \quad (11) \quad E_{cw}^y = E_{cw}^y(z_9^+)e^{(\Gamma_{yg}(N,\omega_{cw}))\Delta z}, \quad (12)$$

siendo  $E_{cw}^x(z_9^+)$  y  $E_{cw}^y(z_9^+)$  la componente del haz CW paralela al eje  $x$  e  $y$ , respectivamente, en la entrada de la última sección del AOS.

En otro orden de ideas, la diferencia de fase ( $\Delta\theta$ ) que experimentan las componentes del haz CW, a la salida del AOS, se calcula sumando la diferencia de fase que las componentes experimentan en cada una de las secciones del amplificador. Este parámetro se calcula a partir de la birrefringencia del AOS, a su vez esta última se compone de una parte perturbada y otra no perturbada, tal y como se explicó en la sección III.6.2. Entonces para calcular la diferencia de fase de las componentes se empleará la ecuación

siguiente:

$$\Delta\theta = \sum_{m=1}^{10} \Delta\theta_m, \quad \text{donde:}$$

$$\Delta\theta_m = \frac{2\pi\Delta z}{\lambda_{cw}} \left[ (\eta_{eff,m}^y - \eta_{eff,m}^x)_p - (\eta_{eff,m}^y - \eta_{eff,m}^x)_{np} \right]. \quad (13)$$

En la ecuación anterior  $\eta_{eff,m}^{y,x}$  es el índice de refracción efectivo asociados a los modos TM ( $y$ ) y TE ( $x$ ) con que se propagan las componentes del haz CW en la sección  $m$  del AOS, los subíndices  $p$  y  $np$  se refieren a los índices efectivos correspondientes perturbado y no perturbado respectivamente.

Una vez que se conoce la amplitud y la diferencia de fase que experimentan las componentes del haz CW, se pueden calcular los parámetros de Stokes, como se indicó en la sección III.6.3, y representarlos como un punto sobre la esfera de Poincaré. Con todo esto, será factible estimar teóricamente la distancia angular ( $\Theta$ ) que existe entre el Estado de Polarización de Referencia (EPR), explicado en la sección II.3.2, y el estado de polarización que es inducido al haz CW por una combinación digital de entrada particular. Conociendo este ángulo, inducido por la XPolM, y la amplitud de las componentes ortogonales del haz CW, gobernada por la emisión estimulada y la XGM, será predicha la potencia que el haz CW tendrá después de salir del AOS y pasar por un polarizador lineal.

### IV.3 Interacción luz-materia

Para comenzar, es necesario puntualizar que debido a que el semiconductor de la región activa del AOS es intrínseco, entonces las transiciones inter-banda que sufren los electrones se efectúan con conservación de su momento (transiciones verticales). Es decir que un electrón que posee una cierta energía, representada en una banda, sólo puede



adquirir una energía particular que está representada en la otra banda. Esta característica permite modelar a la región activa del AOS como un conjunto de sistemas electrónicos de dos niveles. Así, el problema de la interacción de la luz con el AOS puede plantearse en términos de la acción recíproca de fotones con un conjunto de sistemas electrónicos de dos niveles (Shimoda, 1984; Sargent *et al.*, 1974; Weissbluth, 1989).

En principio, la polarización macroscópica que un campo eléctrico desencadena dentro del AOS puede obtenerse a partir de todas las funciones de onda de los sistemas electrónicos de dos niveles que conforman a la región activa del amplificador. Para tal efecto, primero se considera que el campo eléctrico del haz que interactúa con el medio semiconductor produce que sus electrones se desplacen de manera periódica a la frecuencia óptica de dicho campo. Este desplazamiento provoca que cada electrón concernido se aleje y se acerque de su átomo, generándose un momento dipolar, definido por las funciones de onda asociadas con la probabilidad de que el electrón se encuentre en el punto  $(x, y, z)$  en el instante de tiempo “ $t$ ” (Weissbluth, 1989).

Ahora bien, para calcular la polarización macroscópica se utiliza el formalismo semi-clásico de la matriz de densidad, mediante el cual, es posible sumar todos los momentos dipolares de los electrones de la región activa del AOS. El total de esta suma dividida entre el volumen de la región activa es en efecto la polarización macroscópica que uno o varios haces inducen en el medio semiconductor. No obstante, la descripción anterior no toma en cuenta la interacción que existe entre los sistemas electrónicos. Para incluir este fenómeno es necesario que las funciones de onda, antes descritas, consideren el efecto de las colisiones portador-portador y portador-fonón. Debido a la aleatoriedad de estos procesos, éstos generalmente se incluyen de forma fenomenológica dentro del formalismo de la matriz de densidad, lo que deriva a una matriz de densidad

promedio mediante la cual es posible determinar los momentos dipolares y por tanto la polarización macroscópica (Tavis, 1983; Içsevgi y W. E. Lamb, 1969; Uskov *et al.*, 1994).

### IV.3.1 Momento dipolar de un sistema atómico de dos niveles

Suponga que el electrón de un sistema de dos niveles del conjunto de éstos, puede ocupar uno de dos estados cuánticos descritos por las funciones de onda  $\psi_1(\vec{r}, t)$  o  $\psi_2(\vec{r}, t)$ . Además suponga que la energía propia de estos estados cuánticos es  $E_1$  y  $E_2$  ( $> E_1$ ) respectivamente, y que se cumple que  $E_2 - E_1 = \hbar\omega_0$ , donde  $\omega_0$  es la frecuencia del campo eléctrico que interactuará con el sistema de dos niveles. Si  $a_1$  y  $a_2$  representan la amplitud de probabilidad de que el sistema se encuentre en el estado representado por  $\psi_1(r, t)$  o  $\psi_2(r, t)$ , entonces el sistema de dos niveles puede ser descrito por medio de la función de onda dada por la ecuación 14 (Shimoda, 1984; Sargent *et al.*, 1974).

$$\psi(\vec{r}, t) = a_1(t)\psi_1(\vec{r}, t) + a_2\psi_2(\vec{r}, t). \quad (14)$$

Suponga ahora que el sistema electrónico es perturbado por un campo eléctrico representado por una onda plana que posee sólo una componente paralela al eje  $x$  (estado de polarización lineal horizontal):  $E(t) = E\cos(\omega_0 t)$ , cuyo Hamiltoniano puede escribirse como  $H(t) = -d_k E(t)$ , donde  $d_k$  es la magnitud del momento dipolar inducido. Al sustituir la función de onda dada por la ecuación 14 en la ecuación de Schrödinger, considerando la perturbación inducida por el campo eléctrico, se obtienen las ecuaciones que describen la evolución de la amplitud de probabilidad de ocupación. A partir de la amplitud de probabilidad se define la matriz de densidad promedio  $\langle \rho \rangle_{av}$  (o simplemente la *matriz de densidad*  $\rho$ ) a través de los productos:

$$\begin{aligned}
\rho_{11} &= a_1 a_1^* & \rho_{12} &= a_1 a_2 \\
\rho_{21} &= a_2 a_1 = \rho_{12}^* & \rho_{22} &= a_2 a_2^*
\end{aligned}
\quad \langle \rho \rangle_{av} = \rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix}$$

Los elementos  $\rho_{11}$  y  $\rho_{22}$  representan la probabilidad de que un sistema del conjunto de éstos se encuentre en el estado representado por la función  $\psi_1$  o  $\psi_2$  respectivamente. Por otra parte, los elementos  $\rho_{12}$  y  $\rho_{21}$  son proporcionales al momento dipolar complejo. Las ecuaciones de evolución de los elementos de la matriz de densidad están dadas por las expresiones 15, 16, 17 y 18 (Shimoda, 1984; Sargent *et al.*, 1974).

$$\dot{\rho}_{11} = \frac{i}{\hbar}(\rho_{12}\mathcal{H}_{21} - c.c.). \quad (15) \quad \dot{\rho}_{21} = \rho_{12}^*. \quad (17)$$

$$\dot{\rho}_{12} = i\omega_0\rho_{12} - \frac{i}{\hbar}(\rho_{22} - \rho_{11})\mathcal{H}_{12}. \quad (16) \quad \dot{\rho}_{22} = \frac{i}{\hbar}(\rho_{12}\mathcal{H}_{21} - c.c.). \quad (18)$$

Las siglas *c.c* significan *complejo conjugado*, a su vez el superíndice “\*” indica esta operación matemática. Por otra parte:

$$\mathcal{H}_{12} = -\frac{1}{2}d_k E e^{i\omega t} + c.c., \quad \mathcal{H}_{21} = -\frac{1}{2}d_k^* E e^{i\omega t} + c.c.,$$

no obstante  $d_k = d_k^*$  y está dado por la ecuación 19 (Asada *et al.*, 1984).

$$d_k = \frac{\hbar q^2}{6m_0\varepsilon_k} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{E_g + 2\Delta_0/3}, \quad (19)$$

en esta ecuación  $q$  es la carga del electrón,  $\varepsilon_k$  es el valor de la energía total de la transición electrón-hueco (con vectores de onda  $k$ ),  $m_0$  es la masa del electrón en reposo,  $m_c$  es la masa efectiva de los electrones en la BC y  $\Delta_0$  es la energía de separación espín-orbita.

El valor esperado promedio del operador momento dipolar ( $\langle p(t) \rangle_{prom}$ ) está dado en términos de los elementos de la matriz de densidad por la ecuación 20.

$$\langle p(t) \rangle_{prom} = d_k \rho_{12} + c.c. \quad (20)$$

La polarización ( $P(t)$ ) se calcula sumando los momentos dipolares de todos los sistemas electrónicos que interactúan con el campo eléctrico, como lo indica la ecuación 21.

$$P(t) = \frac{1}{V} \sum_k \langle p_k(t) \rangle_{prom}. \quad (21)$$

Note que para el presente análisis, se consideró que el estado de polarización del campo eléctrico que perturba a la región activa del AOS es lineal horizontal. Una expresión similar a la ecuación 21 se hubiera obtenido si el estado de polarización del campo eléctrico que perturba a la región activa del AOS hubiese sido lineal vertical (paralela al eje  $y$ , ver figura 14). En el caso de nuestro interés, el haz CW es insertado dentro del AOS con una polarización lineal inclinada a 45 grados, en cuyo caso la polarización macroscópica contaría con dos componentes ortogonales (Dorren *et al.*, 2003; Philippe *et al.*, 2008).

La polarización dada por la ecuación 21 representa la respuesta de la región activa únicamente ante el campo eléctrico que la perturba. Sin embargo como se dijo anteriormente, se debe considerar también la interacción de los electrones y huecos que conforman al AOS, esto se hará bajo la aproximación del electrón libre.

### IV.3.2 Ecuaciones de la matriz de densidad

En la descripción y modelado de un dispositivo activo, como el AOS, es indispensable considerar la interacción entre los electrones libres presentes en la región activa así como

la interacción de éstos con los electrones de “alta” energía aportados por la corriente eléctrica. Bajo la aproximación del electrón libre se ignora la interacción coulombiana entre los electrones y se considera que la acción recíproca entre éstos se da en forma de colisiones elásticas. Estas colisiones son procesos intra-banda que a diferencia de los conocidos procesos inter-banda, como la emisión espontánea, la emisión estimulada o la absorción, no cambian la densidad de portadores en las bandas sino que únicamente redistribuyen la densidad de energía de éstos en la banda correspondiente.

El modelo teórico empleado en este trabajo de tesis considera los procesos típicos inter-banda e incorpora términos algebraicos a las ecuaciones proporcionadas por el formalismo de la matriz de densidad (que se explicó en la sección IV.3.1) que describen fenomenológicamente los procesos intra-banda. El modelo desarrollado en este trabajo adopta las ecuaciones 22, 23, 24, 25 propuestas por (Ogasawara y Ito, 1988) que complementan las ecuaciones enunciadas 15, 16, 17 y 18 respectivamente.

$$\dot{\rho}_{c,k}(t) = -\frac{\rho_{c,k}(t) - f_{c,k}(t)}{\tau_1} - \frac{\rho_{c,k}(t) - f_{c,k}^L(t)}{\tau_{hc}} - \frac{\rho_{c,k}(t) - f_{c,k}^{eq}(t)}{\tau_s} - \frac{i}{\hbar} [d_k^* \rho_{cv,k}(t) - d_k \rho_{vc,k}(t)] E_{dig}(z, t) + \Lambda_{c,k}. \quad (22)$$

$$\dot{\rho}_{cv,k}(t) = \left( -i\omega_k - \frac{1}{\tau_2} \right) \rho_{cv,k}(t) - \frac{i}{\hbar} d_k [\rho_{c,k}(t) - \rho_{v,k}(t) - 1] E_{dig}(z, t). \quad (23)$$

$$\rho_{vc,k} = \rho_{cv,k}^*. \quad (24)$$

$$\dot{\rho}_{v,k}(t) = -\frac{\rho_{v,k}(t) - f_{v,k}(t)}{\tau_2} - \frac{\rho_{v,k}(t) - f_{v,k}^L(t)}{\tau_{hv}} - \frac{\rho_{v,k}(t) - f_{v,k}^{eq}(t)}{\tau_s} - \frac{i}{\hbar} [d_k^* \rho_{cv,k}(t) - d_k \rho_{vc,k}(t)] E_{dig}(z, t) + \Lambda_{v,k}. \quad (25)$$

De acuerdo a lo establecido en la sección IV.3.1 el término  $\rho_{c,k}(t)$  ( $\rho_{v,k}(t)$ ), dado por la ecuación 22 (25), proporciona la probabilidad de que un electrón (hueco) posea el vector de onda de magnitud  $k$ . La ecuación 22 (25) establece la evolución del valor de la probabilidad de ocupación de un estado de energía en la BC (BV). Para describirla se toman en cuenta los procesos inter e intra banda referidos en párrafos anteriores.

Por medio del primer término del lado derecho de la igualdad 22 (25) se consideran las colisiones electrón-electrón (hueco-hueco) cuyo efecto es establecer la condición de cuasi-equilibrio termodinámico entre éstos; las colisiones electrón-electrón (hueco-hueco) ocurren en un tiempo promedio  $\tau_1$  ( $\tau_2$ ) seg. A su vez, por medio del segundo término del lado derecho de la ecuación 22 (25) se considera las colisiones electrón-fonón (hueco-fonón) cuyo efecto es establecer el equilibrio termodinámico entre los electrones (huecos) y la red cristalina (que se encuentra a temperatura  $T_L$ ); estas colisiones ocurren en un tiempo promedio  $\tau_{hl}$  seg. Por su parte, el tercer término del lado derecho de 22 (25) toma en cuenta el efecto de la emisión espontánea de fotones, el cual consiste en establecer la condición de equilibrio termodinámico que se obtiene cuando el semiconductor no es perturbado con una corriente eléctrica y/o con un campo eléctrico; la emisión espontánea ocurre en un tiempo promedio dado por el tiempo de vida de los portadores,  $\tau_s$  seg. El otro proceso inter-banda, la emisión estimulada de fotones, también modifica la probabilidad de ocupación de un estado de energía por un electrón (hueco) en la BC (BV) y se considera por medio del cuarto término del lado derecho de la ecuación 22 (25); este término depende explícitamente de la variable  $E_{dig}(z, t)$  que no es otra cosa sino el campo eléctrico de la señal digital de entrada al CDA. Finalmente, los electrones (huecos) suministrados a la región activa por medio de la corriente eléctrica también modifican la variable  $\rho_{c,k}(t)$  ( $\rho_{v,k}(t)$ ) y son considerados por medio

del último término del lado derecho de la ecuación 22 (25).

En las ecuaciones 22 y 25, las funciones  $f_{l,k}$ ,  $f_{l,k}^L$ ,  $f_{l,k}^{eq}$  representan las funciones de distribución de Fermi-Dirac en cuasi-equilibrio a la temperatura de los portadores ( $T_l$ ), a la temperatura de la red ( $T_L$ ) y en ausencia de toda perturbación respectivamente. El subíndice  $l = c (v)$  indica que se trata de la función de distribución de los electrones (huecos) en la BC (BV). En lo sucesivo el subíndice “ $l$ ” será extensivo a cualquier otra variable y también hará referencia a dicha variable en la BC ( $c$ ) o BV ( $v$ ). El subíndice  $k$  indica que la relación entre la energía del electrón (hueco) que aparece en la función de distribución y su vector de onda es aquella proporcionada por la ecuación 2. La función de distribución de Fermi-Dirac (o simplemente *función de distribución*) está dada por la ecuación 26.

$$f_{l,k} = \frac{1}{1 + e^{\frac{\varepsilon_{l,k} - E_{f,l}}{KT_l}}}. \quad (26)$$

Donde  $\varepsilon_{l,k}$  es la energía de los electrones (huecos) cuya magnitud de su vector de onda es  $k$ ,  $K$  es la constante de Boltzman,  $T_l$  es la temperatura de los electrones (huecos). Por su parte, el cuasi-nivel de Fermí en la BC o BV ( $E_{f,l}$ ) puede determinarse a partir de la densidad de portadores ( $N$ ) y temperatura de portadores ( $T_l$ ) como se expresa por medio de la ecuación 27 (Agrawal y Dutta, 1986).

$$\frac{E_{f,l}}{KT_l} = \ln \left( \frac{N}{N_l} \right) + \sum_{j=1}^4 C_j \left( \frac{N}{N_l} \right)^j, \quad (27)$$

a su vez:

$$N_c = 2(2\pi m_c KT_c/h^2)^{3/2}, \quad N_v = 2(2\pi KT_v/h^2)^{3/2}(m_{lh}^{3/2} + m_{hh}^{3/2}),$$

son las densidades efectivas de estados en la BC y BV respectivamente;  $m_{lh}$  y  $m_{hh}$  son las masas efectivas de huecos ligeros y pesados. Debido a que la función de distribución

depende de la densidad de portadores, entonces esta función depende implícitamente de la posición del AOS en que se calcule.

A partir de las variables  $\rho_{c,k}(t)$ ,  $\rho_{v,k}(t)$ ,  $\rho_{cv,k}(t)$  y  $\rho_{vc,k}(t)$  se definen la densidad de portadores y la densidad de energía de portadores como se verá a continuación.

### IV.3.3 Ecuaciones de razón de cambio de la densidad de portadores y densidad de energía de los portadores

En el contexto de los modelos teóricos semi-clásicos que permiten explicar y predecir el comportamiento de los AOSs bajo condiciones específicas de operación, se emplean dos parámetros en función de los cuales se expresa la polarización: la densidad de portadores y la densidad de energía de los portadores. Las evoluciones en el tiempo de estos parámetros son calculadas en este trabajo, para el AOS bajo estudio, a través de un par de ecuaciones diferenciales que no dependen de la distancia. Por tal motivo, estas ecuaciones se tienen que resolver en cada una de las  $m$  secciones virtuales en las que el AOS se ha dividido. Consecuentemente, todas las variables que dependen de la densidad de portadores y de la densidad energía de los portadores serán calculadas en cada una de las secciones virtuales del AOS y serán acompañadas del subíndice  $m$ .

La *densidad de portadores* se define como el número de electrones (o huecos) por unidad de volumen cuya energía se representa en la banda de conducción. A su vez, la *densidad de energía* de los portadores es la energía acumulada de todos los portadores de la banda de conducción (o de valencia) dividida entre el volumen de la región activa. El volumen de la región activa se denota por la variable  $\mathcal{V}$  y el volumen de las secciones virtuales con la letra “V” ( $=\mathcal{V}/10$ ). La densidad de electrones, representada por la letra  $N$ , es idéntica a la densidad de huecos cuya energía se representa en la banda de



valencia. Por esta razón y por simplicidad, en las secciones posteriores sólo se presentan las ecuaciones para el parámetro  $N$ . La densidad de portadores en la sección  $m$  del AOS se determina contando todos los estados electrónicos ocupados en la banda de conducción (o de valencia) por unidad de volumen, como lo indica la ecuación 28 donde la sumatoria se efectúa desde el vector de onda que corresponde a la energía del *gap* hasta aquel que corresponde a una energía infinita.

$$N_m(t) = \frac{1}{V} \sum_k \rho_{c,k}(t), \quad (28)$$

La densidad de energía de los portadores en su respectiva banda, denotada por la letra  $U_l$ , en la sección  $m$  del AOS, se calcula de manera análoga a  $N_m$ . Ésto es, se suma la energía de todos los estados ocupados desde aquél asociado al vector de onda relacionado con la energía del *gap* hasta aquel que corresponde a una energía infinita y se divide entre el volumen de la sección  $m$ . Lo anterior se expresa por medio de la ecuación 29.

$$U_{l,m}(t) = \frac{1}{V} \sum_k \varepsilon_{l,k} \rho_{l,k}(t). \quad (29)$$

Debido a que para calcular la densidad de portadores lo importante es determinar el número de éstos en la banda de conducción o de valencia, es posible omitir el efecto de los fenómenos intra-banda, los cuales modifican la energía de los portadores pero no su densidad. Así, en el cálculo de la densidad de portadores en la banda de conducción o de valencia se puede utilizar, para calcular la probabilidad de ocupación de los estados cuánticos, la distribución de Fermi-Dirac, la cual efectivamente, no toma en cuenta los fenómenos intra-banda. Utilizando esta distribución, a la temperatura de los portadores o a la de la red cristalina, se puede estimar el número de estados cuánticos ocupados

y por tanto la densidad de portadores en la banda de conducción, la cual puede ser expresada como:

$$N_m(t) \approx \frac{1}{V} \sum_k f_{c,k}(t) \approx \frac{1}{V} \sum_k f_{c,k}^L(t). \quad (30)$$

Al sustituir la ecuación 22 en la ecuación 28 y considerar la ecuación 30 se obtiene la ecuación de la evolución de la densidad de portadores dada por la ecuación 31.

$$\frac{dN_m(t)}{dt} = \frac{I_m}{qV} - R(N_m) - \frac{i}{\hbar} \frac{1}{V} \sum_k d_k [\rho_{cv,k}(t) - \rho_{vc,k}(t)] E_{dig,m}(z, t). \quad (31)$$

En esta ecuación se ha redefinido el tiempo de vida de los portadores ( $\tau_s$ ) en términos del polinomio  $R(N_m) = AN_m + BN_m^2 + CN_m^3$ , el cual considera además de emisión espontánea procesos no radiativos<sup>1</sup>. Se define la magnitud de la corriente eléctrica en la sección  $m$  como  $I_m = q \sum_k \Lambda_{x,k}/10$  y se asume que la densidad de portadores en ausencia de corriente eléctrica es cero.

Ahora con relación a la densidad de energía de los portadores, al sustituir la ecuación 22 en la ecuación 29 se obtiene la ecuación que describe la evolución de la densidad de la energía de los portadores expresada por medio de la ecuación 32.

$$\begin{aligned} \frac{dU_{l,m}}{dt} = \langle \varepsilon_x^p \rangle \frac{I_m}{qV} - \frac{U_{l,m}}{\tau_s} - \frac{U_{l,m} - U_{l,m}^L}{\tau_{hl}} + K_l \langle |E_{dig,m}(z, t)|^2 \rangle - \\ \frac{i}{\hbar} \frac{1}{V} \sum_k \varepsilon_{l,k} d_k [\rho_{cv,k}(t) - \rho_{vc,k}(t)] E_{dig,m}(z, t). \end{aligned} \quad (32)$$

En la ecuación 32 se ha incluido de manera fenomenológica la *absorción de portadores libres* por medio del término  $K_l \langle |E_{dig,m}(z, t)|^2 \rangle$ . Al mismo tiempo se define la *energía promedio de los portadores inyectados* ( $\langle \varepsilon_l^p \rangle$ ) como:  $(q/I_m) \sum_k \varepsilon_{l,k} \Lambda_{l,k}$ .

---

<sup>1</sup>Procesos que ocurren espontáneamente y que merman la densidad de portadores pero que no emiten fotones

Dado que las colisiones portador-portador no cambian la energía total de los portadores es posible relacionar este parámetro con la función de distribución como lo indica la ecuación 33.

$$U_{l,m}(t) = \frac{1}{V} \sum_k \varepsilon_{l,k} \rho_{l,k}(t) = \frac{1}{V} \sum_k \varepsilon_{l,k} f_{l,k}(t). \quad (33)$$

Ahora bien, note que en las ecuaciones 31 y 32 aparece explícitamente la amplitud del campo eléctrico en la sección  $m$  del AOS ( $E_{dig,m}(z, t)$ ). En el caso de este trabajo de tesis, este campo eléctrico corresponde a los campos eléctricos de las señales digitales de entrada, por lo que el valor de la densidad de portadores y la densidad de energía de los portadores dependen de la combinación particular que presenten estas señales.

#### IV.3.4 Campo eléctrico y polarización

Debido al fenómeno FWM, expuesto en la sección III.6.1, la interacción de los tres haces que forman la señal digital en la región activa del AOS induce la generación de armónicos que se propagan en conjunto con los primeros. Si la frecuencia angular de los campos eléctricos que representan a la señal digital de entrada guardan la relación  $\omega_2 < \omega_1 < \omega_0$  (donde  $\omega_2$  está asociada al haz D2,  $\omega_1$  al haz D1, etc.), entonces la frecuencia de dos de los armónicos de primer orden inducidos son menores que  $\omega_0$  y el resto son mayores que  $\omega_2$  (Agrawal y Habbab, 1990) (ver figura 27). A fin de simplificar el análisis teórico, se asume que la separación en frecuencia ( $\Omega$ ) que hay entre dos señales digitales de entrada contiguas es  $\Omega = \omega_3 - \omega_2 = \omega_2 - \omega_1 = \omega_1 - \omega_0$ .

Dado que los armónicos inducidos se propagarán junto con las señales digitales de entrada, el campo eléctrico total que se propaga por el AOS (en la  $m$ -ésima sección) se representa como lo expresa la ecuación 34 (se recalca que el estado de polarización de

estos campos es lineal y paralela al eje  $x$  de la figura 14).

$$E_m(z, t) = \sum_{j=0}^6 E_{mj}(z) e^{-i\omega_j t}. \quad (34)$$

A su vez, el campo eléctrico total induce una polarización que posee el mismo contenido espectral, como lo indica la ecuación siguiente:

$$P_m(z, t) = \sum_{j=0}^6 P_{mj}(z) e^{-i\omega_j t}. \quad (35)$$

Por otra parte la polarización macroscópica puede ser calculada, como fue establecido en la sección IV.3.1 por medio de la ecuación 21. Para ello es necesario determinar los elementos  $\rho_{cv,k}$  y  $\rho_{vc,k}$ . Las ecuaciones que representen a estos elementos deberán contener términos que puedan ser asociados al campo eléctrico que se está considerando, por lo que se propone que tengan la forma algebraica expresada por la ecuación 36.

$$\rho_{cv,k} = \sum_{j=0}^6 \sigma_j e^{-i\omega_j t}. \quad (36)$$

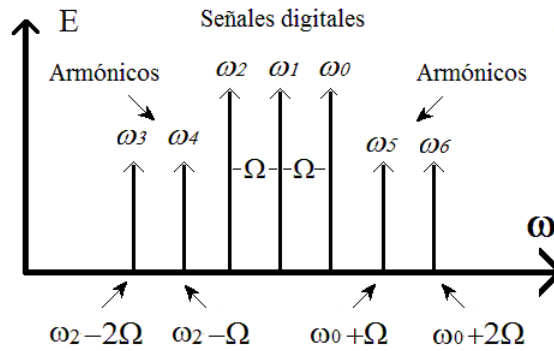


Figura 27. Representación en el dominio de la frecuencia de los haces que se propagan por el AOS

Ademas, dado que se requiere conocer los elementos  $\rho_c$  y  $\rho_v$  se propone que éstos sean de la forma expuesta en la ecuación 37, la cual está compuesta de una parte constante y una que varía en el tiempo. Por medio de la primera parte se considera el efecto de la intensidad de las señales digitales de entrada, mientras que la segunda parte toma en cuenta el batimiento de dichas señales sobre los parámetros antes mencionados.

$$\rho_{l,k} = \bar{\rho}_{l,k} + \sum_{s=1}^2 \tilde{\rho}_{l,k} e^{-is\Omega t} + c.c. \quad (37)$$

En las ecuaciones 36 y 37 las letras griegas  $\sigma_j$ ,  $\bar{\rho}_{j,k}$  y  $\tilde{\rho}_{l,j}$  son parámetros que se determinan al sustituir las ecuaciones 36 y 37 en conjunto con la ecuación del campo eléctrico (ecuación 34) en las ecuaciones 23 y 22. Primero se agrupan términos con la misma dependencia temporal y se ignoran todos aquellos diferentes a  $\omega_0, \omega_1, \dots, \omega_6$ . Al mismo tiempo se asocian términos de tal manera que  $\sigma_j$  dependa únicamente de  $\bar{\rho}_{l,k}$  y  $\tilde{\rho}_{l,k}$ . El resultado de las operaciones anteriores son las ecuaciones 38-44. En éstas,  $A = \bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k}$  se interpreta como un *factor de inversión de población estacionario* y el parámetro  $B_s = (\tilde{\rho}_{c,k} + \tilde{\rho}_{v,k})_s$  como un *factor de inversión de población oscilatorio* ( $s = 1, 2$ ).

$$\sigma_3 = AE_3 + B_1^* E_4. \quad (38)$$

$$\sigma_4 = B_1 E_3 + AE_4 + B_2^* E_1. \quad (39)$$

$$\sigma_5 = B_2 E_2 + AE_5 + B_1^* E_6. \quad (40)$$

$$\sigma_6 = B_1 E_5 + AE_6. \quad (41)$$

$$\sigma_0 = AE_0. \quad (42)$$

$$\sigma_1 = AE_1. \quad (43)$$

$$\sigma_2 = AE_2. \quad (44)$$

Una vez que se determinan los parámetros  $\sigma_j$  se calcula la polarización macroscópica como establece la ecuación 21. Al comparar este resultado con la ecuación 35 se obtiene la ecuación 45 que determina la polarización macroscópica a la frecuencia  $\omega_j$  ( $j = 0, 1 \dots 6$ ).

$$P_{mj} = \frac{1}{V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} \hat{\chi}(\omega_j) \sigma_j, \quad (45)$$

en esta ecuación  $\hat{\chi}_k(\omega_j) = (\omega_j - \omega_k + i\tau_2^{-1})^{-1}$ , siendo  $\omega_k = \varepsilon_k/\hbar$ .

Para deteminar los factores de inversión de población, y así poder calcular la polarización, se calcula la suma  $(\rho_{c,k} + \rho_{v,k})$  empleando la ecuación 37 y las ecuaciones de la matriz de densidad 22 y 25. Por otra parte, la variable  $\rho_{c,k}(t)$  ( $\rho_{v,k}(t)$ ) se expresa como la función de distribución de Fermí-Dirac a la temperatura de los portadores y a la temperatura de la red cristalina. Sin embargo el batimiento de las señales digitales de entrada produce que la función de distribución se vea perturbada y fluctúe en el tiempo. Es decir, el valor final de la distribución se aleja de su valor estacionario de forma periódica por el efecto del batimiento sobre la densidad de portadores y la energía de éstos (Uskov *et al.*, 1994). Tal situación puede ser representada usando un desarrollo de Taylor de primer orden con respecto a la densidad de portadores y a la temperatura de éstos como se puede constatar en las ecuaciones 46 y 47.

$$f_{l,k} = \bar{f}_{l,k} + \frac{\partial f_{l,k}}{\partial N_m} \sum_{s=1}^2 \left[ \Delta \tilde{N}_{mj}(e^{-\imath s \Omega t} + cc) \right] + \frac{\partial f_{l,k}}{\partial T_{m,l}} \sum_{s=1}^2 \left[ \Delta \tilde{T}_{mlj}(e^{-\imath s \Omega t} + cc) \right] \quad (46)$$

$$f_{l,k}^L = \bar{f}_{l,k}^L + \frac{\partial f_{l,k}^L}{\partial N_m} \sum_{s=1}^2 \left[ \Delta \tilde{N}_m(e^{-\imath s \Omega t} + cc) \right] \quad (47)$$

Después de identificar y agrupar términos con la misma dependencia temporal y los constantes, se obtiene la expresión de los factores de inversión de población en estado estacionario y dinámico, mismos que están dados por las ecuaciones 48 y 49 respectivamente.

$$\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1 = \left\{ (\bar{f}_{c,k} + \bar{f}_{v,k} - 1) + 4\tau_1 \frac{d_k^2}{\hbar^2} \left[ \Im[\widehat{\chi}_2 E_1 E_2^* B_1] - \Im[\widehat{\chi}_1^* E_2^* E_1 B_1] + \Im[\widehat{\chi}_1 E_4 E_1^* B_2] - \Im[\widehat{\chi}_2^* E_5^* E_2 B_2] \right] \right\} \times \left\{ 1 + 16\tau_1 \frac{d_k^2}{\hbar^2} |E_0|^2 \Im(\widehat{\chi}_k(\omega_0)) \right\}. \quad (48)$$

$$B_s = (\tilde{\rho}_{c,k} + \tilde{\rho}_{v,k})_s = \frac{1}{1 - \imath s \Omega \tau_1} \left( \frac{\partial f_{c,k}}{\partial N_m} + \frac{\partial f_{v,k}}{\partial N_m} \right) \Delta \tilde{N}_m, \quad s = 1, 2. \quad (49)$$

Las ecuaciones 48 y 49 dependen de la función de distribución de Fermí-Dirac donde la parte estacionaria, se expresa por medio de la ecuación 26. Así mismo, en estas ecuaciones y en lo consecutivo el simbolo  $\Im$  significa “la parte imaginaria de”.

### IV.3.5 Soluciones de las ecuaciones de evolución

Para determinar la densidad de portadores es necesario resolver la ecuación 31 por lo que se propone como solución la ecuación 50, la cual contiene dos términos. El término que no depende del tiempo es asociado al valor promedio de este parámetro mientras que la parte con dependencia temporal es asociada al efecto del batimiento que desencadena al fenómeno de la FWM.

$$N_m = \bar{N}_m + \sum_{s=1}^2 \Delta \tilde{N}_{mj} e^{-\imath s \Omega t} + c.c. \quad (50)$$

Para determinar la temperatura de los portadores, se recurre a la relación entre la densidad de energía y la función de distribución de Fermí-Dirac establecida por la ecuación 33. Lo anterior conlleva a expresar la densidad de energía como una función de la densidad y temperatura de los portadores ( $U_l(N, T_l)$ ) por lo tanto es posible replantear la ecuación 32 como:

$$\frac{dU_{l,m}}{dt} = \frac{\partial U_{l,m}}{\partial N_m} \frac{dN_m}{dt} + \frac{\partial U_{l,m}}{\partial T_l} \frac{dT_l}{dt}. \quad (51)$$

Por otra parte, se propone como solución a la ecuación de la evolución de la densidad de energía de los portadores la ecuación 52. Además se propone que la temperatura de los portadores se comporte de forma similar a la densidad de portadores, es decir que posea una componente estacionaria y una componente que varíe en el tiempo a la frecuencia de batimiento  $\Omega$  como se expresa por medio de la ecuación 53.

$$U_{l,m} = \bar{U}_{ml} + \mu_l \left( \sum_{s=1}^2 \Delta \tilde{N}_{mj} e^{-is\Omega t} + c.c. \right) + h_l \left( \sum_{s=1}^2 \Delta \tilde{T}_{lj} e^{-is\Omega t} + c.c. \right) \quad (52)$$

$$T_l = \bar{T}_{l,m} + \sum_{s=1}^2 \Delta \tilde{T}_{l,s} e^{-is\Omega t} + c.c. \quad (53)$$

Al sustituir las ecuaciones 50, 52 y 53 en las ecuaciones 31 y 32, es posible determinar los valores estacionarios y la amplitud de la parte oscilatoria de las densidades de portadores y de la temperatura de los portadores dadas por las ecuaciones 54-58. Para el caso de la temperatura estacionaria se asume que ésta se encuentra en equilibrio térmico con la red (esto es,  $T_l = T_L$ <sup>2</sup>).

$$\bar{N}_m = N_0 + \frac{2\tau_s \epsilon_0}{\hbar} \left[ 4|E_0|^2 \Im[\bar{\chi}] + \Im[E_1 E_2^* \tilde{\chi}_{m11}] - \Im[E_1 E_2^* \tilde{\chi}_{m12}] + \right. \\ \left. \Im[E_4 E_1^* \tilde{\chi}_{m21}] - \Im[E_5^* E_2 \tilde{\chi}_{m22}] \right] \quad (54)$$

$$\Delta \tilde{N}_1 = \frac{2\tau_R}{1 - i\Omega\tau_R} \frac{\epsilon_0}{\hbar} \Im(\bar{\chi}(\omega_0)) (E_4 E_3^* + E_2 E_1^* + E_6 E_5^*) \quad (55)$$

---

<sup>2</sup>La temperatura del AOS se mantiene constante ( $T_L$ ) por medio de un dispositivo peltier, se asume que ésta es la temperatura de la red



$$\Delta\tilde{N}_2 = \frac{2\tau_R}{1 - i2\Omega\tau_R} \frac{\epsilon_0}{\hbar} \Im(\bar{\chi}(\omega_0))(E_1E_4^* + E_5E_2^*). \quad (56)$$

$$\Delta T_{l1} = -\frac{\tau_{hx}}{-i\Omega + 1} h_l^{-1} [g(\omega_3)(\epsilon_{l0} - \mu_l) - \sigma_l \bar{N} \hbar \omega_3] \times \frac{2\epsilon_0 c \eta}{\hbar \omega_0} (E_4E_3^* + E_2E_1^* + E_6E_5^*). \quad (57)$$

$$\Delta T_{l2} = -\frac{\tau_{hl}}{-i2\Omega + 1} h_l^{-1} [g(\omega_3)(\epsilon_{l0} - \mu_l) - \sigma_l \bar{N} \hbar \omega_3] \times \frac{2\epsilon_0 c \eta}{\hbar \omega_3} (E_1E_4^* + E_5E_2^*). \quad (58)$$

### IV.3.6 Evolución de la amplitud del campo eléctrico

Ahora bien para completar el modelo teórico que explica y predice el comportamiento del CDA en estado estacionario, en los siguientes párrafos se explica cómo se determina la amplitud de cada una de las componentes que forman a los campos eléctricos de las señales digitales de entrada y los armónicos de modulación que éstas crean por sus batimiento.

Naturalmente, se recurre a las ecuaciones de Maxwell para determinar la evolución de la amplitud de las componentes de los campos eléctricos antes mencionados, en particular se emplea la ecuación de onda 59 que liga el campo eléctrico con la polarización macroscópica ( $\vec{P}(z, t)$ ).

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} + \frac{1}{c^2 \epsilon_0} \frac{\partial^2 \vec{P}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}. \quad (59)$$

En este trabajo de tesis se asume que la distribución transversal de los campos eléctricos de las señales no tiene efectos importantes en la evolución de este parámetro a lo largo de la guía de onda. Entonces, al sustituir la ecuación 34 y 35 en la ecuación

de onda y luego de considerar la aproximación de la envolvente que varía lentamente en el tiempo, se obtiene el conjunto de ecuaciones que describen la evolución de cada componente de los campos eléctricos de interés en función de la polarización macroscópica correspondiente. La envolvente que varía lentamente,  $\mathcal{A}_l(z) = e^{ik_l z} E_l(z)$ , obedece la ecuación diferencial siguiente ( $j = 0, 1 \dots 6$ ):

$$\frac{d\mathcal{A}_{mj}(z)}{dz} = \frac{i\omega_j}{2\varepsilon_0 c \eta} \Gamma_x P_{mj} e^{-ik_j z}, \quad (60)$$

donde las componentes de la polarización,  $P_{mj}$ , están dados por la ecuación 45.

Para finalizar esta sección se planteará la ecuación por medio de la cual se determina la susceptibilidad de la región activa del AOS. Para ello se efectúan dos hipótesis que desde un punto de vista cuantitativo son razonables. Por una parte se da por hecho que la potencia del campo eléctrico de las señales digitales de entrada es mayor que la potencia del campo eléctrico de los armónicos inducidos. Por otro lado se asume que la potencia de las señales digitales de entrada es la misma. Bajo estas consideraciones y dado que la polarización es proporcional al campo eléctrico, es decir  $P = \chi E$ , entonces de la ecuación 45 (y  $\sigma_{3,4,5,6}$ ) se infiere que la susceptibilidad de la región activa está dada por la ecuación 61.

$$\chi(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0 V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} A \hat{\chi}_k(\omega). \quad (61)$$

Note que la susceptibilidad depende de muchos parámetros, entre los más importantes se encuentra la densidad, la temperatura de los portadores y la frecuencia de los campos eléctricos que perturban al medio.

Entonces, a partir de la ecuación 61 es posible determinar la ganancia material y el índice de refracción por medio de las ecuaciones 62 y 63 respectivamente.

$$g(\omega) = -\frac{\omega}{c\eta} \Im[\chi(\omega)], \quad (62)$$

$$\eta(\omega) = \eta_0 - \frac{\Re[\chi(\omega)]}{2\eta_0}, \quad (63)$$

en la última ecuación el símbolo  $\Re$  significa “la parte real de”. Aunque solamente se ha escrito explícitamente la dependencia de estas dos variables de la frecuencia del campo eléctrico,  $\omega$ , también dependen de la densidad y temperatura de los portadores a través del factor de inversión de población “A”.

Por medio de la ecuación 62 es posible determinar la amplitud de las componentes del haz CW a la salida del AOS. Sin embargo, para determinar la fase que experimentan sus componentes, y así determinar la intensidad del haz que arroja la salida del CDA, se debe primero conocer la birrefringencia del AOS. Esta importante tarea se realiza en la siguiente sección y para ello se necesitará determinar el índice de refracción de la región activa dado justamente por la ecuación 63.

## IV.4 Metodología empleada para determinar la birrefringencia que exhibe el AOS

Aunque a partir de la susceptibilidad es posible determinar el índice de refracción, en cualquier punto a lo largo de la región activa, esta variable por sí sola no es suficiente para determinar la diferencia de fase que experimentan las componentes del haz CW al propagarse por el AOS. Esto se debe a que el amplificador es una guía de onda en la que parte del campo electromagnético viaja por el núcleo y parte por la envolvente. De manera que para determinar la birrefringencia que exhibe el AOS se adopta la metodología propuesta en la referencia (Maldonado et al., 2008). Esta metodología

consiste en aplicar sistemáticamente el método del índice efectivo que permite calcular la constante de propagación efectiva de los modos transversal eléctrico ( $\beta_{effx}$ ) y transversal magnético ( $\beta_{effy}$ ) de una guía unidimensional y será expuesta en la sección IV.4.3. A partir de los valores de las constantes de propagación efectiva, se determinan los correspondientes índices de refracción efectivos de un material homogéneo hipotético equivalente ( $\eta_{effx}$  y  $\eta_{effy}$  respetivamente). La descripción del método del índice efectivo se realizará en la sección IV.4.2. Antes de explicar el concepto del método de índice efectivo se expone el análisis de la propagación de un campo electromagnético por una guía de onda unidimensional. Las ecuaciones que se deducen de este análisis son empleadas para determinar las constantes de propagación efectivas.

#### IV.4.1 Relaciones de dispersión de una guía de onda unidimensional

Considere una guía de onda unidimensional como la que se esquematiza en la figura 28 por la que se propaga un campo electromagnético a lo largo del eje  $z$ . Asumiendo que el medio es homogéneo, no absorbente, no magnético y libre de perturbaciones, los campos eléctrico y magnético deben ser solución a la ecuación de Helmholtz 64 y 65 respectivamente.

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0. \quad (64)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0. \quad (65)$$

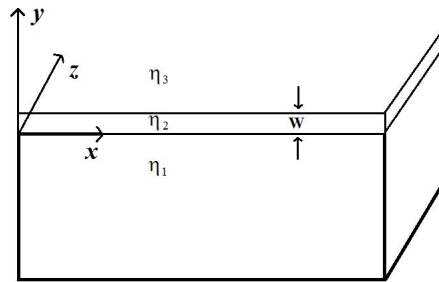


Figura 28. Representación esquemática de una guía de onda unidimensional

En las ecuaciones 64 y 65,  $k = k_0\eta$  es el número de onda en el medio, a su vez  $k_0$  es el número de onda en el vacío y  $\eta$  es el índice de refracción del medio.

Si se considera que los índices de refracción son constantes entonces se cumple que  $\frac{\partial \vec{E}, \vec{H}}{\partial x} = 0$ , por lo que la ecuación de Helmholtz para el campo eléctrico y magnético se transforma en las ecuaciones 66 y 67.

$$\frac{d^2 \vec{E}}{dy^2} + k_0^2(\varepsilon_r - \eta_{eff}^2) \vec{E} = 0. \quad (66)$$

$$\frac{d^2 \vec{H}}{dy^2} + k_0^2(\varepsilon_r - \eta_{eff}^2) \vec{H} = 0. \quad (67)$$

Donde  $\eta_{eff}$  es el *índice de refracción efectivo* y corresponde al índice de refracción de un material homogéneo equivalente donde el campo electromagnético se propagaría con la misma constante de propagación  $\beta = k_0\eta_{eff}$ .

Las ecuaciones 66 y 67 tienen como una solución posible los denominados modos propios transversal eléctrico (TE) y transversal magnético (TM), respectivamente. El modo transversal eléctrico es un campo eléctrico cuya principal característica es que su componente en la dirección de propagación es nula ( $E_z = 0$ ). Similarmente, el modo transversal magnético es un campo magnético en el que su componente en la dirección de propagación es cero ( $H_z = 0$ ). Al proponer una expresión analítica para los modos propios y aplicar las condiciones de frontera que deben satisfacer los campos eléctrico y magnético en la dirección transversal de la guía, se obtienen las ecuaciones que deben describir a las constantes de propagación de estos campos. Dichas ecuaciones son denominadas *relaciones de dispersión*.

Los modos transversal eléctrico y transversal magnético, pueden propagarse por la guía como un *modo guiado* o como un *modo radiado*. Una de las diferencias más importantes entre un modo radiado y un modo guiado es que el perfil espacial de

intensidad del campo electromagnético decae exponencialmente fuera del núcleo para el modo guiado, mientras que para el modo radiado se extiende indefinidamente por la envolvente. Esto significa que el modo radiado transfiere energía, en forma continua, desde el núcleo hacia la envolvente por lo que la intensidad del campo en función de la posición  $z$  decae rápidamente (Marcuse, 1974). En contraste, en el modo guiado, la intensidad del campo en función de la posición  $z$  es constante. La otra diferencia radica en el número de modos en que se propaga el campo electromagnético. Los modos guiados forman un conjunto discreto mientras que los modos radiados un conjunto continuo. Las relaciones de dispersión de los modos guiado y radiado serán utilizadas en la sección IV.4.3 por lo que se enuncian en los siguientes párrafos.

### Modos guiados

La condición indispensable para que un campo electromagnético se propague como un modo guiado es que el índice de refracción del núcleo sea mayor al índice de refracción de la envolvente. Bajo tal escenario consideremos el **modo transversal eléctrico**. En este caso, como la estructura es homogénea en la dirección  $x$ , entonces  $\partial \vec{E} / \partial x = 0$  lo que implica que  $\partial H_x / \partial y = 0$ . Entonces es posible elegir  $H_x = 0$  y en consecuencia puede elegirse  $E_y = 0$ . Por lo tanto, la ecuación 66 se transforma en 68 (Kawano y Kitoh, 2001).

$$\frac{d^2 E_x}{dy^2} + k_0^2 (\epsilon_r - \eta_{eff}^2) E_x = 0. \quad (68)$$

Para esta ecuación se proponen como soluciones las expresiones 69, 70 y 71.

$$E_x(y) = C_1 e^{\gamma_1 y} \quad \gamma_1 = k_0 \sqrt{\eta_{effx}^2 - \eta_1^2} \quad y \leq 0 \quad (69)$$

$$= C_2 \cos(\gamma_2 y + \alpha) \quad \gamma_2 = k_0 \sqrt{\eta_2^2 - \eta_{effx}^2} \quad 0 \leq y \leq W \quad (70)$$

$$= C_3 e^{-\gamma_3(y-W)} \quad \gamma_3 = k_0 \sqrt{\eta_{effx}^2 - \eta_3^2} \quad y \geq W. \quad (71)$$

Ahora bien, para determinar las constantes  $C_l$  se aplican las condiciones de frontera de los campos. De manera que al plantear las soluciones, se exigen que la componente tangencial de estos así como su derivada sean continuas en las interfaces,  $y = 0$  y  $y = W$  ( $H_z = \frac{-1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y}$ ), con lo que se obtiene la relación de dispersión 72 (Kawano y Kitoh, 2001).

$$\gamma_2 W = -\tan^{-1} \left( \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{\gamma_2}{\gamma_3} \right) + (q+1)\pi \quad q = 0, 1, 2, \dots \quad (72)$$

Similarmente, para el **modo transversal magnético**, como la estructura es homogénea en la dirección  $x$ , entonces  $\partial \vec{H} / \partial x = 0$ , por lo tanto  $\partial E_x / \partial y = 0$ . Por lo que es posible elegir  $H_y = E_x = 0$ , y la ecuación 67 se transforma en la 73 (Kawano y Kitoh, 2001).

$$\frac{d^2 H_x}{dy^2} + k_0^2 (\varepsilon_r - \eta_{effy}^2) H_x = 0. \quad (73)$$

Al igual que para el modo transversal eléctrico, se proponen como soluciones las expresiones 74, 75 y 76.

$$H_x(y) = C_1 e^{\gamma_1 y} \quad \gamma_1 = k_0 \sqrt{\eta_{effy}^2 - \eta_1^2} \quad y \leq 0 \quad (74)$$

$$= C_2 \cos(\gamma_2 y + \alpha) \quad \gamma_2 = k_0 \sqrt{\eta_2^2 - \eta_{effy}^2} \quad 0 \leq y \leq W \quad (75)$$

$$= C_3 e^{-\gamma_3(y-W)} \quad \gamma_3 = k_0 \sqrt{\eta_{effy}^2 - \eta_3^2} \quad y \geq W. \quad (76)$$

Las condiciones de frontera para la componente tangencial de los campos eléctrico y magnético (donde  $E_z = \frac{1}{i\omega\epsilon_0\epsilon_r} \frac{\partial H_x}{\partial y}$ ) conducen a la ecuación de dispersión 77 (Kawano y Kitoh, 2001).

$$\gamma_2 W = -\tan^{-1} \left( \frac{\epsilon_{r1} \gamma_2}{\epsilon_{r2} \gamma_1} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{\epsilon_{r3} \gamma_2}{\epsilon_{r2} \gamma_3} \right) + (q + 1)\pi \quad q = 0, 1, 2, \dots \quad (77)$$

### Modos radiados

El campo electromagnético se propaga como un modo radiado por la guía si el valor del índice de refracción del núcleo es menor que el de la envolvente. El campo radiado que será analizado en la sección IV.4.3 es el denominado *modo radiado en sustrato*. El perfil de la distribución espacial de este modo es sinusoidal en el núcleo y en las regiones  $y < 0$  y  $y > W$  es exponencial decadente (el eje  $y$  de la figura 28). Es interesante señalar que las funciones que satisfacen las condiciones de frontera para los campos que se propagan como modos radiados forman un conjunto continuo de componentes en lugar de un número discreto como en el caso guiado.

Para el caso de un **modo transversal eléctrico** la solución a la ecuación 68 se propone de la forma siguiente:

$$E_x(y) = C_1 \cos(\gamma_1 y + \alpha_1) \quad y \leq 0 \quad (78)$$

$$= C_2 \cos(\gamma_2(y - W) + \alpha_2) \quad 0 \leq y \leq W \quad (79)$$

$$= C_3 e^{-\gamma_3(y-W)} \quad y \geq W. \quad (80)$$

Al igual que en el caso de los modos guiados se aplican las condiciones de frontera para la componente tangencial de los campos y su derivada y se obtienen dos ecuaciones que deben satisfacer las constantes de propagación en el núcleo y la envolvente (ecuación



81 y 82). Sin embargo, a diferencia de los modos guiados no se obtiene una relación de dispersión, de hecho la variable  $\gamma_1$  es una variable continua en el rango  $(0, k_0\sqrt{\eta_1^2 - \eta_3^2})$  (Marcuse, 1974).

$$\tan \alpha_2 = \frac{\gamma_3}{\gamma_2}. \quad (81) \quad \gamma_1 \tan \alpha_1 = \gamma_2 \tan(\alpha_2 - \gamma_2 W). \quad (82)$$

Para el **modo transversal magnético** la solución a la ecuación 73 es propuesta como:

$$H_x(y) = C_1 \cos(\gamma_1 y + \alpha_1) \quad y \leq 0 \quad (83)$$

$$= C_2 \cos(\gamma_2(y - W) + \alpha_2) \quad 0 \leq y \leq W \quad (84)$$

$$= C_3 e^{-\gamma_3(y-W)} \quad y \geq W. \quad (85)$$

Al aplicar las condiciones de frontera para los campos y sus derivadas se obtienen las ecuaciones que satisfacen las constantes de propagación del núcleo y la envolvente, expresadas por medio de las ecuaciones 86 y 87 (Marcuse, 1974).

$$\tan \alpha_2 = \left(\frac{\eta_2}{\eta_3}\right)^2 \frac{\gamma_3}{\gamma_2}. \quad (86) \quad \frac{\gamma_1}{\eta_1^2} \tan \alpha_1 = \frac{\gamma_2}{\eta_2^2} \tan(\alpha_2 - \gamma_2 W). \quad (87)$$

#### IV.4.2 Método de índice efectivo

Este método permite analizar la propagación de un campo electromagnético por una guía bidimensional, utilizando el formalismo desarrollado para el caso de guías unidimensionales, revisado en la subsección anterior.

Considere una guía de onda bi-dimensional como la que se ilustra en la figura 29, la ecuación de onda escalar que debe satisfacer el campo, eléctrico o magnético, está dada

por la ecuación 88.

$$\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} + k_0^2(\varepsilon_r(x, y) - n_{eff}^2)\phi(x, y) = 0. \quad (88)$$

La esencia del método de índice efectivo radica en asumir que la función que representa al campo electromagnético es separable, es decir:  $\phi(x, y) = f(x)g(y)$ . Esto significa que no existe interacción entre las componentes ortogonales del campo (Kawano y Kitoh, 2001).

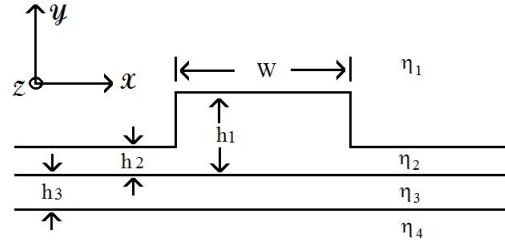


Figura 29. Representación de la sección transversal de una guía de onda bidimensional tipo riesgo.

Si se sustituye  $\phi(x, y)$  como el producto de dos funciones independientes en la ecuación 88, es posible transformar a ésta en dos ecuaciones independientes, una para la variable  $g(y)$  y otra para la variable  $f(x)$ . Estas ecuaciones son descritas por las expresiones 89 y 90 respectivamente <sup>3</sup>. La variable  $\mathcal{N}(x)$  se denomina *distribución efectiva de índice* y depende de la variable  $x$ .

$$\frac{d^2 g(y)}{dy^2} + k_0^2(\varepsilon_r(x, y) - \mathcal{N}^2(x))g(y) = 0. \quad (89)$$

$$\frac{d^2 f(x)}{dx^2} + k_0^2(\mathcal{N}^2(x) - n_{eff}^2)f(x) = 0. \quad (90)$$

Como puede verse en la figura 29, se pueden identificar tres secciones, las dos laterales y la central donde se encuentra el riesgo. En cada una de ellas se tienen saltos de índices diferentes que producen tres guías de onda unidimensionales como se representa en la figura 30. Para cada guía de onda por separado se puede calcular una

<sup>3</sup>Note que estas ecuaciones tienen la misma estructura algebraica que las ecuaciones 68 o 73

constante de propagación efectiva y con ello un índice efectivo de propagación para la guía unidimensional correspondiente, la cual es transformada en un medio homogéneo virtual. Así, se cuenta con tres medios virtuales con tres índices de refracción efectivos diferentes ( $\mathcal{N}_1$ ,  $\mathcal{N}_2$  y  $\mathcal{N}_3$ ) formando una guía de onda unidimensional virtual (fig. 31), a la cual se le calcula su constante de propagación y su índice de refracción efectivo, el que a su vez es también el índice de efectivo de la guía de onda representada en la figura 29.

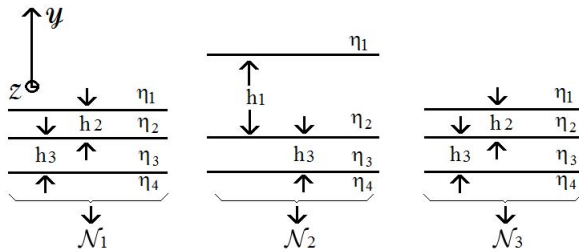


Figura 30. Representación de las tres guías de onda unidimensionales en la dirección  $y$  asociadas a la guía de onda bi-dimensional esquematizada en la figura 29.

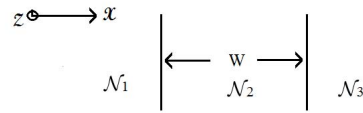


Figura 31. Guía de onda unidimensional que resulta al aplicar el método de índice efectivo a la guía de onda bi-dimensional representada en la figura 29.

Note que en este ejemplo las primeras tres guías de onda virtuales unidimensionales se forman en la dirección  $y$ , mientras que la guía de onda unidimensional virtual final se forma en la dirección  $x$  por lo que el índice efectivo final es asociado al modo transversal eléctrico de la guía de onda representada en la figura 29. Para calcular el índice efectivo del modo transversal magnético hay que proceder de forma inversa, es decir que al final la guía de onda virtual final se encuentre formada por tres materiales homogéneos empilados en la dirección  $y$ . La importancia de determinar este índice es que es el mismo que observaría un campo eléctrico de polarización lineal vertical. En consecuencia, al determinar los índices efectivos para los modos transversal eléctrico y transversal magnético de la guía de onda bi-dimensional, automáticamente se cuenta con los índices efectivos que observarán las componentes  $E_x$  y  $E_y$ , respectivamente, de

un campo eléctrico arbitrario que se propague dentro de la guía. En otras palabras, el calcular los índices efectivos para los modos transverso eléctrico y transverso magnético implica determinar la birrefringencia de la guía de onda bi-dimensional.

### IV.4.3 Procedimiento para determinar la constante de propagación efectiva de los modos propios del AOS

La metodología propuesta en la referencia (Maldonado *et al.*, 2008) consiste en aplicar sistemáticamente el método del índice efectivo descrito en la subsección anterior. Para aplicar la metodología en cuestión considere la figura 32 que muestra esquemáticamente la sección transversal de un AOS similar al empleado en este trabajo de tesis (las dimensiones de la región activa, envolvente, etc. están expresadas en nanómetros). Los pasos que se deben seguir para determinar los índices de refracción efectivos del AOS, y con ello la birrefringencia del mismo, se describen a continuación.

1. Analizar la tercia de materiales polímero–risco–polímero como una guía de onda unidimensional (región sombreada de la figura 32). Calcular las constantes de propagación y determinar los índices efectivos  $\eta_{eff1x}$  y  $\eta_{eff1y}$  como se explicó en la sección IV.4.1 (para un modo guiado); reemplazar la tercia original por un medio homogéneo.

2. Analizar la guía de onda unidimensional que forma la tercia de materiales electrodo—medio-homogéneo—cubierta (región sombreada de la figura 33). Calcular la constante de propagación y determinar los índices efectivos  $\eta_{eff2x}$  y  $\eta_{eff2y}$ . Para resolver las relaciones de dispersión de alguno de los modos propios, debe utilizarse el índice de refracción efectivo encontrado en el paso 1, correspondiente al modo analizado. En este paso deberán emplearse las relaciones de dispersión del modo radiado ya que por experiencia en este tipo de estructuras  $\eta_{effx,y} < \eta_c$  y  $\eta_{effx,y} < \eta_e$ .

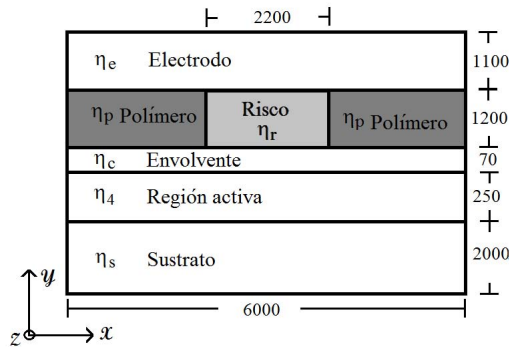


Figura 32. Representación de la sección transversal de la guía de onda bi-dimensional que forma el AOS.

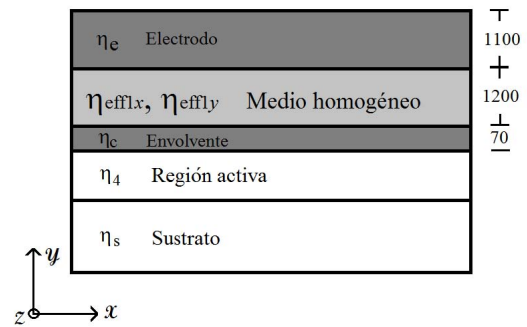


Figura 33. Tercia de materiales por analizar en el segundo paso de la metodología adoptada.

3. Analizar la guía unidimensional que forma la tercia medio-homogéneo—región-activa—sustrato (ver figura 34). Resolver las relaciones de dispersión y determinar los índices efectivos  $\eta_{eff3x}$  y  $\eta_{eff3y}$  (como modo guiado). Para determinar alguno de los índices efectivos se debe utilizar el índice efectivo correspondiente del medio homogéneo. En esta última etapa del procedimiento, entra en juego el índice de refracción de la región activa,  $\eta_4$  el cual está determinado por la ecuación 63.

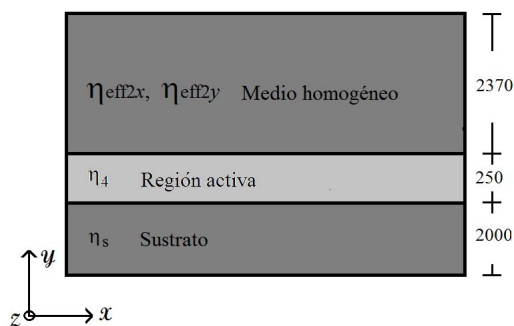


Figura 34. Representación de la tercia de materiales que se debe analizar en el penúltimo paso de la metodología propuesta por Maldonado *et al.* (2008).

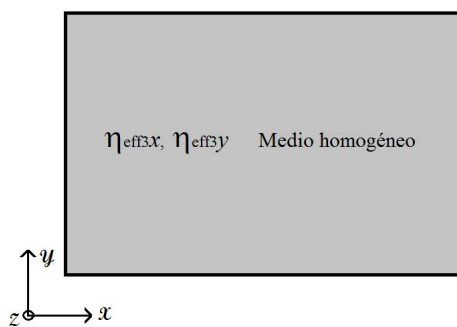


Figura 35. Medio homogéneo con dos índices de refracción efectivos asociados a los modos propios de la guía bi-dimensional representada en la figura 32.

Después de resolver las relaciones de dispersión planteadas en el paso anterior, se obtienen los índices efectivos los cuales se asocian a un medio homogéneo (figura 35).

Finalmente para calcular la birrefringencia del amplificador se aplica la ecuación 13.

## IV.5 Respuesta en frecuencia de la rotación no lineal de la polarización autoinducida

Para poder estimar la respuesta en frecuencia que el CDA tendrá en estado dinámico, se propone analizar la respuesta en frecuencia del fenómeno denominado rotación no lineal de la polarización (RNP). Este fenómeno es similar al de la XPolM. De hecho el fenómeno de la RNP es un fenómeno de la XPolM autoinducido, el cual consiste en la modificación del estado de polarización que experimenta un haz al propagarse por un AOS debido a los efectos que éste mismo induce en la guía de onda del amplificador. Así todos los mecanismos que describen a la XPolM, analizados en la sección III.6.3, son los mismos que gobiernan la manifestación de la RNP. Lo anterior implica que la respuesta en frecuencia de la RNP es extrapolable a la XPolM y de esta manera, a través del estudio propuesto, se podrá hacer una estimación del comportamiento dinámico del CDA.

Para realizar el estudio de la respuesta en frecuencia del fenómeno de la RNP, se describirá la evolución de un campo electromagnético modulado en intensidad (al que se hará referencia como *control*), a la frecuencia  $f_m$  y con estado de polarización lineal inclinado a 45 grados (respecto al eje  $x$ , ver figura 14), que se propaga por el AOS. Para ser más precisos, la respuesta en frecuencia se estimará determinando la excursión, en la esfera de Poincaré, del estado de polarización del haz de *control*, a la salida del AOS, en función de la frecuencia de modulación  $f_m$ . Cabe mencionar que una de las razones que motivó a efectuar el estudio de la respuesta en frecuencia de la RNP, en lugar del de la

XPolM, es el tiempo de computo que se requeriría para analizar este último fenómeno. Es decir, las ecuaciones desarrolladas para el CDA en el caso estático, involucra 7 campos ópticos (incluidos sus armónicos de modulación). Por su parte, al abordar el caso dinámico por medio de la RNP el número de campos ópticos involucrados se reduce a 3 en total, como se verá a continuación.

Para cumplir el objetivo de esta sección, en primer lugar se plantearán las ecuaciones de la polarización macroscópica inducida por la acción del haz de *control*. La forma algebraica de las variables  $\rho_{l,k}$ , los factores de inversión de población, etc., serán funciones que dependerán de tres haces, el haz de *control* y sus dos armónicos de modulación que se forman por la modulación pura sinusoidal que se le aplica. Posteriormente se plantean las ecuaciones de evolución de la densidad y energía de los portadores y se infiere la forma algebraica de la susceptibilidad lineal. Dado la similitud del análisis que se realiza en esta sección con aquel realizado en la referencia (Uskov *et al.*, 1994), se emplean expresiones analíticas propuestas por estos autores que permiten considerar, explícitamente, los efectos de los mecanismos de la CDP y el CH en las susceptibilidades de tercer orden. Es pertinente mencionar que en el análisis se asumirá que el valor de la frecuencia de modulación del haz de *control* no será superior a 20 GHz por lo que el efecto del mecanismo del SHB no será considerado.

Para iniciar el análisis se considera que el campo eléctrico total, dentro del AOS, se representa por medio de la ecuación 91 donde la componente que contiene la variable  $\omega_0$  representa al haz de *control* y las dos restantes a los armónicos de modulación. Por otra parte, en este análisis se considerará que el estado de polarización del haz de *control* es lineal con inclinación arbitraria.

$$\begin{aligned} \vec{E}(z, t) = \hat{i} \left( E_{x0}(z)e^{-i\omega_0 t} + \frac{1}{2}E_{x1}(z)e^{-i\omega_1 t} + \frac{1}{2}E_{x2}(z)e^{-i\omega_2 t} \right) + \\ \hat{j} \left( E_{y0}(z)e^{-i\omega_0 t} + \frac{1}{2}E_{y1}(z)e^{-i\omega_1 t} + \frac{1}{2}E_{y2}(z)e^{-i\omega_2 t} \right), \end{aligned} \quad (91)$$

en esta ecuación  $\hat{i}$  y  $\hat{j}$  son los vectores unitarios en la dirección  $x$ ,  $y$  respectivamente.

Para simplificar el empleo de las ecuaciones de la matriz de densidad se asume que las componentes ortogonales del campo eléctrico no interactúan entre sí. Lo anterior permite plantear ecuaciones análogas a las desarrolladas en la sección IV.3.6 para cada componente ortogonal del campo eléctrico. Consecuentemente, la polarización inducida, dentro del AOS, por el campo eléctrico total, puede ser representada por la ecuación siguiente:

$$\begin{aligned} \vec{P}(z, t) = \hat{i} \left( P_{x0}(z)e^{-i\omega_0 t} + P_{x1}(z)e^{-i\omega_1 t} + P_{x2}(z)e^{-i\omega_2 t} \right) + \\ \hat{j} \left( P_{y0}(z)e^{-i\omega_0 t} + P_{y1}(z)e^{-i\omega_1 t} + P_{y2}(z)e^{-i\omega_2 t} \right). \end{aligned} \quad (92)$$

Como fue establecido, la polarización se calcula por medio del formalismo de la matriz de densidad a partir de la ecuación 21, por lo que es necesario conocer las variables  $\rho_{cv,k}$  y  $\rho_{vc,k}$ . Para ello se proponen como soluciones a las ecuaciones de la matriz de densidad las ecuaciones 93 y 94 que en conjunto con la ecuación 91 permite determinar las constantes  $\bar{\rho}_{x,k}$ ,  $\tilde{\rho}_{x,k}$  y  $\sigma_l$ .

$$\rho_{cv,k} = \sigma_0 e^{-i\omega_0 t} + \sigma_1 e^{-i\omega_1 t} + \sigma_2 e^{-i\omega_2 t} \quad (93)$$

$$\rho_{x,k} = \bar{\rho}_{x,k} + \tilde{\rho}_x e^{-i2\pi f_m t} + c.c. \quad (94)$$

Después de agrupar términos con la misma dependencia temporal e ignorar todos aquellos diferentes a  $\omega_0$ ,  $\omega_1$  y  $\omega_2$  se obtienen las ecuaciones 95, 96 y 97 donde nuevamente



aparecen los términos algebraicos denominados factores de inversión de población en estado estacionario y oscilatorio.

$$\sigma_0 = \frac{d_k^2}{\hbar} \widehat{\chi}(\omega_0) (\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) E_0. \quad (95)$$

$$\sigma_1 = \frac{d_k^2}{\hbar} \widehat{\chi}(\omega_1) [(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) E_1 + (\tilde{\rho}_{c,k} + \tilde{\rho}_{v,k}) E_0]. \quad (96)$$

$$\sigma_2 = \frac{d_k^2}{\hbar} \widehat{\chi}(\omega_2) [(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) E_2 + (\tilde{\rho}_{c,k}^* + \tilde{\rho}_{v,k}^*) E_0]. \quad (97)$$

Al comparar la ecuación 20 con la ecuación 92 y emplear las constantes  $\sigma_l$  se obtiene un conjunto de ecuaciones similares al representado por la ecuación 45 pero en este caso  $j = 0, 1, 2$ .

Posteriormente se calcula la suma  $\rho_{c,k} + \rho_{v,k}$  empleando la ecuación 94 junto con las ecuaciones 22 y 23. El resultado es el establecimiento del factor de inversión de población en estado estacionario y oscilatorio representadas por las ecuaciones 98 y 99 respectivamente.

$$(\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) = (\bar{f}_{c,k} + \bar{f}_{v,k} - 1) \left\{ 1 + 4\tau_1 \frac{d_k^2}{\hbar^2} |E_0|^2 \Im(\widehat{\chi}_k(\omega_0)) \right\} \quad (98)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_{c,k} + \tilde{\rho}_{v,k} = \frac{1}{1 - i2\pi f_m \tau_1} \left\{ \left( \frac{\partial f_{c,k}}{\partial N} + \frac{\partial f_{v,k}}{\partial N} \right) \Delta \tilde{N} + \frac{\partial f_{c,k}}{\partial T_c} \Delta \tilde{T}_c + \frac{\partial f_{v,k}}{\partial T_v} \Delta \tilde{T}_v + \right. \\ \left. 4\tau_1 \frac{d_k^2}{\hbar^2} (f_{c,k} + f_{v,k} - 1) \Im(\widehat{\chi}(\omega_0)) (E_0^* E_1 + E_0 E_2^*) \right\} \quad (99) \end{aligned}$$

Para completar el conjunto de ecuaciones que permiten determinar la polarización macroscópica se plantean las ecuaciones 100 y 101 como soluciones a las ecuaciones 31 y 51 respectivamente. Además se propone la ecuación 102 para describir el comportamiento de la temperatura de los portadores.

$$N = \bar{N} + \Delta\tilde{N}e^{-i2\pi f_m t} + c.c. \quad (100)$$

$$U_x = \bar{U}_x + \mu_x \left( \Delta\tilde{N}e^{-i2\pi f_m t} + c.c. \right) + h_x \left( \Delta\tilde{T}_x e^{-i2\pi f_m t} + c.c. \right) \quad (101)$$

$$T_x = \bar{T}_x + \Delta\tilde{T}_x e^{-i2\pi f_m t} + c.c. \quad (102)$$

Después de sustituir las soluciones propuestas en las ecuaciones diferenciales correspondientes y agrupar términos con la misma dependencia temporal se obtienen la densidad de portadores estacionaria, la amplitud de la componente que oscila así como la amplitud de la perturbación de la temperatura de los portadores. El resultado se muestra en las ecuaciones 103, 104, 105.

$$0 = \frac{I}{qV} - R(N) - \frac{I}{qV} + 2|E_0|^2 \frac{\epsilon_0}{\hbar} \Im(\bar{\chi}(\omega)) \quad (103)$$

$$\Delta\tilde{N} = \frac{2\tau_s}{1 - i2\pi f_m \tau_s} \frac{\epsilon_0}{\hbar} \Im(\bar{\chi}(\omega))(E_0^* E_1 + E_0 E_2^*) \quad (104)$$

$$\Delta\tilde{T}_x = \frac{\tau_h}{1 - i2\pi f_m \tau_h} \frac{2}{h_x} \left[ \frac{\epsilon_0}{\hbar} \Im(\bar{\chi}(\omega))(\varepsilon_{x,0} - \mu_x) - \sigma_x \bar{N} \right] (E_0^* E_1 + E_0 E_2^*) \quad (105)$$

Donde  $\bar{\chi}(\omega)$  representa la susceptibilidad lineal, la cual está dada por la ecuación 106 que a su vez está definida a partir de las ecuaciones 35 y 95.

$$\bar{\chi}(\omega) = \frac{1}{\epsilon_0 V} \sum_k \frac{d_k^2}{\hbar} \hat{\chi}_k(\omega) (\bar{\rho}_{c,k} + \bar{\rho}_{v,k} - 1) \quad (106)$$

Además con base en el análisis realizado en la referencia (Uskov *et al.*, 1994) es posible definir la susceptibilidad no lineal del medio y ligarla a los mecanismos de la pulsación de la densidad de los portadores y calentamiento de portadores a partir de las ecuaciones 107 y 108 respectivamente.

$$\tilde{\chi}^{CDP}(\omega_l; \omega_i; \omega_j) = \frac{S_0}{\mathcal{L}_l^N} \frac{c\eta}{\omega_l} \bar{g}(\omega_0) \frac{\alpha_N(\omega_l) + i}{(i2\pi f_m \tau_1 + 1)(i2\pi f_m \tau_s + 1 + S_0/\mathcal{L}_l^N)} \quad (107)$$

$$\tilde{\chi}^{Tx}(\omega_l; \omega_i; \omega_j) = \frac{S_0}{\mathcal{L}_l^{Tx}} \frac{c\eta}{\omega_l} \left[ \bar{g}(\omega_0) + \sigma_x \bar{N} \frac{\hbar\omega_0}{\mu_x - \varepsilon_{x0}} \right] \frac{\alpha_{Tx}(\omega_l) + \nu}{(i2\pi f_m \tau_1 + 1)(i2\pi f_m \tau_{hx} + 1)} \quad (108)$$

Así, la susceptibilidad total del medio está compuesta por una contribución lineal y una no lineal:  $\chi = \bar{\chi} + \chi^{CDP} + \chi^{CH} = \bar{\chi} + \tilde{\chi}$ .

Por su parte, es posible definir la polarización macroscópica del haz de *control* y de sus dos armónicos como lo establecen las ecuaciones 109, 110 y 111 (Uskov *et al.*, 1994).

$$P_0 = \varepsilon_0 \bar{\chi}(\omega_0) E_0 + \varepsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_0; \omega_1; \omega_1; \omega_0) E_0 |E_1|^2 + \varepsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_0; \omega_1; \omega_2; \omega_0) E_0^* E_2 E_1 \\ + \varepsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_0; \omega_2; \omega_1; \omega_0) E_0^* E_1 E_2 + \varepsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_0; \omega_2; \omega_2; \omega_0) E_0 |E_2|^2. \quad (109)$$

$$P_1 = \varepsilon_0 \bar{\chi}(\omega_1) E_1 + \varepsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_1; \omega_1; \omega_0; \omega_0) |E_0|^2 E_1 + \varepsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_1; \omega_2; \omega_0; \omega_0) E_0^2 E_2^*. \quad (110)$$

$$P_2 = \varepsilon_0 \bar{\chi}(\omega_2) E_2 + \varepsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_2; \omega_2; \omega_0; \omega_0) |E_0|^2 E_2 + \varepsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_2; \omega_1; \omega_0; \omega_0) E_0^2 E_1^*. \quad (111)$$

En el caso particular que aquí se considera, la amplitud de los armónicos inducidos es de la mitad de la del armónico central. Además, dado que se analizará el caso donde la frecuencia de modulación no excede los 20GHz, entonces  $\omega_0 \approx \omega_1 \approx \omega_2$  por lo que las ecuaciones de la matriz de densidad 109, 110 y 111 se reducen a las ecuaciones 112, 113 y 114 respectivamente.

$$P_0 = \varepsilon_0 (\bar{\chi}(\omega_0) + \tilde{\chi}(\omega_0) |E_0|^2) E_0. \quad (112)$$

$$P_1 = \varepsilon_0 (\bar{\chi}(\omega_0) + 2\tilde{\chi}(\omega_0) |E_0|^2) E_1. \quad (113)$$

$$P_2 = \varepsilon_0 (\bar{\chi}(\omega_0) + 2\tilde{\chi}(\omega_0) |E_0|^2) E_2. \quad (114)$$

Finalmente la polarización macroscópica encontrada a partir de las ecuaciones de la matriz de densidad (ecuaciones 112, 113 y 114) deben satisfacer la ecuación de onda

representada por la ecuación 60 donde  $j = 0, 1, 2$ . Dichas cuyas soluciones tienen la forma siguiente (Pérez-Cortés *et al.*, 2011):

$$A_0 = A_0(z_{m-1})e^{\frac{i\omega_0\Gamma_{x,y}\bar{\chi}(\omega_0)L}{2c\eta}}. \quad (115)$$

$$A_1 = A_1(z_{m-1})e^{\frac{i\omega_0\Gamma_{x,y}(\bar{\chi}(\omega_0)+2\bar{\chi}(\omega_0)|E_0|^2)}{2c\eta}} \quad (116)$$

$$A_2 = A_2(z_{m-1})e^{\frac{i\omega_0\Gamma_{x,y}(\bar{\chi}(\omega_0)+2\bar{\chi}(\omega_0)|E_0|^2)}{2c\eta}} \quad (117)$$

Ahora bien, para dar solución a las ecuaciones planteadas en la sección IV.3 y IV.5, y con ello contar con un simulador que prediga el comportamiento del CDA, en la siguiente sección se planteará un algoritmo que hace posible esta tarea.

## IV.6 Algoritmo empleado para constuir el simulador del CDA

El modelo teórico desarrollado en las secciones anteriores permite calcular la susceptibilidad de la región activa y la birrefringencia que exhibe el AOS. A partir de estas variables es posible predecir la evolución del campo electromagnético que se propaga por el AOS. Lo anterior implica que es necesario resolver las ecuaciones que determinan las variables de interés bajo las condiciones establecidas en el diseño del convertidor digital-analógico. Para ello se escribió un código en el software Matlab (versión 7, release 2009) que en última instancia funciona como un simulador del convertidor digital-analógico.

Desde el punto de vista funcional, el simulador puede ser tratado como un sistema de entrada y salida. La entrada está representada por las combinaciones de la señal digital de entrada, y en el caso particular en el que se desee analizar la respuesta en frecuencia del CDA, por el haz de *control* modulado. La salida está representada por

la potencia del haz CW o bien por la magnitud del desplazamiento angular que recorre el estado de polarización del haz de *control* en la esfera de Poincaré, según sea el caso.

Desde otro punto de vista, el simulador es una herramienta por medio de la cual se resuelven las ecuaciones planteadas en el modelo teórico. Esta herramienta permite analizar el comportamiento de los parámetros de los que dependen la susceptibilidad y la birrefringencia, en particular de la densidad de portadores. En este sentido, el simulador puede analizar la evolución de la densidad de portadores, lo que a su vez permitirá determinar, por ejemplo la progresión tanto de la amplitud como de la diferencia de fase que experimentan las componentes del haz CW, bajo cualquier combinación de la señal digital de entrada. Lo anterior significa que, con base en los resultados numéricos proporcionados por el simulador, será posible predecir el efecto de los fenómenos de la modulación cruzada de la polarización y de la modulación cruzada de la ganancia dentro del AOS analizado, bajo las condiciones de interés. Entonces, para construir el simulador se siguió el algoritmo que se lista a continuación:

1. Se definen los valores de las constantes por utilizar. Dichas constantes involucran la velocidad de la luz, masa de los electrones, etc. Estos valores son empleados en diferentes secciones del modelo y pueden consultarse en la tabla IV. También se define la potencia del haz CW y su longitud de onda.
2. Se definen la potencia y la longitud de onda de las señales digitales de entrada y de los armónicos inducidos. En su caso se define la potencia y la longitud de onda del haz de *control*.
3. Se establece una combinación digital de las señales de entrada de acuerdo a lo estipulado en la tabla I. En su caso, se define un valor de la frecuencia de modulación del haz de *control*.

4. Se establecen las condiciones iniciales para la densidad de portadores y la temperatura de los portadores ( $N_0$  y  $T_0$ ).
5. Se determina la amplitud de cada una de las señales digitales de entrada ( $E_i$ ),  $i = 0, 1 \dots 6$  a la entrada del AOS. En su caso hacer lo propio para el haz *control*.
6. Se calcula la susceptibilidad,  $\chi(\omega)$ , como lo indica la ecuación 61, para el caso del CDA en estado estático, y como lo establecen las ecuaciones 106, 107 y 108 ( $\chi = \bar{\chi} + \tilde{\chi}$ ) para el caso del estudio de la respuesta en frecuencia del CDA. En Ambos casos se deberán emplear los valores de  $N_0$ ,  $T_0$ , y  $E_i$ .
7. Se calculan los índices efectivos ( $\eta_{effx}$  y  $\eta_{effy}$ ) al resolver las relaciones de dispersión dadas por las ecuaciones 72, 77, 81, 81, 86 y 87 de acuerdo a lo establecido en la sección IV.4.3 para la longitud de onda del haz CW (o de *control* según sea el caso).
8. Se calcula la birrefringencia como lo establece la ecuación 13
9. Se calcula la amplitud de cada una de las señales digitales y de los armónicos inducidos a la salida de cada sección del AOS, resolviendo la ecuación diferencial 60. En su caso se resuelve la misma ecuación para haz *control*.
10. Se calcula la amplitud de las componentes ortogonales del haz CW como lo indica la ecuación 11 y 12. (No aplica para el caso del estudio de la respuesta en frecuencia del CDA).
11. En el caso del CDA, se calcula el vector de Stokes del haz CW ( $\mathbf{S}^l$ ,  $l = 0, 1, \dots, 6$ ). Se define la combinación digital de las señales de entrada,  $\mathbf{S}^0$ , igual a "000" como aquella que produce el estado de polarización de referencia (EPR). Si la

combinación de los datos es cualquiera otra se determina la separación angular entre el vector  $\mathbf{S}^1$  y  $\mathbf{S}^0$ , como lo indica la ecuación 10. En el caso del estudio de la respuesta en frecuencia del CDA se calcula la RNP tomando como EPR a aquel que se obtiene cuando la modulación del haz de *control* genera el nivel de potencia más bajo, a la entrada del AOS.

12. Se calcula la densidad de portadores estacionaria y las amplitudes de las contribuciones que forman a su componente oscilatoria, como lo indican las ecuaciones 54, 55 y 56 respectivamente (o bien la ecuación 103 para el caso de la respuesta en frecuencia). Se utilizarán las condiciones iniciales establecidas en el paso 4 y se emplearán los valores de las potencias de las señales digitales de entrada (o del haz de *control*) calculadas en el paso 9.
13. Se calculan las amplitudes de las contribuciones que forman a la componente oscilatoria de la temperatura de los portadores, como lo indican las ecuaciones 57 y 58 respectivamente (o bien las ecuaciones 104 y 105). Se utilizan las condiciones iniciales establecidas en el paso 4 y se emplean los valores de las potencias de las señales digitales entrada (o del haz de *control* ) calculados en el paso 9.

Este algoritmo se implementa en un código en el software Matlab y con ello se cumple el objetivo de contar con un emulador del CDA propuesto.

Tabla IV. Valores utilizados para la construcción del simulador del CDA.

Simbolo	Valor	Unidades	Descripción
$T_L$	300	K	Temperatura de la red
$\eta$	3.55	—	Índice de refracción no perturbado
$\eta_g$	3.56	—	Índice de refracción de grupo
$\Gamma_x$	0.43	—	Factor de confinamiento en la dirección $x$
$\Gamma_y$	0.38	—	Factor de confinamiento en la dirección $y$
$\alpha_N$	8	—	Factor de ensanchamiento del ancho de línea
$\alpha_{T_c}$	5	—	Factor de ensanchamiento del ancho de línea
$\alpha_{T_v}$	5	—	Factor de ensanchamiento del ancho de línea
$m_0$	$9.10938 \times 10^{-31}$	Kg	Masa del electrón en reposo
$m_c$	$0.43m_0$	$m_0$	Masa efectiva del electrón en la B.C.
$m_{hh}$	$0.431m_0$	$m_0$	Masa efectiva de los huecos pesados en la B.V.
$E_g$	0.76	eV	<i>gap</i>
$\epsilon_0$	$8.85419 \times 10^{-12}$	Fm <sup>-1</sup>	Permitividad del vacío
$\epsilon_{c_0}$	0.0218	eV	Energía de los electrones a la frec. del haz <i>control</i>
$\epsilon_{v_0}$	0.0022	eV	Energía de los huecos a la frec. del haz <i>control</i>
$\tau_{1,2}$	$70 \times 10^{-15}$	s	Tiempo promedio de colisión portador–portador
$\tau_{hc,v}$	$650 \times 10^{-15}$	s	Tiempo promedio de colisión portador–fonón
$\tau_s$	$200 \times 10^{-12}$	s	Tiempo promedio de vida de los portadores.
$\sigma_c$	$3.5 \times 10^{-22}$	m <sup>2</sup>	Sección transversal de absorción en la B.C.
High	$2.2 \times 10^{-6}$	m	Alto del AOS
Large	$1.5 \times 10^{-3}$	m	Largo del AOS
Wide	$2.5 \times 10^{-7}$	m	Ancho del AOS
I	0.5	A	Corriente de operación del AOS



# Capítulo V

## Resultados

### V.1 Introducción

En el presente capítulo se exponen los resultados obtenidos al implementar el CDA. Por una parte, el simulador permitió emular el comportamiento del AOS por lo que fue posible predecir el desempeño del CDA propuesto bajo las condiciones establecidas. Los resultados teóricos permiten describir cuantitativamente los fenómenos de la XGM y XPolM. Esto significa que por medio del simulador fue posible estimar el valor de potencia de las señales digitales de entrada que permiten implementar la conversión deseada. Por otra parte, los arreglos experimentales construidos, generaron información que demuestra que, en efecto, el diseño del CDA propuesto realiza la conversión digital-analógica completamente óptica. Más aún, el valor de potencia que permitió realizar la conversión deseada es muy cercano al predicho por el modelo teórico.

Es pertinente aclarar que las longitudes de onda de las señales digitales de entrada están restringidas a aquellas que soporta el multicanalizador empleado en la etapa experimental. Por otro lado, el valor de la longitud de onda del haz CW ( $\lambda_{CW}$ ) se eligió igual a 1564.68 nm, el cual, a partir de la simulación, mostró ser el que maximiza la potencia de salida del CDA.

Tomando en cuenta las observaciones anteriores, en la sección V.2 de este capítulo se exponen los resultados teóricos del CDA y en la sección V.3 se hace lo propio para los resultados experimentales.

## V.2 Resultados teóricos

En primer lugar, en la figura 36 se muestra el comportamiento de cada uno de los términos que conforman a la potencia de salida del CDA ( $P_{CW}^{aos}$  y  $\sin^2(\Theta/2)$ ) para el AOS de onda viajera empleado, cuya estructura, como ya se dijo, se basa en una guía de onda tipo risco compuesta de InGaAsP/InP de 1.5 mm de longitud.

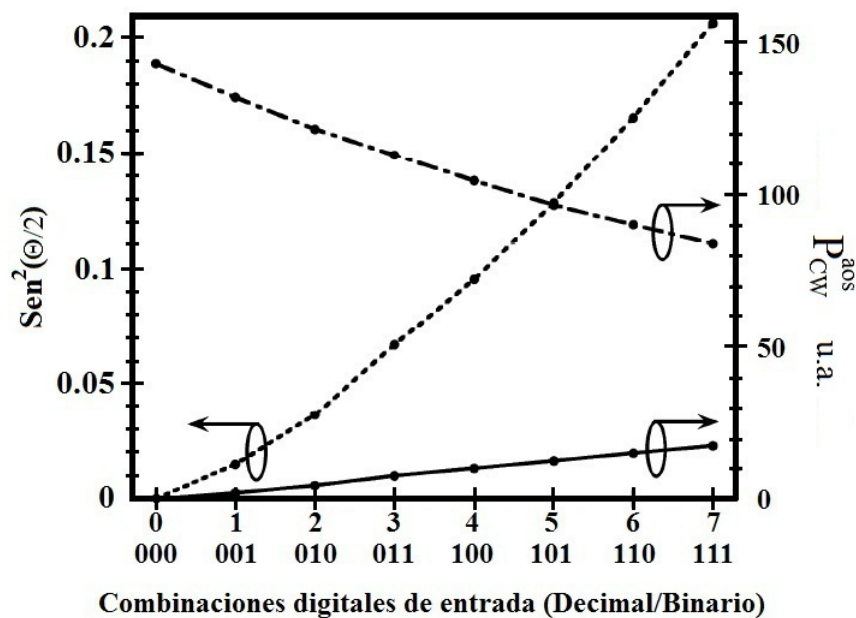


Figura 36.  $\text{Sen}^2(\Theta/2)$  (línea punteada), potencia del haz CW a la salida del AOS (línea discontinua) y a la salida del polarizador lineal (línea sólida), como función de la señal digital de entrada.

En este caso particular, la longitud de onda y la potencia del haz CW, a la entrada del AOS, se mantuvo fija a 1564.68 nm y -7 dBm, respectivamente. Asimismo, la longitud de onda y la potencia que representa al nivel lógico “1” de las 3 señales digitales fueron 1549.32 nm, 1554.13 nm, 1558.98 nm y -1.45 dBm, respectivamente, estando el pico de la curva de ganancia del AOS en 1560 nm. En consecuencia, se considera que las señales digitales ubicadas en 1549.32 nm y 1558.98 nm representan al LSB y al MSB de la señal digital de entrada, respectivamente.

Específicamente, con relación a la ecuación 1, en la figura 36, el término  $P_{CW}^{aos}$ , el cual es gobernado por la XGM y representa a la potencia del haz CW antes del polarizador de salida, se muestra en una línea discontinua. El término  $\sin^2(\Theta/2)$ , el cual es gobernado por la XPolM y representa a la fracción de potencia del haz CW (o mejor dicho a la fracción del término  $P_{CW}^{aos}$ ) que emerge del polarizador, se muestra en línea punteada. Finalmente, la potencia del haz CW después del polarizador ( $P_{oCW}$ ), la cual es evidentemente gobernada por la XGM, la XPolM y la ley de Malus es mostrada con una línea sólida y representa a los valores de potencia que puede adquirir la señal analógica para cada combinación digital de entrada. Como puede observarse, para los valores de los parámetros antes establecidos, la simulación muestra que es posible encontrar una relación lineal entre los dígitos formados por las combinaciones digitales de entrada y la potencia del haz CW a la salida del polarizador (salida del convertidor).

### V.2.1 Respuesta en frecuencia de la RNP

Antes de mostrar los resultados de esta subsección, debe aclararse que la respuesta en frecuencia de la RNP ha sido investigada teórica y experimentalmente en las referencias (Albores Mejía, 2009) y (Pérez-Cortés *et al.*, 2011). Estos autores plantean el problema de la respuesta en frecuencia de la RNP, construyen un modelo teórico para su descripción y realizan el estudio experimental correspondiente. El problema propuesto y el análisis teórico de los autores en cuestión fueron tomados en cuenta en este trabajo de tesis para desarrollar un modelo original que se presentó en la sección IV.5. Ahora bien, para corroborar que el modelo teórico aquí desarrollado es correcto y por practicidad, se emplearon los resultados experimentales de los autores antes citados. Con este proceder se cuenta entonces con resultados teóricos del comportamiento de

la respuesta en frecuencia de la RNP validados experimentalmente. Lo anterior es de vital importancia ya que estos resultados serán empleados para predecir el desempeño del CDA en el estado dinámico.

Por otra parte, debe apuntarse que el AOS empleado en el montaje experimental de las referencias (Albores Mejía, 2009; Pérez-Cortés *et al.*, 2011), es similar al utilizado en este trabajo de tesis. Así mismo, la corriente de operación, temperatura, etc. bajo las cuales se desarrolló el experimento en los trabajos citados, fueron semejantes a las que prevalecieron en la demostración experimental del CDA completamente óptico desarrollado en esta tesis. Además, se destaca que la potencia del haz de control así como su longitud de onda, en el montaje experimental de las referencias (Albores Mejía, 2009; Pérez-Cortés *et al.*, 2011), fueron de -3 dBm y 1564 nm, respectivamente. Estos valores son los mismos que se emplearon para el haz CW del CDA propuesto, como se verá más adelante. Estas aclaraciones son importantes para dar validez a la verificación experimental que se efectuó del modelo que permite describir la respuesta en frecuencia de la RNP, y con ello, dar certeza a la extrapolación que se realizó, de este desempeño dinámico, al de la XPolM.

Dicho lo anterior, en la figura 37 se muestra el desplazamiento angular ( $\Theta$ ), sobre la esfera de Poincaré, del estado de polarización del haz de control como una función de la frecuencia con la que se modula su amplitud a la entrada del AOS. Los resultados teóricos se obtuvieron empleando la ecuación 13 y las ecuaciones de la sección IV.5. La etiqueta " $P_{oCW}/P_{ref}$ " del lado derecho la figura que se describe, será explicado más adelante.

Como puede observarse, a frecuencias bajas ( $<1.5$  GHz) la RNP produce una rotación fuerte, sin embargo, su eficacia disminuye rápidamente conforme aumenta la frecuencia de modulación. Si se establece que la frecuencia de corte es aquel valor de

la frecuencia de modulación para el cual  $\Theta$  disminuye a la mitad del valor que este parámetro presenta cuando la frecuencia de modulación se considera bajo ( $<0.3$  GHz), entonces, en el experimento dicho valor es de aproximadamente 3.8 GHz. Debido a las limitaciones del laboratorio, el experimento se realizó para frecuencias en el rango 0.2 a 13.5 GHz. En esta gama de frecuencias de modulación, los resultados teóricos muestran un buen acuerdo con los resultados experimentales.

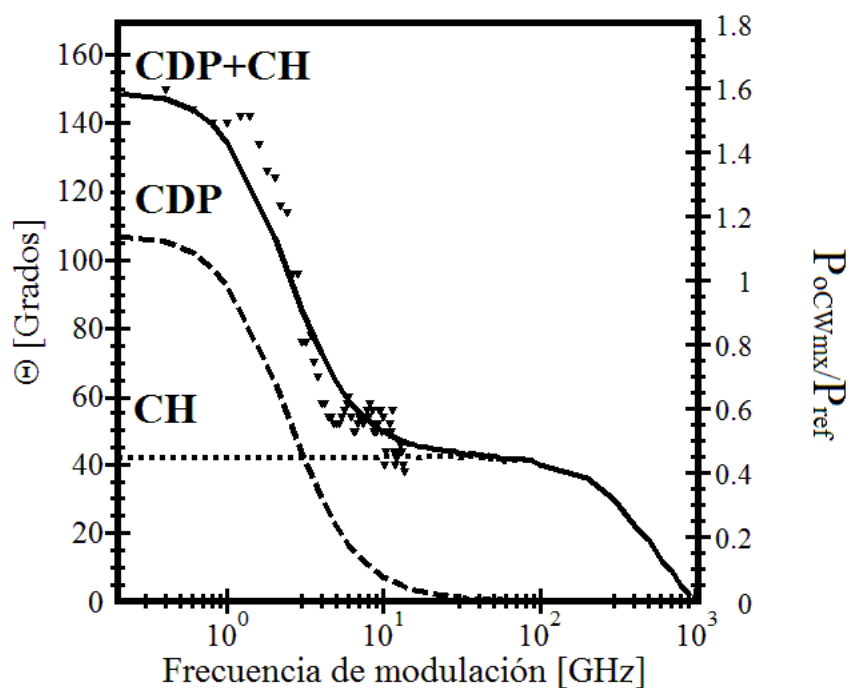


Figura 37. Desplazamiento angular  $\Theta$  contra la frecuencia de modulación. Línea intermitente: contribución a  $\Theta$  de la pulsación de la densidad de portadores (CDP). Línea punteada: Contribución a  $\Theta$  del calentamiento de portadores (CH). Línea continua: valor de  $\Theta$  considerando las contribuciones de la CDP y CH. Marcadores (▼): valores medidos de  $\Theta$  (Albores Mejía (2009)).

Por otro lado, el modelo teórico fue utilizado para estimar el valor de  $\Theta$  para frecuencias de modulación de hasta 1 THz, como puede verse en la figura 37. Con el fin de investigar el efecto de la pulsación de la densidad de portadores (CDP) y el calentamiento de portadores (CH) en la evolución de  $\Theta$  en función de la frecuencia

de modulación, sus contribuciones a este parámetro se calcularon teóricamente. En la figura 37 se muestran las contribuciones de la CDP y del CH por medio de una línea intermitente y una línea punteada, respectivamente. Como puede observarse, la contribución del CH es prácticamente constante entre 0.2 y 100 GHz. Por lo tanto, en este rango de frecuencias, la contribución del CH actúa como un “offset” que se suma a la contribución de la CDP, que regula el perfil de la evolución de  $\Theta$  con respecto a la frecuencia de modulación.

Cuantitativamente, es evidente que a frecuencias inferiores a 1.5 GHz, la principal contribución al valor de  $\Theta$  proviene de la CDP. A medida que aumenta la frecuencia de modulación, la contribución de la CDP disminuye abruptamente y aproximadamente a 3.2 GHz su efecto es el mismo que el del CH. A partir de 20 GHz, el efecto de la contribución de la CDP puede considerarse insignificante y el valor de  $\Theta$  se rige por el del CH. Conforme la frecuencia de modulación se incrementa, el CH y  $\Theta$  disminuyen gradualmente. Finalmente en alrededor de 1 THz el valor de  $\Theta$  es cero.

Es interesante notar que a la frecuencia de corte de  $\Theta$  (3.8 GHz), la CDP aparentemente no es la principal contribución a este parámetro, de hecho, su contribución es menor que la del CH. No obstante, el valor de la frecuencia de corte es muy próxima a la de la frecuencia de corte de la CDP (2,8 GHz). Esto ocurre porque, entre 0.2 y 100 GHz, la CDP “transpone” el perfil de su evolución, con respecto a la frecuencia de modulación, a la evolución de  $\Theta$ . Por consiguiente, tanto la CDP como  $\Theta$  disminuyen abruptamente en un rango de frecuencias reducido (2 a 5 GHz) donde sus frecuencias de corte respectivos están localizados. Como resultado, estas frecuencias de corte están muy cerca a pesar del “offset” que el CH induce entre las evoluciones de  $\Theta$  y de la CDP, lo que aumenta ligeramente el valor de la frecuencia de corte de  $\Theta$ . Teniendo en cuenta estas consideraciones, pareciera que la frecuencia de corte de  $\Theta$  se rige principalmente

por la CDP con una pequeña contribución del CH. El resultado es una frecuencia de corte que coincide aproximadamente con el inverso del tiempo de vida de los portadores ( $200 \text{ ps}^{-1}$ ) para una potencia del haz de control de entrada moderada ( $-3 \text{ dBm}$ ).

### V.3 Resultados experimentales

A fin de verificar de manera experimental que es posible sintetizar una función de transferencia lineal, que permita implementar la conversión digital-analógica de 3 bits completamente óptica, se empleó el arreglo experimental mostrado en la figura 38. En este arreglo, se utilizaron 3 láseres acoplados a fibras ópticas (L1, L2 y L3) para generar las tres señales de entrada con potencia variable y longitudes de onda diferentes (1549.32, 1554.113 y 1558.98 nm, respectivamente). Cada señal es introducida a un modulador Mach-Zehnder (MMZ1, MMZ2 y MMZ3) por medio de un controlador de polarización (CP1, CP2 y CP3), que permite establecer un estado de polarización de entrada conveniente. Los moduladores MMZ1, MMZ2 y MMZ3 son controlados por las salidas CLOCK,  $\overline{DATA}$  y DATA de un generador de patrones pseudo-aleatorios (GPSA), respectivamente. Además, las salidas de los moduladores Mach-Zehnder son manipuladas en polarización por medio de los controladores PC4, PC5 y PC6 e introducidas a un multicanalizador WDM.

Las señales multicanalizadas representan a las tres señales binarias paralelas de entrada (D2, D1 y D0) que serán codificadas en una señal de 8 niveles de amplitud. Estas señales de entrada pueden ser interpretadas como los bits de una palabra digital de entrada de 3 bits, siendo D2 y D0 al MSB y LSB respectivamente, como es el caso de nuestro interés. A fin de obtener una descorrelación entre las secuencias de los bits D2 y D1, antes de introducirlos al multicanalizador, el bit D1 es retrasado por medio

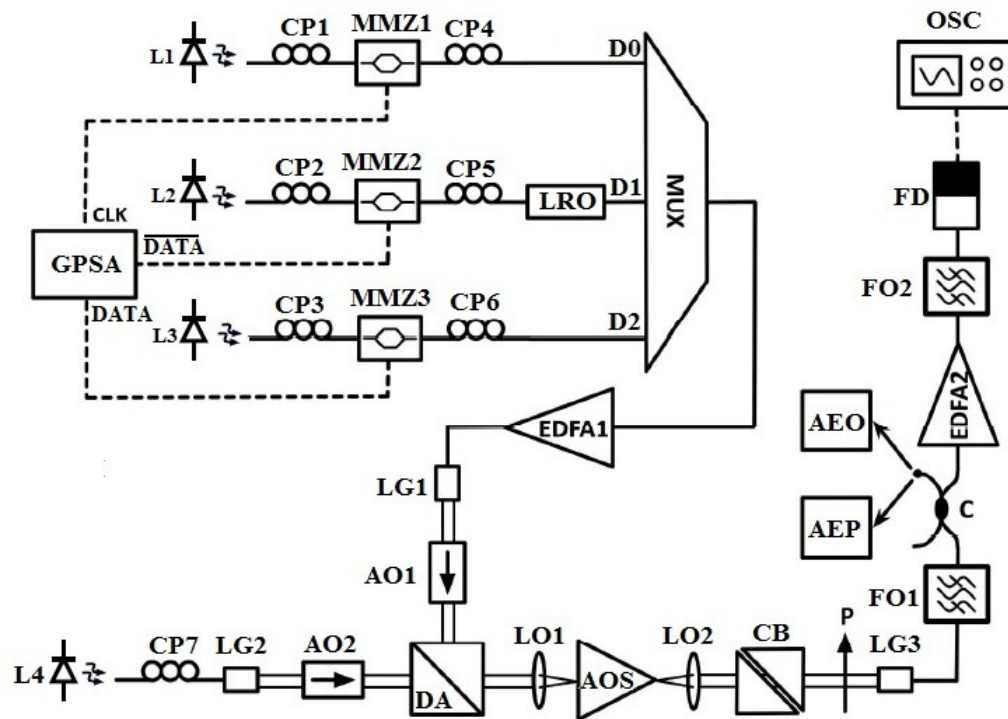


Figura 38. Arreglo experimental del CDA completamente óptico.

de una línea de retardo óptica (TODL). Con el objeto de compensar las pérdidas en los elementos ópticos del arreglo, la salida del multicanalizador es amplificada por medio de un amplificador de fibra contaminada con erbio (EDFA1) y posteriormente insertada a una lente de GRIN terminada en fibra óptica (LG1). La salida de esta lente está constituida por las señales multicanalizadas colimadas en espacio libre, las cuales pasan por un aislador óptico (AO1) antes de propagarse por un divisor de haz (DA).

Por otro lado, un cuarto láser acoplado a fibra óptica es incluido para generar un haz CW a 1564.68 nm, el cual es controlado en polarización CP7 e insertado dentro de una lente de GRIN terminada en fibra óptica (LG2). El haz colimado en espacio libre por esta lente pasa por un aislador óptico (AO2) y después es insertado al divisor de haz (DA). La salida del divisor de haz, que contiene las 3 señales multicanalizadas y el haz CW, se introduce al AOS por medio de una lente objetivo multi-elemento (LO1).



Manipulando CP4, CP5 y CP6, se convierte el estado de polarización, a la entrada del AOS, de las tres señales digitales a uno lineal orientado a cero grados (paralelo al plano que forman las heteroestructuras del AOS empleado). De igual forma, el haz CW es introducido al AOS con un estado de polarización lineal inclinado a 45 grados (respecto al plano que forman las heterouniones del AOS empleado), por medio del controlador CP7, con una potencia de -7 dBm. La salida del AOS es recuperada por medio de otra lente objetivo multi-elemento (LO2). La salida colimada de la lente LO2 se propaga por un compensador de Berek (CB), para manipular convenientemente el estado de polarización del haz CW, antes de ser introducido a un polarizador lineal Glan-Thompson (P). Este último dispositivo posee una tasa de extinción de 100000:1 y un eje de transmisión que es orientado verticalmente. La salida del polarizador es insertada a una fibra óptica, por medio de una lente de GRIN terminada en fibra óptica (LG3), y entonces filtrada con un filtro de 1 nm de banda-pasante (FO1), centrado en la longitud de onda del haz CW. Una vez que el haz CW es filtrado, de las señales multicanalizadas y de la emisión espontánea amplificada del AOS, es introducido a un acoplador de 3 dB (C). Una salida del acoplador se conecta a un analizador de espectros óptico (AEO) o a un analizador de estado de polarización (AEP). La parte del haz CW que emerge de la otra salida del acoplador, es magnificada por medio de un amplificador de fibra contaminada con erbio (EDFA2). Finalmente, un filtro óptico pasa banda de 1 nm de ancho espectral reduce la emisión espontánea amplificada del EDFA2 y el haz CW es insertado dentro de un foto-detector (FD), el cual es conectado a un osciloscopio de alta velocidad (OSC).

En el experimento el generador de patrones pseudo-aleatorios fue operado manualmente a fin de obtener las 8 combinaciones digitales de entrada posibles. El estado de polarización del haz CW se ajustó a uno lineal ortogonal al eje de paso de este

dispositivo cuando la palabra digital de entrada fue 000. Para lograr este objetivo, el polarizador fue removido momentáneamente y el estado de polarización del haz CW fue medido con el analizador de polarización (AEP) y modificado por medio del compensador de Berek (CB). Después de esto, se colocó nuevamente el polarizador, y se midió la potencia del haz CW, para cada combinación digital de entrada, utilizando el analizador de espectros óptico (AEO). Es decir, se determinó experimentalmente la función de transferencia del CDA.

El experimento se ejecutó 5 veces para todas las posibles combinaciones de entrada sintetizadas a partir de señales digitales de entrada con niveles altos idénticos de -3, -1.5, 0, 1.5 y 3 dBm, respectivamente. Estas potencias se estimaron a la entrada del AOS tomando en cuenta las pérdidas por inserción. Los resultados experimentales de la función de transferencia se muestran en la figura 39. Como puede observarse en esta figura, las funciones de transferencia que se asemejan a una lineal son aquellas generadas para una potencia de los niveles altos de las señales digitales de entrada de -1.5 y -3 dBm, en acuerdo con la predicción teórica (-1.445 dBm). Para potencias mayores a -1.5 dBm, la XPolM mejora su eficiencia y de manera paradójica la XGM impone su acción típica de “compresión” sobre la potencia del haz CW, resultando en una función de transferencia no lineal.

Efectivamente, como se muestra en la figura 36, la XPolM y la XGM producen efectos antagónicos en la potencia de la señal de salida del CDA. Mientras que la potencia de los estados altos es incrementada y la XGM suprime la ganancia del AOS, reduciendo así la potencia de la señal convertida, la XPolM induce un cambio fuerte en el estado de polarización del haz CW permitiendo que éste cruce el polarizador. Notablemente, las combinaciones digitales de entrada que producen una densidad de fotones alta dentro del AOS (100, 101, 110, 111) generan una alta potencia del haz

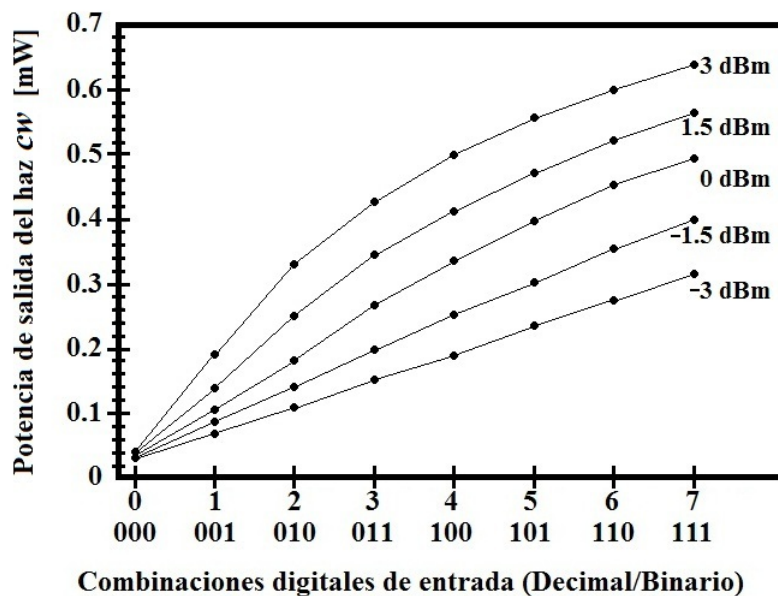


Figura 39. Función de transferencia del CDA para cinco valores de potencia del nivel lógico “1” de la señal digital: -3, -1.5, 0 1.5 y 3 dBm.

CW, a la salida del CDA, pero con la “huella” de la compresión en potencia que induce la XGM. Por otra parte, para potencias de -1.5 y -3 dBm, estos efectos antagonistas se contrarrestan en tal proporción que generan una función de transferencia lineal. De hecho, conforme la potencia de los estados altos es disminuida, la XPolM pierde su eficacia y solo una pequeña proporción de la potencia del haz CW cruza el polarizador de salida. Específicamente, la XGM comprime en forma moderada la potencia del haz CW para las combinaciones digitales de entrada que producen una densidad grande de fotones (100, 101, 110, 111) y la XPolM, por medio del polarizador, comprime fuertemente la potencia del haz CW para las combinaciones de entrada que generan una densidad baja de fotones (000, 001, 010, 011). El resultado es una función de transferencia lineal.

Particularmente, la función de transferencia lineal, desarrollada con niveles altos de una potencia igual a -1.5 dBm, presenta la pendiente más grande. Lo anterior significa que los 8 niveles de la señal de salida de este CDA están más separados que aquellos

que resultan para el convertidor cuya función de transferencia lineal fue elaborada para niveles altos con una potencia de -3 dBm. Entonces, empleando la potencia -1.5 dBm para los niveles altos, el GPSA fue ahora operado a 2.5 Gb/s para generar una palabra digital de 3 bits, cuyo bit menos significativo es una señal periódica de 5 Gb/s en código NRZ, mientras que las dos bits restantes son secuencias de datos de 2.5 Gb/s. Los bits D2, D1 y D0 así como la señal de salida del CDA se registraron en el osciloscopio de alta velocidad (OSC) y se muestra en la figura 40. En esta figura es posible observar que las 8 combinaciones de entrada producen una señal de salida de 8 niveles de potencia casi equidistantes. Los resultados mostrados en la figura 40 son la prueba experimental de la operación del CDA completamente óptico que, al mismo tiempo, realiza una conversión de tres modulaciones por desplazamiento de amplitud binarias a una sola octal basada en la XPolM y XGM en un AOS. Similarmente, la señal de salida del CDA puede ser interpretada como una señalización multinivel de tres señales binarias (de 1549.32, 1554.13 y 1558.98 nm) que resulta en una sola señal de 10 Gb/s de 8 niveles en una longitud de onda de 1564.38 nm.

Para predecir el comportamiento del CDA cuando se modifique la frecuencia de modulación del GPSA, se recurre a los resultados teóricos expuestos en la subsección V.2.1 y también a los resultados experimentales descritos en el párrafo anterior. Con relación a los resultados experimentales, a la frecuencia de modulación de 2.5 Gb/s se midió una potencia máxima de salida del CDA (haz CW) a la que nos referiremos como  $P_{ref}$ , que es generada por el CDA cuando la combinación de la señal digital de entrada al mismo fue “111” (ver figura 40). Esta combinación de entrada al CDA representa la potencia máxima de la señal digital presente en el AOS, lo que a su vez implica que esta combinación induce la máxima rotación estado de polarización del haz CW. De manera que al extrapolar los resultados teóricos de la RNP a los de nuestro interés, entonces es

posible decir que, a 2.5 Gb/s, la combinación de entrada “111” indujo la rotación del estado de polarización del haz CW en 95 grados, según se verifica en la figura 37.

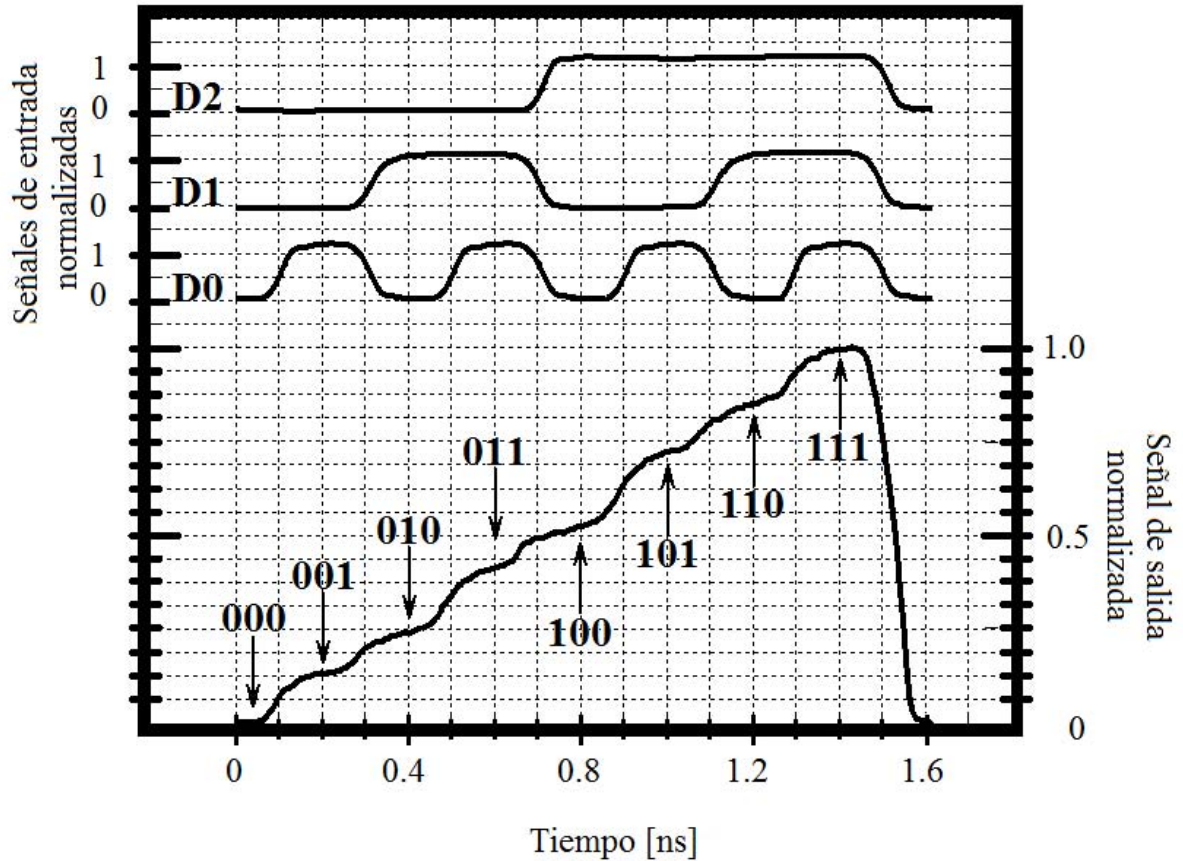


Figura 40. Señales de entrada y señal de salida codificada. D2, D1 y D0 son designados como los bits más significativo, intermedio y menos significativo respectivamente. Las flechas apuntan a los niveles generados por la combinación digital de entrada señalada por la línea punteada.

En general, la potencia máxima de salida del CDA ( $P_{oCWmx}$ , aquella cuando la combinación de la señal digital de entrada es “111”) dependerá del valor de la frecuencia de modulación del GPSA. Se calculó la cantidad  $P_{oCWmx}/P_{ref}$ <sup>1</sup> y su perfil es idéntico al del desplazamiento angular ( $\Theta$ ) mostrado en la figura 37, por lo que en esta misma

<sup>1</sup>Asumiendo que la potencia que emerge del AOS como función de la frecuencia de modulación es constante

figura se exhiben los valores de la cantidad de interés a la derecha del gráfico. El perfil de  $P_{oCW_{mx}}$  sugiere que, en comparación con la potencia máxima de salida del CDA medida a 2.5 Gb/s, al disminuir la frecuencia de modulación del GPSA dicha potencia aumenta y viceversa. Note que si la frecuencia de operación del GPSA se ubica en el rango 20-100 GHz, entonces la potencia máxima de salida del CDA se mantendría casi constante a  $0.45P_{ref}$ . Dicho con otras palabras, este valor representaría una potencia menor al 65%, de la observada cuando la frecuencia es de 2.5 GHz.

Los cambios en la potencia máxima de salida del CDA que se observarían al modificar la frecuencia de operación del GPSA, producirían también una separación diferente en los niveles de la señal “analógica” (discreta de salida). Al incrementarse la frecuencia de operación del GPSA, disminuye la rotación del haz CW y en consecuencia disminuye la separación de los 8 niveles de salida. De hecho la cantidad  $P_{oCW_{mx}}/P_{ref}$  también afecta la separación de los niveles de la señal analógica, aumentándola o disminuyéndola respecto a la separación de  $1/7P_{ref}$  observada a 2.5 Gb/s. Si la resolución del equipo con el que se midiera la señal analógica no es lo suficientemente alta, entonces no podría distinguir los saltos discretos de potencia y se perdería la información.

Lo anterior es de suma importancia porque significa que el CDA puede trabajar con señales digitales de entrada de hasta 100 Gb/s. Evidentemente habría una compresión en el paso de los niveles de potencia de salida y se requeriría un equipo de detección con mayor resolución y/o agregar una etapa de amplificación, óptica u eléctrica de bajo ruido.

# Capítulo VI

## Conclusiones

En este trabajo se demostró experimental y teóricamente la operación de un CDA completamente óptico de 3 bits basado en la XPolM y la XGM en un AOS. El experimento consistió en convertir de digital a “analógico” los datos de 3 señales binarias sincronizadas de 1549.32, 1554.13 y 1558.98 nm. El resultado fue una señal discreta de 8 niveles de 1564.68 nm. A fin de obtener una señal discreta con 8 niveles de potencia equidistantes manteniendo una relación lineal con las combinaciones digitales de entrada, la función de transferencia del CDA propuesto se determinó para señales digitales de entrada cuyas potencias fueron idénticas entre ellas y adquirieron los valores -3, -1.5, 0, 1.5 y 3 dBm. La función de transferencia que se aproximó a una recta fue aquella generada para niveles altos con potencias de -1.5 y -3 dBm. En este caso, los efectos antagonistas de la XGM y la XPolM sobre la señal de salida del CDA se contrarrestan en tal proporción que generaron una función de transferencia lineal en acuerdo con los resultados teóricos. Para niveles altos con potencias mayores a -1.5 dBm, la XPolM mejora su eficiencia lo que, paradójicamente, permitió que la XGM impusiera su acción típica de compresión de la potencia sobre la señal de salida del CDA, lo que resultó en una función de transferencia no-lineal.

La demostración experimental del CDA fue realizada con una potencia de -1.5 dBm para los niveles altos de las señales digitales de entrada, dado que bajo estas circunstancias la función de transferencia resultó ser lineal y con el valor más grande posible de pendiente. Esto permitió generar una señal analógica, o de forma estricta, una señal discreta de salida con 8 niveles de potencia casi equidistantes separados entre ellos con

la potencia más grande posible. Las 3 señales digitales de entrada fueron moduladas bajo codificación NRZ, la primera a una velocidad de 5 Gb/s mientras que la segunda y la tercera con una tasa de 2.5 Gb/s. En consecuencia, la señal discreta de salida fue también interpretada como la señalización multinivel de tres señales binarias que resultó en una señal de 10 Gb/s de 8 niveles.

Por otra parte, con la finalidad de predecir de manera teórica el comportamiento del CDA cuando la velocidad de las señales digitales de entrada varié, manteniendo el tiempo de cómputo razonablemente bajo, se abordó el estudio de la respuesta en frecuencia de la rotación no lineal de la polarización (RNP). Los resultados de la respuesta en frecuencia de la RNP se extrapolaron al desempeño dinámico de la XPolM y en consecuencia fue posible hacer algunas inferencias sobre el comportamiento del CDA cuando las señales digitales de entrada varían hasta centenas de GHz. Este proceder está justificado ya que los mecanismos físicos responsables de la RNP y de la XPolM son los mismos. Entonces, para realizar el estudio de la respuesta en frecuencia de la RNP se analizó la evolución teórica del parámetro  $\Theta$  como una función de la frecuencia de modulación. Los resultados encontrados se validaron con datos experimentales de un trabajo similar. Se estableció que la frecuencia de corte de la RNP es aquella en donde  $\Theta$  adopta un valor de la mitad del que tiene cuando la frecuencia de modulación se considerada baja ( $<0.3$  GHz). Teniendo en cuenta esta definición, se encontró que la frecuencia de corte, cuando el AOS se alimentó con una señal de control cuyo estado de polarización fue lineal inclinado a 45 grados, fue aproximadamente de 3.8 GHz, siendo la CDP el mecanismo que rige su valor a través de la birrefringencia inducida. Cuando la frecuencia de modulación se incrementa más allá del inverso del tiempo de vida de los portadores, el mecanismo del CH fue el principal responsable de la RNP. Bajo dichas condiciones  $\Theta$  presentó valores pequeños que disminuyeron gradualmente conforme la



frecuencia de modulación se incrementó más allá de 100 GHz. Estos resultados permiten entender y hacer algunas inferencias del comportamiento del CDA cuando la velocidad de las señales digitales de entrada sea variada. En primer lugar se estableció que a frecuencias de modulación bajas ( $<0.3$  GHz), la CDP gobierna el comportamiento de la RNP y por tanto aquel de la XPolM. Así, bajo este escenario el efecto de la XPolM es fuerte, por lo que la potencia de la señal analógica del CDA es grande. Al incrementar la frecuencia de modulación en el rango 2 a 5 Gb/s, el efecto de la CDP disminuye abruptamente por lo que la potencia de la señal analógica del CDA disminuye también. Por arriba de 10 Gb/s, el efecto de la CDP a la RNP y a la XPolM es despreciable y en su lugar prevalece el efecto del CH. Este mecanismo mantiene constante las respuestas de la RNP y de la XPolM hasta frecuencias de modulación de hasta 100 Gb/s, aproximadamente, pero produciendo una reducción importante en la potencia de salida del CDA. De hecho, los datos teóricos predicen que cuando las señales digitales de entrada presentaran tasas de 20 a 100 Gb/s, la potencia de salida del CDA se reduciría en un 65% de la que este dispositivo arrojaría si la velocidad de las señales antes mencionadas fuera de 2.5 Gb/s. Lo anterior significa que el CDA puede trabajar con señales digitales de entrada de hasta 100 Gb/s. Evidentemente habría una compresión en el paso de los niveles de potencia de salida y se requeriría un equipo de detección con mayor resolución y/o agregar una etapa de amplificación, óptica u eléctrica de bajo ruido.

## Referencias bibliográficas

- Adams, M. (1981). *An introduction to optical waveguides*. John Wiley, New Jersey.
- Agrawal, G. y Habbab, I. (1990). Effect of a four-wave mixing on multichannel amplification in semiconductor laser amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **26**(3): 501–505.
- 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.
- Agrawal, G. P. y Dutta, N. K. (1986). *Long-wavelength semiconductor lasers*. Van Nostrand Reinhold, New York.
- Albores Mejía, A. (2009). *Caracterización dinámica de la rotación no lineal de la polarización dentro de un amplificador óptico de semiconductor*. (Tesis de Maestría, Centro de Investigación y de Educación Superior de Ensenada, Baja California), Recuperada de: <http://www.biblioteca.cicese.mx>.
- Álvarez, E., Soto, H., y Torres, J. (2003). Investigation of the carrier density dependence on the confinement factor in a bulk semiconductor optical amplifier with a ridge waveguide. *Optics Communications*, **222**: 161–167.
- Asada, M., Kameyama, A., y Suematsu, Y. (1984). Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **20**(7): 745–753.
- Betti, S. y Duca, E. (2009). Evaluating soa nonlinearity effects by high-order susceptibility on constant envelope signals in wdm systems. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **27**(21): 4855–4862.
- Bintjas, C., Vlachos, K., Pleros, N., y Avramopoulos, H. (2003). Ultrafast nonlinear interferometer (uni)-based digital optical circuits and their use in packet switching. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **21**(11): 2629–2637.
- Bischoff, S., Buxens, A., Poulsen, H., Clausen, A., y Mork, J. (1999). Bi-directional four wave mixing in semiconductor amplifiers for mid span spectral inversion: theory and experiment. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **17**(9): 1617–1625.
- Boula-Picard, R., Alouini, M., Lopez, J., Vodjdani, N., y Simon, J.-C. (2005). Impact of the gain saturation dynamics in semiconductor optical amplifiers on the characteristics of an analog optical link. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **23**(8): 2420–2426.

- Calabretta, N., Liu, Y., Huijskens, F. M., Hill, M. T., de Waardt, H., Khoe, G. D., y Dorren, H. J. S. (2004). Optical signal processing based on self-induced polarization rotation in a semiconductor optical amplifier. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **22**(2): 372–381.
- Chaffee, C. D. (2002). *Building the global fiber optics superhighway*. Kluwer, New York.
- Choa, F.-S., Zhao, X., Yu, X., Lin, J., Zhang, J. P., Gu, Y., Ru, G., Zhang, G., Li, L., Xiang, H., Hadimioglu, H., y Chao, H. J. (2005). An optical packet switch based on wdm technologies. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **23**(3): 994–1014.
- Chou, H.-F. y Bowers, J. E. (2007). High-speed otdm and wdm networks using traveling-wave electroabsorption modulators. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **13**(1): 58–69.
- Chow, K. y Lin, C. (2008). Photonic crystal fibers for nonlinear signal processing. En *Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers Conference, 2008. OFC/NFOEC 2008.*, páginas 1–3.
- Chow, W. W. y Koch, S. W. (1999). *Semiconductor-Laser Fundamentals*. Springer, Berlin.
- Connelly, M. J. (2004). *Semiconductor optical amplifiers*. Kluwer, New York.
- Contestabile, G., Presi, m., Proietti, R., Calabretta, N., y Ciaramella, E. (2007). A simple and low-power optical mimiter for multi-ghz pulse trains. *Optic Express*, **15**(15): 9849–9858.
- Dong, J., Fu, S., Zhang, X., Shum, P., Zhang, L., y Huang, D. (2006). Analytical solution for soa-based all-optical wavelength conversion using transient cross-phase modulation. *IEEE Photonics Technology Letters*, **18**(24): 2554–2556.
- Dorren, H., Lenstra, D., Liu, Y., Hill, M., y Khoe, G.-D. (2003). Nonlinear polarization rotation in semiconductor optical amplifiers: theory and application to all-optical flip-flop memories. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **39**(1): 141–148.
- Durhuus, T., Mikkelsen, B., y Stubkjaer, K. E. (1992). Detailed dynamic model for semiconductor optical amplifier and their crosstalk and intermodulation distortion. *IEEE Journal of Lightwave Thechnology*, **10**(8): 1056–1065.
- Duta, N. K. y Wangg, Q. (2006). *Semiconductor optical amplifier*. World Scientific, New Jersey.
- Ezra, Y. B., Lembrikov, B. I., y M., H. (2009). Ultrafast all-optical processor based on quantum-dot semiconductor optical amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **45**(1): 34–41.

- Fitz, M. P. (2007). *Fundamentals of communications systems*. The McGraw-Hill Companies, New York.
- Fu, S., Zhong, W.-D., Shum, P., Wu, C., y Zhou, J. (2007). Nonlinear polarization rotation in semiconductor optical amplifiers with linear polarization maintenance. *IEEE Photonics Technology Letters*, **19**(23): 1931–1933.
- Fu, S., Zhong, W.-D., Shum, P. P., y Wen, Y. J. (2009). All-optical nrz-ook-to-rz-ook format conversions with tunable duty cycles using nonlinear polarization rotation of a semiconductor optical amplifier. *Optics Communications*, **282**(11): 2143–2146.
- Ghafouri-Shiraz, H. (2004). *The principles of semiconductor laser diodes and amplifiers*. Imperial College Press, London.
- Ginovart, F., Amaya, M., y Sharaiha, A. (2007). Semiconductor optical amplifier studies under optical injection at the transparency wavelength in copropagative configuration. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **25**(3): 840–849.
- Goldstein, D. (2003). *Polarized light*. Marcel Dekker, New York, segunda edición.
- Gopalakrishnapillai, B., Premaratne, M., Nirmalathas, A., y Lim, C. (2005). Power equalization using polarization rotation in semiconductor optical amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*, **17**(8): 1695–1697.
- Green, P. J. (2006). *Fiber to the home*. John Wiley, New Jersey.
- Guo, L. y Connelly, M. (2004). Demonstration of birefringence in a bulk semiconductor optical amplifier and its application to all-optical wavelength conversion. *Technical Digest: Symposium on Optical Fiber Measurements, 2004.*, páginas 167 – 170.
- Guo, L.-Q. y Connelly, M. J. (2005). Signal-induced birefringence and dichroism in a tensile-strained bulk semiconductor optical amplifier and its application to wavelength conversion. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **23**(12): 4037–4045.
- Gutiérrez-Castrejon, R. y Duelk, M. (2006). Uni-directional time-domain bulk soa simulator considering carrier depletion by amplified spontaneous emission. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **42**(6): 581–588.
- Gutierrez-Castrejon, R., Schares, L., Occhi, L., y Guekos, G. (2000). Modeling and measurement of longitudinal gain dynamics in saturated semiconductor optical amplifiers of different length. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **36**(12): 1476–1484.
- Gutierrez-Castrejon, R., Dolores-Calzadilla, V., y Duelk, M. (2009). Gain-controlled semiconductor optical preamplifier for the 100 gbit/s 40 km ethernet receiver. *Applied Optics*, **48**(25): F82–f89.

- Houbavlis, T., Zoiros, K., Kalyvas, M., Theophilopoulos, G., Bintjas, C., Yiannopoulos, K., Pleros, N., Vlachos, K., Avramopoulos, H., Shares, L., Occhi, L., Guekos, G., Taylor, J., Hansmann, S., y Miller, W. (2005). All-optical signal processing and applications within the esprit project do\_all. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **23**(2): 781–801.
- Icsevgi, A. y W. E. Lamb, J. (1969). Propagation of light pulses in a laser amplifier. *Physical Review*, **185**(2): 517–545.
- James, R. y Smith, D. (1982). Theory of nonlinear optical absorption associated with free carriers in semiconductors. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **18**(11): 1841–1864.
- Kani, J.-i. y Iwatsuki, K. (2005). A wavelength-tunable optical transmitter using semiconductor optical amplifiers and an optical tunable filter for metro/accesses dwdm applications. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **23**(3): 1164–1169.
- Kartalopoulos, S. V. (2004). Optical pattern detector and digital-to-analog converter for optical communications systems. *Opt. Eng.*, **43**(9): 2150–2155.
- Kawanishi, S., Takara, H., Saruwatari, M., y Kitoh, T. (1993). Ultrahigh-speed phase locked-loop-type clock recovery circuit using a travelling-wave laser diode amplifier as a 50 ghz phase detector. *Electronics Letters*, **29**(19): 1714–1716.
- Kawano, K. y Kitoh, T. (2001). *Introduction to optical waveguide analysis*. John Wiley, New York.
- Keiser, G. (2003). *Optical communications essentials*. The McGraw-Hill Companies, New York.
- Kim, J., Laemmlin, M., Meuer, C., Bimberg, D., y Eisenstein, G. (2009). Theoretical and experimental study of high-speed small-signal cross-gain modulation of quantum-dot semiconductor optical amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **45**(3): 240–248.
- Kittel, C. (1996). *Introduction to solid state physics*. John Wiley, New York, séptima edición.
- Kumar Das, N., Yamayoshi, Y., y Kawaguchi, H. (2000). Analysis of basic four-wave mixing characteristics in a semiconductor optical amplifier by the finite-difference beam propagation method. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **36**(10): 1184–1192.
- Lee, H., Yoon, H., Kim, Y., y Jeong, J. (1999). Theoretical study of frequency chirping and extinction ratio of wavelength-converted optical signals by xgm and xpm using soa's. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **35**(8): 1213–1219.

- Lee, J. H., Kikuchi, K., Nagashima, T., Hasegawa, T., Ohara, S., y Sugimoto, N. (2005). All fiber-based 160-gbit/s add/drop multiplexer incorporating a 1-m-long bismuth oxide-based ultra-high nonlinearity fiber. *Optics Express*, **13**(18): 6864–6869.
- Leven, A., Lin, J., Lee, J., Tu, K.-Y., Baeyens, Y., y Chen, Y. (2004). A 12.5 gsamples optical digital-to-analog converter with 3.8 effective bits. En *The 17th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 2004, LEOS 2004*, páginas 270–271.
- Leven, A., Yang, Y., Lin, J., Kondratko, P., Tate, A., Hu, T., Weimann, N., y Chen, Y. (2006). High speed integrated in-plane photonic digital-to-analog converter. En *International conference on Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings, 2006*, páginas 14–15.
- Li, X. (2009). *Optoelectronics devices*. Cambridge, Cambridge.
- Lin, G.-R. y Chiu, I.-H. (2005). Femtosecond wavelength tunable semiconductor optical amplifier fiber laser mode-locked by backward dark-optical-comb injection at 10 GHz. *Optics Express*, **12**(22): 8772–8780.
- Lu, Z., Liu, J., Raymond, S., Poole, P., Barrios, P., Pakulski, G., Poitras, D., Sun, F., Taebi, S., y Hall, T. (2007). Ultra-broadband quantum-dot semiconductor optical amplifier and its applications. *Conference on Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, 2007. OFC/NFOEC 2007*.
- Maldonado, R., Soto Ortiz, H., y Solis, K. (2008). Simplified model for estimating the cross-polarization modulation in a bulk semiconductor optical amplifier. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **44**(9): 850–857.
- Maldonado Basilio, R. (2009). *Modelado de la modulación cruzada de la polarización en amplificadores ópticos de semiconductor: aplicaciones a los sistemas de comunicaciones ópticas*. (Tesis de Doctorado, Centro de Investigación y de Educación Superior de Ensenada, Baja California), Recuperada de: <http://www.biblioteca.cicese.mx>.
- Manning, R., Antonopoulos, A., Le Roux, R., y Kelly, A. (2001). Experimental measurement of nonlinear polarisation rotation in semiconductor optical amplifiers. *Electronics Letters*, **37**(4): 229–231.
- Marcuse, D. (1974). *Theory of dielectric optical waveguides*. Academic Press, New York.
- Marcuse, D. (1989). Reflection loss of laser mode from tilted end mirror. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **7**(2): 336–339.
- Mathlouthi, W., Lemieux, P., Salsi, M., Vannucci, A., Bononi, A., y Rusch, L. (2006). Fast and efficient dynamic WDM semiconductor optical amplifier model. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **24**(11): 4353–4365.

- Mecozzi, A. y Mork, J. (1997). Saturation effects in nondegenerate four-wave mixing between short optical pulses in semiconductor laser amplifiers. *IEEE Journal of Selected Topics of Quantum Electronics*, **3**(4): 1190–1207.
- Mina, J.-W. T. y M. Weber, R. (2007). Magnetically controlled switches for optoelectronics networking: The problem, available technology, new implementations. *IEEE Transactions on Magnetics*, **43**(6): 2698–2700.
- Mitschke, F. (2009). *Fiber optics*. Springer, Berlin.
- Mukai, T. y Yamamoto, Y. (1982). Noise in an algaas semiconductor laser amplifier. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **30**(4): 410–421.
- Nishitani, T., Konishi, T., Furukawa, H., y Itoh, K. (2005). All-optical digital-to-analog conversion using pulse pattern recognition based on optical correlation processing. *Optics Express*, **13**(25): 10310–10315.
- Occhi, L. (2002). *Semiconductor Optical Amplifier made of Ridge Waveguide Bulk IN-GaAsP/InP: Experimental Characterisation and Numerical Modelling of Gain, Phase and Noise*. (Dissertation of Doctor of Technical Sciences) Eidgenössische Technische Hochschule Zurich, Switzerland.
- Occhi, L., Schares, L., y Guekos, G. (2003). Phase modeling based on the  $\alpha$ -factor in bulk semiconductor optical amplifiers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **9**(3): 788–797.
- Oda, S. y Maruta, A. (2006). All-optical digital-to-analog conversion using nonlinear optical loop mirrors. *IEEE Photonics Technology Letters*, **18**(5): 703–705.
- Ogasawara, N. y Ito, R. (1988). Longitudinal mode competition and asymmetric gain saturation in semiconductor lasers. ii. theory. *Japanese Journal of Applied Physics*, **27**(4): 615–626.
- Okamoto, K. (2006). *Fundamentals of optical waveguides*. Elsevier, Amsterdam, segunda edición.
- Olsson, N., Kazarinov, R., Nordland, W., Henry, C., Oberg, M., White, H., Garbinski, P., y Savage, A. (1989). Polarisation-independent optical amplifier with buried facets. *Electronics Letters*, **25**(16): 1048–1049.
- O’Mahony, M. (1988). Semiconductor laser optical amplifiers for use in future fiber systems. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **6**(4): 531–544.
- Pérez-Cortés, O., Albores-Mejía, A., y Soto-Ortiz, H. (2011). Theoretical and experimental study of the frequency response of the nonlinear polarization rotation in a bulk semiconductor optical amplifier. *IEICE Transactions on electronics*, (12): 1872–1880.

- Philippe, S., Bradley, A. L., Maldonado-Basilio, R., Surre, F., Kennedy, B. F., Landais, P., y Soto-Ortiz, H. (2008). Polarization dependence of non-linear gain compression factor in semiconductor optical amplifier. *Optics Express*, **16**(12): 8641–8648.
- Ponmalar, S. y Sundaravadivelu, S. (2008). Design of high speed optical switches for intelligent optical networks. En *International Conference on Computing, Communication and Networking*, páginas 1–4.
- Porzi, C., Scaffardi, M., y Bogoni, A. (2009). All-optical 2-bit digital-to-analog conversion with a single semiconductor optical amplifier. En *International Conference on Photonics in Switching, 2009*, páginas 1–2.
- Ribeiro, N., Gallep, C., Bierwagen, H., y Conforti, E. (2007). Wavelength converters evaluation of four wave mixing and cross-gain in semiconductor optical amplifiers. En *International Microwave and Optoelectronics Conference, 2007*, páginas 675–679.
- Rosencher, E. y Vinter, B. (2004). *Optoelectronics*. Cambridge, Cambridge.
- Saida, T., Okamoto, K., Uchiyama, K., Takiguchi, K., Shibata, T., y Sugita, A. (2001). Integrated optical digital-to-analogue converter and its application to pulse pattern recognition. *Electronics Letters*, **37**(20): 1237–1238.
- Saitoh, T., Mukai, T., y Mikami, O. (1985). Theoretical analysis and fabrication of antireflection coatings on laser-diode facets. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **3**(2): 288–293.
- Sakaguchi, J., Nishida, T., y Ueno, Y. (2009). 200-gb/s wavelength conversion using a delayed-interference all-optical semiconductor gate assisted by nonlinear polarization rotation. *Optics Communications*, **28**(9): 1728–1733.
- Saleh, B. E. A. y Teich, M. C. (2002). *Photonics*. John-Wiley, New York.
- Salleras, F., Hessler, T., Collin, S., Dupertuis, M.-A., Deveaud, B., Crottini, A., y Dagens, B. (2004). Acceleration of a gain-clamped semiconductor optical amplifier by the optical speed-up at transparency scheme. *Photonics Technology Letters*, **16**(5): 1262–1264.
- Sargent, M. I., Scully, M. O., y Lamb Jr., W. E. (1974). *Laser physics*. Addison-Wesley, Massachusetts.
- Saruwatari, M. (2000). All-optical signal processing for terabit/second optical transmission. *IEEE Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**(6): 1363–1374.
- Sawada, K. y Uenohara, H. (2007). Investigation of operation tolerance of a semiconductor optical digital-to-analog converter on phase and intensity fluctuation. En *Optical Internet, 2007 and the 2007 32nd Australian Conference on Optical Fibre Technology. COIN-ACOFT 2007*, páginas 1–3.



- Scaffardi, M., Andriolli, N., Meloni, G., Berrettini, G., Fresi, F., Castoldi, P., y Poti, L., B. A. (2007). Photonic combinatorial network for contention management in 160 gb/s-interconnection networks based on all-optical 2x2 switching elements. *IEEE Selected Topics in Quantum Electronics*, **5**(13): 1531–1539.
- Schubert, C., Ludwing, R., y Weber, H.-G. (2005). High-speed optical signal processing using semiconductor optical amplifier. *Journal of Optical and Fiber Communications Reports*, **2**(2): 171–208.
- Shimoda, K. (1984). *Introduction to laser physics*. Springer, Berlin.
- Shu-Rong, W., Zhi-Hong, L., Wei, W., Hong-Liang, Z., Rui-Ying, Z., Fan, Z., Lu-Feng, W., y Ying, D. (2004). Wide-band polarization-insensitive high-output-power semiconductor optical amplifier based on thin tensile-strained bulk ingaas. *Chinese Physics Letters*, **21**(2): 310–312.
- Simos, H., Bogris, A., y Syvridis, D. (2004). Investigation of a 2r all-optical regenerator based on four-wave mixing in a semiconductor optical amplifier. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **22**(2): 595–604.
- Solís Trápala, K. (2006). *Estudio teórico y experimental del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización dentro de un amplificador óptico de semiconductor utilizando la teoría de modos acoplados*. (Tesis de Maestría, Centro de Investigación y de Educación Superior de Ensenada, Baja California), Recuperada de: <http://www.biblioteca.cicese.mx>.
- Soto, H. y Erasme, D. (1996). Investigation of nondegenerate four wave mixing in semiconductor optical amplifier through bias current modulation. *Applied Physics Letters*, **68**(26): 3698–3700.
- Soto, H. y Gutierrez, A. (2006). All-optical 2-to-4 level encoder based on cross polarization modulation in a semiconductor optical amplifier utilized to develop an all-optical 2 input digital multiplexer. *Optics Express*, **14**(20): 9000–9005.
- Soto, H., Erasme, D., y Guekos, G. (1999). Cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*, **11**(8): 970–972.
- Soto, H., Álvarez, E., Díaz, C., Topomondzo, J., Erasme, D., Schares, L., Occhi, L., Guekos, G., y Castro, M. (2004). Design of an all-optical not xor gate based on cross-polarization modulation in a semiconductor optical amplifier. *Optics Communications*, **237**: 121–131.
- Sygletos, S., Tomkos, I., y Leuthold, J. (2008). Technological challenges on the road toward transparent networking. *IEEE Journal of Optical Networking*, **7**(4): 321–350.

- Tang, J. M. y Shore, K. A. (1998). Strong picosecond optical pulse propagation in semiconductor optical amplifiers at transparency. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **34**(7): 1263–1269.
- Tavis, M. T. (1983). A study of optical amplification in a double heterostructure gaas device using the density matrix approach. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **19**(8): 1302–1311.
- Teixeira, A., Lima, M., Frazao, O., y Ferreira da Rocha, J. (2001). Fiber bragg gratings for telecommunications. En *Proceedings of 2001 3rd International Conference on Transparent Optical Networks*, páginas 127–130.
- Toptchiyski, G., Kindt, S., Petermann, K., Hilliger, E., Diez, S., y Weber, H. G. (1999). Time-domain modeling of semiconductor optical amplifiers for otdm applications. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **17**(12): 2577–2583.
- Uenohara, H., Seki, T., y Kobayashi, K. (2004). High-speed optical packet switch with an optical digital-to-analog conversion-type header processor. *Optical Review*, **11**(2): 113–118.
- Uskov, A., Mork, J., y Mark, J. (1994). Wave mixing in semiconductor laser amplifiers due to carrier heating and spectral-hole burning. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **30**(8): 1769–1781.
- Vassallo, C. (1988). Polarisation-independent antireflection coatings for semiconductor optical amplifiers. *Electronics Letters*, **24**(1): 61–62.
- Vlachos, K., Pleros, N., Bintjas, C., Theophilopoulos, G., y Avramopoulos, H. (2003). Ultrafast time-domain technology and its application in all-optical signal processing. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **21**(9): 1857–1868.
- Vukovic, A., Sewell, P., Benson, T., y Kendall, P. (2000). Advances in facet design for buried lasers and amplifiers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**(1): 175–184.
- Wai, P. K. A., Xu, L., Lui, L. F. K., Chan, L. Y., Lee, C. C., Tam, H. Y., y Demokan, M. S. (2005). All-optical add-drop node for optical packet-switched networks. *Optics letters*, **30**(12): 1515–1517.
- Weissbluth, M. (1989). *Photon-atom interactions*. Academic Press, New York.
- Xinliang, Z., Dexiu, H., y Deming, S. J. L. (2000). En *Novel XGM wavelength conversion scheme based on SLAOLM*, páginas 159–160.
- Xu, J., Zhang, X., Dong, J., Liu, D., y Huang, D. (2007). High-speed all-optical differentiator based on a semiconductor optical amplifier and a optical filter. *Optics Letters*, **32**(13): 1872–1874.

- Yacoubian, A. y Das, P. (2003). Digital-to-analog conversion using electrooptic modulators. *IEEE Photonics Technology Letters*, **15**(1): 117–119.
- Yang, X., Li, Z., Tangdiongga, E., Lenstra, D., Khoe, G., y Dorren, H. (2004). Sub-picosecond pulse generation employing an soa-based nonlinear polarization switch in a ring cavity. *Optics Express*, **12**(11): 2448–2453.
- Yano, M., Yamagishi, F., y Tsuda, T. (2005). Optical mems for photonic switching—compact and stable optical crossconnect switches for simple, fast, and flexible wavelength applications in recent photonic networks. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **11**(2): 383–394.
- Yariv, A. y Yeh, P. (2007). *Photonics*. Oxford University, New York, sexta edición.
- Zhang, J., Wu, J., Feng, C., Xu, K., y Lin, J. (2007). All-optical logic or gate exploiting nonlinear polarization rotation in an soa and red-shifted sideband filtering. *IEEE Photonics Technology Letters*, **19**(1): 33–35.
- Zhao, M., De Merlier, J., Morthier, G., y Baets, R. (2002). Dynamic birefringence of the linear optical amplifier and application in optical regeneration. *Selected Topics in Quantum Electronics*, **8**(6): 1399–1404.
- Zhao, S., Wu, C., Cheng, M., Li, Z., y Feng, Z. (2009). Poincare sphere method for optimizing the wavelength converter based on nonlinear polarization rotation in semiconductor optical amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **45**(8): 1006–1013.