

**TESIS DEFENDIDA POR**  
**Joaquín Beas Bujanos**  
**Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ**

**Dr. Horacio Soto Ortiz**

*Director del Comité*

**Dr. Arturo Arvizu Mondragón**

*Miembro del Comité*

**Dr. Khomenko Anatolii**

*Miembro del Comité*

**Dr. José Rosario Gallardo López**

*Jefe del Departamento de Electrónica  
y Telecomunicaciones*

**Dr. Luis Alberto Delgado Argote**

*Director de Estudios de Posgrado*

*Agosto de 2003*

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE  
EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA

DEPARTAMENTO DE ELECTRÓNICA Y  
TELECOMUNICACIONES

CONVERTIDOR DE LONGITUD DE ONDA UTILIZANDO LA  
MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN DENTRO DE  
UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR

TESIS

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

JOAQUÍN BEAS BUJANOS

Ensenada, Baja California. México. Agosto de 2003.

**RESUMEN** de la Tesis de **Joaquín Beas Bujanos**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO en CIENCIAS en ELECTRÓNICA y TELECOMUNICACIONES. Ensenada, Baja California, México. Agosto de 2003.

**CONVERTIDOR DE LONGITUD DE ONDA UTILIZANDO LA  
MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN DENTRO DE UN  
AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR**

Resumen aprobado por:

**Horacio Soto Ortiz**

*Director de tesis*

Actualmente, los sistemas de telecomunicaciones desempeñan un papel primordial en el progreso de las naciones. La creciente demanda de capacidad, calidad y vanguardia para estos sistemas, ha originado la realización de arduos trabajos de investigación enfocados a la creación de nuevas tecnologías y dispositivos capaces de mejorar a los sistemas de comunicaciones actuales, y de cumplir con los requerimientos de las redes del futuro. Una tecnología prometedora para lograr estos objetivos, es la transmisión y el procesamiento de la información en el dominio totalmente óptico usando como medio físico de transporte una fibra óptica.

La tecnología de las comunicaciones ópticas aprovecha el gran ancho de banda ofrecido por la fibra, así como la inherente capacidad de procesar la información a velocidades mayores que las de los sistemas electrónicos.

En la actualidad, las compañías operadoras de telecomunicaciones hacen uso de la *multicanalización por división de longitud de onda* (WDM-Wavelength Division Multiplexing) para ofrecer capacidades de transporte de información muy elevadas en comparación con las redes de transporte electrónicas rápidas convencionales. Sin embargo, aún en estas nuevas redes, la capacidad está limitada por el número de longitudes de onda que pueden ser empleadas, la probabilidad de bloqueo en los nodos de interconexión de la red, y por el control y administración de las longitudes de onda usadas. Además, la conversión de la información del dominio óptico al electrónico para su procesamiento y enrutamiento es inevitable, ya que aún no se cuenta con tecnología eficaz que realice estas funciones en el dominio totalmente óptico. La necesidad de esta conversión induce un retardo en el transporte de la información y una limitante en la velocidad máxima para su procesamiento, creando de esta manera un “cuello de botella” a la entrada de los nodos de interconexión de las redes.

En el presente, existe una fructífera batalla entre distintas tecnologías que compiten por proporcionar la más alta calidad en funciones de procesamiento en el dominio totalmente óptico. Recientemente, ha sido demostrado que la *función de conversión de longitud de onda totalmente óptica* puede evitar las restricciones existentes en las redes WDM actuales, proveyendo transparencia, flexibilidad y escalabilidad, así como una evolución hacia el establecimiento de las redes totalmente ópticas del futuro.

Un dispositivo que ha sido utilizado para realizar la conversión de la longitud de onda en el dominio totalmente óptico, es el amplificador óptico de semiconductor (AOS)

el cual tiene la ventaja de ser compatible con la óptica integrada, presenta una satisfactoria operación a altas velocidades, así como un amplio ancho de banda y pérdidas reducidas. Existen varios métodos para lograr la conversión de longitud de onda usando el AOS, sin embargo, recientemente las investigaciones se han enfocado en una técnica conocida como la *Modulación Cruzada de la Polarización* (XPolM-Cross Polarization Modulation). En efecto, este fenómeno se manifiesta dentro de los AOS's y ha sido usado para la creación de funciones totalmente ópticas, como por ejemplo: puertas lógicas, memorias tipo flip-flop, demultiplexión, y por supuesto, conversión de longitud de onda. Esta última implementación no ha sido totalmente investigada y aún existe la necesidad de un estudio exhaustivo para evaluar su rendimiento.

Por esta razón, en este trabajo se realizó, caracterizó y evaluó un convertidor de longitud de onda usando la XPolM dentro de un AOS.

El trabajo consta de un estudio teórico y experimental del fenómeno de la XPolM, una caracterización del AOS utilizado, así como de todos los dispositivos ópticos requeridos en los diferentes bancos experimentales. El fenómeno de la XPolM se caracterizó con señales ópticas de diferentes longitudes de onda, potencias y polarizaciones de entrada, obteniendo de esta manera su eficiencia para diferentes condiciones experimentales.

El convertidor de longitud de onda fue evaluado en estado estático para diferentes configuraciones de conversión (formato invertido y no-invertido, en conversión ascendente y descendente), con el fin de encontrar las condiciones de operación en donde el dispositivo presenta una respuesta óptima en lo que se refiere a tasa de extinción de la señal convertida, manteniendo al mismo tiempo una baja dependencia a la polarización de la señal de entrada (señal con información). El compromiso entre la tasa de extinción de la señal convertida y la baja dependencia a la polarización del convertidor es un requerimiento esencial para una aplicación práctica del dispositivo; determinar las condiciones para lograrlo fue uno de los objetivos primordiales de este trabajo y una aportación importante del mismo.

Finalmente, el convertidor fue evaluado en estado dinámico a 2.5 y 3.3  $Gb/s$  con secuencias pseudo aleatorias de longitud  $2^{23} - 1$  con formato de modulación no regreso a cero (NRZ- Non Return to Zero); así como con señales periódicas de 5, 10 y 15  $GHz$  para las diferentes configuraciones de conversión de longitud de onda. También, el convertidor fue evaluado a 2.5  $Gb/s$  con señales pseudo aleatorias de longitud  $2^{23} - 1$  con formato de modulación regreso a cero (RZ -Return to Zero).

**Palabras clave:** Multicanalización por división de longitud de onda, conversión de longitud de onda, amplificador óptico de semiconductor, modulación cruzada de la polarización.

**ABSTRACT** of the Thesis of **Joaquín Beas Bujanos**, presented as a partial requirement to obtain the MASTER in SCIENCE degree in ELECTRONICS AND TELECOMMUNICATIONS. Ensenada, Baja California, México. August of 2003.

**WAVELENGTH CONVERTER BASED ON CROSS-POLARIZATION MODULATION IN A SEMICONDUCTOR OPTICAL AMPLIFIER**

Abstract approved by:

**Horacio Soto Ortiz**

*Thesis director*

Presently, the telecommunications systems have an important role in the progress of nations. The growing demand of capacity, quality and vanguard for these systems, has originated a lot of research works focused to the creation of new technology and devices able to improve the actual communications systems and to accomplish the future networks requirements. A promising technology to achieve these objectives, is the transmission and processing of information in the all-optical domain using as transport physical medium the optical fiber.

Optical communications technology takes advantage of the huge bandwidth of the optical fiber, as well as of the inherent capacity to process the information at higher speeds than the electronic systems.

Today, telecommunications companies use the wavelength division multiplexing (WDM) technology to offer very high information transport capacities in comparison with the prior electronic transport networks. However, even in these new networks, the capacity is limited by the numbers of wavelengths that can be employed, the blocking probability at network cross-connects nodes, and the control and management of the wavelengths used. Additionally, the conversion from the optical to the electronic domain for processing and routing is unavoidable, because efficient technology up to now is not available to realize these functions at the all-optical domain. The need of this conversion, induces a transport delay of information and a restriction to the maximum processing speed that can be achieved, so that a "bottleneck" is created at the input of network cross-connects nodes

At present, exist a fruitful battle between different technologies which compete to provide the most high quality processing functions at the all-optical domain. Recently, it has been demonstrated that the all-optical wavelength conversion function can avoid the existent restrictions in the actual WDM networks, providing transparency, flexibility and scalability, as well as an evolution to the establishment of the all-optical future networks.

A device that has been used to realize the all-optical wavelength conversion, is the semiconductor optical amplifier (SOA), the SOA has the advantages to be compatible with integrated optics, with satisfactory operation at high speeds, as well as a wide bandwidth and reduced losses. Several techniques to achieve the wavelength conversion using the SOA's have been demonstrated, however, recently investigations have been focused in a technique known as the Cross-Polarization Modulation (XPolM). In fact, this

phenomena happens inside of SOA's and has been used to realize all-optical functions, as for example: logic gates, flip-flop memories, demultiplexing, and of course, wavelength conversion. However, this last implementation has not been totally investigated and even there exists the need of an exhaustive study to evaluate its performance.

Thus, in this work we realize, characterize, and evaluate a wavelength converter based on XPolM in a SOA.

The work consist of a theoretical and experimental study of the XPolM phenomena, a characterization of the SOA used, as well as of all optical devices required at the different experimental setups. The XPolM phenomena was characterized with different optical signals at different wavelengths, powers and input polarizations, obtaining its efficiency for different experimental conditions.

The wavelength converter was evaluated in steady state for different conversion configurations (inverted and non inverted format, up and down conversion) to obtain the operation conditions for which the device has an optimal response in extinction ratio of the converted signal, maintaining at the same time a low polarization dependence of the input signal (information signal). The trade-off between the extinction ratio of the converted signal and the low polarization dependence of the converter, is an essential requirement for a practical application of the device, in order to determine the conditions to get it that was one of the main objectives of this work and an important contribution of the same.

Finally, the wavelength converter was evaluated in dynamic operation at 2.5 and 3.3 *Gb/s* with a pseudo-random bit sequence of length  $2^{23} - 1$  with NRZ (nonreturn-to-zero) signaling for up and down conversion; as well as with periodic signals of 5, 10 and 15 *GHz* for different configurations of wavelength conversion. Also, the converter was evaluated at 2.5 *Gb/s* with a pseudo-random bit sequence of length  $2^{23} - 1$  with RZ (return-to-zero) signaling for up conversion.

**Key words:** Wavelength division multiplexing, wavelength conversion, semiconductor optical amplifier, cross-polarization modulation.

# Agradecimientos

Agradezco al Doctor Horacio Soto Ortiz, director de este trabajo de investigación. Su enseñanza, ha dado la forma final del trabajo. Su ejemplo y amistad han sido fundamentales en mi formación como persona.

A los miembros del comité de tesis, el Doctor Arturo Arvizu Mondragón y el Doctor Anatolii Khomenko, sus observaciones y contribuciones fueron esenciales para la realización del trabajo.

A mis compañeros de estudio y discusión: Salvador Ramírez, Rodrigo De la Peña, Alejandro Pardo, Ricardo Cuesta, Eduardo Álvarez y Milka Acosta. Todos sus consejos fueron considerados.

Al Doctor Didier Erasme, a Joseph Topomondzo y a Carlos Palavicini, por el apoyo que me brindaron durante mi estancia en la ENST de París, Francia.

Al personal del CICESE que nos apoyó durante el desarrollo del trabajo experimental: Ramón Muraoka, Miguel Farfán, Edith García, Benjamín Ramírez, René Torres y Raúl Moreno.

Al personal del CICESE que nos apoyó en las tareas administrativas.

Al Centro de Investigación Científica y de Estudios Superiores de Ensenada por permitirme formar parte de su grupo de estudiantes.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por el apoyo económico que me brindó para la realización de los estudios de maestría.

A Chava, Rorro, Aletz, Rica, Mike, Vicman, Dimmy, Nef, Poncho, Kiko, Pinky, Noris, Lalo Gallegos, Juca, Borre y Mesa, por su amistad. El camino aún es largo y lleno de dificultades.

A mis padres y hermanas. A Diana. Gracias por su amor.

Al Creador del Universo, por Todo.

# Dedicatorias

Todo mi esfuerzo y voluntad se nutren del amor hacia mi familia.

A mis padres Joaquín y María, dedico mi lucha por superarme y cambiar situaciones.

A mis hermanas, Perla, Yuriria y Gissel. Las quiero mucho, quizá no he sabido expresar mi cariño, soy rígido en mis acciones y creo que a veces no me entienden.

A Diana. Siempre estás en mí.

Al “Hasta la Victoria Siempre” que me ha acompañado los últimos años. No es una frase, es una *ideología*.

A todos mis grandes maestros.

Al México de todos y a sus héroes verdaderos.

*“Y he visto que la sabiduría sobrepasa a la necedad, como la luz a las tinieblas”*

*Ec.2.13.*

# Contenido

<u>Capítulo</u>	<u>Página</u>
<b>I INTRODUCCIÓN</b>	<b>1</b>
I.1 Antecedentes . . . . .	1
I.2 Objetivos Principales . . . . .	8
I.3 Organización del Trabajo de Tesis . . . . .	9
<b>II CONCEPTOS GENERALES</b>	<b>12</b>
II.1 Introducción . . . . .	12
II.2 Conceptos Fundamentales de Semiconductores . . . . .	12
II.2.1 Bandas de Energía . . . . .	12
II.2.2 Distribución de Fermi . . . . .	15
II.2.3 Unión p-n . . . . .	17
II.3 Guías de Onda Dieléctricas . . . . .	20
II.3.1 Modos de la Guía de Onda . . . . .	21
II.4 EL AOS . . . . .	24
II.4.1 No linealidades del AOS . . . . .	28
II.4.2 Características del AOS . . . . .	32
II.4.3 Efectos Físicos Dentro del AOS . . . . .	37
II.4.4 El AOS Usado en Este Trabajo . . . . .	38
II.5 Resumen . . . . .	39
<b>III TÉCNICAS DE CONVERSIÓN DE LONGITUD DE ONDA TOTALMENTE ÓPTICA</b>	<b>41</b>
III.1 Introducción . . . . .	41
III.2 Motivación para Realizar la Conversión de Longitud de Onda Totalmente Óptica . . . . .	42
III.3 Requerimientos de los Convertidores de Longitud de Onda Totalmente Ópticos . . . . .	43
III.4 Técnicas para la Conversión de Longitud de Onda Totalmente Óptica Usando AOS's . . . . .	44
III.4.1 Modulación Cruzada de la Ganancia (XGM) . . . . .	45
III.4.2 Modulación Cruzada de la Fase (XPM) . . . . .	47
III.4.3 Mezcla de 4 Ondas (FWM) . . . . .	48
III.4.4 Interferómetro No-Lineal Ultrarápido (UNI) . . . . .	50
III.5 Modulación Cruzada de la Polarización (XPolM) . . . . .	51
III.5.1 Introducción . . . . .	51
III.5.2 Birrefringencia Inducida . . . . .	52
III.5.3 Dispersión de Ganancias TE y TM . . . . .	55
III.5.4 Modificación de los Ejes Propios de la Guía . . . . .	56
III.5.5 Conversión de Longitud de Onda Usando la XPolM . . . . .	58

# Contenido (continuación)

<u>Capítulo</u>	<u>Página</u>
III.6 Resumen . . . . .	63
<b>IV CARACTERIZACIÓN DE LOS DISPOSITIVOS UTILIZADOS EN LOS DIFERENTES BANCOS EXPERIMENTALES</b>	<b>64</b>
IV.1 Introducción . . . . .	64
IV.2 Montaje del Amplificador . . . . .	64
IV.3 Cálculo de Pérdidas por Inserción y Captura del Arreglo . . . . .	66
IV.3.1 Medición del Perfil de Intensidad de la Emisión Espontánea Amplificada del AOS . . . . .	67
IV.3.2 Corrección de la Divergencia del Haz . . . . .	69
IV.3.3 Cálculo de las Pérdidas por Inserción . . . . .	72
IV.3.4 Cálculo de Pérdidas por Captura . . . . .	74
IV.3.5 Resultados Finales . . . . .	75
IV.3.6 Hipótesis Utilizadas . . . . .	76
IV.4 Emisión Espontánea Amplificada del AOS . . . . .	77
IV.4.1 Procedimiento de Medición . . . . .	77
IV.4.2 Datos del Espectro de EEA . . . . .	79
IV.4.3 Polarización de la EEA . . . . .	81
IV.5 Emisión Espontánea Amplificada del EDFA . . . . .	82
IV.5.1 Procedimiento de la Medición . . . . .	83
IV.6 Caracterización de Láseres Sintonizables . . . . .	84
IV.7 Caracterización de los Dispositivos Controladores de Polarización . . . . .	85
IV.7.1 Polarizadores . . . . .	86
IV.7.2 Controladores de Polarización . . . . .	88
IV.7.3 Placas Retardadoras . . . . .	89
IV.7.4 Compensador de Polarización . . . . .	90
IV.8 Medición de la Dependencia a la Polarización de la Ganancia del AOS . . . . .	91
IV.8.1 Procedimiento de Medición . . . . .	91
IV.9 Caracterización del Divisor de Haz . . . . .	92
IV.9.1 Determinación de las Pérdidas Dependientes de la Polarización del Dispositivo . . . . .	93
IV.9.2 Distorsión de la Polarización Producida por el Dispositivo . . . . .	95
IV.10 Resumen . . . . .	96
<b>V MANIFESTACIÓN EXPERIMENTAL DE LA XPOLM DENTRO DEL AOS</b>	<b>97</b>
V.1 Introducción . . . . .	97
V.2 Manifestación de la SNPR para una Señal Única de Prueba Entrante . . . . .	97
V.2.1 Procedimiento del Experimento . . . . .	99
V.2.2 Rotación No Lineal de la Polarización . . . . .	100

## Contenido (continuación)

<u>Capítulo</u>	<u>Página</u>
V.2.3	Cálculo de los Coeficientes de Conversión y del Desfasamiento Existente entre las Componentes Ortogonales de la Polarización a partir de las Matrices de Jones . . . . . 105
V.2.4	Cálculo de los Coeficientes de Conversión y del Desfasamiento entre las Componentes Ortogonales de Polarización a partir de los Parámetros de Stokes . . . . . 111
V.2.5	Desfasamiento entre Componentes Ortogonales . . . . . 114
V.2.6	Evolución de la Amplitud de las Componentes Ortogonales de la Polarización . . . . . 116
V.2.7	Coeficientes de Conversión TE/TM y TM/TE . . . . . 117
V.3	Manifestación de la XPolM para una Señal de Prueba con una Señal de Control . . . . . 120
V.3.1	Procedimiento del Experimento . . . . . 122
V.3.2	Rotación No Lineal de la Polarización de la Señal de Prueba Incitada por la Señal de Control . . . . . 123
V.3.3	Efectos Sobre las Componentes Ortogonales de la Polarización . 129
V.3.4	Dependencia a la Polarización del Efecto de la XPolM y de la Ganancia de la Señal de Prueba . . . . . 134
V.4	Resumen . . . . . 139
<b>VI</b>	<b>ESTUDIO EXPERIMENTAL EN ESTADO ESTÁTICO DE UN CONVERTIDOR DE LONGITUD DE ONDA BASADO EN LA XPolM 140</b>
VI.1	Introducción . . . . . 140
VI.2	Esquema Experimental . . . . . 140
VI.3	Conversión de la Longitud de Onda en Formato No Invertido . . . . . 141
VI.3.1	Dependencia a la Polarización . . . . . 144
VI.4	Conversión de la Longitud de Onda en Formato Invertido . . . . . 146
VI.4.1	Dependencia a la Polarización . . . . . 147
VI.5	Medición Estática de la Potencia de la Señal de Prueba a la Salida del AOS . . . . . 150
VI.6	Espectros Ópticos de Salida de los Diferentes Formatos de Conversión Experimentados . . . . . 152
VI.6.1	Conversión Descendente de Longitud de Onda . . . . . 153
VI.6.2	Conversión Ascendente de la Longitud de Onda . . . . . 155
VI.7	Medición de la Dependencia a la Polarización del Convertidor de Longitud de Onda . . . . . 158
VI.8	Resumen . . . . . 162
<b>VII</b>	<b>ESTUDIO EXPERIMENTAL EN ESTADO DINÁMICO DE</b>

# Contenido (continuación)

<u>Capítulo</u>	<u>Página</u>
<b>UN CONVERTIDOR DE LONGITUD DE ONDA BASADO EN LA XPolM</b>	<b>164</b>
VII.1 Introducción . . . . .	164
VII.2 Esquema Experimental . . . . .	164
VII.3 Resultados . . . . .	166
VII.3.1 Conversión de la Longitud de Onda a 2.5 Gb/s NRZ . . . . .	166
VII.3.2 Conversión de la Longitud de Onda a 3.3 Gb/s NRZ . . . . .	172
VII.3.3 Conversión de la Longitud de Onda para Señales Periódicas de 5, 10 y 15 GHz . . . . .	174
VII.3.4 Conversión de la Longitud de Onda a 2.5 Gb/s RZ . . . . .	180
VII.3.5 Posibilidad de Integración del Convertidor de Longitud de Onda	182
VII.3.6 Comparación de Cualitativa de Varias Técnicas de Conversión de Longitud de Onda Totalmente Óptica . . . . .	184
VII.4 Resumen . . . . .	186
<b>VIII CONCLUSIONES</b>	<b>187</b>
VIII.1 Aportaciones . . . . .	189
VIII.2 Trabajo Futuro . . . . .	190
<b>IX LITERATURA CITADA</b>	<b>191</b>
<b>A APÉNDICES</b>	<b>202</b>
A.1 Apéndice A: Representaciones de la Polarización de una Señal Óptica .	202
A.1.1 Matriz de Jones . . . . .	202
A.1.2 Elipse de Polarización . . . . .	204
A.1.3 Parámetros de Stokes . . . . .	208
A.1.4 Esfera de Poincaré . . . . .	211
A.2 Apéndice B: Analizador de Polarización HP8509B . . . . .	213
A.2.1 Calibración del <i>HP8509B</i> . . . . .	215
A.2.2 Procedimiento para Crear un Marco de Referencia de Polarización	216
A.2.3 Obtención de la Matriz de Jones de un Dispositivo Óptico No Caracterizado a través del Analizador de Polarización <i>HP8509B</i>	219

# Lista de Figuras

<u>Figura</u>	<u>Página</u>
1	Regiones de baja atenuación en la fibra óptica estándar [Borella <i>et al.</i> , 1997]. . . . . 2
2	Representación gráfica de la función de la tecnología WDM. . . . . 4
3	Modelo atómico simplificado del Germanio [Ankurum, 1971]. . . . . 13
4	Diagrama simplificado de bandas de energía [Ankurum, 1971]. . . . . 14
5	Curva de distribución de energías de los electrones en la banda de conducción y de los huecos en la banda de valencia. (a) Densidad de estados, (b) distribución de energías. . . . . 16
6	Diagrama simplificado de las bandas de energía para una unión tipo $p-n$ polarizada directamente. Proceso de inversión de población establecido [Verdeyen, 1995]. . . . . 19
7	Refracción interna. Relación entre los ángulos de refracción $\theta_2$ e incidencia $\theta_1$ , en una fornera plana entre dos medios con índices de refracción $n_1$ y $n_2$ [Saleh y Teich, 1991]. . . . . 21
8	Guía de onda dieléctrica. Rayos incidentes con un ángulo $\theta < \overline{\theta}_c = \cos^{-1}(n_2/n_1)$ son guiados por reflexiones internas totales [Saleh y Teich, 1991]. . . . . 22
9	Condición de autoconsistencia de una señal óptica viajando dentro de una guía de onda dieléctrica [Saleh y Teich, 1991]. . . . . 23
10	Patrón de interferencia debido a la autoconsistencia de las ondas dentro de la guía [Saleh y Teich, 1991]. . . . . 23
11	Diagrama simplificado de bandas de energía para una doble heterounión polarizada directamente. . . . . 25
12	Diagrama general de la estructura de un AOS [Occhi, 2002]. . . . . 28
13	Evolución de la distribución energética de los portadores en presencia de una señal óptica intensa: (a) Distribución inicial; (b) hoyo espectral; (c) redistribución energética generada por la difusión portador-portador; (d) relajamiento de la distribución energética debido a la difusión portador-fonón; (e) reincorporación de la distribución energética de portadores hacia la distribución inicial [Soto, 1996]. . . . . 29
14	Evolución de la ganancia material en presencia de una señal óptica intensa, debida a los mecanismos no lineales: (a) Curva inicial de ganancia material; (b) depresión en la curva de ganancia debida a la formación del hoyo espectral; (c) supresión de ganancia generada por la difusión portador-portador; (d) regularización de la ganancia material a una distribución con menor ganancia debida a la difusión portador-fonón; (e) reincorporación de la ganancia material hacia la distribución inicial [Soto, 1996]. . . . . 30
15	Método del índice efectivo, separando el problema de dos dimensiones en dos cálculos consecutivos de una dimensión [Eckner, 1998]. . . . . 36
16	Clasificación amplia de los convertidores de longitud de onda. . . . . 41

## Lista de Figuras (continuación)

<u>Figura</u>	<u>Página</u>
17 Red WDM con enrutamiento por longitud de onda. (a) Restricción de la continuidad de longitud de onda, (b) continuidad de longitud de onda [Borella <i>et al.</i> , 1997]. . . . .	42
18 Esquema del principio de operación de la conversión de longitud de onda basada en XGM. . . . .	46
19 Esquema del principio de operación de la conversión de longitud de onda basada en XPM. . . . .	48
20 Esquema del principio de operación de la conversión de longitud de onda basada en FWM. . . . .	49
21 Esquema del principio de operación de la conversión de longitud de onda basado en UNI. . . . .	51
22 Representación del efecto de la diferencia de fase entre componentes ortogonales de polarización de una señal óptica, sobre su estado de polarización. . . . .	54
23 Representación del efecto de la diferencia de ganancias entre los ejes propios del AOS sobre el estado de polarización de una señal de entrada. . . . .	56
24 Representación del efecto de la modificación de los ejes propios del AOS sobre el estado de polarización de una señal de entrada. . . . .	58
25 Esquema del principio de operación de la conversión de longitud de onda basado en la XPolM. . . . .	59
26 Estructura general del montaje del AOS . . . . .	65
27 Arreglo en espacio libre para inserción y captura de señales ópticas en el AOS . . . . .	66
28 Esquema experimental para la medición de perfiles de intensidad de la EEA del AOS. Faceta izquierda y faceta derecha. . . . .	68
29 Perfiles gaussianos de intensidad en $x$ y $y$ a la entrada y salida del AOS (faceta izquierda y derecha, respectivamente). . . . .	69
30 Ensanchamiento de un haz Gaussiano propagándose en $z$ [Verdeyen, 1995]. . . . .	71
31 Esquema experimental usado para la medición del espectro de EEA para ambas facetas del AOS. . . . .	78
32 Espectros de EEA de ambas facetas del AOS. Faceta izquierda ( $\cdots$ ) y faceta derecha ( $\text{---}$ ). . . . .	79
33 Espectro de rizo en las proximidades de la longitud de onda central, medido para la faceta derecha del amplificador. . . . .	80
34 Representación elíptica de la polarización de la EEA en el pico de ganancia del AOS. . . . .	82
35 Esquema experimental para la medición del espectro de EEA del EDFA. . . . .	83
36 Espectro de EEA del EDFA . . . . .	84

## Lista de Figuras (continuación)

<u>Figura</u>	<u>Página</u>
37 Emisión de láseres sintonizables. Respuesta del láser de prueba ( $\cdots$ ), y del láser de control ( $—$ ). . . . .	85
38 Esquema del prisma Glan-Thompson usado para la calibración de los polarizadores [Hentschel, 1989]. . . . .	87
39 Esquema experimental para la medición de la dependencia a la polarización de la ganancia del AOS. . . . .	91
40 Dependencia a la polarización de la ganancia del AOS. Respuesta de una polarización de entrada TE ( $\cdots$ ), y de una polarización de entrada TM ( $—$ ). . . . .	93
41 Esquema experimental para la caracterización del divisor de haz. . . . .	94
42 Efectos del divisor de haz sobre las polarizaciones lineales de entrada. En transmisión directa, las polarizaciones lineales de salida son representadas por el ecuador de la esfera de Poincaré. En transmisión por reflexión, la circunferencia fuera del ecuador representa las polarizaciones no lineales de salida. . . . .	96
43 Esquema experimental para la observación del efecto de la SNPR para una señal única de prueba entrante. . . . .	98
44 Estados de polarización medidos a la salida del amplificador, al variar la potencia (de mínimo $-9.5$ dBm a máximo $5.5$ dBm) y la polarización de la señal de entrada (de $0^\circ$ a $90^\circ$ ). . . . .	101
45 Rotación de la polarización de la señal de prueba única entrante. . . . .	103
46 Polarizaciones lineales de entrada para el cálculo de la matriz de Jones. . . . .	109
47 Desfasamientos relativos entre componentes ortogonales de polarización en función de la potencia óptica de entrada de la señal de prueba para las polarizaciones lineales de entrada de $135^\circ$ ( $—$ ), $45^\circ$ ( $— —$ ), $70^\circ$ ( $— \cdot$ ), $80^\circ$ ( $\bullet$ ), $100^\circ$ ( $\times$ ) y $110^\circ$ ( $\circ$ ). SNPR. . . . .	115
48 Evolución de la amplitud de las componentes ortogonales de polarización de la señal prueba ( $A_x/A_y$ ) en función de la potencia óptica de entrada de la señal de prueba para las polarizaciones lineales de entrada de $135^\circ$ ( $—$ ), $45^\circ$ ( $— —$ ), $70^\circ$ ( $— \cdot$ ), $80^\circ$ ( $\bullet$ ), $100^\circ$ ( $\times$ ) y $110^\circ$ ( $\circ$ ). SNPR. . . . .	117
49 Coeficientes de conversión: $C_{TE/TM}$ ( $\circ$ ) y $C_{TM/TE}$ ( $\times$ ) en función de la potencia óptica de entrada de la señal de prueba para las polarizaciones lineales de entrada de $0^\circ$ y $90^\circ$ , respectivamente. SNPR. . . . .	119
50 Esquema experimental para la medición del la XPolM que produce una señal de control sobre una señal de prueba. . . . .	121

## Lista de Figuras (continuación)

<u>Figura</u>	<u>Página</u>	
51	Ángulos de rotación máximos ( $\blacktriangle$ ) y mínimos ( $\square$ ) de la señal de prueba, cuando la señal de control con una potencia de 1.488 <i>dBm</i> es rotada en polarización ( $0^\circ$ a $180^\circ$ ) a la entrada del AOS. Longitud de onda de la señal de control $\lambda_{C1} = 1550.5 \text{ nm}$ y (a) prueba a $\lambda_{P1} = 1545.5 \text{ nm}$ , (b) prueba a $\lambda_{P2} = 1555.5 \text{ nm}$ . . . . .	124
52	Ángulos de rotación máximos ( $\blacktriangle$ ) y mínimos ( $\square$ ) de la señal de prueba, cuando la señal de control con una potencia de 1.488 <i>dBm</i> es rotada en polarización ( $0^\circ$ a $180^\circ$ ) a la entrada del AOS. Longitud de onda de la señal de control $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$ y (a) prueba a $\lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , (b) prueba a $\lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ . . . . .	125
53	Ángulos de rotación máximos ( $\blacktriangle$ ) y mínimos ( $\square$ ) de la señal de prueba, cuando la señal de control con una potencia de 1.488 <i>dBm</i> es rotada en polarización ( $0^\circ$ a $180^\circ$ ) a la entrada del AOS. Longitud de onda de la señal de control $\lambda_{C3} = 1560.5 \text{ nm}$ y (a) prueba a $\lambda_{P2} = 1555.5 \text{ nm}$ , (b) prueba a $\lambda_{P5} = 1564 \text{ nm}$ . . . . .	125
54	Desfasamiento relativo entre componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba, para polarizaciones lineales de entrada de esta señal a $60^\circ$ y $130^\circ$ . Para la combinación de longitudes de onda de la señal de control y de prueba de $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$ y $\lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , respectivamente. . . . .	130
55	Desfasamiento relativo entre componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba, para polarizaciones lineales de entrada de esta señal a $60^\circ$ y $130^\circ$ . Para la combinación de longitudes de onda de la señal de control y de prueba de $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$ y $\lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , respectivamente. . . . .	130
56	Evolución de las amplitudes de las componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba, para polarizaciones lineales de entrada de esta señal a $60^\circ$ y $130^\circ$ . Para la combinación de longitudes de onda de la señal de control y de prueba de $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$ y $\lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , respectivamente. . . . .	132
57	Evolución de las amplitudes de las componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba, para polarizaciones lineales de entrada de esta señal a $60^\circ$ y $130^\circ$ . Para la combinación de longitudes de onda de la señal de control y de prueba de $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$ y $\lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , respectivamente. . . . .	132

## Lista de Figuras (continuación)

<u>Figura</u>	<u>Página</u>	
58	<p>Coeficientes de conversión TE/TM y TM/TE. <math>C_{TE/TM}</math> con la señal de control en TE (<math>\cdots</math>), <math>C_{TE/TM}</math> con la señal de control en <math>40^\circ</math> (<math>- -</math>), <math>C_{TE/TM}</math> con la señal de control en TM (<math>- \cdot</math>), <math>C_{TM/TE}</math> con la señal de control en TM (<math>\diamond</math>), <math>C_{TM/TE}</math> con la señal de control en <math>40^\circ</math> (<math>\circ</math>) y <math>C_{TM/TE}</math> con la señal de control en TE (<math>\times</math>). Para las combinaciones de longitudes de onda de la señal de control y de prueba <math>\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}</math> y <math>\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}</math>. . . . .</p>	133
59	<p>Parámetros de Stokes normalizados para la señal de prueba <math>s_1(\bullet)</math>, <math>s_2(*)</math> y <math>s_3(+)</math>. Para polarizaciones lineales de entrada de <math>60^\circ</math> y <math>130^\circ</math>, para las combinaciones de longitudes de onda de la señal de control y de prueba <math>\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}</math>, respectivamente. . . . .</p>	135
60	<p>Parámetros de Stokes normalizados para la señal de prueba <math>s_1(\bullet)</math>, <math>s_2(*)</math> y <math>s_3(+)</math>. Para polarizaciones lineales de entrada de <math>60^\circ</math> y <math>130^\circ</math>, para las combinaciones de longitudes de onda de la señal de control y de prueba <math>\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}</math>, respectivamente. . . . .</p>	135
61	<p>Dependencia a la polarización de la ganancia de la señal prueba. Para las combinaciones de longitud de onda de <math>\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}</math> y <math>\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}</math>, para polarizaciones lineales de entrada de la señal de prueba de <math>60^\circ</math> (<math>\cdots</math>) y <math>130^\circ</math> (<math>-</math>). . . . .</p>	137
62	<p>Asimetría en la reducción de la ganancia de la curva de EEA del AOS debida a la señal de control. Espectro del la inyección de <math>\lambda_{C1} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}</math> (<math>-</math>), y <math>\lambda_{C1} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}</math> (<math>- -</math>). . . . .</p>	138
63	<p>Esquema experimental del convertidor de longitud de onda en estado estático. . . . .</p>	141
64	<p>Medición estática de la potencia de salida de la señal de prueba contra la potencia de entrada de la señal de control, para una conversión de longitud de onda descendente <math>\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}</math>. Para ángulos lineales de entrada de la señal de prueba de <math>60^\circ</math> y <math>130^\circ</math>. Formato de conversión no invertido (<math>\bullet</math>), e invertido (<math>\diamond</math>). . . . .</p>	151
65	<p>Medición estática de la potencia de salida de la señal de prueba contra la potencia de entrada de la señal de control, para una conversión de longitud de onda ascendente <math>\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}</math>. Para ángulos lineales de entrada de la señal de prueba de <math>60^\circ</math> y <math>130^\circ</math>. Formato de conversión no invertido (<math>\bullet</math>), e invertido (<math>\diamond</math>). . . . .</p>	151
66	<p>Espectros ópticos a la salida del polarizador. Conversión descendente de la longitud de onda basada en la XPolM <math>\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}</math>, con polarización lineal de entrada de la señal de prueba a <math>60^\circ</math>. Formato de conversión (a) No invertido, e (b) invertido. Estado de la señal de prueba "ON" (<math>-</math>) y "OFF" (<math>\cdots</math>). . . . .</p>	154

## Lista de Figuras (continuación)

<u>Figura</u>	<u>Página</u>	
67	Espectros ópticos a la salida del polarizador. Conversión descendente de la longitud de onda basada en la XPolM $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , con polarización lineal de entrada de la señal de prueba a $130^\circ$ . Formato de conversión (a) No invertido, e (b) invertido. Estado de la señal de prueba “ON” (—) y “OFF” ( $\cdots$ ). . . . .	154
68	Espectros ópticos a la salida del polarizador. Conversión ascendente de la longitud de onda basada en la XPolM $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , con polarización lineal de entrada de la señal de prueba a $60^\circ$ . Formato de conversión (a) No invertido, e (b) invertido. Estado de la señal de prueba “ON” (—) y “OFF” ( $\cdots$ ). . . . .	156
69	Espectros ópticos a la salida del polarizador. Conversión ascendente de la longitud de onda basada en la XPolM $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , con polarización lineal de entrada de la señal de prueba a $130^\circ$ . Formato de conversión (a) No invertido, e (b) invertido. Estado de la señal de prueba “ON” (—) y “OFF” ( $\cdots$ ). . . . .	157
70	Dependencia a la polarización de la tasa de extinción de la señal de prueba convertida. Conversión ascendente de longitud de onda $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , para polarizaciones lineales de entrada de la señal de prueba a $60^\circ$ y $130^\circ$ . Formato de conversión no invertido ( $\bullet$ ), e invertido ( $\diamond$ ). . . . .	160
71	Dependencia a la polarización de la tasa de extinción de la señal de prueba convertida. Conversión ascendente de longitud de onda $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , para polarizaciones lineales de entrada de la señal de prueba a $60^\circ$ y $130^\circ$ . Formato de conversión no invertido ( $\bullet$ ), e invertido ( $\diamond$ ). . . . .	160
72	Esquema experimental del convertidor de longitud de onda en estado dinámico. . . . .	165
73	Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a $2.5 \text{ Gb/s}$ en conversión de la longitud de onda ascendente ( $1555.5 \text{ nm} - 1560.5 \text{ nm}$ ). (a) Señal de información de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido. . . . .	168
74	Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a $2.5 \text{ Gb/s}$ en conversión de la longitud de onda descendente ( $1555.5 \text{ nm} - 1550.5 \text{ nm}$ ). (a) Señal de información de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido. . . . .	168
75	Diagramas de ojo para la conversión de la longitud de onda ascendente ( $1555.5 \text{ nm} - 1560.5 \text{ nm}$ ) a $2.5 \text{ Gb/s}$ . Formato de conversión (a) No invertido, e (b) invertido. . . . .	169

## Lista de Figuras (continuación)

<u>Figura</u>	<u>Página</u>
76 Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a 3.3 <i>Gb/s</i> en conversión de la longitud de onda ascendente (1555.5 <i>nm</i> – 1560.5 <i>nm</i> ). (a) Señal de información de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido. . . . .	173
77 Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a 3.3 <i>Gb/s</i> en conversión de la longitud de onda descendente (1555.5 <i>nm</i> – 1550.5 <i>nm</i> ). (a) Señal de información de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido. . . . .	173
78 Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a 5 <i>GHz</i> en conversión de la longitud de onda ascendente (1555.5 <i>nm</i> – 1560.5 <i>nm</i> ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido. . . . .	177
79 Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a 10 <i>GHz</i> en conversión de la longitud de onda ascendente (1555.5 <i>nm</i> – 1560.5 <i>nm</i> ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido. . . . .	177
80 Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a 15 <i>GHz</i> en conversión de la longitud de onda ascendente (1555.5 <i>nm</i> – 1560.5 <i>nm</i> ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido. . . . .	178
81 Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a 5 <i>GHz</i> en conversión de la longitud de onda descendente (1555.5 <i>nm</i> – 1550.5 <i>nm</i> ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido. . . . .	178
82 Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a 10 <i>GHz</i> en conversión de la longitud de onda descendente (1555.5 <i>nm</i> – 1550.5 <i>nm</i> ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido. . . . .	179
83 Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a 15 <i>GHz</i> en conversión de la longitud de onda ascendente (1555.5 <i>nm</i> – 1550.5 <i>nm</i> ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido. . . . .	179
84 Esquema experimental del convertidor de longitud de onda en estado dinámico para una señal de información a 2.5 <i>Gb/s</i> en formato RZ. . .	181
85 Trazos del osciloscopio de las señales convertidas RZ a 2.5 <i>Gb/s</i> en conversión ascendente (1551.7 <i>nm</i> – 1556.5 <i>nm</i> ). (a) no invertida, e (b) invertida. . . . .	183
86 Elipse de polarización [Collet, 1992]. . . . .	208
87 Representación del estado de polarización en la esfera de Poincaré usando los parámetros de Stokes [Collet, 1992]. . . . .	212

## Lista de Figuras (continuación)

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
88	Pantalla principal del analizador de polarización <i>HP8509B</i> . Obtenida de [Manual HP, 1993]. . . . .	213
89	Esquema experimental para crear un marco de referencia de polarización en un arreglo en espacio libre. . . . .	216

# Lista de Tablas

<u>Tabla</u>		<u>Página</u>
I	Características principales del AOS utilizado. . . . .	39
II	Pérdidas por inserción y captura. . . . .	76
III	Datos del espectro de la EEA del AOS usado. . . . .	80
IV	Máximas rotaciones de polarización para una señal de prueba única que atraviesa el AOS. . . . .	104
V	Combinaciones de longitudes de onda para la experimentación de la XPolM con señales de prueba y de control. . . . .	122
VI	Máximos valores de rotación de la polarización de la señal de prueba. XPolM con señal de prueba y de control. . . . .	126
VII	Resultados numéricos de la conversión descendente de la longitud de onda en estado estático. . . . .	155
VIII	Resultados numéricos de la conversión ascendente de la longitud de onda en estado estático. . . . .	157
IX	Resultados numéricos de la evaluación de la dependencia a la polarización del convertidor. . . . .	161
X	Tasas de extinción de señales convertidas a 2.5 Gb/s NRZ. . . . .	170
XI	Tasas de bits para transporte síncrono y no síncrono, y las relaciones entre ellas. . . . .	172
XII	Tasas de extinción de señales convertidas a 3.3 Gb/s NRZ. . . . .	174
XIII	Comparación cualitativa de varias técnica de conversión de la longitud de onda basadas en AOS. . . . .	185

# I INTRODUCCIÓN

## I.1 Antecedentes

Los avances en la tecnología y en los servicios de comunicaciones han producido una demanda exagerada de ancho de banda. Ayer, acceder noticias escasas de un país distante a través de la Internet era un desafío; hoy, la transmisión de noticias en vivo a través de video en tiempo real, es posible, aún desde áreas remotas.

A pesar del reciente retroceso en el mercado de la industria de las telecomunicaciones y de los problemas económicos mundiales, el tráfico basado en Internet continua expandiéndose en volumen, generando exigentes requerimientos a las redes de telecomunicaciones [Kartalopoulos, 2003]. Para mitigar estos requerimientos, se espera que en la próxima década, se introduzcan en casas y oficinas múltiples conexiones de televisión de alta definición, correo en video, audio digital, así como conexiones a Internet vía interfaces totalmente gráficas, a través de fibra óptica [Borella *et al.*, 1997].

Desde el tiempo en que la ARPANET <sup>1</sup> fue concebida hasta las redes de alta velocidad de estos días, el diseño y la tecnología asociada con este campo ha recorrido un largo camino. Los servicios de comunicaciones actuales incluyen el acceso remoto de información y el correo electrónico usado por millones de personas alrededor del mundo. Aplicaciones tales como el video sobre demanda (seleccionar una película localizada en un sitio remoto y observarla en línea) y la conferencia multimedia (activar conexiones de gran ancho de banda entre diferentes personas para un encuentro virtual), requieren para ser ofrecidas con alta calidad, redes de transporte de gran ancho de banda cuya capacidad debe ser mayor al de las redes de alta velocidad actuales, como por ejemplo, las que hacen uso del *modo de transferencia asíncrono* (ATM - Asynchronous Transfer Mode)<sup>2</sup> [Ram y Gurusamy, 2002].

---

<sup>1</sup>La ARPANET (Advanced Research Projects Agency Network), patrocinada por el departamento de defensa de los Estados Unidos, fue el primer gran esfuerzo en el desarrollo de una red para interconectar computadoras sobre un área geográfica amplia a finales de 1960 [Tanenbaum, 1997].

<sup>2</sup>Las redes ATM son orientadas a conexión. Toda la información a transmitir (voz, datos, imágenes y video) es primero fragmentada en pequeños paquetes de tamaño fijo llamados cel-

Para poder satisfacer los requerimientos actuales y futuros, es necesario el advenimiento de tecnologías y componentes que conformen las nuevas redes de telecomunicaciones. Un candidato prometedor para lograrlo, es el uso de la fibra óptica como medio de transmisión, debido a que provee un excelente medio para transferir grandes cantidades de información (aproximadamente  $50 \text{ Tb/s}$ ) [Borella *et al.*, 1997].

Además de proveer un gran ancho de banda (ver figura 1), la fibra óptica tiene bajo costo, produce tasas de error de bit extremadamente bajas (fracciones de bit que son recibidos con error, típicamente  $10^{-12}$  comparada con  $10^{-6}$  en cables de cobre), presenta baja atenuación ( $0.2 \text{ dB/Km}$  alrededor de  $1550 \text{ nm}$ ), bajos requerimientos de potencia, y requerimientos de espacio físico pequeños para su instalación. En suma, las fibras ópticas son más seguras, comparadas con los cables de cobre, debido a que la luz no se radía fuera de las fibras, por lo que es muy difícil intervenirlas secretamente sin detección, son inmunes a la interferencia electromagnética, y en la mayoría de los casos de interés presentan una diafonía (“crosstalk”)<sup>3</sup> despreciable.

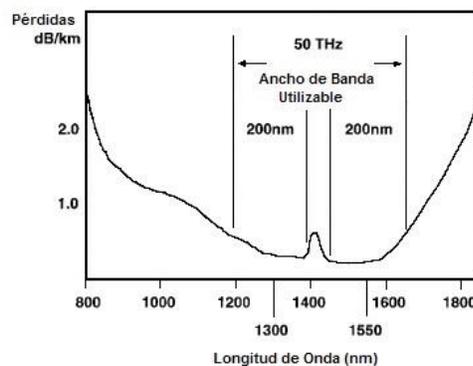


Figura 1: Regiones de baja atenuación en la fibra óptica estándar [Borella *et al.*, 1997].

Así, las redes basadas en fibras ópticas, además de aprovechar el gran ancho de banda provisto, son inherentemente más rápidas que las redes tradicionales, ya que

---

das. Estas celdas son conmutadas y enrutadas usando los principios de conmutación de paquetes [Stallings, 1998],[Stallings, 1999].

<sup>3</sup>La diafonía se define como cualquier fenómeno por el cual una señal transmitida sobre un circuito o canal de un sistema de transmisión, crea un efecto no deseado en otro circuito o canal.

las ondas electromagnéticas de la luz presentan longitudes de onda reducidas, lo que permite que más “bits ópticos” de información puedan ser contenidos en una longitud dada de fibra en comparación con los “bits eléctricos” contenidos en la misma longitud de cobre [Ram y Gurusamy, 2002].

En los primeros sistemas ópticos de transmisión, la *multicanalización por división de espacio óptico* (OSPM - Optical Space-Division Multiplexing) fue usada para aprovechar los beneficios de la fibra, sin embargo, esta técnica resultó ser ineficiente, ya que cada fibra porta un solo canal con una longitud de onda específica. Posteriormente, nuevas técnicas usadas para explotar el ancho de banda provisto por la fibra fueron introducidas, como por ejemplo se pueden citar a: la *multicanalización por división de tiempo óptico* (OTDM - Optical Time Division Multiplexing) y la *multicanalización por división de longitud de onda* (WDM- Wavelength Division Multiplexing)<sup>4</sup>.

En OTDM diferentes canales son intercalados en tiempo, construyendo de esta manera una secuencia de altas tasas de bits la cual es portada por una sola longitud de onda [Takara, 2001].

En WDM el espectro de transmisión óptico disponible es dividido en bandas de longitud de onda (o frecuencia), con cada longitud de onda soportando un canal de comunicaciones a una velocidad que es regida por la tasa electrónica pico (ver figura 2) [Brackett, 1990],[Borella *et al.*, 1997],[Chan *et al.*, 1998],[Ram y Gurusamy, 2002].

WDM es el esquema de multicanalización más usado en los nuevos sistemas comerciales de transmisión óptica debido a que explota con mayor facilidad el ancho de banda de la fibra en comparación con otros esquemas, y debido a la disponibilidad de componentes ópticos básicos tales como, el *amplificador de fibra contaminada con Erblio* (EDFA - Erbium Doped Fiber Amplifier), el cual procesa todas las longitudes de onda simultáneamente.

La técnica WDM fue introducida a principios de 1970, su uso original fue el de mejo-

---

<sup>4</sup>En la literatura y en descripciones de equipos, algunas veces se usa el término de WDM denso (Dense-WDM). Este término no denota una región de operación precisa o una condición de implementación, es una designación derivada históricamente [Keiser, 1999].

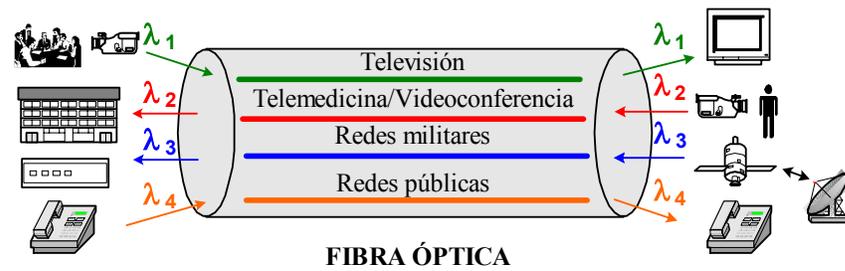


Figura 2: Representación gráfica de la función de la tecnología WDM.

rar la capacidad de los enlaces punto a punto instalados. Con el advenimiento de láseres sintonizables a finales de 1980 con anchos de línea<sup>5</sup> extremadamente angostos, fue posible tener señales con espaciamentos muy pequeños en el dominio espectral<sup>6</sup>. Éste fue el origen del término WDM denso (DWDM - Dense WDM) [Brackett, 1990],[Keiser, 1999].

Los primeros experimentos con más de 6 longitudes de onda se realizaron en 1985 por BTRL (BTRL - British Telecom Research Laboratories)[Payne y Stern, 1986], y los laboratorios Bell de AT&T [Olsson *et al.*, 1985]. En el año 2001 se logró la transmisión óptica experimental de larga distancia (2400 *Km*) de 32 longitudes de onda operando a 40 *Gb/s* cada una de ellas [Woods, 2001].

El número de longitudes de onda en WDM determina el número de trayectorias con longitudes de onda independientes. En redes grandes, el número disponible de longitudes de onda puede ser insuficiente para soportar los canales que se acumulan en los diversos nodos, de esta manera, la probabilidad de bloqueo se incrementa debido a la posibilidad de coexistir en alguna parte de la red, dos o más canales con la misma longitud de onda. Con la finalidad de evitar esta limitación, la función de

<sup>5</sup>El ancho total del espectro de emisión, incluyendo todos los modos oscilantes, es conocido como el ancho espectral del láser. El ancho de un modo individual es conocido como el ancho de línea. Para láseres de una sola frecuencia, el ancho espectral es igual al ancho de línea [Kazovsky *et al.*,1996].

<sup>6</sup>Para redes WDM, el espaciamento estándar entre longitudes de onda es sugerido a 100 *GHz* (0.8 *nm*) por la Recomendación ITU-T G.692.

conversión de longitud de onda<sup>7</sup> debe ser aplicada [Brackett *et al.*, 1993]. Se ha comprobado que usando la conversión de longitud de onda en los nodos de interconexión de una red óptica, se reduce la probabilidad de bloqueo, sin embargo, la magnitud de este beneficio depende de muchos factores, como son: la topología de la red, el tamaño de la red, la distribución del tráfico, el número de longitudes de onda, y del número de nodos intermedios involucrados por conexión [Lee y Li, 1993],[Sabella *et al.*, 1996], [Kovacevic y Acampora, 1996].

Además de reducir la probabilidad de bloqueo, la conversión de longitud de onda también permite distribuir el control y la administración de la red dentro de pequeñas subredes, así como la asignación flexible de longitud de onda dentro de una subred. Esto significa, que el administrador de una red basada en WDM usando conversión de longitud de onda, tiene la capacidad de asignar ciertas longitudes de onda para que operen en sectores específicos de la red [Yoo, 1996].

Existen diversas técnicas para lograr la conversión de longitud de onda. La solución más directa de hacerlo es la conversión electroóptica, que consiste de un detector de luz seguido por un láser que retransmite la señal óptica entrante sobre una nueva longitud de onda. Sin embargo, este esquema presenta desventajas tales como complejidad, alto consumo de potencia y retardo extra [Yoo, 1996], [Durhuus *et al.*, 1996]; además, como ya se mencionó, la velocidad electrónica es incapaz de igualar el gran ancho de banda de la fibra óptica. Por estas razones, un buen candidato para soportar grandes tasas de transmisión y convertirse así en un dispositivo funcional dentro de las redes WDM del futuro, es el convertidor de longitud de onda totalmente óptico.

Varias técnicas han sido exploradas para lograr la conversión de longitud de onda totalmente óptica. Por ejemplo, las no linealidades ópticas del sílice (material con el que se fabrican las fibras ópticas) pueden ser usadas tomando ventaja de las bajas pérdidas por propagación y el pequeño tamaño del núcleo de la fibra óptica monomodo<sup>8</sup>, lo cual per-

---

<sup>7</sup>La conversión de longitud de onda se define como la transferencia de la información contenida en una longitud de onda hacia otra.

<sup>8</sup>Un modo, es una configuración del campo eléctrico tridimensional, caracterizado por una constante

mite longitudes de interacción largas y densidades de potencia altas, respectivamente. Aunque las no linealidades son muy rápidas y los dispositivos han demostrado un amplio rango de funcionalidad, los componentes basados en fibra óptica no son favorecidos debido a la necesidad de longitudes típicas de 1 a 10 *km*. Recientes avances en la tecnología de fibras han reducido las longitudes de los dispositivos de conversión basados en fibra en un orden de magnitud, sin embargo, la inhabilidad para integrar estos dispositivos con los componentes optoelectrónicos de semiconductor usados en los sistemas de transmisión, sigue siendo un obstáculo para su adopción [Nesset *et al.*, 1998].

Por otro lado, los convertidores de longitud de onda totalmente ópticos basados en semiconductores, son compactos e inherentemente tienden a la integración y la producción masiva [Nesset *et al.*, 1998]. El más prometedor de esta clase de dispositivos, hasta ahora, usa las no linealidades del *amplificador óptico de semiconductor* (AOS) para realizar la conversión de longitud de onda.

Existen varias técnicas para el diseño de convertidores de longitud de onda totalmente ópticos basadas en AOS, como por ejemplo, el empleo de la *mezcla de cuatro ondas* (FWM - Four Wave Mixing) [Lacey *et al.*, 1997], la *modulación cruzada de la fase* (XPM - Cross Phase Modulation) [Durhuus *et al.*, 1996], la *modulación cruzada de la ganancia* (XGM - Cross Gain Modulation) [Lee Hanlim *et al.*, 1999], e *interferómetros no lineales ultrarápidos* (UNI - Ultrafast Nonlinear Interferometer)[Patel *et al.*, 1996], [Hall y Rauschenbach, 1998],[Kelly *et al.*, 1999].

Actualmente, varias compañías comercializadoras de equipo de comunicaciones, han diseñado, implementado y puesto a la venta dispositivos convertidores de longitud de onda basados en AOS<sup>9</sup> [Bregí, 1999],[Leuthold *et al.*, 2000],[Broeke *et al.*, 2002 b]; sin embargo, con la finalidad de obtener mejor calidad en la operación de esta clase de dispositivos, prevalece una investigación exhaustiva debido a las muchas ventajas que proveen.

---

de propagación única. Un modo representa una de las posibles soluciones de la ecuación de Maxwell para la geometría específica y el índice de refracción del perfil de la fibra. Una fibra monomodo permite la propagación de un modo únicamente [Hentschel, 1989].

<sup>9</sup>Alcatel, JDS Uniphase y Lucent Technologies.

Recientemente, una técnica que ha captado la atención de los investigadores es la *modulación cruzada de la polarización* (XPolM - Cross Polarization Modulation), la cual toma ventaja de los cambios no lineales que sufre la *polarización de una señal óptica*<sup>10</sup> propagándose dentro de un AOS, debidos a su propia intensidad, así como a la polarización y la potencia de otra señal introducida simultáneamente dentro del amplificador [Stephens *et al.*, 1997],[Soto *et al.*, 1999].

Basadas en la rotación no lineal de la polarización dentro de un AOS (XPolM), se han realizado funciones totalmente ópticas, por ejemplo: demultiplexión [Patrick *et al.*, 1994], conmutación [Soto *et al.*, 2001 b], puertas lógicas [Soto *et al.*, 2001 a],[Soto *et al.*, 2002], [Díaz, 2000],[Soto *et al.*, 2003 a], memorias ópticas de tipo Flip-Flop [Liu *et al.*, 2002], [Dorren *et al.*, 2003], etcétera; además, la función de conversión de longitud de onda [Stephens *et al.*, 1997], [Hyuek *et al.*, 1999], [Wong y Tsang, 2002], [Liu *et al.*, 2002 a], [Wong y Tsang, 2003], [Liu *et al.*, 2003 b]; sin embargo, esta última implementación experimental no ha sido completamente estudiada y aún existe la necesidad de un análisis exhaustivo de la XPolM en la implementación de dispositivos convertidores de longitud de onda con la finalidad de encontrar las condiciones óptimas de operación, las capacidades, limitaciones y posibilidades de estos dispositivos en la competencia por llegar a ser parte fundamental de las redes totalmente ópticas del futuro.

En este trabajo, demostramos experimentalmente un convertidor de longitud de onda basado en la modulación cruzada de la polarización dentro de un amplificador óptico de semiconductor.

Aunque esta técnica ha sido demostrada [Stephens *et al.*, 1997],[Soto *et al.*, 1999], [Wong y Tsang, 2003], [Liu *et al.*, 2003 b]; nosotros presentamos un nuevo análisis para la implementación del convertidor, en el cual un compromiso entre la tasa de extinción<sup>11</sup> y la dependencia a la polarización del dispositivo<sup>12</sup> es el principal propósito. Lo

---

<sup>10</sup>Ver Apéndice A para la revisión de los conceptos de polarización que se utilizarán en este trabajo.

<sup>11</sup>La tasa de extinción es definida como la relación entre la potencia óptica transmitida por un bit "1" con la potencia óptica transmitida por un bit "0".

<sup>12</sup>La dependencia a la polarización se define como la degradación que sufre la tasa de extinción de la señal convertida de salida (en *dBs*), debido a los cambios de polarización de la señal de información

anterior es importante, ya que una baja dependencia a la polarización es indispensable en un sistema de comunicaciones ópticas, en donde el estado de polarización de la luz varía aleatoriamente en el tiempo.

Con el fin de caracterizar el convertidor de longitud de onda propuesto en este trabajo, conversiones ascendente y descendente de longitud de onda<sup>13</sup> en formato invertido y no invertido fueron demostradas a 2.5 Gb/s y 3.3 Gb/s con secuencias de datos pseudo aleatorios de longitud  $2^{23} - 1$  con código NRZ (Non Return to Zero)<sup>14</sup>. Además, la operación del convertidor fue evaluada con señales periódicas de 5, 10 y 15 GHz. Finalmente, se realizó conversión ascendente en formato invertido y no invertido a 2.5 Gb/s con secuencias de datos pseudo aleatorios de longitud  $2^{23} - 1$  con código RZ (Return to Zero)<sup>15</sup>.

A partir de los estudios realizados en este trabajo se encontraron las condiciones específicas que permiten que el convertidor de longitud de onda propuesto, produzca altas tasas de extinción y opere con una baja dependencia a la polarización, demostrando así el potencial del dispositivo para integrarse dentro de una red de telecomunicaciones totalmente óptica.

Este trabajo se desarrolló en el Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones del CICESE, dentro del grupo de funciones optoelectrónicas.

## I.2 Objetivos Principales

- Estudio teórico y experimental del fenómeno de la XPolM dentro de un AOS.
- Determinación de la dependencia a la polarización que tienen la ganancia y el índice de refracción que presenta el AOS por utilizar. Lo anterior es con la finalidad de elucidar cual es el ángulo óptimo que debe tener la polarización de

---

de entrada.

<sup>13</sup>Conversión ascendente - hacia longitudes de onda mayores (menores frecuencias). Conversión descendente - hacia longitudes de onda menores (mayores frecuencias).

<sup>14</sup>En NRZ una potencia constante es transmitida durante el periodo de bit completo  $T$ .

<sup>15</sup>En RZ la potencia es transmitida solamente por una fracción del periodo de bit  $T$ .

un haz continuo a la entrada del AOS utilizado para que su polarización gire el mayor ángulo posible cuando otro haz de polarización arbitraria y longitud de onda diferente es introducido dentro del amplificador.

- Determinación de la tasa de extinción del convertidor en función de la polarización de entrada del haz continuo. Este estudio permitirá elucidar cual es el ángulo óptimo que debe tener la polarización de un haz continuo a la entrada del AOS para que su tasa de extinción a la salida del amplificador sea la mayor posible cuando otro haz de polarización arbitraria es introducido dentro del amplificador.
- Caracterización del convertidor cuando es ajustado para obtener la máxima tasa de extinción. Esto permitirá establecer la degradación que sufre la dependencia a la polarización del convertidor cuando éste es ajustado para obtener la máxima tasa de extinción.
- Caracterización del convertidor con una señal pseudo aleatoria de  $2.5 \text{ Gb/s}$ , con la finalidad de evaluar su comportamiento dinámico.

La evaluación del convertidor para obtener las condiciones experimentales que produzcan una tasa de extinción óptima de la señal convertida, conservando al mismo tiempo una baja dependencia a la polarización de la señal de entrada del dispositivo, a juicio del autor es una de las aportaciones importantes de este trabajo. En efecto, hasta donde el autor tiene conocimiento no se ha reportado un análisis conjunto de estas dos características esenciales del convertidor, las cuales, dependiendo de su rendimiento, le darán o no la posibilidad de ser un dispositivo funcional en las redes totalmente ópticas del futuro.

### **I.3 Organización del Trabajo de Tesis**

En el capítulo II, se presenta una revisión de conceptos teóricos fundamentales de la operación de los amplificadores ópticos de semiconductor, iniciando con conceptos fundamentales de semiconductores, guías de onda dieléctricas, y concluyendo con las

características y fenómenos que se manifiestan en este tipo de amplificadores. Finalmente, se presenta una descripción del amplificador utilizado en este trabajo.

En el capítulo III se presenta la necesidad de la implementación de la función de conversión de longitud de onda en las redes WDM, además, se presentan las técnicas más importantes para la realización de esta función empleando el AOS como dispositivo funcional. Finalmente, se expone el principio de operación de un convertidor de longitud de onda basado en la XPolM dentro de un AOS.

En el capítulo IV, se presentan los procedimientos y resultados de la caracterización de los dispositivos ópticos usados en los diferentes bancos experimentales.

En el capítulo V, se presenta el procedimiento, los resultados y el análisis de los experimentos realizados para observar el fenómeno de la XPolM, para una señal de prueba única entrante al amplificador, y para una señal de prueba entrando simultáneamente con una señal de control. A partir de este último experimento, fue posible elucidar el ángulo óptimo que debe tener la polarización de la señal de prueba a la entrada del AOS para que su polarización gire el mayor ángulo posible cuando la señal de control con polarización arbitraria es introducida dentro del amplificador.

En el capítulo VI, se presenta el análisis teórico realizado para la conversión en formato no invertido e invertido con la finalidad de encontrar las condiciones óptimas para que el convertidor de longitud de onda presente una alta tasa de extinción, manteniendo al mismo tiempo una baja dependencia a la polarización. En este capítulo, se encontraron las potencias y las polarizaciones para las señales de prueba y de control con las cuales fue posible obtener la máxima tasa de extinción del convertidor en estado estático. Finalmente, se presenta la evaluación de la degradación que sufre la dependencia a la polarización del convertidor estudiado, cuando éste es ajustado para obtener una tasa de extinción alta.

En el capítulo VII, se presentan los resultados de la evaluación del convertidor de longitud de onda en estado dinámico.

En el capítulo VIII, se presentan las conclusiones y comentarios finales de los resultados obtenidos en este trabajo.

En el apéndice A, se presenta una breve descripción de diferentes representaciones de la polarización de señales ópticas. En el apéndice B, se presenta el principio con el que el analizador de polarización *HP8509B* realiza la medición de polarización de las señales ópticas, así como de las matrices de Jones de dispositivos ópticos no caracterizados. Dentro de este apéndice se encuentran los procedimientos de calibración del analizador de polarización, creación de marcos de referencia de polarización y medición de las matrices de Jones.

## II CONCEPTOS GENERALES

### II.1 Introducción

En este trabajo se hace énfasis en las técnicas de conversión de longitud de onda que recurren al AOS como elemento funcional, por esta razón, es necesario exponer algunos conceptos fundamentales que permitan establecer el escenario y las condiciones de operación de este dispositivo.

Un aspecto fundamental es la comprensión de la dinámica de los electrones dentro de un material semiconductor. El estudio de la formación de las bandas de energía para los electrones en un sistema multiatómico, cuyos átomos se encuentran cercanamente espaciados (como en el caso de los semiconductores), es el tema de partida. A través de este estudio, es posible explicar los procesos de relajación radiativa de los electrones en la unión de dos materiales de semiconductor contaminados con diferentes impurezas. Siendo estos procesos los que permiten la amplificación óptica de una señal al ser inyectada en un medio amplificador, como lo es la región activa de un AOS.

El estudio de los conceptos básicos de guías de onda, es otro aspecto importante para comprender la manera en que las señales ópticas entrantes al amplificador son guiadas y confinadas en la región activa del AOS para su amplificación.

### II.2 Conceptos Fundamentales de Semiconductores

#### II.2.1 Bandas de Energía

Un modelo atómico simplificado describe al átomo como un núcleo alrededor del cual se encuentran girando los electrones en órbitas discretas como se muestra en la figura 3. El último nivel del átomo, el cual bajo condiciones estables se encuentra lleno o parcialmente lleno de electrones, se denomina orbital de valencia. Por otra parte, un átomo bajo la influencia de energía externa contará con uno o más electrones en el orbital de excitación. Bajo esta condición, se dice que el átomo se encuentra excitado [Ankurum, 1971].

Para que un electrón se encuentre en una de las órbitas de un átomo en particular, necesita tener una energía finita asociada, por lo que se dice que los electrones ocupan niveles de energía. Un electrón que normalmente ocupa un nivel de energía  $E_1$  se puede desplazar hacia un nivel de energía superior  $E_2$ , si recibe una energía igual a  $E_2 - E_1$ . Es importante mencionar que un electrón que se encuentra en una órbita alejada del núcleo posee mayor energía potencial que uno que se encuentra en una órbita cercana, debido a que su desplazamiento hacia la órbita alejada implica oponerse a una fuerza de atracción del núcleo atómico.

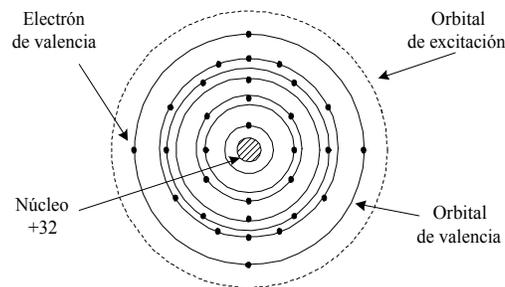


Figura 3: Modelo atómico simplificado del Germanio [Ankurum, 1971].

Al considerar un volumen con un conjunto de átomos cercanamente espaciados, por ejemplo los átomos de una estructura cristalina, los electrones de cada átomo se encontrarán lo suficientemente cerca de los electrones de los átomos adyacentes y sentirán las fuerzas ejercidas por estos átomos. De esta manera, para todo el sistema multiatómico se tendrá una gran cantidad de niveles de energía muy próximos a los niveles que se presentan en un átomo individual [Ankurum, 1971].

El agrupamiento de los átomos, reduce la energía requerida para que un electrón se mueva hacia un átomo adyacente. El resultado es la compartición de los niveles de energía más altos para todos los átomos de la estructura. Esto significa que los electrones de valencia sirven como enlace entre los átomos adyacentes y no pertenecen únicamente a un solo átomo.

A medida que se considera un mayor número de átomos, el espaciamiento entre estos niveles se vuelve insignificante, por lo que es fácil para un electrón de un nivel

cambiar a otro nivel en el mismo grupo de niveles, por lo tanto, estas agrupaciones son llamadas bandas permitidas de energía. Dichas bandas son tratadas como si existiera una distribución continua de energías permitidas para los electrones.

La banda formada por el desdoblamiento de los niveles de excitación<sup>16</sup> de cada uno de los átomos de la estructura es llamada banda de conducción, y el desdoblamiento de los niveles de valencia forma la banda de valencia. La figura 4 muestra el diagrama simplificado de las bandas de energía. En esta figura, sobre el eje de energía  $E$ , la parte más baja de la banda de conducción es designada por  $E_c$ , y la parte más alta de la banda de valencia por  $E_v$ . La energía del electrón es convencionalmente definida positiva cuando se mide hacia arriba, y la energía de los huecos que un electrón deja en la banda de valencia al moverse hacia otros niveles de energía, es positiva cuando se mide hacia abajo (ver figura 4). Un hueco es una partícula positiva moviéndose en la estructura cristalina. La carga del hueco es positiva, debido a que se localiza en el sitio donde se ha perdido un electrón; y cuando éste se mueve en una dirección hay un electrón moviéndose en sentido contrario [Feynman *et al.*, 1966].

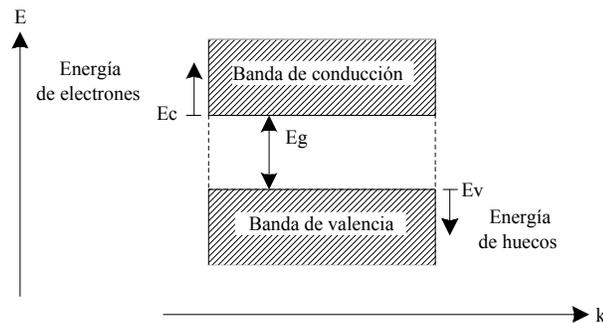


Figura 4: Diagrama simplificado de bandas de energía [Ankurum, 1971].

La separación entre la banda de conducción y la de valencia es llamada banda del “gap” o banda prohibida ( $E_g$ ), la cual es el parámetro más importante en la física de

<sup>16</sup>El desdoblamiento de cada nivel será igual al número de átomos que constituyen el sistema atómico, formando un continuo de energía o banda.

los semiconductores. La banda prohibida consta de un intervalo de energías en el cual no hay niveles permitidos para los electrones [Ankurum, 1971].

En la figura 4, el eje  $k$  representa el vector de onda<sup>17</sup>, el cual describe las variaciones espaciales de la amplitud de probabilidad de encontrar al electrón en cierto valor de energía. Para cada valor de  $k$  existe una energía específica para los electrones en la banda de conducción y para los huecos en la banda de valencia [Feynman *et al.*, 1966].

Un semiconductor se puede definir como un material sólido cristalino o amorfo con una energía prohibida moderada, cuya magnitud se encuentra entre las energías prohibidas correspondientes a los conductores y a los aislantes.

A  $0^\circ K$  y en ausencia de excitación, la banda de conducción se encuentra vacía de electrones y la banda de valencia se encuentra llena [Verdeyen, 1995].

## II.2.2 Distribución de Fermi

La distribución de los niveles de energía que los electrones pueden ocupar en un semiconductor está determinada por la distribución de Fermi. Esta distribución considera sobre uno de sus ejes la energía de los electrones  $E$  y sobre otro eje la densidad de electrones  $N(E)$  (número de electrones por unidad de volumen) cuya energía se encuentra dentro de un intervalo infinitesimal de energía  $dE$  (ver figura 5).

De acuerdo a la figura 5, la distribución de energías del electrón ( $N(E)dE$ ) es igual al producto de la densidad de estados cuánticos o niveles de energía  $S(E)$ , por la probabilidad de que tales estados se encuentren ocupados (o desocupados para los huecos) de acuerdo a la función de Fermi  $f(E)$  ( $1 - f(E)$ ) dentro de un intervalo infinitesimal de energía  $d(E)$  [Ankurum, 1971].

La función de Fermi  $f(E)$  de la ecuación (1), describe la probabilidad de que un estado de energía  $E$ , si existe, se encuentre ocupado y por esta razón  $1 - f(E)$  es la probabilidad de que se encuentre vacío [Verdeyen, 1995].

---

<sup>17</sup>En la dualidad de onda partícula, el movimiento de un electrón o de un hueco puede ser tratado matemáticamente como una onda. De esta manera a cada electrón y a cada hueco en movimiento se le puede asignar un vector de onda  $k$  [Feynman *et al.*, 1966].

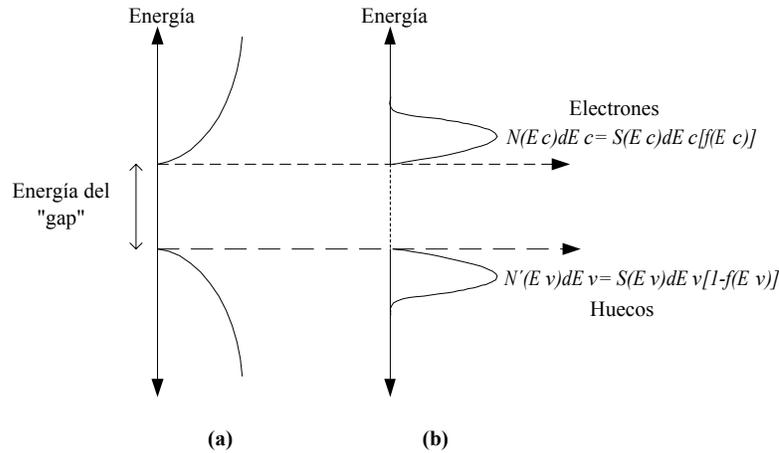


Figura 5: Curva de distribución de energías de los electrones en la banda de conducción y de los huecos en la banda de valencia. (a) Densidad de estados, (b) distribución de energías.

$$f(E) = \frac{1}{\exp[(E - E_f)/kT] + 1} \tag{1}$$

Donde  $E_f$  es el nivel de Fermi,  $k$  la constante de Boltzman<sup>18</sup> y  $T$  el valor de la temperatura en grados Kelvin.

La expresión de la ecuación (1), presenta una restricción cuando se tratan los procesos electrónicos en un semiconductor; en donde se necesita que los electrones y los huecos existan simultáneamente en el mismo lugar. Si el nivel de Fermi  $E_f$  se mueve por arriba de la banda de conducción, entonces indica que la mayor parte de los estados por debajo de él se encuentran ocupados. Por esta razón, un electrón no podría hacer una transición a la banda de valencia debido a que todos los estados disponibles estarían ocupados. Para evitar esta restricción, se manejan los conceptos de cuasi niveles de Fermi  $F_n$  y  $F_p$  para describir la probabilidad de que un estado se encuentre ocupado en la banda de conducción, o en la banda de valencia, respectivamente [Verdeyen, 1995].

Por lo tanto, para calcular la probabilidad de que un estado se encuentre ocupado en

<sup>18</sup>La constante de Boltzman es igual a  $1.3806568 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$

la banda de conducción o en la de valencia, la ecuación (1) es modificada sustituyendo  $E_f$  por  $F_n$  ó  $F_p$ , respectivamente.

Cuando el sistema es perturbado de manera estable se logra un equilibrio debido a que las relajaciones intrabanda ocurren en una escala de tiempo que es mucho menor que las relajaciones interbanda <sup>19</sup>. Por esta razón, los electrones logran una situación de cuasi equilibrio en cada banda ocupando los estados disponibles más bajos de acuerdo a la función de Fermi con el apropiado cuasi nivel de Fermi para esa función [Verdeyen, 1995].

### II.2.3 Unión p-n

Un semiconductor tipo  $n$  tiene átomos de impureza con una mayor cantidad de electrones de valencia, éstos átomos aportan electrones a la banda de conducción. En un semiconductor tipo  $p$  los átomos de impureza tienen una menor cantidad de electrones de valencia y aportan huecos a la banda de valencia [Sze, 1969].

A la unión entre dos regiones de un material semiconductor tipo  $p$  y otro tipo  $n$ , se le denomina unión tipo  $p - n$  [Saleh y Teich, 1991].

En una unión tipo  $p - n$  a una temperatura de  $0^\circ K$ , los electrones donadores de la región  $n$  y los huecos de la región  $p$  se encuentran unidos a sus átomos. Al incrementarse la temperatura se liberan algunos electrones y huecos de sus átomos de impureza y se crean portadores libres<sup>20</sup> que forman una corriente de difusión, los electrones de la región  $n$  se desplazan hacia la región  $p$  y los huecos de la región  $p$  se desplazan hacia la región  $n$ . Este flujo de portadores crea iones positivos en la región  $n$  e iones negativos en la región  $p$ , formándose un campo eléctrico en la unión. Este campo eléctrico se opone a la difusión de más portadores y se genera en la unión una delgada región de agotamiento de portadores libres.

---

<sup>19</sup>Las relajaciones intrabanda son cambios de nivel de energía de los electrones dentro de la misma banda (valencia o conducción), mientras que la relajaciones interbanda son los cambios de nivel de energía de un electrón de una banda a otra.

<sup>20</sup>Los portadores libres son: electrones para la banda de conducción y huecos para la banda de valencia.

El campo eléctrico formado en la unión  $p - n$  establece un potencial interno  $V_{int}$  entre las dos regiones, y provoca el desalineamiento de sus bandas de energía. Sin embargo, ya que el nivel de Fermi es una variable termodinámica, en estas condiciones de equilibrio térmico el nivel de Fermi se mantiene constante a través de la unión [Peyghambarian *et al.*, 1993].

Al polarizar directamente<sup>21</sup> la unión  $p - n$  se reduce el potencial interno  $V_{int}$ , y debido a que se pierde el equilibrio térmico ya no se habla de un nivel de Fermi, sino de un cuasi nivel de Fermi, separándose cada uno de los niveles en proporción al potencial externo aplicado [Peyghambarian *et al.*, 1993].

Si el potencial externo aplicado es tal que el potencial interno no pueda evitar que los portadores mayoritarios crucen la unión, entonces los portadores se inyectan a la unión y se establece un flujo de corriente. Esto es, en la unión (denominada región activa) se presenta un cuasi nivel de Fermi para la banda de conducción que se encuentra por arriba de la parte inferior de esta banda y otro cuasi nivel de Fermi para la banda de valencia que se encuentra por abajo de la parte superior de esta banda, como se muestra en la figura 6.

Esto significa que en la región activa, la banda de conducción estará llena de electrones abajo de su cuasi nivel de Fermi  $F_n$  y que la banda de valencia estará vacía de electrones arriba de su cuasi nivel de Fermi  $F_p$ . De este modo se establece el proceso de inversión de población<sup>22</sup>[Maldonado, 1999].

La inversión de población se presenta porque la corriente de polarización directa de la unión inyecta electrones de alta energía en la banda de conducción (con respecto al mínimo de energía de esta banda). Al transcurrir el tiempo, estos electrones se relajan a niveles de energía menores dentro de la banda de conducción liberando su exceso de energía en forma de calor, el cual es aprovechado por los electrones en la banda de

---

<sup>21</sup>La polarización directa significa la aplicación de una diferencia de potencial conectando la terminal positiva de una fuente externa al material  $p$ , mientras que la terminal negativa es conectada al material  $n$ .

<sup>22</sup>Este proceso se logra cuando al menos un electrón de más, respecto a la banda de valencia se encuentra en la banda de conducción.

valencia para excitarse hacia energías representadas en la banda de conducción. Finalmente, la polarización directa de la unión es capaz de mantener un número significativo de electrones en la banda de conducción. Este efecto es similar al intento de llenar de agua (electrones) una cubeta (banda de conducción) que tiene agujeros (relajaciones interbanda). Si el flujo de agua hacia la cubeta (corriente de polarización directa) es reducido, una pequeña cantidad de agua se acumula en la cubeta. Por otro lado, si el flujo de agua es lo suficientemente alto, entonces la cubeta puede ser llenada a un nivel en donde los escurrimientos sean iguales a la entrada de agua [Verdeyen, 1995].

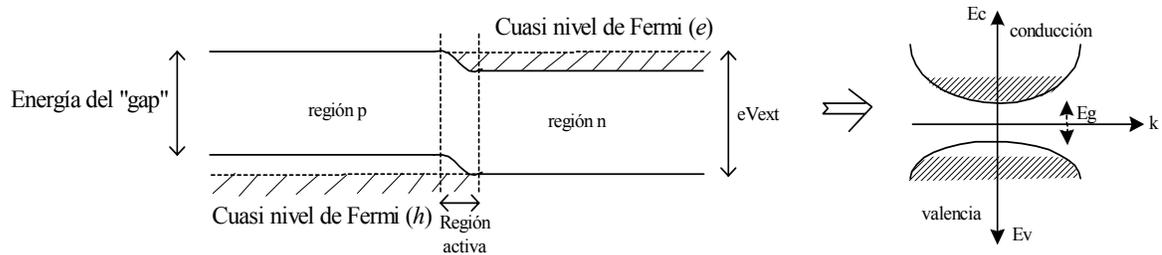


Figura 6: Diagrama simplificado de las bandas de energía para una unión tipo  $p-n$  polarizada directamente. Proceso de inversión de población establecido [Verdeyen, 1995].

La ecuación química (2) describe la recombinación entre huecos y electrones para generar (o absorber) un fotón.



$e$  es el electrón,  $h$  el hueco, en  $(hv)$   $h$  es la constante de Planck ( $6.626076 \times 10^{-34}$  Joule  $\cdot$  seg) y  $v$  la frecuencia; donde  $E_g$  es la energía del “gap”.

Cuando la inversión de población es establecida, la unión  $p-n$  es capaz de amplificar una radiación electromagnética cuya frecuencia  $v$  de la ecuación 2 permita que la energía de ésta sea mayor a  $E_g$ , por esta razón, se dice que la unión exhibe una ganancia óptica. Sin embargo, la región en la cual la ganancia es lo suficientemente alta es muy pequeña

( $\sim 0.01\mu m$ ), esto se debe a que no existen los mecanismos para confinar los portadores excitados en la unión  $p - n$  [Agrawal y Dutta, 1986].

### II.3 Guías de Onda Dieléctricas

Una guía de onda dieléctrica, de manera general, está constituida por una placa de material dieléctrico rodeado por un material con un índice de refracción<sup>23</sup> menor. El medio interior de la guía es llamado núcleo (“core”), mientras que el medio exterior es llamado revestimiento (“cladding”) de la guía de onda [Saleh y Teich, 1991].

Desde el enfoque de la óptica geométrica, la luz es guiada dentro del material con mayor índice de refracción (núcleo) mediante reflexiones internas totales.

Para entender el efecto de la reflexión interna total, es necesario recordar que la relación entre los ángulos de refracción e incidencia,  $\theta_2$  y  $\theta_1$ , en una frontera plana entre dos medios con índices de refracción  $n_1$  y  $n_2$  está gobernada por la ley de Snell (ecuación (3)).

$$(n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2). \quad (3)$$

Por consiguiente, de acuerdo a la figura 7, cuando un rayo viaja dentro del núcleo de una guía de onda con índice de refracción  $n_1$  e incide en la frontera del revestimiento con índice de refracción  $n_2$  (donde  $n_1 > n_2$ ),  $\theta_2 > \theta_1$  y por lo tanto el rayo refractado dobla hacia la frontera. De esta manera, si  $\theta_1$  aumenta,  $\theta_2$  alcanza  $90^\circ$ . Esto ocurre cuando  $\theta_1 = \theta_c$  (ángulo crítico), con  $n_1 \sin \theta_c = n_2$ , entonces el ángulo crítico se define por la ecuación (4).

---

<sup>23</sup>El índice de refracción  $n$  es la relación de la velocidad de la luz en el vacío  $c$ , con la velocidad de la luz  $v$ , en un medio determinado  $n = \frac{c}{v}$ . [Kazovsky *et al.*,1996].

$$\theta_c = \sin^{-1} \frac{n_2}{n_1}. \quad (4)$$

Cuando  $\theta_1 > \theta_c$ , la Ley de Snell no puede ser satisfecha y la refracción no ocurre. El rayo incidente es reflejado totalmente como si la superficie fuera un espejo perfecto.

El fenómeno de la reflexión interna total es la base de muchos dispositivos y sistemas ópticos, como prismas reflectores y fibras ópticas.

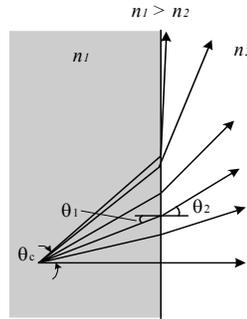


Figura 7: Refracción interna. Relación entre los ángulos de refracción  $\theta_2$  e incidencia  $\theta_1$ , en una frontera plana entre dos medios con índices de refracción  $n_1$  y  $n_2$  [Saleh y Teich, 1991].

En la figura 8 se muestra una guía de onda dieléctrica plana. En esta guía, los rayos con ángulos  $\theta$  con respecto al eje  $z$ , en el plano  $y - z$ , sufren reflexiones internas totales múltiples en los bordes del núcleo, viajando en la dirección  $z$  sin pérdidas de potencia. Rayos con ángulos mayores de incidencia ( $\alpha$ ), pierden una porción de su potencia en cada reflexión, y eventualmente se desvanecen en su trayecto a través de la guía [Saleh y Teich, 1991].

### II.3.1 Modos de la Guía de Onda

Asumiendo que el campo electromagnético entrando en la guía de onda es una onda plana monocromática, con una longitud de onda  $\lambda = \lambda_0/n_1$ , la cual sufre reflexiones

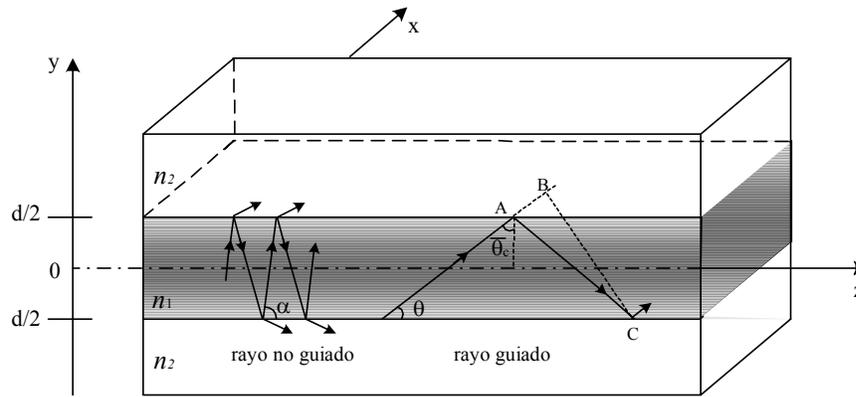


Figura 8: Guía de onda dieléctrica. Rayos incidentes con un ángulo  $\theta < \bar{\theta}_c = \cos^{-1}(n_2/n_1)$  son guiados por reflexiones internas totales [Saleh y Teich, 1991].

con un ángulo  $\theta$  más pequeño que el ángulo crítico complementario  $\bar{\theta}_c$  (ver figura 8). La onda viaja con una velocidad de fase igual a  $c_1 = c_0/n_1$ , número de onda  $k_1 = n_1 k_0$  y cuyas componentes del vector de onda son:  $k_x = 0$ ,  $k_y = n_1 k_0 \sin \theta$  y  $k_z = n_1 k_0 \cos \theta$ . Donde,  $c_0$ ,  $\lambda_0$  y  $k_0$  son la velocidad, la longitud de onda y el número de onda de la luz en el espacio libre, respectivamente. El número de onda (o constante de propagación)  $k$ , está definido a partir de la ecuación de Helmholtz como:  $k = \omega/c$ , donde  $\omega$  es la frecuencia angular y  $c$  la velocidad de la luz.<sup>24</sup> [Saleh y Teich, 1991].

En una vuelta completa, la onda reflejada se rezaga dos veces respecto a la onda original por una distancia  $AC - AB = 2d \sin \theta$ . Cada reflexión interna introduce un cambio de fase en las fronteras dieléctricas ( $\varphi_r$ ).

El cambio de fase de cada reflexión  $\varphi_r$  es una función del ángulo  $\theta$ . Éste, depende de la polarización de la onda incidente, *transversal eléctrica* (TE - Transverse Electric) o *transversal magnética* (TM - Transverse Magnetic).

Cuando el cambio de fase total de la onda en dirección transversal sea igual a  $2\pi m$  (donde  $m$  es un número entero), después de dos reflexiones sucesivas en las interfaces superior e inferior de la guía, la onda se reproducirá así misma (ver figura 9) y se

<sup>24</sup>La constante de propagación describe la tasa a la cual cambia la fase de la onda al propagarse en el eje  $z$ .

generará una onda estacionaria en la dirección transversal. A este efecto se le conoce como condición de autoconsistencia y los campos que satisfacen esta condición son llamados *modos propios* o simplemente *modos de la guía* [Saleh y Teich, 1991].

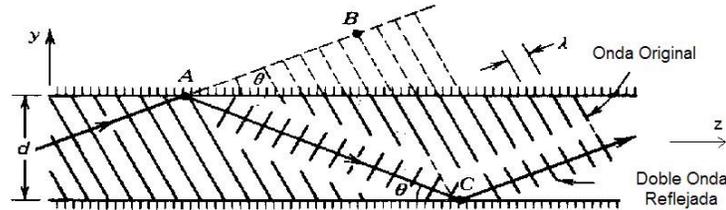


Figura 9: Condición de autoconsistencia de una señal óptica viajando dentro de una guía de onda dieléctrica [Saleh y Teich, 1991].

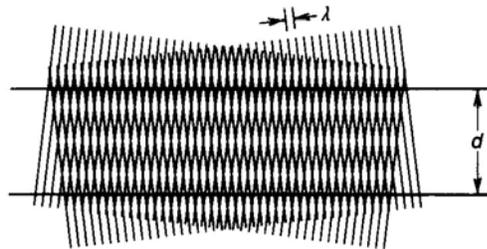


Figura 10: Patrón de interferencia debido a la autoconsistencia de las ondas dentro de la guía [Saleh y Teich, 1991].

En la figura 10 se muestra el patrón generado por la interferencia de las ondas incidentes y reflejadas a lo largo del eje de propagación  $z$ . Como se aprecia en esta figura, los modos son campos que mantienen la misma polarización y distribución transversal al propagarse a lo largo de la guía de onda.

Cuando la onda plana transversal electromagnética (TEM), está polarizada en la dirección de  $x$ , el campo eléctrico total se encuentra en la dirección de  $x$  y la onda guiada es una onda transversal eléctrica (TE) o con un modo de propagación TE. El tratamiento para las ondas transversales magnéticas (TM) es similar al que se realiza para las ondas

TE, por ello, cuando el campo magnético está en dirección de  $x$ , se tiene una onda transversal magnética (TM) o un modo de propagación TM [Saleh y Teich, 1991].

## II.4 EL AOS

El AOS está constituido por una doble heterounión<sup>25</sup>(ver figura 12), la cual presenta ventajas con respecto a las uniones  $p-n$ . Sus ventajas se basan en el confinamiento de portadores y en el guiado de la señal óptica. La figura 11 muestra el confinamiento de portadores en una doble heterounión al establecerse la inversión de población, el cual se produce debido a que los materiales semiconductores que conforman las regiones tipo  $p$  y tipo  $n$  poseen una energía de "gap" mayor que la energía de "gap" de la región activa. La región activa de esta doble heterounión se comporta como un pozo de potencial que evita que los electrones y los huecos excitados se difundan hacia otras regiones del semiconductor [Saleh y Teich, 1991]. Por otro lado, por coincidencia fortuita la región activa con energía de "gap" menor, también tiene mayor índice de refracción comparado con las regiones  $p$  y  $n$  que la rodean, debido a esta diferencia de índices de refracción, la región activa en efecto se comporta como una guía de onda óptica<sup>26</sup> en la dirección  $y$  de acuerdo a la figura 12 [Peyghambarian *et al.*, 1993],[Agrawal y Dutta, 1986],[Yariv, 1988]. El guiado de los modos de propagación a lo largo del plano de la unión (eje  $x$  de la figura 12) se logra debido a una variación espacial de la ganancia óptica, la cual es el resultado de aplicar el voltaje externo de polarización directa sobre una franja delgada de la doble heterounión (ver figura 12), de esta manera, la ganancia óptica en la región activa es provista solamente en una pequeña zona determinada por la anchura de esta franja [Agrawal y Dutta, 1986], [Verdeyen, 1995].

Un análisis detallado del guiado por diferencia de índices de refracción y por la

---

<sup>25</sup> Una heterounión es la unión entre distintos materiales de semiconductor contaminados con diferentes impurezas.

<sup>26</sup>Un medio con un índice de refracción determinado, incrustado en un medio con un índice de refracción menor actúa como una "trampa" de luz, en la cual, los rayos ópticos permanecen confinados por reflexiones totales internas en las fronteras. Este efecto facilita el confinamiento de luz dentro del medio con índice de refracción alto y puede ser usado para transportar la luz de un lugar a otro [Saleh y Teich, 1991].

variación espacial de ganancia óptica dentro de una doble heterounión, se encuentra descrito en [Verdeyen, 1995].

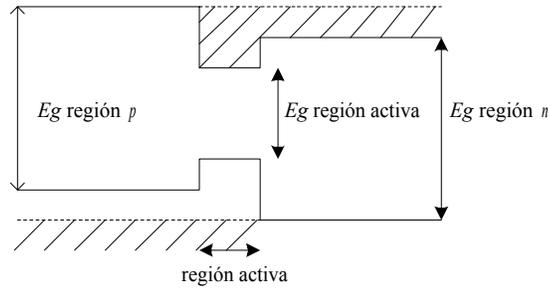


Figura 11: Diagrama simplificado de bandas de energía para una doble heterounión polarizada directamente.

En la región activa del AOS, los electrones excitados se relajan a la banda de valencia mediante los procesos de *emisión espontánea* y de *emisión estimulada*.

En la *emisión espontánea* un electrón decae espontáneamente liberando su exceso de energía en forma de un fotón, con energía, polarización y dirección de propagación aleatorias [Verdeyen, 1995]. La emisión espontánea es la base de la *emisión espontánea amplificada* (EEA), la cual consiste en los fotones emitidos espontáneamente que son amplificados a lo largo de la guía de onda activa del AOS.

La *emisión estimulada* es la clave de la operación del AOS, y ocurre cuando un fotón con energía igual a la energía de transición de un electrón cuya energía es representada en la banda de conducción interactúa con éste, y provoca que se relaje hacia la banda de valencia liberando su exceso de energía en forma de un fotón. Como resultado de la emisión estimulada se obtienen dos fotones: el fotón incidente y el fotón liberado. Dada la conservación del momento, el fotón liberado posee las mismas características que el fotón incidente: frecuencia, fase, polarización y dirección de propagación [Verdeyen, 1995]. De esta manera, a través de la emisión estimulada se incrementa el número de fotones, aumentando la amplitud del campo óptico incidente en la región activa del AOS.

La *absorción* de un fotón también puede ocurrir cuando un fotón con energía apropiada interactúa con un electrón cuya energía es representada en la banda de valencia y le cede su energía, de manera que ahora su energía es representada en la banda de conducción (es decir, lo excita). Este proceso ocurre cuando la probabilidad de ocupación de electrones es mayor en la banda de valencia que en la banda de conducción, esto es, cuando la inversión de población se ha perdido.

De acuerdo a la ecuación (2) la emisión o absorción de un fotón puede realizarse solamente a un valor de frecuencia en el cual la energía del fotón  $h\nu$  es mayor a  $E_g$ .

Para que las transiciones radiativas (emisión de fotones) se presenten eficientemente es necesario que el semiconductor sea directo, es decir, que los estados de energía de la banda de conducción cuya ocupación es la más probable por ser los estados de mínima energía, coincidan con el máximo geométrico de la banda de valencia en donde se encuentran los estados de energía que tienen la mayor probabilidad de desocupación. La razón se basa en el hecho de que la energía y el momento deben ser conservados en cualquier reacción [Verdeyen, 1995].

Los materiales usados para la fabricación de AOS son compuestos hechos con elementos del tercero y quinto grupo de la tabla periódica de los elementos (III-V), los cuales presentan una banda prohibida directa. Con AlGaAs y InGaAsP el intervalo de longitud de onda de 700 a 1600  $nm$  puede ser cubierto. Los AOS's basados en AlInGaAs/InP han sido demostrados a 1550  $nm$  [Occhi, 2002].

Los AOS's<sup>27</sup> son clasificados en dos grupos: Los *amplificadores Fabry-Perot* (FPA - Fabry-Perot Amplifiers) y los *amplificadores de onda progresiva* (TWA - Traveling Wave Amplifiers). En la década de los ochentas se desarrollaron los amplificadores láser Fabry-Perot<sup>28</sup>. Posteriormente, se redujo la reflectividad de las facetas de este

---

<sup>27</sup>Los términos de amplificador óptico de semiconductor (SOA - Semiconductor Optical Amplifier), amplificador diodo láser (LDA - Laser Diode Amplifier), amplificador láser de semiconductor (SLA - Semiconductor Laser Amplifier), amplificador de onda progresiva (TWA - Travelling Wave Amplifier), y amplificador Fabry Perot (FPA - Fabry Perot Amplifier) son diferentes nombres usados en la literatura para el mismo tipo de dispositivo [Occhi, 2002].

<sup>28</sup>Un láser de semiconductor Fabry-Perot tiene una cavidad óptica basada en los principios del resonador Fabry-Perot [Saleh y Teich, 1991]. Cuando la profundidad del rizo en el espectro de ganancia

amplificador y se desarrollo el AOS en forma de un amplificador de onda progresiva. La diferencia entre ellos es el valor de la reflectividad de sus facetas. La reflectividad de las facetas del FPA es mayor, y por lo tanto ocurre una amplificación resonante regenerativa entre ellas. Por esta razón, el FPA requiere de una frecuencia crítica concordante entre la señal de entrada y el modo resonante del FPA. Por el otro lado, el TWA opera en un modo de amplificación de simple paso, tiene la ventaja de contar con un amplio ancho de banda de ganancia, debido a que la reflectividad de sus facetas es reducida (típicamente menor a  $10^{-5}$ ), suprimiendo de esta manera la ganancia resonante [Saitoh y Mukai, 1988].

El FPA es un amplificador de banda angosta con rizados angostos en el espectro de ganancia, mientras que un TWA es de amplio ancho de banda. Debido a esto, los FPA no son considerados prácticos como el TWA para su implementación en los sistemas ópticos de comunicaciones [Kazovsky *et al.*,1996].

La discusión sobre AOS's, se enfocará exclusivamente en las características del amplificador de onda progresiva.

En la figura 12 se presenta el diagrama general de un AOS con baja reflectividad en las facetas ( $\sim 10^{-5}$ ) de entrada y salida permitiendo que el dispositivo se comporte como un amplificador de onda progresiva.

La reducción de la reflectividad de las facetas es lograda depositando una película dieléctrica antirreflejante. Sin embargo, debido a la dificultad de fabricar películas antirreflejantes eficientes y nunca lograr un valor de reflectividad igual a cero para éstas (valores mínimos de  $\sim 10^{-3}$ ), otros dos métodos comúnmente usados para reducir reflexiones (usualmente en conjunto con las películas antirreflejantes) son: 1) Inclinarse la dirección de la guía de onda con respecto a la faceta de tal manera que la luz sea reflejada fuera de la región activa (ángulos típicos son entre  $5^\circ$  y  $12^\circ$ ). 2) Agregar una región sin guiado de unos pocos  $\mu m$  de longitud entre la región de la guía de onda y la faceta del amplificador (estructura de ventana), con la finalidad de expandir el perfil del modo,

---

de un AOS es mayor a 3 dB, es llamado amplificador Fabry-Perot.

de esta manera solo una pequeña parte del campo óptico es reflejada hacia la región activa [Eisenstein, 1989],[Kazovsky *et al.*,1996],[Holtmann, 1997],[Shim *et al.*, 2002].

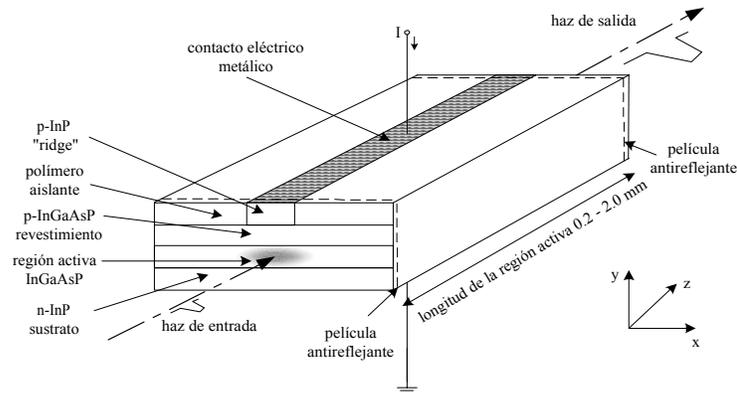


Figura 12: Diagrama general de la estructura de un AOS [Occhi, 2002].

En la figura 12, el haz óptico de entrada es acoplado en la región activa del AOS. La inversión de población en la región activa es generada a través de una corriente eléctrica que polariza en directa al dispositivo, la cual provee una ganancia óptica que actúa sobre la señal incidente. Por esta razón, el haz óptico es amplificado durante su propagación a lo largo de la región activa del AOS.

#### II.4.1 No linealidades del AOS

Los mecanismos físicos responsables del comportamiento no lineal del AOS y en general de los láseres de semiconductor no se han entendido y dominado completamente, sin embargo, tal comportamiento se atribuye principalmente a los mecanismos no lineales tales como: el hoyo espectral (SHB - Spectral Hole Burning), el calentamiento de portadores (CH - Carrier Heating) y la pulsación de la densidad de portadores (CDP - Carrier Density Pulsation) [Huang y Casperson, 1993],[Uskov *et al.*, 1994].

**Hoyo Espectral** Este mecanismo no lineal se presenta en el amplificador cuando se establece en éste una inversión de población y se le hace incidir una señal óptica

intensa (para una mejor comprensión, se supone un pulso óptico cuasi monocromático no periódico muy breve). Esta señal óptica de alta potencia provoca una emisión estimulada considerable que consume una gran cantidad de portadores en la banda de conducción en un diferencial de energía específico [Huang y Casperson, 1993].

Si la tasa de consumo de portadores generada por la señal óptica incidente es mayor que la tasa de suministro de portadores en la energía correspondiente al campo incidente ( $h\nu$ ), entonces se dice que se provoca un “hoyo” en la curva de la distribución energética de los electrones. Esta distribución está mostrada en la figura 13 (a) y (b), antes de la introducción del pulso óptico y durante su estancia dentro del AOS, respectivamente.

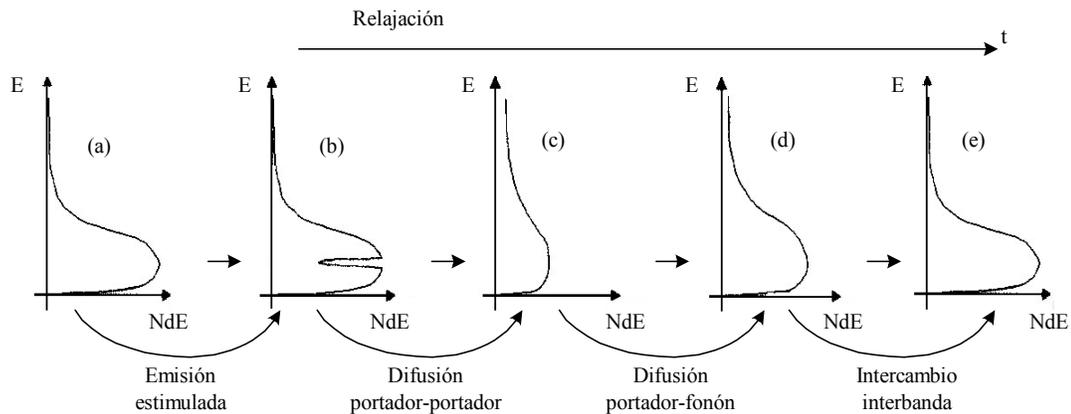


Figura 13: Evolución de la distribución energética de los portadores en presencia de una señal óptica intensa: (a) Distribución inicial; (b) hoyo espectral; (c) redistribución energética generada por la difusión portador-portador; (d) relajamiento de la distribución energética debido a la difusión portador-fonón; (e) reincorporación de la distribución energética de portadores hacia la distribución inicial [Soto, 1996].

Posteriormente se presenta una redistribución energética de los portadores mediante una difusión portador-portador (ver figura 13(c)). Este fenómeno consiste en la colisión entre dos electrones, en la cual uno de ellos gana energía mientras que el otro la pierde desplazándose hacia un estado desocupado de menor energía producido por la formación del hoyo espectral. Como resultado, la difusión portador-portador “cubre” el hoyo espectral generado por la potencia del pulso óptico. Esto produce un ensanchamiento

de la curva de distribución energética en energías elevadas y un adelgazamiento de esta curva en energías bajas.

El fuerte desdoblamiento de portadores en un intervalo de energía se traduce en la formación de una depresión en la curva de ganancia con respecto a la curva de ganancia inicial (ver figura 14(b)), mientras que la redistribución de energía de los portadores llevada a cabo por la difusión portador-portador se traduce en una supresión de ganancia del AOS (ver figura 14(c)) [Huang y Casperson, 1993]. Todo este mecanismo se realiza en un tiempo aproximado de  $70 fs$  [Soto y Erasme, 1998]. La definición de ganancia material se encuentra en la sección II.4.2.

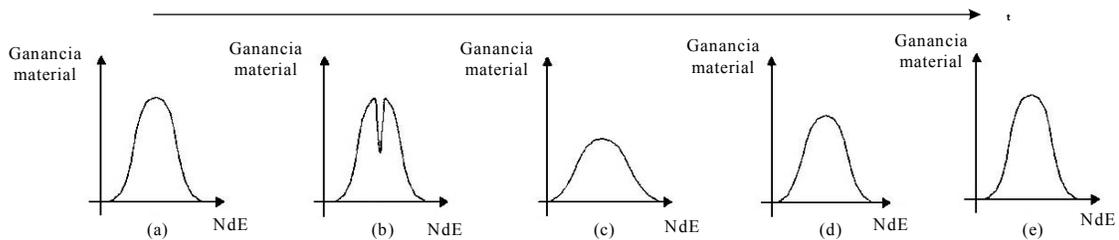


Figura 14: Evolución de la ganancia material en presencia de una señal óptica intensa, debida a los mecanismos no lineales: (a) Curva inicial de ganancia material; (b) depresión en la curva de ganancia debida a la formación del hoyo espectral; (c) supresión de ganancia generada por la difusión portador-portador; (d) regularización de la ganancia material a una distribución con menor ganancia debida a la difusión portador-fonón; (e) reincorporación de la ganancia material hacia la distribución inicial [Soto, 1996].

**Calentamiento de Portadores** Este mecanismo no lineal se presenta en el AOS debido a la emisión estimulada que produjo el hoyo espectral, la cual consume portadores fríos o de baja energía. Esto, en conjunto con la difusión portador-portador, “calienta” la distribución energética de los portadores, la cual es enfriada o relajada por medio de la difusión portador-fonón. Es decir, los portadores interactúan con la red cristalina disipando parte de su energía en forma de vibración. De esta manera, la energía de los portadores involucrados se desplaza hacia estados de menor energía, obteniéndose así una regularización de la distribución energética de los portadores hacia una distribu-

ción de menor energía, y consecuentemente se modifica la curva de la ganancia material, como se muestra en la figuras 13(d) y 14(d), respectivamente.

Este mecanismo se realiza en un tiempo aproximado de  $650 \text{ fs}$ , que es el tiempo de vida de la difusión portador-fonón [Soto y Erasme, 1998].

El mecanismo del calentamiento de portadores es llamado de esta manera debido a que la curva de distribución energética de los portadores depende de la temperatura. Si en la ecuación que describe esta curva se aumentara la temperatura, se obtendría el mismo efecto que se produce cuando se consumen portadores fríos (ensanchamiento de la curva en energías elevadas y adelgazamiento en energías bajas). Ver ecuación (1).

**Pulsación de la Densidad de Portadores** A diferencia de los mecanismos anteriores, la pulsación de la densidad de portadores es un mecanismo interbanda (entre la banda de conducción y la de valencia) producido por la emisión estimulada, la cual provoca transiciones radiativas de electrones de la banda de conducción hacia la de valencia, despoblando la banda de conducción. Es decir, los cambios en la ganancia material y en la distribución energética de portadores producidos por el SHB y el CH son debidos a un reacomodo de la energía de los portadores, mientras que la CDP cambia el número de portadores disponibles en la banda de conducción.

De esta manera, una vez que el pulso óptico sale del AOS, un nuevo portador será introducido dentro del amplificador por medio de la corriente de inyección en un tiempo típico de  $200 \text{ ps}$ , el cual es el tiempo característico de los procesos de modulación interbanda de los portadores y usualmente es llamado el tiempo de vida de los portadores en la banda de conducción [Soto y Erasme, 1998]<sup>29</sup>. El aporte de portadores en conjunto con la emisión espontánea, regularizarán la distribución energética de portadores hacia la distribución inicial (ver figura 13e).

---

<sup>29</sup>El valor del tiempo de vida de los portadores depende fuertemente del AOS y de las condiciones experimentales usadas [Girardin y Guekos, 1998].

## II.4.2 Características del AOS

El AOS ha sido identificado como un dispositivo versátil y funcional y se espera sea un elemento clave en las redes ópticas del futuro. Básicamente, existen 5 parámetros usados para caracterizar el AOS, y son: la ganancia, el ancho de banda, la potencia de saturación de salida, la figura de ruido, y la dependencia a la polarización.

*Ganancia:* Probablemente, el parámetro operacional más importante de un amplificador óptico en muchas aplicaciones es su ganancia de simple paso (la relación de la potencia de la señal de entrada con la de salida). El AOS amplifica una señal incidente a través de la emisión estimulada, el mismo mecanismo usado por los láseres de semiconductor.

La ganancia de simple paso para los modos TE y TM del amplificador, está definida por la ecuación (5)

$$G_m = \exp[\Gamma_m(g_m) - \alpha_{intm}]L \quad (5)$$

donde  $G$  es la ganancia de simple paso,  $\Gamma$  es el factor de confinamiento describiendo la fracción de luz en la región activa<sup>30</sup>,  $g$  es la ganancia material, y  $\alpha_{int}$  son las pérdidas internas. El subíndice  $m$  es para indicar el modo TE o TM según sea el caso. La ganancia material se define como la ganancia neta de densidad de fotones por unidad de longitud, la cual es dependiente de la capacidad o habilidad del sistema amplificador de suministrar portadores a la banda de conducción de la región activa que intervengan en emisión estimulada con los fotones de la señal óptica entrante, y está definida por la ecuación (6). Esta ecuación es una aproximación de la ecuación obtenida a partir del formalismo de la matriz de densidad [Durhuus *et al.*, 1992]. Información detallada acerca del formalismo de la matriz de densidad se encuentra en [Soto, 1996].

---

<sup>30</sup>El factor de confinamiento representa la porción de potencia óptica de la señal entrante al AOS que realmente viaja dentro de la región activa.

$$g(\omega, N) = a(N - N_o) - \gamma(\omega - \omega_p(N))^2 \quad (6)$$

Donde  $g(\omega, N)$  es la ganancia material para cierta frecuencia  $\omega$  ( $2\pi\nu$ ) con una densidad de portadores  $N$  en la banda de conducción,  $a$  es llamada la ganancia diferencial o coeficiente de ganancia lineal [Huang y Casperson, 1993], y  $\gamma$  es una constante de ganancia,  $N_o$  es la densidad de portadores en la transparencia. La transparencia es el estado en el cual el número de portadores en la banda de conducción es igual al número de portadores en la banda de valencia dentro de la región activa del AOS, por lo tanto, los fotones de la señal entrante tienen la misma probabilidad de producir emisión estimulada o absorción, bajo estas condiciones, la señal óptica entrante no se ve amplificada ni atenuada al traspasar el AOS (se dice que lo que entra es igual a lo que sale, de aquí el término de transparencia). Del primer término de la ecuación (6) podemos deducir que en cuanto el valor de  $N$  sobrepasa el valor de  $N_o$ , un valor positivo de ganancia material aparece, de manera contraria una ganancia material negativa indicará la existencia del efecto de absorción.

$\omega_p$  es la frecuencia del pico de ganancia (frecuencia en la que se encuentra la máxima ganancia en la región activa del AOS), para la cual se asume un cambio lineal con relación a la densidad de portadores, esto significa que un incremento en la densidad de portadores inducirá un incremento en la frecuencia del pico de ganancia. Se debe observar que en la ecuación (6) el último término siempre estará restando, solo cuando  $\omega$  sea igual a  $\omega_p$  este término será igual a cero, de lo cual podemos concluir que la existencia de una diferencia entre el valor de la frecuencia de la señal óptica entrante con relación al valor de la frecuencia del pico de ganancia, inducirá un factor de pérdida en la ganancia material de la señal óptica entrante correspondiente.

La linealización de  $\omega_p$  con respecto a la densidad de portadores  $N$  se expresa en la ecuación (7).

$$\omega_p(N) = \omega_{po} + \frac{\partial\omega_p}{\partial N}(N - N_r) \quad (7)$$

donde  $\omega_{po}$  es la frecuencia de ganancia pico a la densidad de portadores  $N_r$  ( $\omega_{po}$  es una frecuencia arbitraria dentro de la zona de linealización de  $\omega_p$ ), y  $\frac{\partial\omega_p}{\partial N}$  es tomada como una constante. A partir de la ecuación (7) podemos decir que si  $N$  y  $N_r$  son iguales, entonces la frecuencia del pico de ganancia  $\omega_p$  será igual a  $\omega_{po}$ . Pero si  $N$  es mayor a  $N_r$ , entonces  $\omega_p$  será mayor a  $\omega_{po}$ ; si  $N$  es menor a  $N_r$ , entonces  $\omega_p$  será menor a  $\omega_{po}$ . En base a lo anterior podemos argumentar que un incremento en la densidad de portadores en la región activa del AOS inducirá un corrimiento del pico de ganancia del dispositivo hacia frecuencias mayores. Por el contrario, un decremento de la densidad de portadores producirá una reducción en el valor de la frecuencia del pico de ganancia.

En conclusión, la ganancia del AOS depende de la longitud de onda de la señal incidente, de su intensidad de entrada, del factor de confinamiento para el modo de propagación de la señal, de la corriente de polarización del AOS, la cual determina la densidad de portadores en la banda de conducción, y de la longitud del amplificador.

*Ancho de Banda:* El ancho de banda del AOS es definido como el ancho total a la mitad del máximo (FWHM- Full Width at Half-Maximum) del espectro de ganancia.

*Potencia de saturación de salida:* Es definida como la potencia de salida para la cual la ganancia de simple paso del amplificador es reducida por un factor de 2 (o por 3 dB) de su valor no saturado. La potencia de entrada relativa es llamada potencia de entrada de saturación.

*Figura de ruido:* Todos los amplificadores degradan la relación señal a ruido (SNR - Signal to Noise Ratio)<sup>31</sup> de la señal amplificada debido a la emisión espontánea que se agrega a la señal durante su amplificación. En amplificadores ópticos, la figura de ruido es definida como la relación de la SNR de entrada con la SNR de salida medida

---

<sup>31</sup>La SNR es la relación de la potencia de la señal con la potencia del ruido presente en el ancho de banda del receptor.

usando un receptor ideal. La degradación de la SNR es cuantificada a través del factor de ruido  $F_n = (\text{SNR})_{in}/(\text{SNR})_{out}$ . La figura de ruido del amplificador es expresada en unidades logarítmicas ( $dB$ ) [Occhi, 2002].

*Dependencia a la polarización:* Una característica, en algunos casos, indeseable del AOS es la dependencia de la ganancia y del índice de refracción a la polarización de la señal de entrada.

La dependencia a la polarización de la ganancia dentro de un AOS se refiere a la diferencia de ganancias de simple paso ( $G_{TE}$  y  $G_{TM}$ ) para los dos modos fundamentales, TE y TM. Esta dependencia es debida a que los modos TE y TM del AOS ocupan diferentes localidades en el espacio lateral y transversal de la estructura del dispositivo, eje  $x$  y  $y$ , respectivamente de acuerdo a la figura 12, por lo tanto, sus pérdidas respectivas serán diferentes. En el eje  $y$ , los modos exhiben ganancia en la región activa y absorción y dispersión en el revestimiento y el sustrato, respectivamente (ver figura 12). En el eje  $x$ , fuera de la región de la cresta ("ridge")<sup>32</sup>, la densidad de portadores decrementa rápidamente y el modo exhibe altas pérdidas cuando la densidad de portadores está por debajo del nivel de transparencia. Las pérdidas en  $x$  y  $y$ , son presentadas en términos de los factores de confinamiento  $\Gamma_{TE}$  y  $\Gamma_{TM}$ , respectivamente, por lo tanto, todas las dependencias a la polarización posibles dentro de la ecuación de ganancia de simple paso son reducidas en términos de la dependencia de los factores de confinamiento para los modos TE y TM [Eckner, 1998], los cuales expresan la fracción de potencia óptica del modo (TE o TM) que traslapa la región donde se encuentra la inversión de población en la región activa.

De igual manera, la dependencia a la polarización del índice de refracción se refiere a la diferencia en los *índices efectivos de refracción* para los modos fundamentales TE y TM. Esta diferencia es debida al apilamiento asimétrico de distintos materiales, con índices de refracción menores, sobre y bajo la región activa del AOS como se puede apreciar en la figura 12. Debido a que la propagación de un modo exige la existencia

---

<sup>32</sup>Cuando se polariza en directa el AOS, la inversión de población se establece en la zona de la región activa que se encuentra abajo de la cresta ("ridge").

de fases iguales tanto para las ondas evanescentes que viajan fuera de la región activa así como para la onda viajando a través de la región activa (modo guiado), es necesario determinar índices de refracción efectivos para los modos TE y TM, mediante los cuales, se puedan encontrar soluciones a la ecuación de onda<sup>33</sup> en cada material del apilamiento (en  $x$  y  $y$ ), con la misma constante de propagación. Obviamente, la asimetría de la estructura del AOS, producirá una diferencia en los índices de refracción efectivos para los modos TE y TM, la cual es llamada birrefringencia estructural<sup>34</sup>.

En la figura 15 se ilustra la aproximación del índice efectivo de la estructura del AOS. Primero, (1) usando las condiciones de frontera del modo TE, se obtienen las constantes de propagación  $\beta_I$  y  $\beta_{II}$  y por consiguiente los índices de refracción efectivos  $n_{efII}$  y  $n_{efI}$ <sup>35</sup>. Finalmente (2), las condiciones de frontera para el modo TM son usadas para obtener el valor de la constante de propagación global, así como el índice efectivo global. Para el modo global TM, el procedimiento es el mismo que para el modo global TE, pero con las direcciones  $x$  y  $y$  intercambiadas. Un análisis detallado del método del índice efectivo se puede encontrar en [Lien, 1995],[Kong, 1995],[Eckner, 1998].

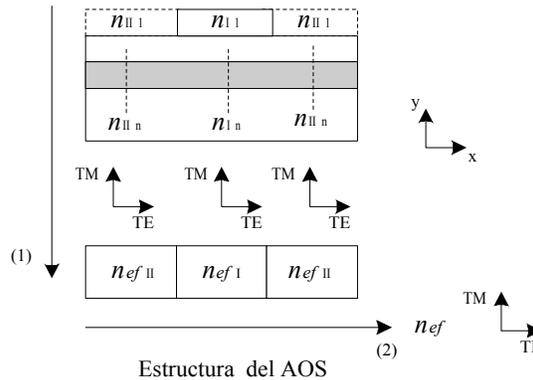


Figura 15: Método del índice efectivo, separando el problema de dos dimensiones en dos cálculos consecutivos de una dimensión [Eckner, 1998].

<sup>33</sup>La descripción de la ecuación de onda pueden ser encontrada en [Saleh y Teich, 1991].

<sup>34</sup>La birrefringencia estructural induce velocidades diferentes para los modos TE y TM.

<sup>35</sup> $n_{efI} = \beta_I/k_0$  y  $n_{efII} = \beta_{II}/k_0$ , donde  $k_0$  es la constante de propagación del espacio libre.

La dependencia a la polarización es perjudicial para algunas aplicaciones en las comunicaciones ópticas, donde el estado de polarización de la señal cambia al propagarse por la fibra óptica.

Un AOS ideal deberá tener la más alta ganancia; un amplio ancho de banda, de tal manera que sea posible amplificar un amplio rango de longitudes de onda. Los efectos de la saturación de ganancia introducen distorsión a la salida, por ello, un AOS ideal deberá tener una alta potencia de saturación de salida para maximizar su alcance dinámico con mínima distorsión. Además, deberá tener una figura de ruido muy baja (el límite cuántico es de 3 *dB*), logrando que un mayor número de AOS puedan ser conectados en serie. Finalmente, es deseable una baja dependencia a la polarización, la cual minimizará la diferencia de ganancias y de índices de refracción entre las polarizaciones TE y TM. Sin embargo, un AOS ideal es imposible de realizar debido a las limitaciones físicas de varios procesos que ocurren dentro de él [Axon, 2002].

### II.4.3 Efectos Físicos Dentro del AOS

Los AOS's pueden ser usados en operación lineal y no lineal. En operación no lineal pueden realizar procesamiento totalmente óptico debido a sus fuertes no linealidades y a su rápida dinámica [Occhi, 2002].

Los efectos físicos principales que se presentan en el AOS, y que posibilitan el procesamiento óptico son:

*Ganancia óptica:* Se produce cuando una señal incidente es amplificada por la emisión estimulada.

*Auto modulación de la fase (SPM - Self Phase Modulation):* Es la modulación de la fase de la señal de salida causada por los cambios en el índice de refracción inducidos por las variaciones de potencia de la misma señal.

*Modulación cruzada de la fase (XPM - Cross-Phase Modulation):* Representa los cambios de índice de refracción inducidos por una señal óptica de control afectando la fase de salida de todas las demás señales que se propagan en el AOS.

*Auto modulación de la ganancia (SGM - Self Gain Modulation)*: Es la modulación de la ganancia de la señal, inducida por las variaciones de la potencia de la misma señal de entrada.

*Modulación cruzada de la ganancia (XGM - Cross-Gain Modulation)*: Representa la modulación de la ganancia inducida por una señal óptica de control que afecta la ganancia de todas las demás señales propagándose en el AOS.

*Mezcla de cuatro ondas (FWM - Four Wave Mixing)*: El batimiento o mezcla de dos o más señales propagándose en el AOS genera señales a nuevas frecuencias [Maldonado, 1999].

*Auto rotación no lineal de la polarización (SNPR - Self-induced Non-linear Polarization Rotation)*: Es el cambio en el estado de polarización de una señal, inducido por las variaciones de la potencia de la misma señal de entrada.

*Modulación cruzada de la polarización (XPoLM - Cross-Polarization Modulation)*: Representa la modulación de los efectos de la birrefringencia inducida, la diferencia de ganancias para las polarizaciones TE y TM y la modificación de los ejes propios de propagación de la guía del AOS, a través de la potencia y la polarización de una señal de control (ver sección III.5), que causa una rotación en el estado de polarización de todas las demás señales propagándose en el AOS [Soto *et al.*, 1999].

#### II.4.4 El AOS Usado en Este Trabajo

En este trabajo se utilizó un AOS comercial desarrollado y producido por la compañía Optospeed. El AOS usado es del modelo SOA1550CRIx1500 del tipo “ridge waveguide”, optimizado para operar en el rango de los 1550 nm. El dispositivo fue diseñado para tener una alta ganancia, dependencia a la polarización moderada, bajo rizo, y una alta potencia de saturación.

La combinación de alta ganancia y bajo rizo es lograda inclinando la guía de onda 12° con respecto a la faceta del amplificador y por la aplicación de una doble capa de películas antirreflejantes (SiO – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) [Optospeed, 2000].

Con la finalidad de acoplar el tamaño del modo óptico guiado de la fibra monomodo con el del dispositivo, éste cuenta con regiones pasivas afiladas lateral y verticalmente en la entrada y salida (“tapers”), las cuales reducen el tamaño del modo óptico proveniente de la fibra a la entrada, y lo incrementan a la salida<sup>36</sup> [Kim *et al.*, 1999],[Shim *et al.*, 2002].

Las características más importantes del dispositivo, se muestran en la tabla I.

Tabla I: Características principales del AOS utilizado.

	SOA1550CR1x1500			
	Mínima	Típica	Máxima	Unidades
Ganancia máxima ( $G_{\max}$ )		30		$dB$
Ganancia de rizo @ $G_{\max}$		0.5	1.5	$dB$
Dependencia a la polarización			6	$dB$
Potencia de saturación de salida	6			$dBm$
Ancho de banda ( $3dB$ )		25		$nm$
Longitud de onda en el pico de ganancia @ $G_{\max}$	1535		1570	$nm$

El AOS puede ser polarizado directamente con 750  $mA$  máximos y 500  $mA$  típicos. Se recomienda un control de temperatura de  $\sim 20^{\circ}C$  [Optospeed, 2000].

## II.5 Resumen

La teoría básica de los semiconductores y del guiado de la luz en medios confinados, son conceptos fundamentales que nos ayudan a comprender el principio de operación del AOS. En este capítulo se presentaron los conceptos básicos de semiconductores y del guiado de luz en guías de onda dieléctricas, también se presentó la estructura básica de un AOS comercial, así como las características y fenómenos más importantes que presenta el dispositivo de amplificación. En esta parte, se hace énfasis en los mecanismos físicos responsables del comportamiento no lineal del AOS, el cual está siendo explotado

<sup>36</sup>El tamaño de los modos ópticos guiados del “chip” y de la fibra monomodo son aproximadamente de 1 y  $8 \sim 10\mu m$ , respectivamente [Shim *et al.*, 2002].

recientemente para la creación de funciones de procesamiento en el dominio totalmente óptico. Finalmente, se exponen las características del AOS usado en este trabajo, las cuales son referencias para determinar los alcances del dispositivo para la realización de los objetivos de este trabajo.

### III TÉCNICAS DE CONVERSIÓN DE LONGITUD DE ONDA TOTALMENTE ÓPTICA

#### III.1 Introducción

La conversión de longitud de onda se define como la transferencia de información de una longitud de onda a otra. Las técnicas de conversión pueden ser ampliamente clasificadas en dos categorías: la conversión de longitud de onda electroóptica, en la cual la señal óptica debe ser convertida primero en una señal electrónica, y la conversión de longitud de onda totalmente óptica, en la cual la señal permanece en el dominio óptico (ver figura 16).

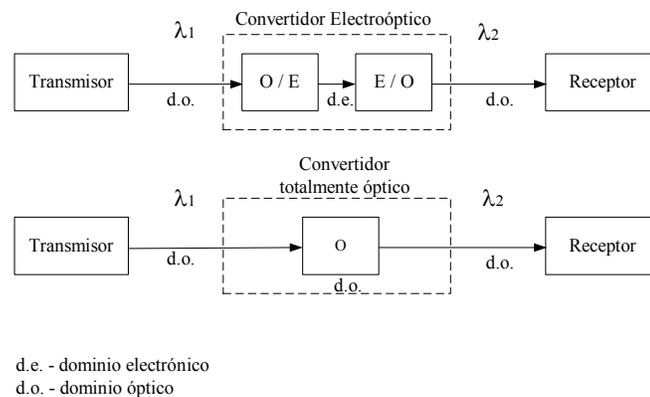


Figura 16: Clasificación amplia de los convertidores de longitud de onda.

Actualmente, existe una tendencia general que sustituye en lo posible a los dispositivos electrónicos en los nodos de interconexión de las redes ópticas de transporte por similares que evitan la necesidad de la conversión óptica-electrónica-óptica, de esta manera, se logra un incremento en las velocidades de la red, adjudicando transparencia, flexibilidad y escalabilidad al mismo tiempo. Por esta razón, los convertidores de longitud de onda totalmente ópticos serán componentes clave en las redes del futuro. Su uso más importante será el evitar el bloqueo de longitudes de onda en nodos de interconexión en las redes WDM.

### III.2 Motivación para Realizar la Conversión de Longitud de Onda Totalmente Óptica

La necesidad de utilizar la conversión de longitud de onda se ilustra en la figura 17(a). De acuerdo a esta figura, se han establecido dos enlaces en la red: el primero, entre el Nodo 1 y el Nodo 2 usando la longitud de onda  $\lambda_1$ ; y el segundo, entre el Nodo 2 y el Nodo 3 usando la longitud de onda  $\lambda_2$ . Ahora, si suponemos que se requiere activar un enlace entre el Nodo 1 y el Nodo 3, en primera instancia esto sería imposible, aún y cuando exista una longitud de onda disponible en cada uno de los enlaces a lo largo de la trayectoria entre el Nodo 1 y el Nodo 3, (en este caso  $\lambda_2$  y  $\lambda_1$ , respectivamente). Esto es debido a que las longitudes de onda disponibles sobre los dos enlaces son diferentes. Por esta razón, una red con enrutamiento de longitudes de onda puede sufrir de una alta probabilidad de bloqueo. Para eliminar la restricción de continuidad de longitud de onda es necesario convertir los datos que arriban en una longitud de onda a lo largo del enlace, hacia otra longitud de onda en un nodo intermedio y transmitirla hacia el siguiente enlace.

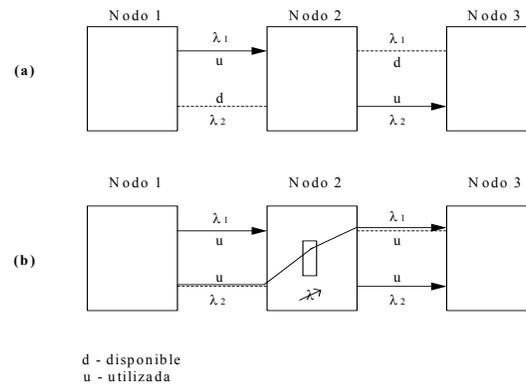


Figura 17: Red WDM con enrutamiento por longitud de onda. (a) Restricción de la continuidad de longitud de onda, (b) continuidad de longitud de onda [Borella *et al.*, 1997].

En la figura 17(b), un convertidor de longitud de onda en el Nodo 2 es usado para convertir datos de la longitud  $\lambda_2$  a  $\lambda_1$ . Con esta operación, el nuevo enlace entre el

Nodo 1 y el Nodo 3 puede ser establecido usando la longitud  $\lambda_2$  para el enlace entre el Nodo 1 y el 2, y después usando la longitud de onda  $\lambda_1$  para llegar al Nodo 3 a partir del Nodo 2.

Por esta razón, la conversión de longitud de onda puede mejorar la eficiencia de la red resolviendo los conflictos de longitud de onda de los enlaces [Borella *et al.*, 1997].

Igualmente importante, la función de conversión de longitud de onda permite la administración descentralizada de la red en lo que respecta a la asignación de longitudes de onda para las diferentes trayectorias [Sato *et al.*, 1994], además, evita fallas de enlaces trasladando el tráfico a un canal con longitud de onda de reserva o que esté localmente disponible para un reenrutamiento local en torno al enlace fallido [Yoo, 1996].

### III.3 Requerimientos de los Convertidores de Longitud de Onda Totalmente Ópticos

Los requerimientos para los convertidores de longitud de onda, son dependientes del sistema, pero preferentemente deben contar con las siguientes características:

- Transparencia en la tasa de datos (al menos 10 *Gb/s*).
- No degradación de la tasa de extinción.
- Alta relación señal a ruido en la salida (para asegurar disponibilidad de conexiones en cascada<sup>37</sup>).
- Niveles de potencia de entrada moderados ( $< 0$  *dBm*).
- Amplio rango de longitudes de onda para la señal de entrada y de salida.
- Posibilidad de tener la misma longitud de onda en la entrada y salida (no conversión).

---

<sup>37</sup>Una conexión en cascada, se refiere a la conexión de dispositivos en serie. La salida del primero a la entrada del segundo y así sucesivamente.

- Bajo “chirp”<sup>38</sup>.
- Rápida activación de la longitud de onda a la salida.
- Independiente a la polarización de la señal de entrada.
- Implementación simple.
- Transparencia en el formato de modulación.

[Durhuus *et al.*, 1996],[Nesset *et al.*, 1998].

### III.4 Técnicas para la Conversión de Longitud de Onda Totalmente Óptica Usando AOS's

Recientemente, el amplificador óptico de semiconductor ha sido un dispositivo en estudio para realizar funciones totalmente ópticas, debido a sus muchas atractivas características (ver sección II.4), entre las cuales se incluyen: operación a altas velocidades, dependencia a la polarización reducida, amplio ancho de banda, pocas pérdidas y una gran gama de no linealidades que permiten el procesamiento de señales. Además de esto, puede ser integrado fácilmente con otros dispositivos de semiconductor (como: láseres y filtros basados en rejillas de Bragg), y presenta un consumo de potencia moderado. El hecho de que dispositivos basados en AOS puedan ser usados para una multitud de propósitos, los hacen candidatos importantes para la implementación de una gran variedad de funciones optoelectrónicas [Fjelde *et al.*, 2001], tales como la conversión de longitud de onda.

Varias técnicas para el diseño de convertidores de longitud de onda totalmente ópticos basadas en AOS han sido propuestas, a continuación se exponen las técnicas que en la actualidad son las más sobresalientes.

---

<sup>38</sup>El cambio en la frecuencia de emisión (longitud de onda) debido a la modulación es conocido como el “chirp”. El “chirp” causa que el ancho espectral se ensanche más de lo necesario para transmitir la información.

### III.4.1 Modulación Cruzada de la Ganancia (XGM)

La tasa de emisión estimulada en un AOS es dependiente de la potencia óptica de entrada. Una alta potencia óptica de inyección, reduce la concentración de portadores en la región activa a través de la emisión estimulada, en tal grado que la ganancia del AOS es reducida. Este efecto es conocido como saturación de ganancia.

La saturación de ganancia puede ser usada para convertir datos de una longitud de onda a otra.

En XGM, dos señales de diferentes longitudes de onda denominadas señal de control (señal con información) y de prueba (señal convertida de salida), son simultáneamente inyectadas dentro de un AOS. La señal de control debe tener un formato de *modulación en amplitud* (AM - Amplitude Modulation) mientras que la señal de prueba es una *onda continua* (CW - Continuous Wave). Por otra parte, la potencia óptica pico de la señal modulada debe estar cerca de la potencia de saturación del AOS, así, la ganancia será reducida y recuperada en sincronismo con las excursiones de potencia de la señal de información.

En el estado bajo de potencia de la señal de control (“0” binario), la ganancia del AOS no es saturada y la prueba experimenta una ganancia no saturada<sup>39</sup>. En el caso contrario, cuando la señal de control está en el estado de alta potencia (“1” binario), la ganancia del AOS es saturada y por lo tanto la prueba experimenta una baja ganancia. El grado de decremento de la ganancia depende de la potencia de la señal de control y de la corriente de polarización del amplificador. De esta manera, la función de conversión de longitud de onda es lograda debido a que la modulación de la señal de control con cierta longitud de onda, es transferida a la longitud de onda de la señal de prueba de manera invertida. Finalmente, un filtro óptico a la salida del AOS es necesario para seleccionar la longitud de onda de la señal de prueba. La figura 18 muestra el principio de operación de esta técnica de conversión.

---

<sup>39</sup>Existen suficientes portadores excitados para proveer ganancia a una señal con una pequeña potencia de entrada [Kazovsky *et al.*,1996].

La velocidad de la conversión de longitud de onda usando la saturación de la ganancia del AOS se pensaba que era limitada por el tiempo de vida intrínseco de los portadores, que corresponde al tiempo característico que limita la recuperación de la ganancia después de la saturación [Girardin y Guekos, 1998]. Sin embargo, trabajos recientes han demostrado que la velocidad de estos dispositivos es mayor a la impuesta por este límite, que solo autoriza tasas de unos pocos gigabits por segundo. Esto es debido a que en realidad, un tiempo de vida efectivo de los portadores debe ser considerado, el cual puede ser reducido con una inyección de corriente de polarización y potencia óptica de entrada altas [Durhuus *et al.*, 1996]. Bajo una inyección óptica potente, la tasa de emisión estimulada en el AOS se incrementa, y esto puede reducir el tiempo de vida efectivo de los portadores a  $10\text{ ps}$ . El uso de AOS's largos ( $>1\text{ mm}$ ), bajo una inyección de potencia óptica elevada, ha permitido la conversión de longitud de onda a velocidades de hasta  $80\text{ Gb/s}$  [Nesset *et al.*, 1998].

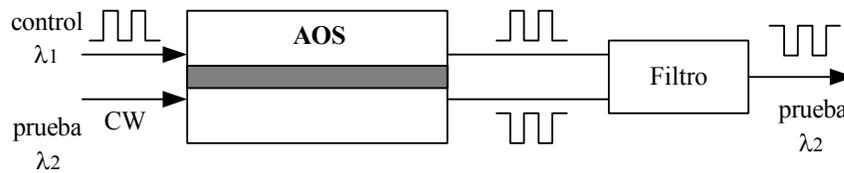


Figura 18: Esquema del principio de operación de la conversión de longitud de onda basada en XGM.

XGM es simple de realizar, y puede ser independiente a la polarización de la señal de entrada si el AOS usado es independiente a la polarización. Realiza conversión de longitud de onda invertida, pero produce una degradación en la tasa de extinción. Funciona únicamente para modulación ASK. Adicionalmente, presenta asimetría en la eficiencia de conversión<sup>40</sup> debido al corrimiento en longitud de onda de la curva de ganancia (ver sección II.4.2), por lo tanto, la tasa de extinción es dependiente de

<sup>40</sup>La eficiencia de conversión está definida como la relación de la potencia de la señal de entrada (señal de información) con la de la señal convertida a la salida.

la longitud de onda de la señal de control, prueba, y del pico de ganancia del AOS (conversión hacia longitudes de onda mayores produce menores tasas de extinción) [Durhuus *et al.*, 1996], [Obermann *et al.*, 1998].

### III.4.2 Modulación Cruzada de la Fase (XPM)

Esta técnica se basa en la dependencia del índice de refracción a la densidad de portadores en la región activa del AOS. Una señal de control de entrada con cierta longitud de onda que reduce la densidad de portadores, puede modular el índice de refracción en la guía del AOS (señal con información), resultando en una modulación de fase sobre una señal de prueba CW con otra longitud de onda introducida simultáneamente dentro del amplificador [Durhuus *et al.*, 1996].

La figura 19 muestra un ejemplo de un convertidor XPM basado en un interferómetro Mach-Zehnder (MZI - Mach Zehnder Interferometer) <sup>41</sup>. En este caso, la señal de prueba es dividida en dos trayectorias (a través de un acoplador simétrico (50/50)) cada una conteniendo un AOS, mientras que la señal de control es inyectada solamente en uno de los AOS's (a través de otro acoplador), de esta manera, la señal prueba experimentará cambios de fase asimétricos en las ramas del interferómetro. Finalmente, cuando la señal de prueba es recombinada, interferencia destructiva o constructiva ocurrirá dependiendo de la diferencia de fase inducida entre las dos trayectorias del interferómetro.

La técnica de conversión XPM, al igual que XGM basa su operación en las recombinaciones interbanda, por lo tanto, la velocidad de conversión es determinada por la dinámica de los portadores. XPM supera los problemas de degradación de la tasa de extinción, puede manejar conversión de longitud de onda invertida y no invertida ya que el estado no perturbado del interferómetro puede ser ajustado para interferencia destructiva o constructiva, es independiente a la longitud de onda, es más eficiente en potencia comparado con XGM <sup>42</sup>. Desafortunadamente, la XPM requiere de al menos dos AOS

---

<sup>41</sup>El MZI consiste de fibras y acopladores, la señal óptica entrante es dividida en 2 ramas, una de las ramas es manipulada, y después las dos partes son recombinadas. En el proceso de recombinación, los campos eléctricos producen interferencia óptica variable.

<sup>42</sup>Menores variaciones de la ganancia del AOS son necesarias para activar la operación del

integrados en un solo “chip”, además de estar restringida al formato de modulación en amplitud y tener un control complejo [Durhuus *et al.*, 1996],[Neset *et al.*, 1998].

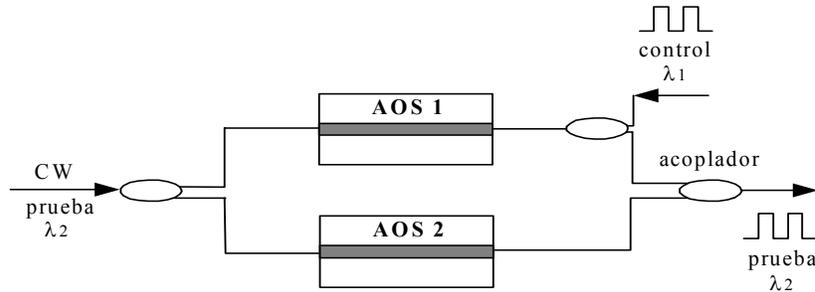


Figura 19: Esquema del principio de operación de la conversión de longitud de onda basada en XPM.

Convertidores de longitud de onda basados en XPM usando el interferómetro Mach-Zehnder están comercialmente disponibles [Bregí, 1999], [Leuthold *et al.*, 2000].

### III.4.3 Mezcla de 4 Ondas (FWM)

En la mezcla de 4 ondas, dos señales copolarizadas con diferentes longitudes de onda son insertadas dentro del AOS, una muy intensa llamada bomba (señal CW) y otra menos intensa llamada prueba (señal con información). La presencia simultánea de las dos señales provoca un batimiento <sup>43</sup> a la diferencia de frecuencias ópticas (frecuencia de desacuerdo entre las señales de entrada), por lo tanto, a la entrada del AOS se tiene una fracción de la intensidad de la bomba, más una fracción de intensidad de la prueba, más otro término de batimiento que varía cosenoidalmente a la frecuencia de desacuerdo. Este batimiento produce una modulación de la densidad de portadores y de la distribución energética de los portadores y por tanto, de los mecanismos no lineales considerados en este trabajo (ver sección II.4.1). Esto modulará la ganancia y el índice de refracción del medio, produciéndose una modulación en amplitud y en fase

---

convertidor.

<sup>43</sup>Es la resultante de la suma coherente de dos ondas monocromáticas [Saleh y Teich, 1991].

de la fracción de los campos de bomba y prueba, generándose dentro del amplificador armónicos de modulación en ambos lados de estas señales como se muestra en la figura 20. El armónico generado en el lado libre de la bomba (lado opuesto a la prueba) es proporcional al conjugado complejo de la señal de prueba, y se denomina señal conjugada [Maldonado, 1999].

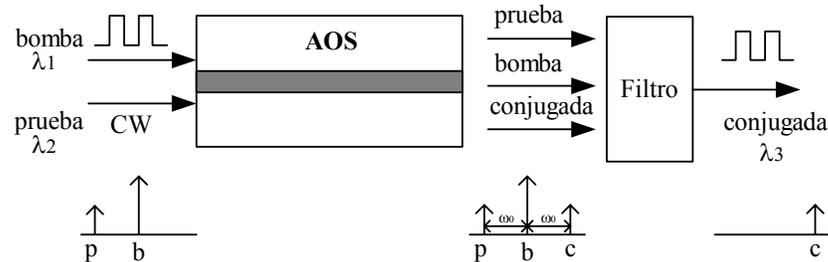


Figura 20: Esquema del principio de operación de la conversión de longitud de onda basada en FWM.

La eficiencia de conversión de FWM decrece cuando se incrementa la frecuencia de desacuerdo entre las señales de prueba y bomba, debido a que los procesos intrabanda ultrarápidos, los cuales dominan a altas frecuencias de desacuerdo ( $>200 \text{ GHz}$ ) son más débiles que los procesos interbanda que dominan a frecuencias de desacuerdo bajas ( $< 100 \text{ GHz}$ ) [Soto, 1996],[Neset *et al.*, 1998],[Soto y Erasme, 1998].

FWM es simple de implementar, independiente del formato de modulación, y a pesar de presentar bajas tasas de extinción, puede operar a muy altas velocidades de datos sin degradarlas, además, debido a que la señal convertida es el conjugado complejo de la señal de entrada, se puede lograr una compensación para la dispersión cromática producida por la fibra<sup>44</sup>. Sin embargo, tiene una baja eficiencia de conversión, la interacción entre los procesos no lineales dentro del AOS resulta en una menor eficiencia

<sup>44</sup>La dispersión cromática resulta del hecho de que la luz de diferentes longitudes de onda se propaga a diferentes velocidades sobre la fibra óptica. Porciones de la señal con altas frecuencias y porciones con bajas frecuencias, no arriban al receptor al mismo tiempo. Resultando en una distorsión de la señal.

para la conversión de longitud de onda ascendente que para la descendente, además de que requiere que la polarización de la señal de entrada esté fija cuando se usa una sola señal de bomba [Nesset *et al.*, 1998],[Sabella *et al.*, 1996].

La alta sensibilidad a la polarización del esquema FWM puede ser evitada, pero se requieren esquemas voluminosos y costosos [Tang y Shore, 1999],[Lin *et al.*, 1998].

### III.4.4 Interferómetro No-Lineal Ultrarápido (UNI)

En esta técnica, la señal de información más una señal de reloj de diferentes longitudes de onda, son necesarias en la entrada del convertidor. La señal de reloj es introducida en una *fibra birrefringente* (FB)<sup>45</sup> a un ángulo de 45° antes de entrar al AOS. De esta manera, la señal al final de la fibra es separada en dos componentes ortogonales de polarización con un espaciamiento en tiempo, determinado por la longitud y por la diferencia en índices de refracción que existe entre los ejes rápido y lento de la fibra. Estas dos componentes que atraviesan el AOS, son temporalmente recombinadas en una segunda fibra birrefringente e interfieren en un polarizador a la salida.

El UNI puede ser polarizado en encendido o apagado ajustando el controlador de polarización antes del polarizador (ver figura 21). Los pulsos de la señal de información, que operan como pulsos de control, son insertados en el AOS en sincronía con los flancos de subida de una de las componentes ortogonales de la señal de reloj. Los pulsos de control inducen cambios ultrarápidos (intrabanda<sup>46</sup>) y de larga duración (interbanda) de índice de refracción y ganancia del AOS. En el UNI, los cambios de índice de refracción de larga duración son sensados de igual manera por ambas componentes de la señal de reloj, sin embargo, los cambios de muy corta duración producidos en el índice de refracción por las no linealidades ultrarápidas son sensados únicamente por una de

---

<sup>45</sup>Una fibra FB, es aquella que posee un alto grado de birrefringencia. La birrefringencia, de un material presenta la habilidad de separar un rayo incidente, en dos rayos ortogonalmente polarizados, los cuales en el caso general siguen trayectorias distintas dependiendo de la orientación del material con respecto al rayo incidente.

<sup>46</sup>Debidos al calentamiento de portadores y a procesos electrónicos virtuales instantáneos [Hall *et al.*, 1994].

las dos componentes de la señal de reloj, la cual es traslapada por el pulso de información. Esto produce un desfaseamiento en la componente traslapada (idealmente  $\sim 90^\circ$ ), cambiando de esta manera la polarización de la señal recombinada y conmutando la transmisión en el polarizador de salida. Finalmente, un filtro óptico a la salida del UNI selecciona los pulsos de reloj conmutados, los cuales ahora contienen la información de la señal de información de entrada original.

Esta técnica no degrada la tasa de extinción, tiene la capacidad de manejar altas velocidades (probado a  $100\text{ Gb/s}$ ), sin embargo, presenta dificultades de integración debido al uso de tramos de fibra para su operación, y es dependiente del formato de modulación, ya que solo señales codificadas en formato RZ pueden ser convertidas [Patel *et al.*, 1996],[Hall y Rauschenbach, 1998],[Kelly *et al.*, 1999].

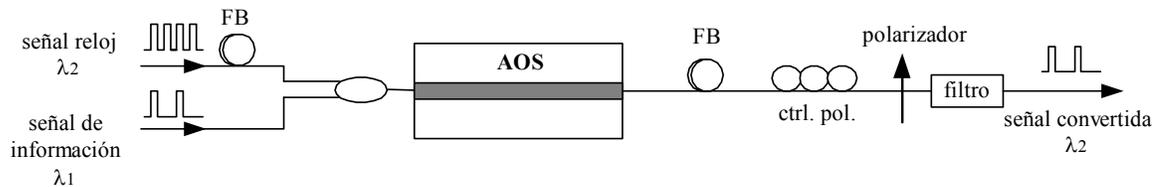


Figura 21: Esquema del principio de operación de la conversión de longitud de onda basado en UNI.

## III.5 Modulación Cruzada de la Polarización (XPolM)

### III.5.1 Introducción

A pesar de la diversidad de técnicas para la realización de la conversión de longitud de onda totalmente óptica usando AOS's, aún existen limitantes que impiden la consolidación de una de ellas para su aplicación y comercialización, por lo tanto, aún es necesaria la investigación en este concepto hasta lograr determinar la técnica más adecuada.

Una técnica prometedora que ha sido estudiada recientemente, es la conversión de longitud de onda utilizando la modulación cruzada de la polarización (XPolM), la cual

hace uso de la rotación no lineal de la polarización que se presenta dentro del AOS [Stephens *et al.*, 1997],[Soto *et al.*, 1999].

La conversión de longitud de onda usando la XPolM dentro de un AOS mejora la tasa de extinción, presenta ventajas de estabilidad, eficiencia de conversión, operación a altas velocidades, así como la facilidad de integración.

El efecto de la XPolM es observado cuando la polarización de una señal óptica propagándose en un AOS es afectada por la polarización y por la potencia de otra señal introducida simultáneamente dentro del amplificador.

El efecto incluye tres aspectos, una modificación de la birrefringencia del dispositivo, la diferencia de ganancias para los ejes de propagación del amplificador ( $G_{TE} \neq G_{TM}$ ) presente o inducida, y una modificación de los ejes propios de la guía de onda. El primero y el segundo aspecto inducen una modificación del estado de polarización para una señal que viaja a través del dispositivo con componentes ortogonales de polarización en los ejes propios TE y TM. El tercer aspecto resulta en una rotación de la polarización aún para señales incidentes con una sola componente de polarización coincidente con cualquiera de los ejes propios de propagación TE o TM [Soto *et al.*, 1999],[Soto *et al.*, 2003 b].

### III.5.2 Birrefringencia Inducida

Como fue establecido en la sección (II.4), la guía de onda del AOS está compuesta por una región activa delimitada en el plano  $y$  por materiales semiconductores que presentan índices de refracción más pequeños que los de esta región. Así mismo, los semiconductores que envuelven la región activa pueden ser parte de un apilamiento de materiales que por ejemplo, en el plano  $y$  termina en los electrodos metálicos del amplificador, mientras que en el plano  $x$  tal apilamiento puede no existir, siendo el aire el elemento que sigue al semiconductor de alto índice de refracción (ver figura 12). Es decir, la estructura de un AOS es generalmente no simétrica. Por otra parte, como ya se mencionó, la propagación de un modo dentro de la guía de onda del amplificador exige que la parte guiada de la onda (la que viaja dentro de la región activa) lo haga a

la misma velocidad que la parte evanescente (lo que viaja en las regiones que rodean la región activa).

Lo anterior implica que el índice de refracción del modo no es el de la región activa, ni el de alguno de los materiales de bajo índice sino que es un índice efectivo (ver sección II.4.2). No obstante, es claro que dada la asimetría de la estructura del AOS, los índices efectivos para los modos TE y TM son generalmente diferentes como lo es su variación cuando el índice de refracción local de la región activa es afectado por un aumento o disminución de la potencia óptica de una señal de entrada o por la corriente de inyección.

La diferencia en los índices efectivos producida por la asimetría de la estructura es conocida como birrefringencia estructural, mientras que la variación en la magnitud de la perturbación sobre los índices efectivos TE y TM provocada por un cambio del índice local de la región activa se conoce como birrefringencia inducida.

La diferencia de índices efectivos para TE y TM, induce velocidades de propagación diferentes para cada una de las componentes ortogonales de polarización de una señal de entrada <sup>47</sup>, produciendo un desfaseamiento entre ellas a la salida del dispositivo, el cual depende del valor de la diferencia de índices, la longitud de onda de la señal entrante y de la longitud física del amplificador.

Los cambios en los valores de índices efectivos dentro del amplificador dependen directamente de los cambios en la densidad de portadores en la región activa del AOS. Ecuaciones que describen la variación del índice efectivo respecto a la densidad de portadores se encuentran en [Bennett *et al.*, 1990],[Reid *et al.*, 1993] y [Durhuus *et al.*, 1992], [Soto y Erasme,1996]. La densidad de portadores en la región activa del AOS puede ser modificada variando la potencia óptica de una señal de control de entrada. De esta manera, existe la posibilidad de variar la birrefringencia del dispositivo a través de la potencia y polarización de señales ópticas de control, induciendo así variaciones en el estado de polarización de las señales ópticas introducidas simultáneamente dentro del

---

<sup>47</sup> $v = \frac{c}{n}$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío,  $n$  el índice de refracción del medio, y  $v$  la velocidad de propagación de la luz en ese medio.

amplificador [Stephens *et al.*, 1997].

La figura 22, mediante la representación elíptica de la polarización (ver Apéndice A), muestra el efecto del desfaseamiento ( $\phi$ ) entre componentes ortogonales de polarización ( $E_x$  y  $E_y$ ) sobre el estado de polarización de una señal óptica.

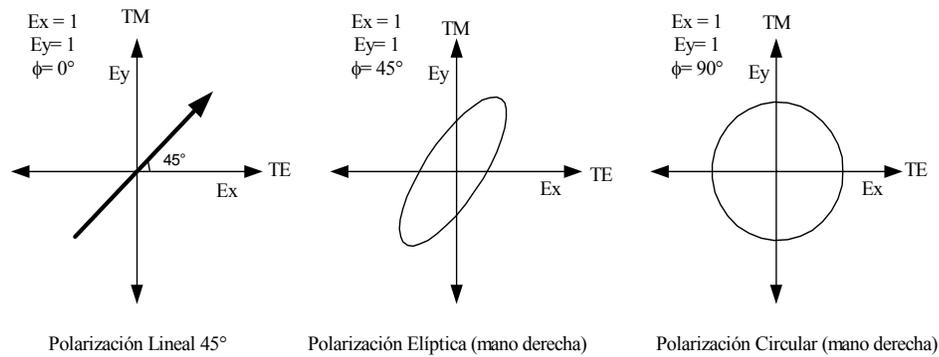


Figura 22: Representación del efecto de la diferencia de fase entre componentes ortogonales de polarización de una señal óptica, sobre su estado de polarización.

Es importante señalar que se puede lograr la fabricación de un AOS con valores razonables de ganancia independiente a la polarización, sin embargo, una ausencia total de desfaseamiento entre las componentes TE y TM ( $E_x$  y  $E_y$ , respectivamente) es virtualmente imposible de obtener [Diez *et al.*, 1998],[Soto *et al.*, 1999]. En efecto, una pequeña diferencia entre los índices de refracción efectivos para TE y TM, en el orden de  $2 \times 10^{-4}$  para un dispositivo largo de 2 mm operando a 1550 nm, es una birrefringencia suficiente para inducir un desfaseamiento significativo (una diferencia de fase entre las componentes TE y TM  $> \pi/2$ ) [Manning *et al.*, 1997],[Soto *et al.*, 1999].

Finalmente, es interesante recalcar que el efecto de la birrefringencia no produce ningún cambio en el estado de polarización de una señal óptica que atraviesa el AOS con una polarización lineal de entrada coincidiendo con alguno de los ejes propios de la guía (TE o TM,  $E_x$  o  $E_y$ ).

### III.5.3 Dispersión de Ganancias TE y TM

La presencia de un haz óptico dentro de la región activa del AOS produce variaciones en la densidad de portadores. La dependencia del índice de refracción a la densidad de portadores genera variaciones sobre el índice efectivo de la guía de onda activa, y por consecuencia, se producen variaciones en el factor de confinamiento. Por esta razón, un haz de entrada de alta potencia incrementa el índice de refracción local de la región activa y el índice efectivo de la guía de onda del amplificador y modifica su factor de confinamiento [Álvarez *et al.*, 2002].

Es importante notar, que la ganancia de simple paso del amplificador es afectada por las variaciones del factor de confinamiento debido a su dependencia exponencial existente con este parámetro, la cual puede ser observada en la ecuación (5).

En resumen, una señal incidiendo en el AOS produce una diferencia en los índices de refracción para los ejes de propagación propios del amplificador conforme ésta se propaga ( $n_{TM} \neq n_{TE}$ )<sup>48</sup>. Como resultado, existen dos diferentes factores de confinamiento, uno para cada eje de propagación ( $\Gamma_{TM} \neq \Gamma_{TE}$ ), produciéndose a su vez, dos ganancias diferentes de simple paso ( $G_{TM} \neq G_{TE}$ ), una para cada componente ortogonal de polarización de la señal óptica propagándose dentro del AOS. Por lo tanto, una señal de entrada con un estado de polarización lineal con componentes ortogonales de polarización diferentes de cero, será rotada en polarización a la salida del amplificador. La relación  $G_{TE}/G_{TM}$  y por consecuencia la rotación de la polarización de la señal entrante, es modificada a lo largo del amplificador por la distribución longitudinal no homogénea del índice de refracción local de la región activa del AOS [Soto *et al.*, 2003 b].

La figura 23 muestra una representación del cambio del estado de polarización que sufre una señal óptica de prueba entrado al amplificador con una polarización lineal a 45°. En esta representación, se puede observar la rotación de la polarización de la señal de entrada, debido a las diferentes ganancias que experimenta cada una de las componentes ortogonales ( $G_x \neq G_y$ ), y el desfase final entre las dos componentes

---

<sup>48</sup>Efecto de la birrefringencia estructural e inducida.

debido a la birrefringencia estructural e inducida.

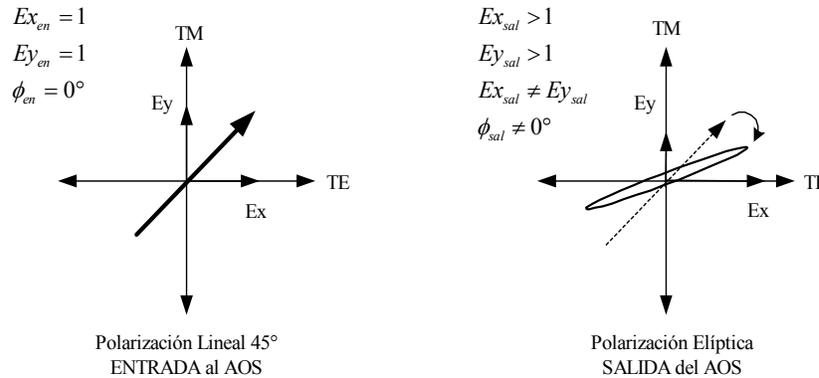


Figura 23: Representación del efecto de la diferencia de ganancias entre los ejes propios del AOS sobre el estado de polarización de una señal de entrada.

### III.5.4 Modificación de los Ejes Propios de la Guía

Cuando una señal óptica es introducida al AOS con una polarización lineal correspondiendo con cualquiera de los ejes propios de la guía del amplificador (TE o TM), su polarización a la salida del dispositivo debería conservarse, ya que los efectos de la birrefringencia y la dispersión de ganancia no actúan sobre estas polarizaciones. Sin embargo, para señales introducidas coincidiendo con los ejes propios del dispositivo, de acuerdo a [Soto *et al.*, 1999], se presenta una rotación en la polarización de la señal. Este efecto se incrementa en alguna proporción con el valor de la potencia incidente. Bajo este contexto, existe la posibilidad de usar una señal óptica de control para modular el efecto, tal como se hace en [Soto *et al.*, 1999],[Soto *et al.*, 2001 b].

Las observaciones hechas por [Soto *et al.*, 1999], demuestran que para una potencia de inyección fuerte, los ejes TE y TM no son todo el tiempo los ejes ópticos propios de la estructura del AOS (al menos en alguna parte del amplificador).

Sobre este fenómeno puede argumentarse que cuando se introduce un haz en la región activa del amplificador, éste es amplificado progresivamente debido al mecanismo de la emisión estimulada. El haz de entrada produce longitudinal y transversalmente

un consumo de portadores no uniforme, y por esta razón se genera una distribución no homogénea del índice de refracción de la región activa. Si la potencia del haz de entrada es relativamente alta ( $>1mW$ ), entonces el índice de refracción se incrementa progresivamente hacia la salida del amplificador, siendo lo suficientemente alto para producir un comportamiento multimodo en la guía del amplificador, y por lo tanto, modos de alto orden pueden ser soportados. Debido a que la región activa del AOS se encuentra inclinada (ver sección II.4.4), los modos de alto orden son excitados en la entrada del amplificador, y se propagan dentro de la guía de onda del amplificador con constantes dieléctricas diferentes.

Acerca de esta teoría, la referencia [Soto *et al.*, 2003 b], presenta los resultados de una simulación utilizando el *método de propagación de haz bidimensional* (BPM - Beam Propagation Method [Roey *et al.*, 1981],[Yevik y Hermansson, 1990]) que demuestran que los modos interfieren dentro de la guía de onda produciendo una distribución transversal no homogénea del campo eléctrico total, para el cual, el valor máximo de amplitud se propaga en zigzag a lo largo de la guía de onda. Se asume entonces, que el valor de amplitud máxima del campo eléctrico total se propaga dentro de la guía de onda zigzagueando simultáneamente en la dirección horizontal y vertical describiendo una trayectoria cuasi helicoidal. Esto genera una distribución no homogénea del índice de refracción a lo largo del amplificador, la cual induce una actividad óptica <sup>49</sup> que modifica los ejes propios de la guía de onda.

En base a lo anterior, si una señal es insertada dentro del amplificador con una polarización lineal coincidiendo con los ejes TE o TM, su estado de polarización no se conservará a la salida del amplificador, por el contrario, experimentará una rotación en su estado de polarización debido a que el campo eléctrico contenido completamente en una sola componente será progresivamente distribuido en dos nuevas componentes alineadas con los nuevos ejes propios [Soto *et al.*, 2003 b].

Al igual que la birrefringencia inducida, el efecto de la modificación de los ejes

---

<sup>49</sup>Ciertos materiales actúan por naturaleza como rotadores de la polarización, esta propiedad es conocida como actividad óptica.

proprios puede ser modulado con una señal de control de alta potencia como se hace en [Soto et al., 2001 b],[Soto et al., 2001 a],[Soto et al., 2002],[Soto et al., 2003 a].

Este efecto también es interpretado como una conversión de energía entre los modos de propagación TE y TM, en la referencia [Soto et al., 2001 b] se presenta un análisis detallado para calcular los coeficientes de conversión TE/TM y TM/TE ( $C_{TE/TM}$  y  $C_{TM/TE}$ , respectivamente).

La figura 24 muestra una representación del cambio del estado de polarización que sufre una señal óptica de prueba cuya polarización lineal a la entrada del AOS es coincidente con el eje TM (únicamente existe  $E_y$  a la entrada), cuando una señal de alta potencia (control) es introducida simultáneamente dentro del AOS. En esta representación, es clara la aparición de una nueva componente ( $E_x$ ) del campo eléctrico de la señal de prueba a la salida del amplificador coincidiendo con el eje de propagación TE, y un desfaseamiento ( $\phi_{sal}$ ) entre las nuevas componentes debido a la birrefringencia estructural e inducida. La figura 24 ha sido aproximada a partir de mediciones realizadas durante este trabajo, las cuales serán explicadas posteriormente.

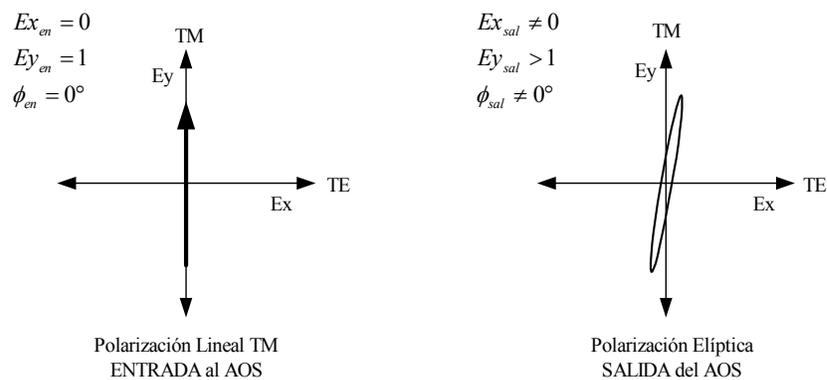


Figura 24: Representación del efecto de la modificación de los ejes propios del AOS sobre el estado de polarización de una señal de entrada.

### III.5.5 Conversión de Longitud de Onda Usando la XPolM

Después del estudio teórico del efecto de la modulación cruzada de la polarización, es necesario plantear a priori un esquema general del convertidor de longitud de onda por

realizar.

Como ya se mencionó, el efecto de la XPolM incluye tres aspectos: la birrefringencia inducida, la diferencia de ganancias para los modos TE y TM, y la modificación de los ejes propios de la guía; estos efectos sumados, inducen un cambio de polarización en las señales ópticas que entran al AOS. El control óptico de dichos efectos puede ser aplicado para realizar la conversión de longitud de onda.

Bajo este contexto, se propone el arreglo de la figura 25 con la finalidad de explicar el procedimiento que se usará para aprovechar la rotación no lineal del estado de polarización de una señal óptica de prueba que atraviesa el AOS, cuando la potencia y polarización de otra señal óptica de control se introduce al mismo tiempo dentro del amplificador. En este caso, se pretende modificar la polarización de la señal de prueba, para después transferir la información de la señal de control con longitud de onda  $\lambda_1$  hacia la señal de prueba con una longitud de onda  $\lambda_2$ .

En una situación real, por ejemplo en un nodo de interconexión WDM, la señal de control de la figura 25, correspondería a la señal de información modulada en amplitud que arriba al convertidor de longitud de onda totalmente óptico, mientras que la señal de prueba es una señal CW (Continuous Wave) que forma parte del dispositivo convertidor.

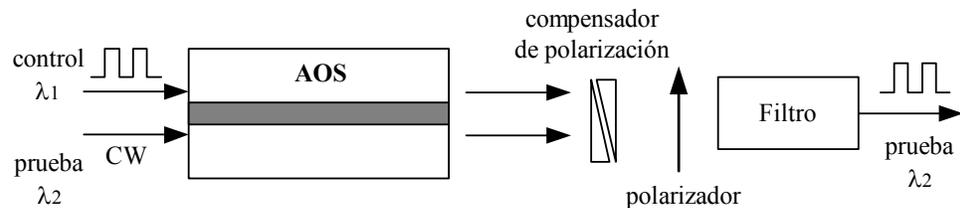


Figura 25: Esquema del principio de operación de la conversión de longitud de onda basado en la XPolM.

Cuando la señal de información (control) con una potencia y una polarización determinada se encuentra dentro del amplificador (estado alto para una modulación en amplitud), inducirá un cambio en la polarización de la señal CW (prueba) que también está viajando dentro del dispositivo, obteniéndose a la salida del AOS una señal CW

con una polarización determinada ( $Pol_1$ ). En caso contrario, cuando la señal de información tiene una potencia despreciable o está ausente dentro del amplificador (estado bajo para una modulación en amplitud), la señal CW que atraviesa en ese momento al dispositivo no experimentará ningún cambio en su estado de polarización. De esta manera, se tendrá a la salida del AOS una señal CW con polarización  $Pol_2$  diferente a la polarización  $Pol_1$  (ortogonal en el caso ideal).

Bajo estas condiciones, es posible aprovechar las variaciones de la polarización de la señal CW debidas a la presencia o ausencia de la señal de información para activar una conversión de longitud de onda. La función de conversión se logra colocando un compensador de polarización y un polarizador a la salida del amplificador<sup>50</sup>, y ajustando el compensador de polarización de manera que la polarización de la señal CW sea lineal y ortogonal al eje de transparencia del polarizador. Es decir, que el paso de la señal CW es impedido cuando su polarización de salida es igual a  $Pol_2$ . En caso contrario, cuando la señal CW con polarización  $Pol_1$  aparezca a la salida del amplificador, el polarizador permitirá el paso de cierta cantidad de potencia óptica que depende de la diferencia entre las polarizaciones  $Pol_1$  y  $Pol_2$ <sup>51</sup>.

Usando esta lógica, se realiza una conversión de longitud de onda en formato no invertido, esto es, que los valores de amplitud de la señal de información y de la señal de salida a la longitud de onda de la señal CW después del polarizador, coinciden en el tiempo. La tasa de extinción del convertidor depende directamente del cambio de polarización ejercido sobre la señal CW en presencia de la señal de información, así como de la saturación de ganancia ejercida por la señal de información, la cual, en este caso juega en contra de la eficiencia de conversión. Lo anterior es debido a que un nivel alto de la señal de información inducirá una reducción de la ganancia del AOS, que afecta la amplificación de la señal CW la cual experimenta menor ganancia, por lo tanto, a la salida del amplificador tenemos una señal CW débil coincidente, en el mejor

---

<sup>50</sup>Ver sección IV.7 para revisar la teoría de los dispositivos controladores de polarización.

<sup>51</sup>*Ley de Malus*: Si un haz polarizado de intensidad  $I_o$  incide sobre un polarizador, con un ángulo  $\theta$  entre el plano de polarización y el eje de transmisión, el haz transmitido tiene una intensidad  $I_o = I_o \cos^2(\theta)$ .

de los casos, con el eje de transparencia del polarizador. Por otro lado, cuando la señal de información presenta un nivel bajo o está ausente, se tiene una recuperación de la ganancia, un incremento en la emisión espontánea amplificada generada por el AOS, la cual es considerada como ruido para la señal resultante a la salida, y una amplificación mayor de la señal CW, la cual debería de tener una polarización ortogonal al eje de transparencia del polarizador.

Para la obtención de una conversión en formato invertido, basta con ajustar el compensador de polarización, de tal manera que la señal CW con polarización  $Pol_1$  sea rechazada por el polarizador, mientras que la señal CW con polarización  $Pol_2$  sea transmitida. Bajo este esquema, se espera que la tasa de extinción del convertidor se incremente [Hyuek *at al.*, 1999], debido a que en presencia de un nivel alto de la señal de información habrá una reducción de la emisión espontánea amplificada generada por el AOS. Esta reducción es debida a una saturación de ganancia producida por el fuerte consumo de portadores que provoca el nivel alto de la señal de información. La saturación de ganancia afecta también la amplificación de la señal CW, la cual experimenta menor ganancia, por lo tanto, a la salida del amplificador tenemos una señal CW débil con una polarización ortogonal al eje de transparencia del polarizador. Por otro lado, cuando la señal de información presenta un nivel bajo o está ausente, se tiene una recuperación de la ganancia y un incremento de la emisión espontánea amplificada, pero también, una amplificación mayor de la señal CW, esto provoca una señal CW potente con una polarización coincidente, en el mejor de los casos, con el eje de transparencia del polarizador.

El filtro colocado a la salida del esquema de la figura 25 es útil para eliminar la señal de información innecesaria a la salida del convertidor. Una manera de evitar el uso de este filtro, es introduciendo en contra propagación las señales de información y CW dentro del amplificador [Domínguez, 2000].

La operación del convertidor basado en la XPoIM, recae en las variaciones de la densidad de portadores en la región activa del AOS, debidas a la transferencia de por-

tadores entre la banda de conducción y la de valencia <sup>52</sup>. Por lo tanto, el ancho de banda del dispositivo está determinado por el tiempo de vida efectivo de los portadores en la banda de conducción de la región activa del AOS, el cual tiene un valor característico de pocos cientos de picosegundos para este tipo de amplificadores (limitando la operación del dispositivo a pocos *Gb/s.*) [Soto y Erasme, 1998] , sin embargo, se ha demostrado que este valor puede ser reducido incrementando la corriente de polarización del AOS y la potencia óptica entrante [Durhuus *et al.*, 1996],[Manning *et al.*, 1997].

Recientemente, se ha comprobado la operación de este dispositivo a velocidades de hasta 10 *Gb/s*, lo que indica que la densidad de portadores es capaz de seguir las variaciones de alta velocidad de la potencia de la señal de entrada, y de activar los efectos físicos que operan en la XPolM. Sin embargo, la operación del AOS a altas velocidades, implica una recuperación incompleta de la ganancia, y esto inevitablemente está acompañado de una reducción en la profundidad de modulación de la ganancia del amplificador. Trabajos anteriores han investigado la limitación de la velocidad asociada con los efectos interbanda. Desde un punto de vista práctico, en lugar del tiempo de vida efectivo de los portadores, el tiempo de recuperación de la ganancia puede ser usado [Girardin y Guekos, 1998],[Gutiérrez *et al.*, 2000].

En artículos publicados anteriormente [Stephens *et al.*, 1997] y [Liu *et al.*, 2003 b], la operación del convertidor de longitud de onda basado en la modulación cruzada de la polarización (XPolM) fue demostrada. En estos trabajos, se obtuvieron tasas de extinción aceptables para la señal convertida, cuando la señal de prueba fue introducida dentro del AOS con una polarización lineal a 45°. En el diseño de estos convertidores solamente la birrefringencia inducida fue considerada como el único fenómeno involucrado en la rotación de la polarización de la señal de prueba cuando ésta atraviesa al AOS utilizado. Además, en estas implementaciones la dependencia a la polarización de los convertidores fue olvidada. En otro reporte [Wong y Tsang, 2003], una baja dependencia a la polarización es el principal objetivo, y es logrado con un esquema de

---

<sup>52</sup>Esto significa, que se basa en las variaciones de la densidad de portadores debidas al mecanismo de pulsación de densidad de portadores, el cual es un mecanismo interbanda (ver sección II.4.1).

diversidad de polarización [Mak *et al.*, 2000], pero esta implementación produce una degradación en la tasa de extinción para la señal convertida en estado dinámico. Es importante mencionar, que en nuestra implementación obtuvimos las condiciones específicas para realizar el convertidor de longitud de onda con una alta tasa de extinción y una baja dependencia a la polarización. Después de una exhaustiva caracterización de la rotación no lineal de la polarización experimentada por la señal de prueba, provocada por los tres fenómenos físicos antes mencionados, fuimos capaces de determinar el estado de polarización de la señal de prueba y las condiciones de ajuste del compensador de polarización y el polarizador, que permitieron *lograr la mejor tasa de extinción del convertidor con una baja dependencia a la polarización*, además de una implementación sencilla del dispositivo.

### III.6 Resumen

Las redes WDM actuales, aún están limitadas por el número de longitudes de onda que pueden utilizarse, por la probabilidad de bloqueo y por la administración de longitudes de onda en los nodos de interconexión. La función de conversión de longitud de onda totalmente óptica, elimina estas restricciones proveyendo, transparencia, flexibilidad, escalabilidad y evolución hacia el establecimiento de redes totalmente ópticas. En este capítulo se han analizado las técnicas más importantes de conversión de longitud de onda que basan su operación en AOS's. Se presentó su principio de operación, sus ventajas y limitantes. Finalmente, se expuso la técnica de conversión de longitud de onda basada en la XPolM dentro de un AOS, la cual ha sido recientemente estudiada pero no evaluada por completo. La comprensión de los fenómenos físicos involucrados en la XPolM, ha permitido plantear a priori un esquema experimental para la realización del convertidor de longitud de onda propuesto en este trabajo. El cual, a diferencia de lo reportado anteriormente sobre convertidores de longitud de onda basados en esta técnica, aborda un análisis conjunto de la tasa de extinción alcanzable por la señal convertida, y la dependencia a la polarización del dispositivo.

# IV CARACTERIZACIÓN DE LOS DISPOSITIVOS UTILIZADOS EN LOS DIFERENTES BANCOS EXPERIMENTALES

## IV.1 Introducción

En la etapa de caracterización de los dispositivos usados en los diferentes bancos experimentales, se realizó el montaje del AOS y se calcularon las pérdidas por inserción y por captura de las señales ópticas a la entrada y a la salida del amplificador para el esquema experimental usado, respectivamente. Se obtuvo el espectro de emisión espontánea amplificada del AOS y se midieron sus características principales. Por otra parte, se realizó la caracterización de un amplificador de fibra contaminada con Erblio, de dos láseres sintonizables utilizados como señal de control y de prueba, así como de los elementos utilizados para el control de la polarización. También se midió la dependencia a la polarización de la ganancia del AOS. Finalmente, se realizó la caracterización de un divisor de haz usado para acoplar en espacio libre las señales de control y de prueba.

Toda la etapa experimental de este trabajo se realizó en el Laboratorio de Comunicaciones Ópticas del Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones del CICESE.

## IV.2 Montaje del Amplificador

Para la realización del convertidor de longitud de onda, fue necesario montar el amplificador óptico de semiconductor (SOA1550CRIx1500 comprado a Optospeed), en una estructura apropiada, en la cual, el suministro de corriente y el control de temperatura para el dispositivo fueran los adecuados [Optospeed, 2000]. La figura 26 muestra el esquema con las generalidades del montaje del AOS.

Este montaje incluye un soporte para el amplificador, así como los aditamentos para el control de temperatura y corriente del dispositivo.

El control de temperatura es uno de los aspectos más importantes en la experi-

mentación con amplificadores de este tipo, con un control adecuado, la respuesta del amplificador estará apegada a las curvas de operación para una temperatura específica, además, el tiempo de vida del AOS se incrementa.

El instrumento usado para el control de temperatura del AOS fue el ILX Lightwave LDT-5910B [ILX, 2000], y el control de corriente se realizó mediante el uso de una fuente de corriente Thorlabs LDC500.

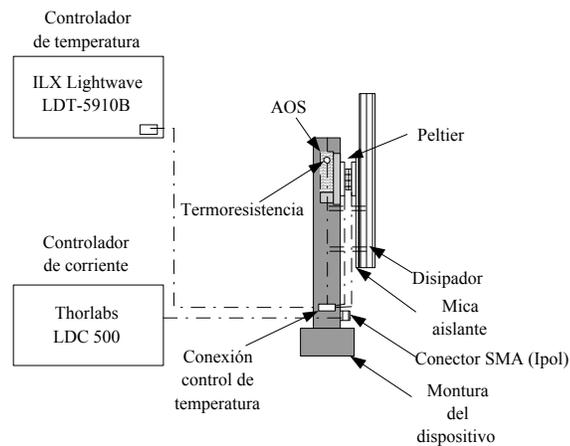


Figura 26: Estructura general del montaje del AOS

Antes de iniciar con los experimentos se realizaron pruebas de control de temperatura para diferentes corrientes de inyección sobre el amplificador, así como para diferentes niveles de potencia óptica incidente. Los valores de temperatura y corriente de inyección a controlar fueron seleccionados después de las diversas pruebas.

El AOS se controló a una temperatura de  $22\text{ }^{\circ}\text{C}$  con una corriente de polarización directa de  $500\text{ mA}$ . El valor de temperatura seleccionado es adecuado para que las curvas de operación del amplificador estén muy próximas a las presentadas por las especificaciones del fabricante, por otro lado, el valor de corriente es el valor típico para la operación del dispositivo [Optospeed, 2000].

### IV.3 Cálculo de Pérdidas por Inserción y Captura del Arreglo

Una vez aseguradas las condiciones básicas para la operación adecuada del AOS (control de temperatura y corriente de inyección), se procedió a calcular el valor de las pérdidas por inserción y captura del arreglo montado.

En este trabajo, se seleccionó un arreglo en el cual las señales ópticas entrantes y salientes al AOS son insertadas y capturadas en espacio libre, respectivamente. Para realizar estas operaciones se hace uso de dos lentes objetivo F-L10B, los cuales tienen una apertura numérica de 0.25 de acuerdo a la referencia [NewPort, 2003]. Este arreglo en espacio libre permite tener mayor control sobre los estados de polarización de las señales ópticas insertadas y capturadas en el amplificador, por ejemplo, respecto a un arreglo en el cual se usan fibras ópticas lentilladas.

En este trabajo experimental, es importante conocer con exactitud el valor de potencia óptica entrante y saliente en el amplificador, para ello, es necesario realizar el cálculo de la potencia óptica que se pierde en la inserción de una señal a la entrada del amplificador (faceta izquierda), así como la potencia óptica perdida en la captura de esta señal a la salida del amplificador (faceta derecha), de acuerdo a la figura 27.

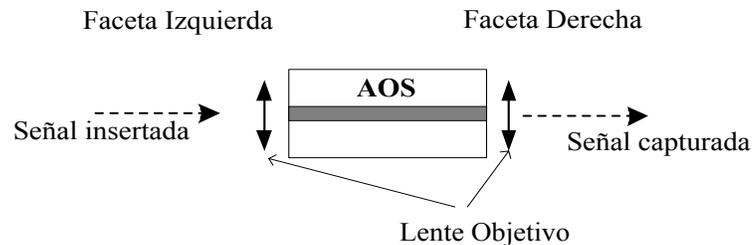


Figura 27: Arreglo en espacio libre para inserción y captura de señales ópticas en el AOS

El procedimiento utilizado para el cálculo de las pérdidas por inserción y captura, consiste en la medición de los perfiles de intensidad de la emisión espontánea amplificada (EEA) de ambas facetas del amplificador, y del cálculo del perfil de intensidad

gaussiano del lente objetivo a partir del valor de su apertura numérica. Por medio de la comparación de estos perfiles, como se explicará posteriormente, se pueden determinar las pérdidas de inserción y captura para el arreglo en particular.

### IV.3.1 Medición del Perfil de Intensidad de la Emisión Espontánea Amplificada del AOS

La medición del perfil de intensidad de la EEA del AOS se realizó con la ayuda de un fotoreceptor Thorlabs DET3-GE conectado a una carga  $Z$  de  $75 \Omega$ . La sensibilidad  $S$  del detector es de  $0.75 A/W$  para las longitudes de onda medidas. La superficie de la zona de medición es de  $0.2 mm^2$ , suficientemente pequeña para considerar una medición puntual de potencia y no de la potencia óptica integrada sobre todo el ancho del haz.

La intensidad óptica medida está dada por la ecuación (8):

$$I = \frac{i}{\phi \cdot S} = \frac{V}{\phi \cdot S \cdot Z} \quad (8)$$

donde  $i$  es la corriente generada por el fotoreceptor,  $V$  es el voltaje medido en la carga  $Z$  para cierta posición  $(x,y)$  del fotodiodo y  $\phi$  es la sección transversal del fotoreceptor.

La corriente de polarización para el amplificador fue de  $500 mA$ <sup>53</sup>. La temperatura fue regulada a  $22^\circ C$ . El pico del espectro de la emisión espontánea del AOS se encuentra en  $1557.1 nm$  de acuerdo a las curvas presentadas por el fabricante [Optospeed, 2000].

**Procedimiento de Medición** El fotoreceptor se fijó sobre un posicionador móvil con tres grados de libertad y se colocó a una distancia  $z = 5 mm$  del AOS, tratando de alinear la posición del fotoreceptor con el centro de la faceta del amplificador. Enseguida, el amplificador fue polarizado y controlado en temperatura. Una vez que

---

<sup>53</sup>Este valor de corriente fue seleccionado para todos los experimentos de este trabajo.

se estabilizaron estos parámetros, se procedió a realizar mediciones de voltaje (en  $Z$ ) cuando el fotoreceptor era transportado sobre los ejes  $x$  y  $y$ , respectivamente (ver figura 28). Usando la ecuación (8), la intensidad óptica fue entonces medida en las direcciones  $x$  y  $y$ . Este procedimiento se realizó para la faceta izquierda y derecha del amplificador, las cuales serán usadas como entrada y salida del dispositivo, respectivamente.

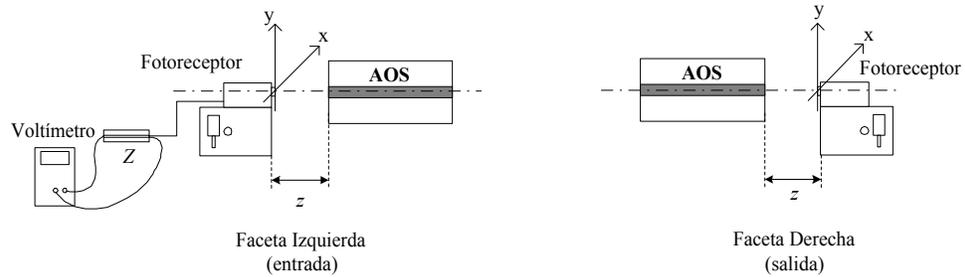


Figura 28: Esquema experimental para la medición de perfiles de intensidad de la EEA del AOS. Faceta izquierda y faceta derecha.

A partir de los datos experimentales obtenidos, se realizaron las gráficas de la figura 29, las cuales contienen los perfiles gaussianos normalizados de intensidad óptica de la EEA para las medición a lo largo de cada eje para ambas facetas del amplificador. Para ello, se determinó la intensidad óptica máxima medida, este valor fue centrado en  $z = 0$  y tomado como referencia para normalizar, distribuyendo los valores de intensidad de 0 (mínimo) a 1 (máximo). Usando la normalización de intensidad, se evita recurrir a los datos de sensibilidad del fotoreceptor<sup>54</sup>.

Las gráficas de la figura 29, además presentan el perfil gaussiano ideal de cada serie de datos. La expresión de la distribución gaussiana utilizada para este caso es de la forma de la ecuación (9):

$$f(x) = \exp\left(\frac{-x^2}{2a^2}\right) \quad (9)$$

<sup>54</sup>Los valores absolutos de intensidad medidos estuvieron en el orden de: máximos =  $3.42 \text{ mW/mm}^2$ , y mínimos =  $0.245 \text{ mW/mm}^2$ .

donde  $\sqrt{2}a$  es la distancia que hay entre el centro de la gaussiana y un punto en el eje  $x$  o  $y$  para el cual la amplitud de la función decrece 0.3679 ( $1/e$ ) veces de su valor máximo.

El perfil gaussiano ideal se obtiene encontrando el parámetro  $a$  de la función  $f(x)$ , el cual minimiza el error cuadrático entre la serie de mediciones (en  $x$  o  $y$  de la faceta de entrada y salida del AOS) y la expresión ideal. Esto se hace definiendo un parámetro experimental  $a$  y realizando la optimización alrededor de ese punto (programa en MatLab tomado de [Dumortier, 2002]).

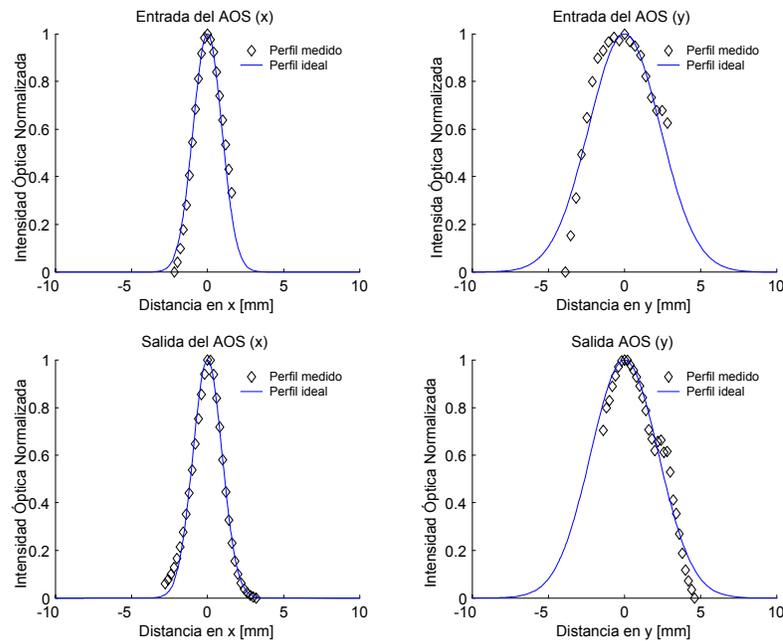


Figura 29: Perfiles gaussianos de intensidad en  $x$  y  $y$  a la entrada y salida del AOS (faceta izquierda y derecha, respectivamente).

### IV.3.2 Corrección de la Divergencia del Haz

Los datos medidos para calcular el perfil gaussiano de intensidad de la EEA se realizaron a una distancia  $z = 5 \text{ mm}$  de las facetas del amplificador, sin embargo, para el cálculo de las pérdidas por inserción, es necesario encontrar la gaussiana en las facetas del amplificador (en el plano  $z = 0$ ).

Para determinar el tamaño de la mancha (“spot size”)<sup>55</sup> de intensidad en los límites de las facetas de entrada y salida del amplificador, es necesario realizar una corrección tomando en cuenta la divergencia que sufre el haz al propagarse en  $z$ . Para la corrección recurrimos a la ecuación (10), que describe la evolución de la amplitud de un haz gaussiano conforme éste se propaga en la dirección  $z$  (haces gaussianos [Verdeyen, 1995]).

$$E(x, y, z) = E_0 \left( \frac{\omega_0}{\omega(z)} \right) \exp \left[ - \left( \frac{r}{\omega} \right)^2 \right] \quad (10)$$

Donde  $x, y, z$  son las tres coordenadas espaciales,  $E_0$  es la amplitud del haz en el origen (en el plano  $z = 0$ ),  $\omega_0$  es el parámetro gaussiano en  $z = 0$ . El parámetro  $\omega_0$  corresponde al mínimo “spot size” (la menor anchura de la gaussiana), esto es, el parámetro de la gaussiana en la cual la energía del haz se encuentra mayormente concentrada. Finalmente,  $\omega(z)$  es el “spot size” conforme el haz se propaga en el eje  $z$ , y  $r$  representa la distancia sobre los ejes  $x$  o  $y$ , de acuerdo a la figura 30.

Debido a que el haz se propaga a lo largo del eje  $z$ , el “spot size”  $\omega(z)$  se incrementa tal como se muestra en la figura 30; por lo tanto, los puntos  $1/e$  se alejan del eje  $z$ . En la figura 30 se muestra que el haz se expande de su valor mínimo de  $\omega_0$  por un factor de  $\sqrt{2}$  cuando  $z = z_0$  de acuerdo a la ecuación (11) [Verdeyen, 1995].

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (11)$$

A medida que el haz se propaga hacia valores grandes de  $z$ , el “spot size” es asintótico a las líneas punteadas en la figura 30 descritas por la ecuación (12) [Verdeyen, 1995].

---

<sup>55</sup>El campo varía en función de  $\exp(-r/\omega)^2$  en el plano  $z = 0$ , de acuerdo a la ecuación (10). Debido a que nuestros ojos responden al cuadrado del campo, observaríamos un “punto” con una mayor fracción de potencia contenida en un haz de radio  $\sim \omega$ . Debido a esto,  $\omega$  es llamado el “spot size”.

$$\omega(z \gg z_0) = \frac{\lambda_0 z}{\pi n \omega_0} \quad (12)$$

Donde  $\lambda_0$  y  $n$  son la longitud de onda del haz y el índice de refracción en el espacio libre, respectivamente.

En nuestro caso, el valor de  $z_1 \gg z_0$ , por lo tanto, podemos utilizar la ecuación (12) legítimamente, para calcular las variaciones del “spot size” conforme el haz se propaga en  $z$ .

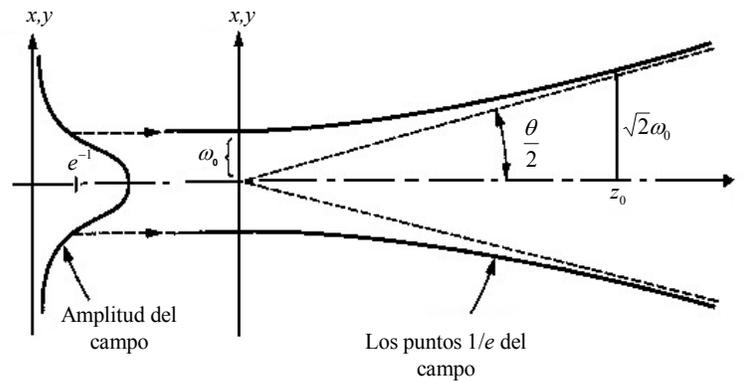


Figura 30: Ensanchamiento de un haz Gaussiano propagándose en  $z$  [Verdeyen, 1995].

En base a lo anterior, para transportar los perfiles de intensidad de la EEA de  $z_1 = 5$   $mm$  a  $z = 0$   $mm$  se utilizó la ecuación (12) quedando de la forma siguiente:

$$\omega_1 = \frac{\lambda_0 z_1}{\pi n \omega_0} \quad (13)$$

donde:

$$\omega_1 = \sqrt{2}a \quad (14)$$

$a$  es el parámetro que satisface la gaussiana ideal en  $z_1 = 5 \text{ mm}$ , para cada medición en particular de intensidad presentadas en la figura 29.

Entonces, a través de la ecuación (15),

$$\omega_0 = \frac{\lambda_0 z_1}{\sqrt{2\pi n a}} \quad (15)$$

es posible calcular el valor del “spot size”  $\omega_0$  del haz gaussiano en el plano  $z = 0$ , esto es, en el plano de la faceta del amplificador.

Finalmente, la expresión de la distribución gaussiana de intensidad en  $z = 0$  es de la forma de la ecuación (16).

$$f(x) = \exp\left[-\frac{x^2}{\omega_0^2}\right] \quad (16)$$

### IV.3.3 Cálculo de las Pérdidas por Inserción

Las pérdidas por inserción se definen como la potencia óptica que pierde un haz al ser insertado dentro de la guía del AOS; en nuestro caso, haciendo uso de un lente objetivo.

Para el cálculo de las pérdidas por inserción se usó el siguiente procedimiento:

**1.-** Primero, se calculó el valor de la potencia total de la distribución gaussiana de intensidad de EEA en  $z = 0$  ( $P_{T\_EEA}$ ), para la faceta izquierda y derecha del AOS. Esto se realizó integrando la distribución gaussiana tridimensional de intensidad de la EEA <sup>56</sup> de la faceta del AOS obtenida a partir de las funciones  $f(x)$  y  $f(y)$  (ecuación (16)).

**2.-** Con la finalidad de encontrar el valor de la potencia óptica que es realmente guiada en la región activa del AOS para los modos de propagación TE y TM, se multiplicó el valor de la potencia total de la EEA en  $z = 0$  ( $P_{T\_EEA}$ ) por el factor de

---

<sup>56</sup>La distribución gaussiana tridimensional de intensidad se obtuvo a partir de la multiplicación de las funciones  $f(x)$  y  $f(y)$  (ecuación (16)) y dividiendo entre el valor máximo.

confinamiento de los modos propios de propagación TE y TM de la guía del amplificador, respectivamente. Esto es debido a que el factor de confinamiento del modo de propagación representa la fracción de la potencia óptica total que es realmente guiada dentro de la guía del amplificador.

Los valores de los factores de confinamiento aplicados en este caso fueron de:  $\Gamma_{TE} = 0.43$  y  $\Gamma_{TM} = 0.37$ . Estos valores fueron propuestos tomando en cuenta la diferencia de ganancias de los modos de propagación TE y TM que reportan las especificaciones del AOS usado (ver tabla I). En primera instancia, se propusieron valores para el factor de confinamiento TE y TM de acuerdo a las referencias [Durhuus *et al.*, 1992],[Occhi, 2002], enseguida, haciendo uso de la ecuación (5) se ajustaron estos valores para producir una diferencia de ganancia de simple paso para TE y TM de 6 dB ( $G_{TE} > G_{TM}$ ).

**3.-** Una vez que se calcularon los valores de potencia de EEA guiada sin pérdidas en la región activa del AOS para los modos de propagación TE ( $P_{TE}$ ) y TM ( $P_{TM}$ ), se buscaron los límites en  $x$  y  $y$  de la distribución gaussiana de intensidad total de la EEA en  $z = 0$ , para los cuales la potencia integrada resultante es  $P_{TE}$  y  $P_{TM}$ . En cada caso, estos límites representan la zona de inserción sin pérdidas en la faceta del AOS para los modos TE y TM.

**4.-** Enseguida, se calculó la potencia total contenida en la distribución gaussiana tridimensional de intensidad del lente objetivo.

Primero, se obtuvo el parámetro  $a$  de los perfiles gaussianos de intensidad en  $x$  y  $y$  del lente objetivo a través de la ecuación (17).

$$a = \frac{\lambda}{2\pi NA} \quad (17)$$

Donde  $NA$  es el valor de apertura numérica (0.25), y  $\lambda$  es el valor de la longitud de onda del haz que pasa a través del lente.

Segundo, se consideró una simetría en los perfiles gaussianos de intensidad bidimensionales en  $x$  y en  $y$ , y se determinó la distribución gaussiana tridimensional del lente

objetivo, así como la potencia total contenida en éste ( $P_L$ ).

**5.-** Se calculó la porción de la potencia total proveniente del lente objetivo que es insertada sin pérdidas en las facetas del amplificador para los modos TE y TM. Esto se realizó integrando la distribución gaussiana tridimensional de intensidad del lente objetivo entre los límites  $x$  y  $y$  encontrados en el paso 3 para los modos TE ( $P_{TE\_L}$ ) y TM ( $P_{TM\_L}$ ).

**6.-** Finalmente, se calcularon las pérdidas por inserción para el modo de propagación TE y TM con las ecuaciones (18) y (19), respectivamente.

$$L_{ins\_TE} = 10 \log_{10}(P_{TE\_L}/P_L) \quad (18)$$

$$L_{ins\_TM} = 10 \log_{10}(P_{TM\_L}/P_L) \quad (19)$$

Donde  $P_L$  es la potencia total contenida en la distribución gaussiana del lente objetivo, y  $P_{TE\_L}$  y  $P_{TM\_L}$  es la porción de potencia, de la potencia  $P_L$  que es insertada sin pérdidas en la faceta del amplificador para los modos TE y TM, respectivamente.

#### IV.3.4 Cálculo de Pérdidas por Captura

Las pérdidas por captura se definen como la potencia óptica que pierde un haz saliente del amplificador al ser capturado; en nuestro caso, haciendo uso de un lente objetivo.

Para el cálculo de las pérdidas por captura se usó el siguiente procedimiento:

**1.-** Primero, se calculó el valor de la potencia total contenida en la distribución gaussiana tridimensional de intensidad de EEA en  $z = 5 \text{ mm}$  ( $P_{TEEA}$ ). Debido a que  $5 \text{ mm}$  fue la distancia a la que se colocaron los lentes objetivo respecto a las facetas del amplificador en nuestro arreglo experimental (ver figura 27).

**2.-** Considerando que la mayor parte de la energía en una distribución gaussiana está contenida por un orden superior a  $e^{-2}$ , valor donde la potencia es 13.5% de su máximo, esto es, entre los límites de  $-2a$  a  $2a$  (de acuerdo a la ecuación (9)). Entonces, se calculó la porción de potencia de la potencia total contenida en la distribución gaussiana de intensidad de EEA en  $z = 5 \text{ mm}$ , que se encuentra en los límites de  $-2a$  a  $2a$  (en  $x$  y en  $y$ ) de la distribución gaussiana del lente objetivo. Esta porción de potencia de EEA ( $P_{EEA\_cap}$ ) fue considerada como la potencia que es capturada sin pérdidas por el lente objetivo.

**3.-** Finalmente, se calcularon las pérdidas por captura con la relación de la ecuación (20).

$$L_{cap} = 10 \log_{10}(P_{EEA\_cap}/P_{TEEA}) \quad (20)$$

Donde  $P_{EEA\_cap}$  es la porción de potencia de la potencia total de la EEA en  $z = 5 \text{ mm}$  que es capturada sin pérdidas por el lente objetivo, y  $P_{TEEA}$  es la potencia total de la EEA en  $z = 5 \text{ mm}$ .

Es importante remarcar que en el cálculo de pérdidas por captura no se consideró el factor de confinamiento de los modos TE y TM, debido a que en este caso no importa que potencia de la EEA es guiada o no dentro de la región activa del AOS, sino simplemente, que porción de potencia de la potencia total de la EEA a la salida del AOS es capturada por el lente objetivo.

#### **IV.3.5 Resultados Finales**

Los resultados numéricos del cálculo de pérdidas de inserción y captura se presentan en la tabla II.

Tabla II: Pérdidas por inserción y captura.

	Pérdidas por Inserción [ $dB$ ]		Pérdidas por Captura [ $dB$ ]
	Modo TE	Modo TM	
Faceta Derecha	3.181	3.697	4.947
Faceta Izquierda	3.022	3.512	5.004

A partir de los resultados obtenidos, es posible tener una estimación aproximada de los valores de potencia efectiva incidente y saliente del amplificador. La diferencia en el valor de pérdidas por inserción entre los modos TE y TM es dependiente de la diferencia de los factores de confinamiento TE y TM, sin embargo, por simplicidad consideraremos un valor de pérdidas de inserción independiente de la polarización de la señal de entrada al AOS, y será equivalente al valor de pérdidas por inserción máximo encontrado (3.697  $dB$ ).

*NOTA:* Los cálculos requeridos en esta parte del trabajo fueron realizados utilizando una computadora y la herramienta de programación MatLab.

#### IV.3.6 Hipótesis Utilizadas

Las hipótesis utilizadas para los cálculos anteriores fueron:

- El lente fue perfectamente enfocado a la radiación de la EEA en ambas facetas del AOS.
- El diámetro del “spot size” del haz incidiendo en los lentes es igual al diámetro de éstos.
- El haz incidente fue exactamente alineado con el centro de la guía del AOS.

Debido a las condiciones experimentales utilizadas, estas suposiciones no son del todo exactas, sin embargo, consideramos que en buena medida son satisfechas.

## IV.4 Emisión Espontánea Amplificada del AOS

La *emisión espontánea amplificada* (EEA) es una característica interesante del AOS, debido a que es el resultado de la amplificación de la emisión espontánea por la emisión estimulada. Debido a la gran densidad de portadores presentes en la banda de conducción cuando el amplificador es polarizado directamente, muchos fotones son generados por *emisión espontánea* (EE). Una fracción de estos fotones es acoplado dentro del modo fundamental de la región activa del AOS y es amplificada. Como resultado de esto, a la salida del AOS se puede observar un amplio espectro óptico, resultante de la EE con una alta intensidad causada por la amplificación óptica a través de la emisión estimulada.

Para los AOS usados como amplificadores, la EEA es perjudicial para su operación. Ésta agrega ruido a las señales amplificadas, degradando su relación señal a ruido de salida. Además la EEA consume portadores, limitando la ganancia en pequeña señal<sup>57</sup> alcanzada por el dispositivo [Occhi, 2002]. Por esta razón, el espectro de la EEA provee parámetros importantes sobre el AOS usado, como son: ganancia óptica, ancho de banda óptico, longitud de onda del pico de ganancia y reflectividad de las facetas.

### IV.4.1 Procedimiento de Medición

Experimentalmente, la EEA es la característica óptica del AOS que puede ser medida con mayor facilidad. Esto la hace un parámetro interesante para propósitos de prueba.

El espectro de la EEA es medido insertando la EEA de una faceta del AOS dentro de un analizador de espectro ópticos. Para nuestra medición se utilizó el esquema experimental mostrado en la figura 31. Los esquemas experimentales mostrados en este trabajo, usan una línea para representar conexiones hechas con fibra óptica, y dos líneas paralelas para representar trayectorias ópticas en espacio libre.

---

<sup>57</sup>La ganancia más alta alcanzada por el amplificador óptico es usualmente llamada ganancia en pequeña señal, debido a que es lograda con una señal con potencia de entrada pequeña.

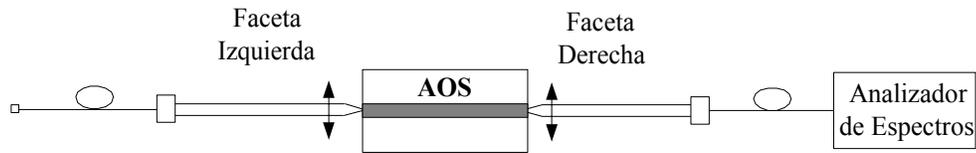


Figura 31: Esquema experimental usado para la medición del espectro de EEA para ambas facetas del AOS.

Dos lentes objetivo son usados para capturar la EEA y enfocarla sobre lentes de GRIN (Graded Index) que se encuentran conectados a fibras ópticas estándar. Las pérdidas por captura en las lentes de GRIN son de  $3.5 \text{ dB}$ . El amplificador es polarizado con  $500 \text{ mA}$  y controlado en temperatura a  $22^\circ \text{C}$ .

Los espectros de emisión espontánea amplificada de ambas facetas del AOS se muestran en la figura 32. La medición se realizó con una resolución de  $0.1 \text{ nm}$  y una sensibilidad de  $-60 \text{ dBm}$  en un analizador de espectros ópticos *HP70951*. Todas las gráficas de espectros ópticos presentadas en este trabajo fueron obtenidas haciendo uso de un programa llamado LabView y accediendo al analizador de espectros a través de su puerto GPIB (GPIB - General Purpose Interface Bus) para la adquisición de los datos <sup>58</sup>.

En la figura 32 se puede observar que existe una pequeña diferencia de amplitud entre los espectros de EEA de las facetas del AOS. El espectro de la EEA de la faceta izquierda del AOS presenta una amplitud menor así como un corrimiento del pico de ganancia hacia longitudes de onda mayores. Esto puede ser adjudicado a que las películas antirreflejantes no son exactamente iguales para cada una de las facetas. Esto significa que existen diferencias en la reflectividad para ciertas longitudes de onda. Provocando en nuestro caso, un espectro más angosto y una longitud de onda central recorrida hacia longitudes de onda mayores para la faceta izquierda del amplificador.

Otro parámetro importante que determina la operación del AOS es el rizo presente en las proximidades de la longitud de onda central del espectro de la EEA, el cual es presentado en la figura 33 (faceta derecha). El valor del rizo, como se mencionó

<sup>58</sup>GPIB, también conocido como ducto IEEE-488, fue diseñado para conectar varios instrumentos a computadoras para la adquisición de datos y control. Los datos pueden ser transferidos a velocidades de  $2 \text{ Mb/s}$  en distancias de hasta  $2 \text{ m}$  [Glossary, 2003].

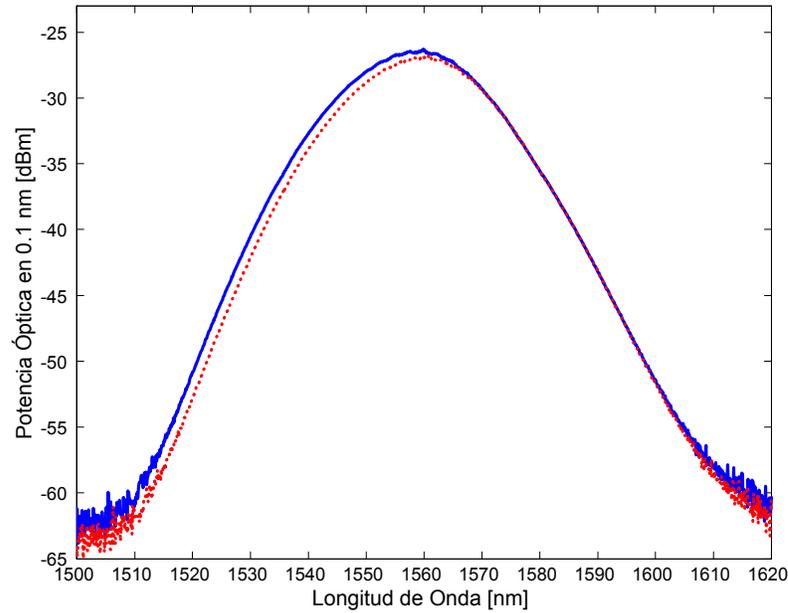


Figura 32: Espectros de EEA de ambas facetas del AOS. Faceta izquierda ( $\cdots$ ) y faceta derecha ( $\text{—}$ ).

en la sección II.4, es producto de la reflectividad residual de las facetas del AOS, lo que ocasiona una amplificación resonante entre ellas para ciertos valores de longitud de onda. Por consiguiente, el valor del rizo en un AOS deberá ser el menor posible, de tal manera que el espectro de EEA sea uniforme en las proximidades del pico de ganancia del AOS.

#### IV.4.2 Datos del Espectro de EEA

A partir de las mediciones realizadas se determinaron los parámetros presentados en la tabla III para el espectro de EEA de ambas facetas del AOS. En nuestros experimentos, la faceta izquierda fue usada como la entrada del AOS.

$\lambda_{pico}$  es el valor de la longitud de onda del pico de ganancia, mientras que  $\lambda_{central}$  es la longitud de onda en el centro del intervalo de longitudes de onda que conforman el ancho de banda del AOS. El ancho de banda del AOS es calculado entre la diferencia de longitudes de onda (mayor y menor) que se encuentran a un nivel de potencia de  $-3$  dB de la longitud de onda del pico de ganancia.

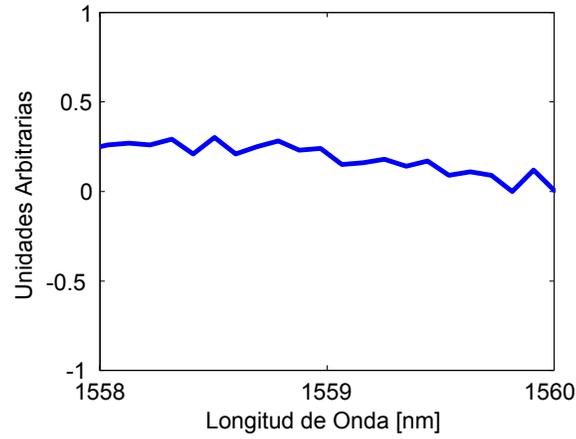


Figura 33: Espectro de ruido en las proximidades de la longitud de onda central, medido para la faceta derecha del amplificador.

Tabla III: Datos del espectro de la EEA del AOS usado.

Datos	Medidos ( $I = 500mA$ , $T = 22^{\circ}C$ )		Especificaciones ( $I = 500mA$ , $T_c = 20^{\circ}C$ )
	Faceta Derecha	Faceta Izquierda	
$\lambda_{pico}$ [nm]	1559.8	1560.08	1557.1
$\lambda_{central}$ [nm]	1558.2	1559.2	1557.3
Ancho de Banda [nm]	23.45	23.466	25
Rizo [dB]	0.3	0.3	0.1

Los datos obtenidos en estos experimentos difieren un poco en relación con los presentados en las especificaciones del dispositivo, esto es debido en alguna medida a la diferencia en el esquema de medición, pero sobre todo al valor de temperatura con el cual se controló la estructura del amplificador y al envejecimiento del dispositivo caracterizado.

#### IV.4.3 Polarización de la EEA

Para medir la polarización que presenta la EEA a la salida de la faceta derecha del AOS se utilizó un esquema experimental similar al mostrado en la figura 31, solo que en este caso, el analizador de espectros es sustituido por un analizador de polarización *HP8509B*, además de agregar un filtro óptico a la salida del AOS para limitar la medición a un intervalo de longitudes de onda.

La polarización de la EEA fue medida para varias longitudes de onda cercanas al pico de ganancia. Para realizar esto, antes fue necesario crear un *marco de referencia de polarización* a la salida del AOS, válido para una longitud de onda en particular (ver Apéndice B). El marco de referencia de polarización es necesario para que el analizador de polarización sea capaz de compensar la birrefringencia y las pérdidas dependientes de la polarización de la trayectoria de prueba entre la salida del AOS y el receptor del analizador de polarización. El objeto de esta compensación es que el analizador de polarización pueda medir y desplegar la polarización real que hay a la salida del AOS. De aquí en adelante, esta operación será referida como creación de un marco de referencia de polarización, para mayor información sobre este procedimiento ver el Apéndice B.

En la figura 34 se presenta la polarización de la EEA para la longitud de onda del pico de ganancia del AOS<sup>59</sup>. En esta figura se puede apreciar que la EEA presenta una polarización elíptica sobre el eje de la horizontal ( $0^\circ$ ) coincidiendo con el modo TE de

---

<sup>59</sup>Los resultados para los demás valores de longitud de onda medidos, fueron muy similares al presentado en la figura 34.

la guía del amplificador, con un  $DOP$  ( $DOP^{60}$ -Degree of Polarization) de 63.6%.

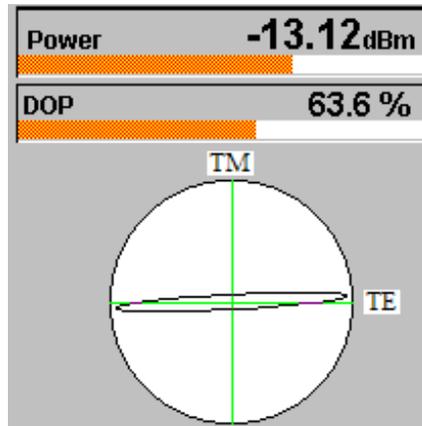


Figura 34: Representación elíptica de la polarización de la EEA en el pico de ganancia del AOS.

Como se ha mencionado, la EEA inevitablemente se agrega como ruido a las señales que son amplificadas en el AOS. Ahora bien, debido a que nosotros utilizamos las polarizaciones de salida de las señales incidentes al amplificador para permitir su paso o rechazo a través de un polarizador, fue entonces importante conocer la polarización de la EEA con la finalidad de determinar las condiciones que permitan obtener las mejores relaciones de señal a ruido.

## IV.5 Emisión Espontánea Amplificada del EDFA

Uno de los dispositivos importantes usados en los bancos experimentales del estudio de la XPolM dentro de un AOS cuando éste es atacado con haces ópticos de control de distinta potencia, es el amplificador de fibra contaminada con Erbium ( EDFA - Erbium Doped Fiber Amplifier). Para el uso del EDFA disponible en el laboratorio ( Nuphoton Technologies NP2000-PS) fue necesaria la medición de su espectro de EEA. A partir

<sup>60</sup>El DOP es una medida de que porcentaje de la energía promedio de la señal óptica esta polarizada

$$DOP\% = (Pot.Polarizada/Pot.Total) \times 100\%.$$

de este espectro es posible determinar el intervalo de longitudes de onda de las señales ópticas que podrán ser amplificadas adecuadamente por el dispositivo.

#### IV.5.1 Procedimiento de la Medición

Para la función de amplificación, el EDFA utiliza una señal óptica (bomba) para excitar iones de Erblio de baja energía hacia niveles altos de energía. Esta densidad de iones de Erblio de alta energía distribuida en un intervalo específico de longitudes de onda, da lugar a la amplificación de las señales entrantes a través de la emisión estimulada. Cuando solo la señal de bomba está presente dentro de la fibra contaminada con Erblio, es posible observar el espectro de la emisión espontánea amplificada a la salida del sistema amplificador.

Este tipo de amplificadores opera en la región de  $1550\text{ nm}$ , provee bajas pérdidas por inserción, no existe sensibilidad a la polarización, presenta alta ganancia fibra a fibra, y un amplio ancho de banda [Mears *et al.*, 1987].

La figura 35 muestra el esquema experimental utilizado para la medición del espectro de EEA del EDFA.

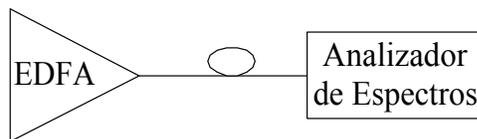


Figura 35: Esquema experimental para la medición del espectro de EEA del EDFA.

La figura 36 muestra el espectro de EEA del EDFA medido experimentalmente. El analizador de espectros fue ajustado con una resolución de  $0.1\text{ nm}$  y una sensibilidad de  $-60\text{ dBm}$ . En esta figura podemos observar que el intervalo de longitudes de onda comprendido entre  $1540\text{ nm}$  y  $1560\text{ nm}$  es una zona donde la ganancia del amplificador presenta mayor uniformidad.

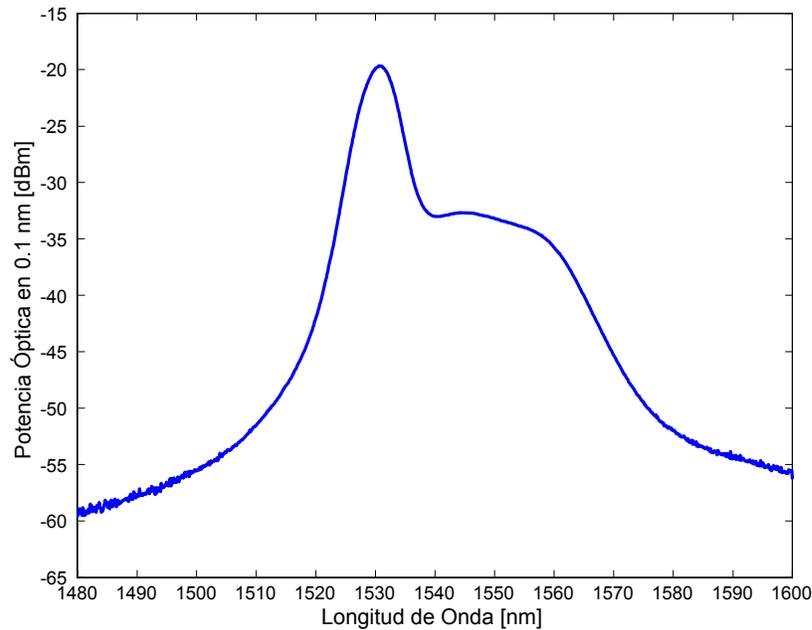


Figura 36: Espectro de EEA del EDFA

## IV.6 Caracterización de Láseres Sintonizables

En nuestros experimentos se utilizaron dos diodos láser sintonizables de cavidad externa marca Photonetics, los cuales proveyeron la señal de prueba y de control para la caracterización de la XPolM, así como para la realización del convertidor de longitud de onda.

Ambos láseres fueron caracterizados con la finalidad de observar la calidad de su ancho de banda de operación.

Esta caracterización consistió en medir la potencia óptica de salida de los láseres a través del analizador de espectros para diferentes longitudes de onda. La importancia de esta caracterización se basa en el hecho de obtener señales de potencia constante para cierto intervalo de longitudes de onda. En efecto, una abrupta variación en la amplitud generaría errores en las mediciones e interpretaciones experimentales.

Los láseres se polarizaron con 80 mA de corriente directa, mientras que el analizador de espectros se ajustó con una resolución de 0.1 nm y una sensibilidad de  $-60$  dBm. La figura 37 muestra la emisión de los láseres sintonizables en el intervalo de 1535

$nm$  a  $1565 nm$ . Es observable una pequeña diferencia en potencia de emisión entre los láseres<sup>61</sup>. También podemos observar pequeñas variaciones de amplitud de emisión en el intervalo de  $1545 nm$  a  $1560 nm$ , sin embargo, podemos concluir que este intervalo de longitudes de onda puede ser aprovechado para realizar los subsecuentes experimentos.

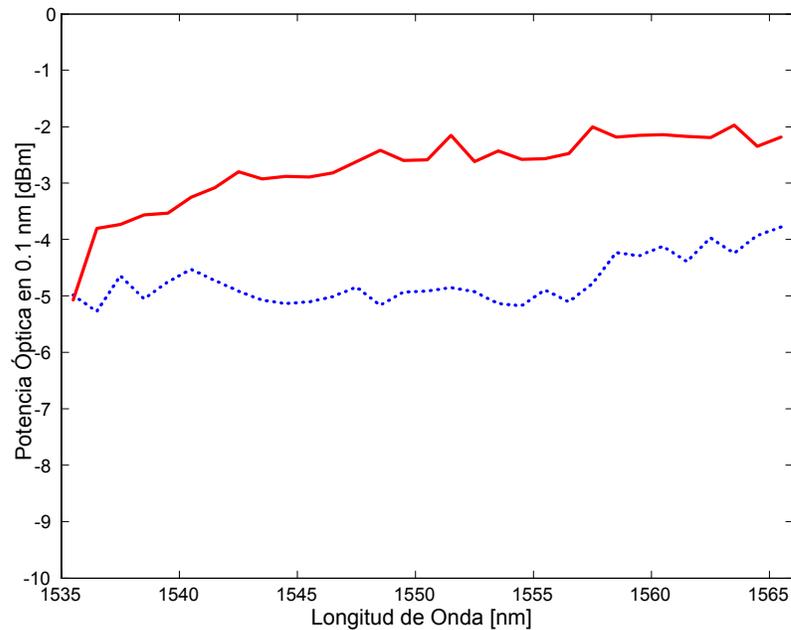


Figura 37: Emisión de láseres sintonizables. Respuesta del láser de prueba ( $\cdots$ ), y del láser de control ( $\text{—}$ ).

## IV.7 Caracterización de los Dispositivos Controladores de Polarización

En esta investigación, los estados de polarización de las señales tratadas en los bancos experimentales, se controlaron con el mayor grado de exactitud posible.

Para el control de la polarización de las señales ópticas, dispositivos como controladores de polarización (basados en anillos de Lefevré), polarizadores, placas retardado-

<sup>61</sup>El láser con menor amplitud de emisión se asignó para la señal de prueba, mientras que el de mayor amplitud se asignó para la señal de control en las experimentaciones de la XPolM.

ras y compensadores de polarización, fueron usados en nuestros esquemas experimentales.

#### IV.7.1 Polarizadores

Un polarizador lineal es un dispositivo óptico que crea a su salida una polarización lineal transmitiendo solamente la componente del campo eléctrico incidente que es paralela a su eje de transparencia, al tiempo que la componente perpendicular es absorbida, reflejada o refractada en un ángulo distinto. Existen varios tipos de polarizadores, entre los más importantes podemos mencionar los siguientes:

- Polarizador compuesto de una pila de placas de vidrio inclinadas con respecto al plano de inserción un ángulo igual al ángulo de Brewster<sup>62</sup>. En este arreglo, la cantidad de luz polarizada se incrementa al sumarse las reflexiones de cada superficie. Una realización práctica es una película de dieléctrico multicapas consolidada dentro de prismas, de esta manera, se logra una alta reflexión de un plano de polarización mientras el otro plano de polarización es completamente transmitido.
- Un segundo tipo de polarizador es un cubo divisor de haz de calcita, el cual está basado en el efecto de birrefringencia de la calcita. En este dispositivo, el cristal exhibe diferentes índices de refracción para diferentes polarizaciones de la luz. Este efecto es usado para producir reflexión total para una polarización y transmisión total para la otra.
- Un tercer tipo de polarizador es realizado con una película plástica dicróica, por estiramiento de la película en una dirección<sup>63</sup>. Por consecuencia, las moléculas son

---

<sup>62</sup>Para una onda electromagnética plana incidiendo en la frontera entre dos medios con índices de refracción diferentes  $(n_1, n_2)$ , el ángulo de incidencia para el cual existe una transmisión total para la componente polarizada paralela al plano de incidencia, y una reflexión total para la componente polarizada perpendicular al mismo plano se le denomina el ángulo Brewster,  $\theta_B = \tan^{-1}(\frac{n_2}{n_1})$ .

<sup>63</sup>*Dicroísmo*: Propiedad que tienen algunos cuerpos de presentar alternativamente dos coloraciones según la dirección de los rayos de luz que los atraviesan.

orientadas de una manera especial, lo cual permite el paso de una sola polarización de luz [Hentschel, 1989].

El laboratorio de comunicaciones ópticas cuenta con polarizadores basados en los efectos de la calcita (prismas Glan -Thompson), además de un polarizador de películas de dieléctrico multicapas. Para el uso de estos dispositivos, fue necesaria una calibración previa. La calibración consistió en hacer coincidir los grados graduados en las carátulas de los soportes de los polarizadores con los valores de polarización lineales que son transmitidos a la salida del polarizador en cuestión (polarizador de paso).

Para la calibración de los polarizadores se recurrió al esquema mostrado en la figura 38, el cual muestra la posición del prisma para la transmisión de una polarización paralela con la horizontal (TE), cuando una señal de polarización arbitraria es introducida.

Esta calibración se realizó con ayuda del analizador de polarización *HP8509B*.

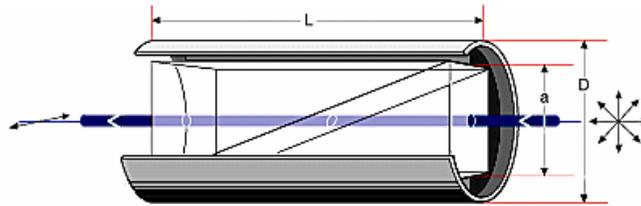


Figura 38: Esquema del prisma Glan-Thompson usado para la calibración de los polarizadores [Hentschel, 1989].

**Medición de Tasas de Extinción** El principal criterio de calidad para los polarizadores es la tasa de extinción ( $\varepsilon$ ). Valores típicos son de  $\varepsilon = 10^{-2}$  para las películas de dieléctrico multicapas,  $10^{-4}$  para las películas dicróicas, y  $10^{-5}$  para los cubos de calcita [Hentschel, 1989].

La tasa de extinción de un polarizador es medida haciendo incidir una señal óptica sobre el polarizador a una polarización lineal determinada, enseguida, el polarizador es

ajustado a la polarización lineal en la cual se impide el paso en el mayor grado posible de la potencia óptica que incide en la entrada (potencia en rechazo), esta potencia es medida a la salida del polarizador mediante un medidor de potencia óptico. Finalmente, el polarizador es rotado  $90^\circ$  respecto a la polarización lineal original, permitiendo el paso a la mayor parte de la potencia óptica incidente en la entrada, y la potencia medida a la salida del polarizador es llamada potencia de paso. La relación de las potencias de paso y rechazo nos proporciona la tasa de extinción del dispositivo. Un buen polarizador es aquel con una tasa de extinción elevada, esto es, con un alto nivel de rechazo.

Los resultados de la caracterización de la tasa de extinción para los polarizadores usados es presentada a continuación:

*Polarizador de películas (Newport MT -RS)* - Tasa de Extinción = 40 dB ( $\varepsilon = 10^{-4}$ ).

*Polarizadores de Calcita (Melles Griot GL TH y GM 1R)* - Tasa de Extinción = 43 dB ( $\varepsilon = 5 \times 10^{-5}$ ).

#### **IV.7.2 Controladores de Polarización**

Los controladores de polarización usados en nuestros experimentos son del tipo de controlador de polarización basados en fibra óptica, los cuales consisten de 3 rollos de fibra monomodo (basados en la teoría de anillos de Lefevré).

Una curvatura en la fibra óptica causa un incremento en la densidad material en el plano perpendicular al plano del rollo. Esto produce un incremento en el índice de refracción en ese plano. Por otra parte, el cambio en el plano del rollo es menor, debido a que la presión y la tensión tienden a cancelarse una con la otra. De esta manera, una rotación del rollo de fibra (torcedura) significa una rotación del eje rápido y lento del rollo con respecto al campo eléctrico de una señal óptica entrante, lo que ocasiona un acoplamiento de las componetes ortogonales de polarización de esta señal hacia los ejes rápido y lento. Bajo este principio, si se desea una conversión de un estado de polarización de entrada arbitraria a otro estado de polarización arbitrario de

salida, entonces es necesario un arreglo de 3 rollos de fibra ( $1/4\lambda$ ,  $1/2\lambda$  y  $1/4\lambda$ )<sup>64</sup>. El primer rollo puede convertir cualquier estado de polarización a una polarización lineal, el segundo rollo puede rotarla, y el tercero convertirlo en el estado de polarización deseado [Hentschel, 1989]. Usando este principio, el laboratorio de comunicaciones ópticas del CICESE ha diseñado y fabricado controladores de polarización basados en fibra<sup>65</sup>.

Para caracterizar el funcionamiento de los controladores de polarización, una señal óptica con un estado de polarización arbitrario fue introducida al dispositivo, y a través de la manipulación de los rollos de fibra se obtuvieron estados de polarización específicos para esta señal (lineales, circulares y elípticos) a la salida del controlador.

Las polarizaciones fueron medidas usando el analizador de polarización *HP8509B*. El valor de pérdidas producidas por los controladores de polarización del laboratorio fue de  $\sim 2.5$  dB.

### IV.7.3 Placas Retardadoras

Las placas retardadoras son hechas de materiales birrefringentes como la calcita. El efecto de la birrefringencia causa diferentes orientaciones de la polarización de una señal óptica, debido a que sus componentes ortogonales de la polarización experimentan diferentes velocidades dentro del cristal, cuando la dirección de propagación es perpendicular al eje óptico del cristal.

**Placa retardadora  $\lambda/4$**  Una placa retardadora  $\lambda/4$  convierte una polarización lineal a una polarización circular o viceversa. Para hacer esto, el campo eléctrico del haz de entrada debe estar orientado a  $45^\circ$  con respecto al eje rápido (o lento) del cristal. De esta manera, el campo eléctrico es dividido en dos componentes de igual amplitud pero con polarizaciones ortogonales, una sobre el eje lento (rayo ordinario en la calcita), y la otra sobre el eje rápido (rayo extraordinario en la calcita).

---

<sup>64</sup>Ver teoría de placas retardadoras en la sección IV.7.3.

<sup>65</sup>En este trabajo de tesis se requirió diseñar e implementar un controlador de polarización (basado en anillos de Lefevré) adicional a los disponibles en el laboratorio [Hentschel, 1989].

**Placa retardadora  $\lambda/2$**  Una placa retardadora  $\lambda/2$  rota el plano de polarización por  $2\alpha$ , si  $\alpha$  es el ángulo entre el plano de la polarización lineal de entrada y el eje rápido del cristal. Es importante mencionar que la rotación no está restringida a estados lineales de entrada, estados elípticos experimentan la misma rotación [Hentschel, 1989].

Las placas retardadoras disponibles en el laboratorio fueron caracterizadas haciendo incidir una señal óptica con un estado de polarización lineal, y midiendo su polarización a la salida cuando la placa retardadora era rotada. Los resultados obtenidos corresponden con la teoría presentada.

#### IV.7.4 Compensador de Polarización

El compensador de polarización utilizado en nuestros bancos experimentales, fue un compensador de polarización Berek modelo 5540 de la compañía New Focus. Este dispositivo puede convertir la polarización de una señal óptica incidente de cualquier estado de polarización a cualquier otro estado de polarización. Usado como placa retardadora, el compensador de polarización puede imponer retardos de  $\lambda/4$  ó  $\lambda/2$  sobre cualquier señal óptica con longitud de onda entre  $200 \text{ nm}$  y  $1600 \text{ nm}$ . Este dispositivo reduce el número de placas retardadoras necesarias en el laboratorio .

El dispositivo consiste de una placa única de material uniaxial (un solo eje óptico). Si una señal óptica incide con un ángulo sobre el eje óptico, entonces, ésta es dividida en dos componentes ortogonales de polarización. La polarización de una componente es perpendicular al eje óptico, y es llamada haz ordinario. La polarización de la otra componente es ortogonal al haz ordinario, y es llamada haz extraordinario. Por esta razón, cuando una señal entra con una incidencia normal en el eje óptico, ésta se propaga a través del dispositivo con una velocidad independiente de su polarización. Sin embargo, cuando la placa es inclinada con respecto a la polarización de la luz incidente, el plano de incidencia se convierte en el plano del índice de refracción extraordinario. La luz polarizada en este plano se propaga a diferente velocidad. La onda es retardada por una cantidad que depende del ángulo de inclinación y de la longitud de onda. Por

esta razón, la luz en los dos planos de polarización acumula un corrimiento de fase relativo [Hentschel, 1989],[NewFocus, 2000].

El compensador de polarización fue caracterizado sintonizando polarizaciones arbitrarias a la salida del mismo, las cuales fueron medidas a través del analizador de polarización *HP8509B*. El dispositivo presentó bajas pérdidas y gran flexibilidad para el ajuste de polarizaciones.

## IV.8 Medición de la Dependencia a la Polarización de la Ganancia del AOS

El AOS usado en nuestros experimentos presenta una ganancia altamente dependiente de la polarización ( $\sim 6$  dB de acuerdo a las especificaciones). Este factor es crucial, ya que esta diferencia en ganancias para los ejes de propagación TE y TM induce un cambio en el estado de polarización de una señal óptica entrante con componentes ortogonales de polarización diferentes de cero.

Para observar la dependencia a la polarización del AOS, se usó el esquema experimental mostrado en la figura 39.

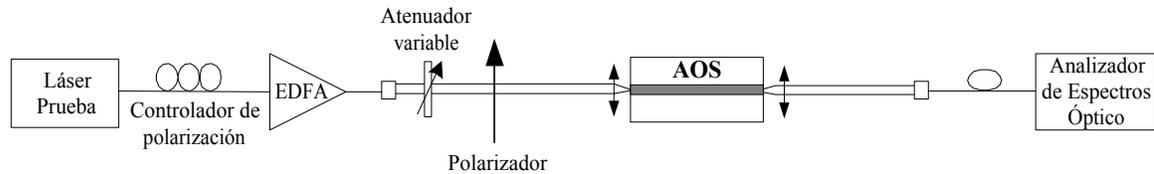


Figura 39: Esquema experimental para la medición de la dependencia a la polarización de la ganancia del AOS.

### IV.8.1 Procedimiento de Medición

Para realizar la medición, se sintonizó el láser de prueba a la longitud de onda del pico de ganancia de la EEA del AOS utilizado ( $1559.8$  nm). El EDFA y el atenuador variable en espacio libre fueron los dispositivos encargados del control de potencia de la

señal incidente. El controlador de polarización fue usado para generar una polarización circular en la entrada del polarizador (permitiendo potencias iguales para cualquier polarización lineal a la salida del polarizador). Finalmente, el polarizador fue colocado con su eje de transparencia coincidiendo con el modo TE de la guía del amplificador ( $0^\circ$ ), y la potencia óptica a la salida del amplificador era medida a través del analizador de espectros conforme la potencia de la señal de entrada era modificada. El mismo procedimiento se realizó para la polarización de entrada coincidiendo con el modo TM de la guía del amplificador ( $90^\circ$ ). Los resultados de estos experimentos se muestran en la figura 40.

La figura 40 muestra una diferencia de ganancia en pequeña señal de  $6\text{ dB}$  aproximadamente para los ejes de propagación TE y TM del AOS. Esta condición predice grandes cambios en el estado de polarización de señales ópticas incidentes al AOS con componentes ortogonales de polarización diferentes de cero. Sin embargo, los resultados de la figura 40 nos indican que para señales de alta potencia ( $> -10\text{ dBm}$ ) la dependencia a la polarización de la ganancia es altamente reducida.

La diferencia de ganancias presentes en este amplificador es debida a la diferencia en los factores de confinamiento y pérdidas extras presentes en los ejes de propagación TE y TM del amplificador<sup>66</sup>.

*NOTA:* Los valores de potencias de entrada y ganancia, presentados en la figura 45, fueron calculados considerando las pérdidas por trayectoria óptica, inserción y captura del arreglo.

## IV.9 Caracterización del Divisor de Haz

Un divisor de haz es un componente óptico que divide un haz de luz incidente en un haz reflejado y un haz transmitido, o viceversa, que acopla dos haces hacia la misma

---

<sup>66</sup>De acuerdo a la diferencia en ganancias TE y TM presente, se proponen los valores de factores de confinamiento  $\Gamma_{TE} = 0.43$  y  $\Gamma_{TM} = 0.37$ .

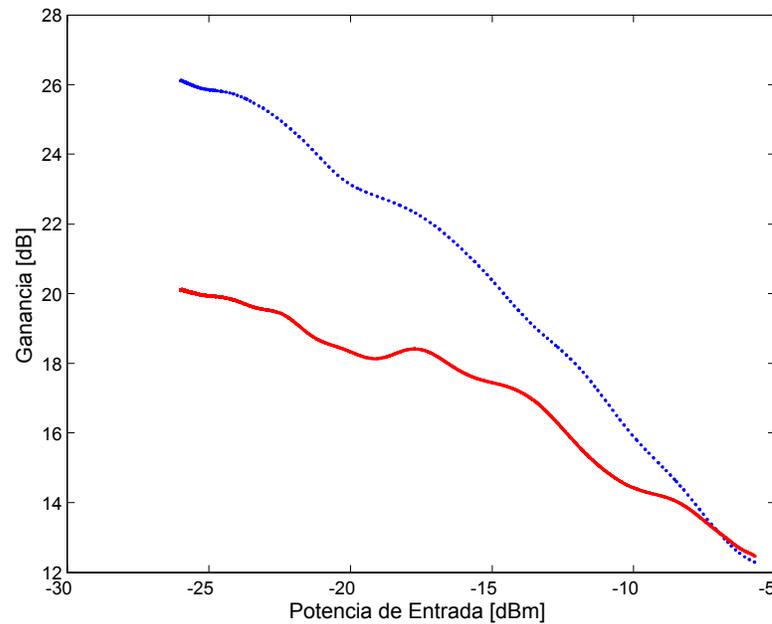


Figura 40: Dependencia a la polarización de la ganancia del AOS. Respuesta de una polarización de entrada TE ( $\cdot\cdot\cdot$ ), y de una polarización de entrada TM ( $\text{—}$ ).

salida, cuando uno insertado en la faceta de reflexión y otro en la faceta de transmisión (ver figura 41).

La caracterización del divisor de haz se basó en determinar las pérdidas que produce el dispositivo sobre una señal óptica que se propaga en reflexión y/o en transmisión directa, además de medir y corregir los efectos del dispositivo sobre las polarizaciones lineales entrantes, para ambas opciones de propagación.

El esquema experimental utilizado para cumplir estos propósitos se muestra en la figura 41.

#### IV.9.1 Determinación de las Pérdidas Dependientes de la Polarización del Dispositivo

Usando el esquema experimental de la figura 41 se realizó el siguiente procedimiento:

- Primeramente, se realizó el alineamiento de los haces de prueba y de control sobre la faceta correspondiente del divisor de haz.

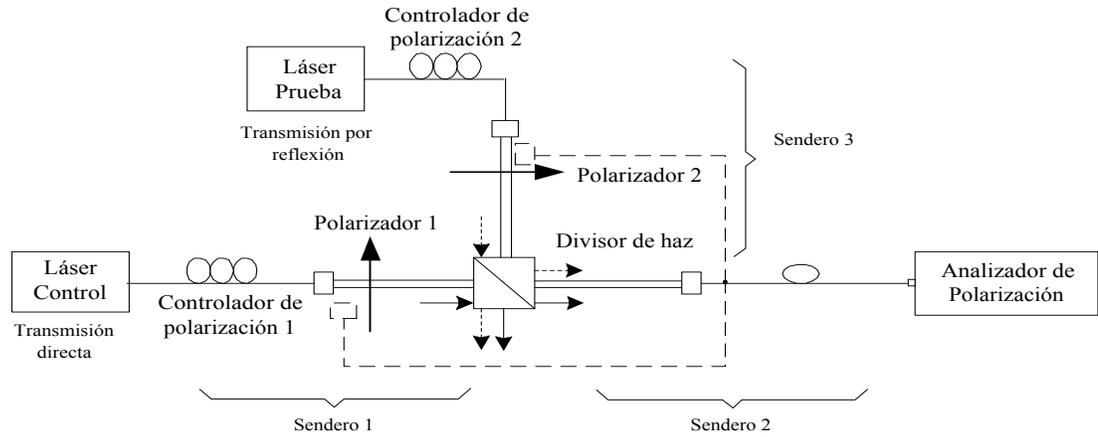


Figura 41: Esquema experimental para la caracterización del divisor de haz.

- Usando una fibra óptica con lentilla de GRIN en un extremo, que después se retiró, se capturó la salida del controlador de polarización 1 para crear un marco de referencia de polarización a través del *HP8509B* antes del polarizador 1<sup>67</sup>, enseguida, a través del controlador de polarización 1 se ajustó una polarización circular. Esto permite que para cualquier posición del polarizador, la potencia a su salida sea constante. Con el uso de un medidor de potencia en espacio libre se realizó una medición de potencia a la salida del polarizador cuando éste es girado 360°, confirmando potencias iguales para todas las polarizaciones lineales de salida.
- El medidor de potencia es ahora colocado después del divisor de haz sobre la misma trayectoria y el polarizador es girado 360°.

Los resultados mostraron que el dispositivo no presenta pérdidas dependientes de la polarización.

Todo el procedimiento anterior fue realizado para la trayectoria en reflexión encontrando el mismo resultado.

Para la medición de las pérdidas en transmisión directa, el láser de prueba permanece apagado, mientras que para la medición de las pérdidas en reflexión es el láser de control

<sup>67</sup>Ver procedimiento de la creación de marcos de referencia de polarización en el Apéndice B.

el que permanece apagado.

### IV.9.2 Distorsión de la Polarización Producida por el Dispositivo

Para verificar los efectos que produce el dispositivo sobre las polarizaciones de entrada se realizó el siguiente procedimiento:

- Se generó un marco de referencia de polarización en la trayectoria de salida del divisor de haz (sendero 3 en la figura 41).
- Con el marco de referencia aplicado en la salida del divisor de haz, se insertaron polarizaciones lineales de  $0^\circ$  a  $360^\circ$  en la entrada del divisor, haciendo uso del polarizador 1 para la transmisión directa y del polarizador 2 para la transmisión en reflexión. A continuación, se midieron las polarizaciones de salida a través del analizador de polarización.

Para la medición en transmisión directa el láser de prueba permanece apagado, y para la medición en transmisión por reflexión es el láser de control el que se apaga. Los marcos de referencia de polarización deben ser ajustados en cada caso para la longitud de onda correspondiente al láser.

La figura 42 muestra las polarizaciones medidas, en su representación en la esfera de Poincaré (ver Apéndice A), a la salida del divisor de haz para los casos en transmisión directa y en reflexión.

Los resultados de la figura 42 nos muestran que en la transmisión directa sobre el divisor de haz no existe ningún efecto sobre las polarizaciones lineales de entrada, mientras que para la transmisión en reflexión existe una gran perturbación sobre los estados de polarización lineales de entrada. Para solucionar este problema, fue necesario colocar 2 placas retardadoras  $\lambda/4$  y  $\lambda/2$  a la entrada del divisor de haz (después del polarizador 2) con la finalidad de compensar estos efectos, de tal manera que las polarizaciones lineales deseadas a la salida de la trayectoria en reflexión fueran posibles en el esquema experimental.

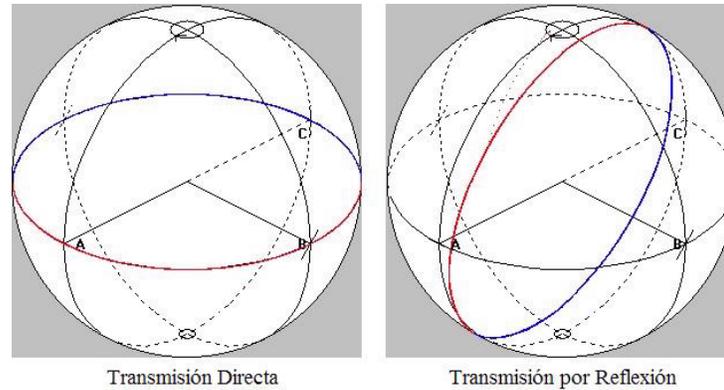


Figura 42: Efectos del divisor de haz sobre las polarizaciones lineales de entrada. En transmisión directa, las polarizaciones lineales de salida son representadas por el ecuador de la esfera de Poincaré. En transmisión por reflexión, la circunferencia fuera del ecuador representa las polarizaciones no lineales de salida.

#### IV.10 Resumen

Una caracterización adecuada de los dispositivos ópticos utilizados en los diferentes bancos experimentales, permite tener un alto control sobre las condiciones planteadas en los experimentos. En este capítulo se presentó el montaje del AOS usado, el cálculo de las pérdidas de potencia por inserción y por captura de la señal óptica en el arreglo, así como la caracterización de los dispositivos ópticos usados en los experimentos del convertidor de longitud de onda, iniciando con el amplificador óptico de semiconductor. En base a los resultados obtenidos, fue posible determinar los intervalos de potencia, longitud de onda y polarizaciones de las señales ópticas que serán aplicadas en los subsecuentes experimentos.

## V MANIFESTACIÓN EXPERIMENTAL DE LA XPOLM DENTRO DEL AOS

### V.1 Introducción

La modulación cruzada de la polarización (XPolM) es observada cuando una señal que se propaga dentro del AOS sufre un cambio en su estado de polarización, el cual es producido por la polarización y la potencia de otra señal introducida simultáneamente dentro del amplificador.

Con la finalidad de caracterizar el fenómeno de la *modulación cruzada de la polarización* (XPolM- Cross Polarization Modulation) que se presenta dentro de un AOS, en primera instancia, se evaluó el efecto de la *auto rotación no lineal de la polarización* (SNPR - Self-induced Non-linear Polarization Rotation) sobre una sola señal de prueba potente introducida dentro del amplificador. Para este caso, se realizaron mediciones de matrices de Jones del dispositivo (ver Apéndice B), para condiciones específicas de longitud de onda y potencia óptica entrante, así como mediciones de los parámetros de Stokes de la señal a la salida del amplificador (ver Apéndice A) para dichas condiciones. Finalmente, se realizó la caracterización de la XPolM con dos señales, una de prueba y una de control, introducidas simultáneamente en el AOS. Este último experimento es la base para la construcción del convertidor de longitud de onda totalmente óptico.

### V.2 Manifestación de la SNPR para una Señal Única de Prueba Entrante

El esquema experimental para la observación de la SNPR para una señal única de prueba entrante se presenta en la figura 43. La señal de prueba es obtenida a través de un láser sintonizable y es amplificada por un EDFA. Para controlar la polarización y la potencia de la señal de prueba, fue necesario el uso de un controlador de polarización, un polarizador y un atenuador variable en espacio libre, respectivamente. A la salida

del AOS se colocó un filtro pasa banda marca Newport que opera en la región de  $1550 \text{ nm}$ , esto con la finalidad de eliminar gran parte de la EEA del AOS y garantizar una buena medición de polarización en el analizador de polarización *HP8509B*. El láser prueba fue polarizado con  $80 \text{ mA}$ , mientras que el AOS fue polarizado con  $500 \text{ mA}$  y controlado en temperatura a  $22^\circ \text{C}$ .

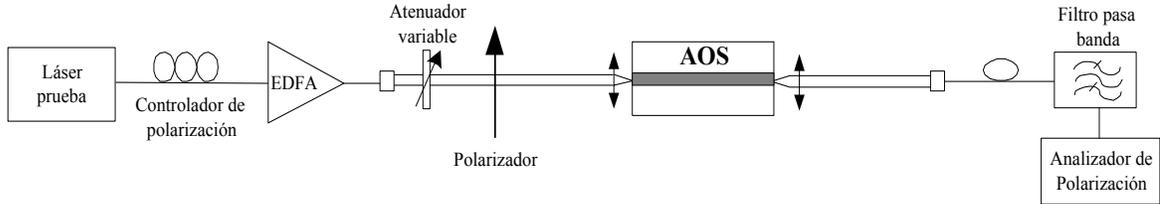


Figura 43: Esquema experimental para la observación del efecto de la SNPR para una señal única de prueba entrante.

Debido a que este experimento se basa en la medición de la polarización de la señal de prueba (bajo diferentes condiciones de entrada) a la salida del AOS. Por lo tanto, se usó el analizador de polarización *HP8509B* para realizar la medición de los parámetros de Stokes normalizados de la señal de prueba a la salida del AOS, a través de los cuales, como se explica en los Apéndices A y B, es posible determinar el estado de polarización de esta señal. Además, también se midieron las matrices de Jones las cuales describen la función de transferencia de polarización del AOS para las diferentes condiciones experimentales. La matriz de Jones es medida por el *HP8509B* a través de la inserción de tres diferentes estados de polarización lineales conocidos, tal como se explica en el Apéndice B.

Para la medición de las matrices de Jones y de los parámetros de Stokes normalizados fue necesario seleccionar ciertos valores de longitud de onda para la señal de prueba, los cuales se eligieron en función de los espectros de EEA del EDFA y del AOS presentados en la sección IV. Las longitudes de onda seleccionadas para la señal prueba fueron:  $\lambda_{P1} = 1550.5 \text{ nm}$ ,  $\lambda_{P2} = 1555.5 \text{ nm}$  y  $\lambda_{P3} = 1560.5 \text{ nm}$ .

Las potencias efectivas<sup>68</sup> a las cuales fue introducida la señal de prueba, variaron desde una potencia máxima de  $5.5 \text{ dBm}$  ( $3.54 \text{ mW}$ ) hasta una potencia mínima de  $-9.5 \text{ dBm}$  ( $112.2 \text{ }\mu\text{W}$ ) en pasos de  $1 \text{ dBm}$ , esta operación se realizó mediante el atenuador variable en espacio libre.

### V.2.1 Procedimiento del Experimento

El procedimiento para la realización de este experimento consistió en sintonizar el láser de prueba a una de las longitudes de onda seleccionadas, enseguida, se ajustó una polarización circular a la entrada del polarizador (a través del controlador de polarización). El atenuador variable fue entonces ajustado para producir una atenuación de  $0 \text{ dB}$ . Con la señal óptica encendida, se planteó un marco de referencia de polarización a la salida del amplificador para obtener mediciones de polarización válidas (ver Apéndice B). La primer matriz de Jones fue medida para las polarizaciones lineales de entrada de  $0^\circ$ ,  $10^\circ$  y  $90^\circ$ . A través de los experimentos realizados durante este trabajo, se comprobó que la matriz de Jones del AOS medida por el *HP8509B* es válida únicamente para los ángulos lineales con los cuales fue calculada. Por esta razón, fue necesario medir matrices de Jones para cada polarización lineal de entrada que se deseaba analizar, intercambiando el ángulo intermedio (en este caso  $10^\circ$ ) por la nueva polarización lineal.

Con el atenuador ajustado en  $0 \text{ dB}$  (potencia de prueba de  $5.5 \text{ dBm}$ ), se midieron 21 matrices de Jones válidas para los respectivos 21 ángulos diferentes de polarización de entrada de la señal de prueba desde  $0^\circ$  a  $180^\circ$  en pasos de  $10^\circ$  incluyendo  $45^\circ$  y  $135^\circ$ . Con la finalidad de medir el efecto para diferentes potencias de entrada de la señal de prueba, el procedimiento anterior se realizó para 16 potencias diferentes incluyendo la anterior (de  $5.5 \text{ dBm}$  a  $-9.5 \text{ dBm}$ ), ajustando el atenuador variable en 16 posiciones diferentes induciendo valores de atenuación en pasos de  $1 \text{ dB}$ . De manera paralela a las mediciones de las matrices de Jones, se midieron los parámetros de Stokes normalizados que determinan el estado de polarización de la señal de prueba a

---

<sup>68</sup>Potencia óptica incidente sobre el AOS considerando pérdidas por trayectoria óptica e inserción.

la salida del amplificador, para las diferentes condiciones de potencia y de polarización de entrada. Este procedimiento se realizó para cada una de las tres longitudes de onda seleccionadas ( $\lambda_{P1}, \lambda_{P2}, \lambda_{P3}$ ).

### V.2.2 Rotación No Lineal de la Polarización

Usando los resultados del experimento anterior, se calculó el ángulo real de rotación de la polarización de la señal de prueba a la salida del amplificador. Mediante este cálculo, es posible evaluar la magnitud del cambio del estado de polarización de la señal entrante al amplificador, el cual es dependiente de la polarización y la potencia óptica de la señal de entrada. El ángulo de rotación de la polarización ( $\alpha$ ), es el ángulo medido en la esfera de Poincaré entre el estado de polarización a la salida del AOS que resulta cuando una de las polarizaciones lineales de entrada de la señal de prueba es introducida con la mínima potencia ( $-9.5 \text{ dBm}$ ) (referencia), con otro estado de polarización de salida de la misma señal entrante, resultante al modificar solamente la potencia de entrada (final). El ángulo de rotación de la polarización real ( $\rho$ ), es el ángulo medido sobre la esfera de Poincaré entre los estados de polarización referencia y final, ( $\alpha$ ) dividido por 2.

El efecto de la rotación de la polarización de la señal de prueba a la salida del AOS al modificar su potencia de entrada de máximo ( $5.5 \text{ dBm}$ ) a mínimo ( $-9.5 \text{ dBm}$ ) es observado en las esferas de Poincaré de la figura 44 <sup>69</sup>, para distintas polarizaciones de entrada de la señal de prueba (de  $0^\circ$  a  $90^\circ$ ) para las tres longitudes de onda experimentadas.

En la figura 44, se muestran los trazos sobre la esfera de Poincaré para las tres longitudes de onda experimentadas, que representan las variaciones del estado de polarización de la señal de prueba para las polarizaciones lineales de entrada de  $0^\circ$  a  $90^\circ$  (en pasos de  $10^\circ$ , incluyendo  $45^\circ$  y  $135^\circ$ ), cuando la potencia de esta señal varió de  $-9.5 \text{ dBm}$  a  $5.5 \text{ dBm}$ . En las tres esferas de Poincaré presentadas, el trazo cercano

---

<sup>69</sup>Para la comprensión de la representación de los estados de polarización sobre la esfera de Poincaré presentada por el *HP8509B* se deben revisar los Apéndices A y B.

al punto A representa las variaciones de la polarización de la señal de prueba con una polarización lineal de entrada de  $0^\circ$ , y finalmente, el trazo cercano al punto C representa las variaciones de la polarización de la señal de prueba con una polarización lineal de entrada de  $90^\circ$ . En todos los caso, la dirección de la variación en el estado de polarización sobre la esfera de Poincaré, cuando la potencia de entrada es modificada de mínimo a máximo se muestra en la figura con las etiquetas Pot. mín y Pot. máx., respectivamente.

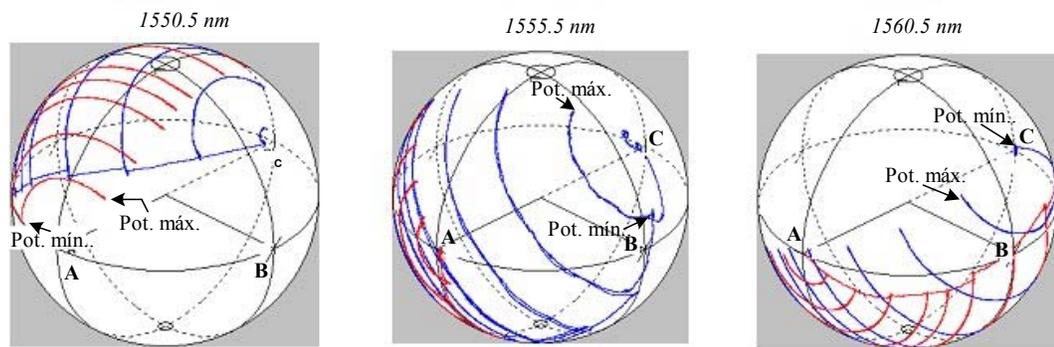


Figura 44: Estados de polarización medidos a la salida del amplificador, al variar la potencia (de mínimo  $-9.5 \text{ dBm}$  a máximo  $5.5 \text{ dBm}$ ) y la polarización de la señal de entrada (de  $0^\circ$  a  $90^\circ$ ).

Cada punto sobre la esfera de Poincaré presentada por el analizador de polarización *HP8509B*, cuenta con un único grupo de coordenadas definido por los tres ejes dimensionales de la esfera:  $s_1$ ,  $s_2$  y  $s_3$ . Estas coordenadas son llamadas los parámetros de Stokes normalizados (ver Apéndice B). Por lo tanto, para el cálculo del ángulo de rotación real de la polarización de la señal de prueba ( $\rho$ ), se utilizaron los valores de los parámetros de Stokes normalizados  $s_1$ ,  $s_2$  y  $s_3$  medidos en el analizador de polarización. Para realizar este cálculo, es necesario definir como referencia, un estado de polarización de salida de la señal de prueba para cada polarización lineal de entrada ( $s_{1r}$ ,  $s_{2r}$ ,  $s_{3r}$ ), que en nuestro caso fue tomado cuando la señal de entrada tiene un valor bajo de potencia ( $-9.5 \text{ dBm}$ ), dado que en estas circunstancias el AOS es perturbado

de manera despreciable. Enseguida, este valor de referencia se comparará con las subsecuentes mediciones de parámetros de Stokes normalizados, resultantes de las diferentes potencias ópticas de entrada de la señal de prueba ( $s_{1f}$ ,  $s_{2f}$ ,  $s_{3f}$ ).

Primero, a través de la ecuación (21) se calcula la distancia en línea recta entre los puntos sobre la esfera de Poincaré (estado de polarización de referencia y final).

$$c = \sqrt{(s_{1r} - s_{1f})^2 + (s_{2r} - s_{2f})^2 + (s_{3r} - s_{3f})^2} \quad (21)$$

Utilizando la ley de los cosenos y considerando que el radio de la esfera de Poincaré es unitario<sup>70</sup>, el ángulo de rotación sobre la esfera se calcula a partir de la ecuación (22).

$$\alpha = \cos^{-1}\left[-\left(\frac{c^2}{2} - 1\right)\right] \quad (22)$$

Sin embargo, el ángulo real de rotación del estado de polarización de la señal de prueba es la mitad del ángulo  $\alpha$ :

$$\rho = \frac{\alpha}{2} \quad (23)$$

Los resultados de los cálculos realizados se presentan en la figura 45. En ellos se puede observar que los valores máximos de rotación de la polarización de la señal de prueba, para las tres longitudes de onda experimentadas, se producen cuando la señal de prueba es introducida dentro del amplificador con una potencia muy cercana a 5.5 *dBm*, y su polarización está en el intervalo de las polarizaciones lineales de 50° a 70° y 120° a 135°.

---

<sup>70</sup>Esta consideración es válida debido a que las mediciones fueron realizadas con valores de *DOP* muy cercanos al 100% (100% ± 2%) (ver Apéndice B).

Los mayores cambios en la polarización se produjeron en la señal con longitud de onda igual a  $1560.5 \text{ nm}$ , la cual es la longitud de onda más próxima al pico de ganancia del AOS, donde se presume que los efectos que contribuyen a la rotación de la polarización son más fuertes. Esta suposición se basa a partir de la teoría presentada en la sección III.5. Una señal óptica de entrada que interactúa con una alta densidad de portadores en la región activa del AOS, experimenta mayor ganancia y genera mayores no homogeneidades en el índice de refracción a lo largo del AOS, induciendo en gran medida la aparición de los efectos físicos que contribuyen en la rotación no lineal de la polarización de la señal de entrada.

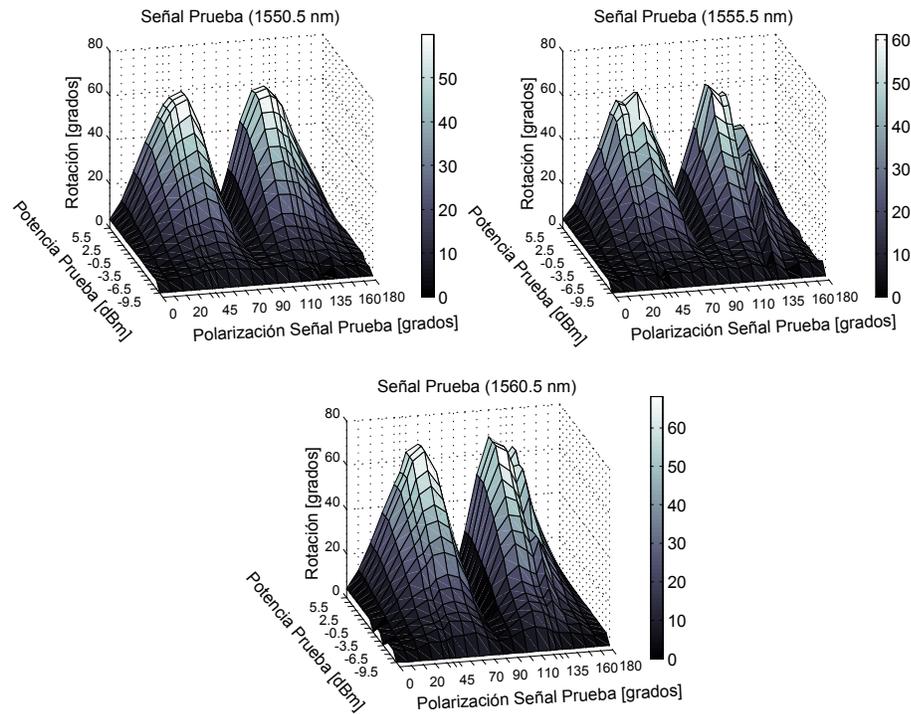


Figura 45: Rotación de la polarización de la señal de prueba única entrante.

La tabla IV muestra las máximas rotaciones de polarización de la señal de prueba, las cuales ocurrieron en todos los casos, cuando la señal de prueba incidía con una potencia de  $4.5 \text{ dBm}$  a la entrada del AOS.

Tabla IV: Máximas rotaciones de polarización para una señal de prueba única que atraviesa el AOS.

Longitud de Onda [ $nm$ ]	Polarización de Entrada [grados]	Ángulo de Rotación [grados]
1550.5	70	59.2
1550.5	135	58.8
1555.5	70	58.9
1555.5	130	55.8
1560.5	70	66.9
1560.5	130	67.7

Las rotaciones máximas del estado de polarización de la señal de prueba se presentan cuando existen las condiciones propicias para que los efectos de birrefringencia inducida, diferencia de ganancias TE y TM, y modificación de los ejes propios de la guía del AOS, contribuyen de manera aditiva. Estas condiciones propicias, para este caso, son la polarización y la potencia de entrada de la señal de prueba que producen una alta variación en la densidad de portadores de la región activa del AOS para activar los fenómenos físicos mencionados anteriormente.

Los resultados anteriores nos muestran que una señal óptica entrante al AOS puede cambiar su polarización a la salida del dispositivo, si su potencia es modificada en la entrada. Una variación de potencia de la señal de prueba de  $-9.5 \text{ dBm}$  a  $4.5 \text{ dBm}$  puede inducir a sí misma una rotación de la polarización de aproximadamente  $67^\circ$ . Este resultado demuestra la gran posibilidad que presenta el efecto de la rotación no lineal de la polarización para la realización de funciones de procesamiento de señales en el dominio totalmente óptico, aún y cuando es solo la señal de prueba quien causa su propia rotación en su estado de polarización.

### V.2.3 Cálculo de los Coeficientes de Conversión y del Desfasamiento Existente entre las Componentes Ortogonales de la Polarización a partir de las Matrices de Jones

La matriz de Jones describe la función de transferencia de polarización de un componente óptico a una longitud de onda específica [Jones, 1941], por lo que se puede escribir la ecuación siguiente:

$$\begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix} \quad (24)$$

Donde:

$J_{ik}$  son los elementos de la matriz de Jones, la cual está descrita por la matriz  $2 \times 2$  presentada en la ecuación (24).

$E_{on}$  son las componentes del campo eléctrico de salida.

$E_{in}$  son las componentes del campo eléctrico de entrada.

A través de la determinación de los términos  $J_{ik}$  de la matriz de Jones, es posible calcular los coeficientes de acoplamiento TE/TM y TM/TE, así como el corrimiento de fase diferencial entre las componentes TE y TM de una señal óptica que atraviesa el componente óptico en cuestión. Tal como se propone en [Soto *et al.*, 2001 b].

A partir de la relación expuesta en la ecuación (24), podemos definir las ecuaciones (25) y (26).

$$E_{ox} = E_{ix}J_{11} + E_{iy}J_{12} \quad (25)$$

$$E_{oy} = E_{ix}J_{21} + E_{iy}J_{22} \quad (26)$$

A partir de estas ecuaciones es posible definir cada uno de los elementos  $J_{ik}$  de la matriz de Jones en función de los componentes de campo eléctrico. Por ejemplo, si el haz óptico incidente es linealmente polarizado con todo su campo eléctrico oscilando en  $x$ , entonces  $E_{iy} = 0$  y los elementos  $J_{11}$  y  $J_{21}$  son determinados por las ecuaciones (27) y (28), respectivamente.

$$J_{11} = \left. \frac{E_{ox}}{E_{ix}} \right|_{E_{iy}=0} \quad (27)$$

$$J_{21} = \left. \frac{E_{oy}}{E_{ix}} \right|_{E_{iy}=0} \quad (28)$$

Por el contrario, si el haz óptico incidente es linealmente polarizado en el eje  $y$ , entonces  $E_{ix} = 0$  y por lo tanto los elementos  $J_{12}$  y  $J_{22}$  son determinados por las ecuaciones (29) y (30), respectivamente [Azzam y Bashara, 1979].

$$J_{12} = \left. \frac{E_{ox}}{E_{iy}} \right|_{E_{ix}=0} \quad (29)$$

$$J_{22} = \left. \frac{E_{oy}}{E_{iy}} \right|_{E_{ix}=0} \quad (30)$$

Las relaciones de las magnitudes de los campos  $E_{ox}$  y  $E_{oy}$  de los dos casos anteriores, es decir, cuando  $E_{iy} = 0$  y  $E_{ix} = 0$ , pueden determinarse a partir de las ecuaciones (31) y (32) de la siguiente forma:

$$B_{TE/TM} = \frac{J_{21}}{J_{11}} = \left. \frac{E_{oy}}{E_{ox}} \right|_{E_{iy}=0} \quad (31)$$

$$B_{TM/TE} = \frac{J_{12}}{J_{22}} = \left. \frac{E_{ox}}{E_{oy}} \right|_{E_{ix}=0} \quad (32)$$

Finalmente los coeficientes de conversión en términos de intensidad se calculan a través de las ecuaciones (33) y (34),

$$C_{TE/TM} = |B_{TE/TM}|^2 = \left| \left. \frac{E_{oy}}{E_{ox}} \right|_{E_{iy}=0} \right|^2 \quad (33)$$

$$C_{TM/TE} = |B_{TM/TE}|^2 = \left| \left. \frac{E_{ox}}{E_{oy}} \right|_{E_{ix}=0} \right|^2 \quad (34)$$

La ecuación (33) determina la intensidad óptica que emerge con orientación en  $y$  (TM) del dispositivo en cuestión, respecto a la intensidad óptica que emerge orientada en  $x$  (TE). Esto, cuando el estado de polarización del haz óptico de entrada es lineal y coincidente con el eje  $x$  (TE) del dispositivo. Es decir, la magnitud del acoplamiento en intensidad del modo TE al TM que produce el dispositivo.

De igual forma, la ecuación (34), representa la magnitud del acoplamiento en intensidad del modo TM al TE que produce el dispositivo bajo prueba.

El desfase  $\Delta\phi$  entre las componentes ortogonales  $E_{ox}$  y  $E_{oy}$  se obtiene calculando el argumento de  $J_{11}/J_{22}$  como se muestra en la ecuación (35). La cual proviene de la sustitución explícita de las componentes  $E_{ox}$ ,  $E_{oy}$ ,  $E_{ix}$ , y  $E_{iy}$  con sus respectivas fases (ver las ecuaciones (62) y (63) del Apéndice A).

$$\begin{aligned}
 \Delta\phi &= \arctan \left[ \frac{J_{11}}{J_{22}} \right] = \arctan \left[ \frac{\left. \frac{E_{ox}}{E_{ix}} e^{i(\phi_{ox}-\phi_{ix})} \right|_{E_{iy}=0}}{\left. \frac{E_{oy}}{E_{iy}} e^{i(\phi_{oy}-\phi_{iy})} \right|_{E_{ix}=0}} \right] \\
 &= \arctan \left[ \frac{\left. \frac{E_{ox}}{E_{ix}} \right|_{E_{iy}=0}}{\left. \frac{E_{oy}}{E_{iy}} \right|_{E_{ix}=0}} e^{i[(\phi_{ox}-\phi_{ix})-(\phi_{oy}-\phi_{iy})]} \right] = \phi_{ox}|_{E_{iy}=0} - \phi_{oy}|_{E_{ix}=0}
 \end{aligned} \tag{35}$$

Cabe mencionar que en el cálculo anterior las fases de entrada  $\phi_{ix}|_{E_{iy}=0}$  y  $\phi_{iy}|_{E_{ix}=0}$  se consideran igual a cero.

Información obtenida de [Soto, 2002].

El *HP8509B* calcula automáticamente la matriz de Jones de un componente óptico no caracterizado, usando tres diferentes estados de polarización conocidos. Estos estados de polarización pueden ser creados usando los polarizadores internos del *HP8509B* o con polarizadores lineales externos, el cual es nuestro caso.

Cada estado de polarización estimula individualmente al dispositivo en cuestión (en nuestro caso al AOS), mientras la polarización de salida es medida y grabada.

Ha sido demostrado por R.C. Jones [Jones, 1946] que esta información de polarización es suficiente para que el *HP8509B* pueda calcular la matriz de Jones.

La figura 79 muestra el procedimiento para el cálculo de la matriz de Jones de un dispositivo de prueba insertando tres polarizaciones lineales a la entrada ( $0^\circ$ ,  $45^\circ$  y  $90^\circ$ ).

$X_n$  y  $Y_n$  son los componentes del vector de Jones de la medición de la polarización de salida de la señal, cuando se tiene en la entrada del amplificador, una polarización lineal a  $0^\circ$  ( $n = 1$ ),  $90^\circ$  ( $n = 2$ ) y  $45^\circ$  ( $n = 3$ ).

A partir de los vectores de Jones medidos, el *HP8509B* calcula la matriz de Jones definiendo las ecuaciones (36), (37), (38) y (39).

$$k_1 = \frac{X_1}{Y_1} \tag{36}$$

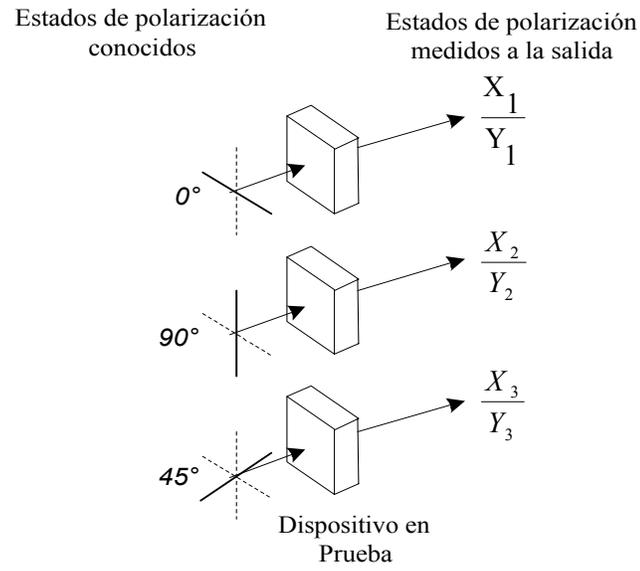


Figura 46: Polarizaciones lineales de entrada para el cálculo de la matriz de Jones.

$$k_2 = \frac{X_2}{Y_2} \quad (37)$$

$$k_3 = \frac{X_3}{Y_3} \quad (38)$$

$$k_4 = \frac{k_3 - k_2}{k_1 - k_3} \quad (39)$$

Finalmente aplica el calculo de la ecuación (40).

$$M = \begin{bmatrix} j_{11} & j_{12} \\ j_{21} & j_{22} \end{bmatrix} = C \begin{bmatrix} k_1 k_4 & k_2 \\ k_4 & 1 \end{bmatrix} \quad (40)$$

donde  $C$  es una constante [Jones, 1946],[Manual HP, 1993]. La matriz de Jones (ecuación (40)) medida por el analizador de polarización *HP8509B* es normalizada, donde  $j_{22} = 1$ .

A partir de la matriz de Jones medida por el analizador de polarización *HP8509B*, es posible determinar los coeficientes de conversión  $C_{TE/TM}$  y  $C_{TM/TE}$  que indican el acoplamiento de intensidad óptica del modo de propagación TE al TM y viceversa, a través de las ecuaciones (41) y (42), respectivamente.

$$C_{TE/TM} = \left| \frac{j_{21}}{j_{11}} \right|^2 = \left| \frac{Y_1}{X_1} \right|^2 \quad (41)$$

y

$$C_{TM/TE} = |j_{12}|^2 = \left| \frac{X_2}{Y_2} \right|^2 \quad (42)$$

El corrimiento de fase (desfasamiento entre componentes ortogonales) es representado simplemente por el argumento de  $j_{11}$  considerando la normalización de la matriz donde  $j_{22} = 1$  [Soto et al., 2001 b]. Esto implica que  $\phi_{oy}|_{E_{ix}=0}$  es igual a cero, por lo tanto, el desfasamiento diferencial es simplemente el valor de  $\phi_{ox}|_{E_{iy}=0}$ .

Es importante notar que los coeficientes de conversión de una señal óptica pueden calcularse únicamente cuando una de las componentes ortogonales de polarización es cero. Por ejemplo, para el cálculo de  $C_{TE/TM}$ , la componente en TM deberá ser cero a la entrada del dispositivo en cuestión, mientras que para el cálculo de  $C_{TM/TE}$  la componente TE será cero a la entrada. Esto con la finalidad de obtener el valor absoluto de la intensidad transferida de un eje de propagación al otro.

### V.2.4 Cálculo de los Coeficientes de Conversión y del Desfasamiento entre las Componentes Ortogonales de Polarización a partir de los Parámetros de Stokes

Los parámetros de Stokes, son cuatro cantidades medibles, los cuales dan una descripción completa de cualquier estado de polarización de una señal óptica.

El primer parámetro de Stokes  $S_0$  es la intensidad total de la luz. El segundo parámetro  $S_1$  describe la cantidad de polarización lineal o vertical, el tercer parámetro  $S_2$  describe la cantidad de polarización lineal a  $+45^\circ$  ó  $-45^\circ$ , y finalmente el cuarto parámetro  $S_3$  describe la cantidad de polarización circular derecha o izquierda contenida en el haz<sup>71</sup> [Collet, 1992].

El *HP8509B* combina la potencia promedio  $S_0$ , con los parámetros de Stokes normalizados  $s_1 = S_1/S_0$ ,  $s_2 = S_2/S_0$ , y  $s_3 = S_3/S_0$  (ver Apéndice B).

Para desnormalizar los parámetros de Stokes medidos por el analizador de polarización *HP8509B* ( $S_0$ ,  $s_1$ ,  $s_2$  y  $s_3$ ), se aplican las ecuaciones (43),(44) y (45). Para que esta operación sea válida, es necesario que el *DOP* de la señal medida sea del 100%, o muy cercano a este valor. Nuestras mediciones cumplieron con esa condición. Una medición de polarización con un bajo *DOP*, pierde en gran medida su validez y exactitud debido a que parte de la potencia total de la señal ha sido descartada en la medición. Los parámetros de Stokes normalizados se relacionan con el *DOP* por:  $(s_1^2 + s_2^2 + s_3^2)^{1/2}$  (ver Apéndice A).

$$S_1 = S_0 \cdot s_1 \tag{43}$$

$$S_2 = S_0 \cdot s_2 \tag{44}$$

---

<sup>71</sup>En el Apéndice A se encuentra la información detallada sobre los parámetros de Stokes.

$$S_3 = S_0 \cdot s_3 \quad (45)$$

Los parámetros de Stokes están definidos por las ecuaciones (46), (47), (48) y (49) [Collet, 1992];

$$S_0 = Ax^2 + Ay^2 \quad (46)$$

$$S_1 = Ax^2 - Ay^2 \quad (47)$$

$$S_2 = 2Ax Ay \cdot \cos(\Delta) \quad (48)$$

$$S_3 = 2Ax Ay \cdot \sin(\Delta) \quad (49)$$

donde  $A_n$  es la magnitud del vector de campo eléctrico en la dirección  $n$  y  $\Delta = \phi_y - \phi_x$  (ver Apéndice A).

Por lo tanto,

$$Ax^2 = \frac{S_0 + S_1}{2} \quad (50)$$

$$Ay^2 = \frac{S_0 - S_1}{2} \quad (51)$$

y

$$\cos(\Delta) = \frac{S_2}{2AxAy} \quad (52)$$

$$\sin(\Delta) = \frac{S_3}{2AxAy} \quad (53)$$

Entonces los coeficientes de conversión  $C_{TE/TM}$  y  $C_{TM/TE}$ , así como el desfaseamiento entre componentes ortogonales, son calculados a través de las ecuaciones (54), (55) y (56), respectivamente.

$$C_{TE/TM} = \frac{Ay^2}{Ax^2} = \frac{S_0 - S_1}{S_0 + S_1} \quad (54)$$

$$C_{TM/TE} = \frac{Ax^2}{Ay^2} = \frac{S_0 + S_1}{S_0 - S_1} \quad (55)$$

$$\Delta = \cos^{-1} \left( \frac{S_2}{2AxAy} \right) = \cos^{-1} \left( \frac{S_2}{\sqrt{(S_0 + S_1)(S_0 - S_1)}} \right) \quad (56)$$

Finalmente, para determinar el signo del ángulo  $\Delta$  que cumpla con las ecuaciones (52) y (53), si en la ecuación (53) el  $\sin(\Delta) < 0$ , entonces, el ángulo  $\Delta = \Delta \times (-1)$  en la ecuación (56).

A continuación se presentarán algunos gráficos con los que se pretende mostrar la evolución de los fenómenos físicos involucrados en la rotación no lineal de la polarización

de la señal prueba, esto, con la finalidad de contar con una referencia clara de la contribución de cada uno de ellos en el efecto total.

### V.2.5 Desfasamiento entre Componentes Ortogonales

Como ya se ha mencionado, las birrefringencias estructural e inducida producen un desfasamiento entre las componentes ortogonales de polarización de la señal entrante, generando como resultado un cambio en el estado de polarización de la señal a la salida del AOS. Estos fenómenos contribuyen fuertemente en la rotación total de la polarización de la señal.

El desfasamiento entre componentes ortogonales de polarización de la señal de prueba, fue calculado para distintas polarizaciones lineales de entrada usando las matrices de Jones y los parámetros de Stokes normalizados medidos, a través de los procedimientos matemáticos explicados anteriormente. El propósito de calcular dos veces el valor del desfasamiento relativo (usando los parámetros de Stokes y las matrices de Jones), se realizó con la finalidad de asegurar que ambos métodos nos proporcionan resultados similares, y además de comprobar que no existieron variaciones abruptas en las condiciones experimentales entre una y otra medición.

La figura 47 muestra los resultados del desfasamiento relativo entre las componentes ortogonales de polarización de la señal de prueba a la salida del amplificador, cuando su potencia óptica de entrada es fluctuada. Para el cálculo de los valores mostrados en la figura 47, se eliminó el efecto de la birrefringencia estructural para cada caso en particular, de esta manera, es posible observar una evolución clara del comportamiento del valor de desfasamiento conforme la potencia de la señal de entrada se incrementa. Es importante mencionar que la birrefringencia estructural se determinó midiendo el desfasamiento entre las componentes ortogonales de polarización a la salida del AOS, cuando a la entrada de éste, la señal de prueba para cada una de las polarizaciones lineales de entrada experimentadas, fue introducida con una potencia lo suficientemente baja ( $-9.5 \text{ dBm}$ ) para no producir una birrefringencia inducida significativa. Esto se

realizó para cada polarización lineal de entrada en particular, debido a que a pesar de introducir una señal de prueba con baja potencia, un valor de birrefringencia inducida diferente, está presente en cada caso.

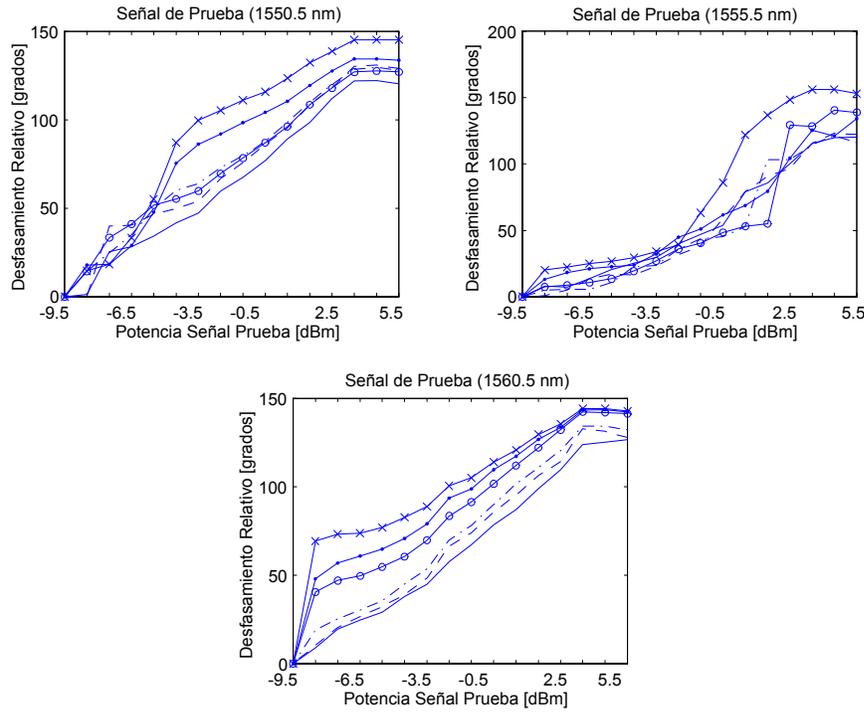


Figura 47: Desfasamientos relativos entre componentes ortogonales de polarización en función de la potencia óptica de entrada de la señal de prueba para las polarizaciones lineales de entrada de  $135^\circ$  (—),  $45^\circ$  (---),  $70^\circ$  (-·-),  $80^\circ$  (●),  $100^\circ$  (×) y  $110^\circ$  (○). SNPR.

La figura 47 nos muestra valores de desfasamiento relativos de aproximadamente  $150^\circ$ , cuando la potencia de la señal de prueba varía de  $-9.5$  a  $5.5$  dBm. De acuerdo a la figura 47, los estados de polarización lineales de entrada de la señal de prueba que experimentan mayor desfasamiento entre sus componentes ortogonales son los de  $80^\circ$  y  $100^\circ$ . Sin embargo, estas polarizaciones no son las que presentan la mayor rotación en su estado de polarización cuando su potencia se incrementa, esto es debido a que el valor de desfasamiento no es el único efecto que importa en la rotación total de la polarización de la señal de prueba. En efecto, la relación de amplitud entre las

componentes ortogonales de polarización ( $A_x/A_y$ ) iniciales y finales, es otro parámetro importante que determina la magnitud de la rotación total. Esta relación es afectada por la diferencia de ganancias presente o inducida en los ejes propios de propagación TE y TM del amplificador, así como por la evolución de los coeficientes de conversión TE/TM y TM/TE.

### V.2.6 Evolución de la Amplitud de las Componentes Ortogonales de la Polarización

Con la finalidad de observar la evolución de la amplitud de las componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba de entrada ( $A_x$  y  $A_y$ ), hicimos uso de las ecuaciones (50) y (51) para calcular su amplitud a partir de los parámetros de Stokes normalizados medidos<sup>72</sup>. La figura 48 muestra los resultados de graficar la relación  $A_x/A_y$  contra la potencia de la señal de prueba entrante. Es notoria una evolución dependiente de la potencia óptica incidente para las polarizaciones lineales de entrada en las tres longitudes de onda analizadas. Para el caso de una señal de prueba entrante a  $45^\circ$  ó  $135^\circ$  (donde sus componentes ortogonales de polarización de entrada tienen la misma amplitud) podemos observar una clara diferencia de amplitudes entre sus componentes ortogonales a la salida, la cual disminuye conforme la potencia incidente de entrada se incrementa. Este efecto se atribuye a que la saturación sobre la ganancia del AOS, se alcanza con menor potencia, dada la mayor ganancia, para el modo TE que para el modo TM (ver figura 40). Lo anterior puede verse en la figura 48, en donde la componente ortogonal de polarización coincidente con el eje de propagación TE experimenta una mayor amplificación al atravesar el AOS resultando en relaciones  $A_x/A_y$  mayores a 1 para polarizaciones de entrada de  $45^\circ$  y  $135^\circ$ , lo cual es un resultado esperado en base a las características del amplificador usado.

Es importante mencionar que las evoluciones de las amplitudes de las componentes ortogonales graficadas en la figura 48 no solo incluyen el efecto de la diferencia de

---

<sup>72</sup>Los valores de  $A_x$  y  $A_y$  son valores normalizados de amplitud del campo eléctrico en  $x$  y  $y$ , respectivamente.

ganancia entre las componentes TE y TM, sino que también incluyen los efectos de conversión de energía TE/TM y TM/TE debidas a la modificación de los ejes propios de la guía. Para observar de una manera más pura el efecto de este acoplamiento, es necesario enfocarnos en la evolución del estado de polarización de una señal con una polarización lineal de entrada coincidiendo con el eje de propagación TE o TM.

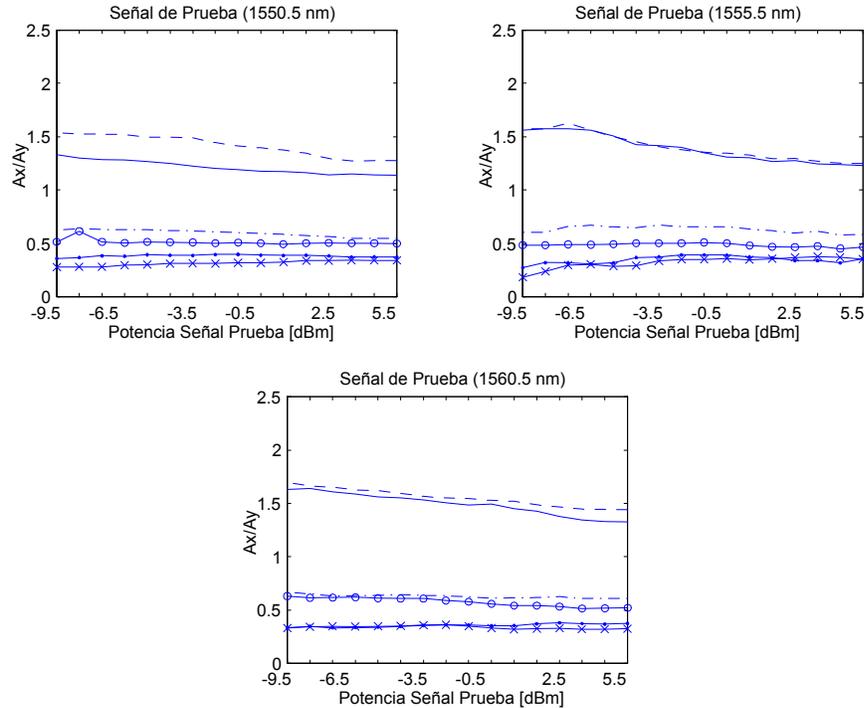


Figura 48: Evolución de la amplitud de las componentes ortogonales de polarización de la señal prueba ( $A_x/A_y$ ) en función de la potencia óptica de entrada de la señal de prueba para las polarizaciones lineales de entrada de  $135^\circ$  (—),  $45^\circ$  (---),  $70^\circ$  (-·-),  $80^\circ$  (●),  $100^\circ$  (×) y  $110^\circ$  (○). SNPR.

### V.2.7 Coeficientes de Conversión TE/TM y TM/TE

La transferencia de energía de un eje propio de propagación de la guía de onda del AOS hacia el otro eje ortogonal, es otro fenómeno que contribuye en la rotación no lineal de la polarización de la señal de prueba. El cálculo exacto de los coeficientes de conversión en el AOS es algo aún muy complicado, debido a que no se cuenta con

modelos exactos que describan su evolución. La dificultad en el cálculo exacto de estos coeficientes estriba en el hecho de separar los efectos de la ganancia del AOS sobre la energía transferida al modo ortogonal cuando ésta se propaga a través del amplificador, esto, con la finalidad de obtener únicamente el valor absoluto de la energía transferida.

La necesidad de estos coeficientes de conversión fue planteada por [Soto *et al.*, 1999] para explicar la rotación de la polarización que sufría una señal de prueba a la salida de un AOS, cuando ésta era introducida con una polarización lineal coincidente con un eje propio de la guía de onda del amplificador y se hacía variar la potencia de una segunda señal de control introducida simultáneamente dentro del AOS. Se predijo entonces, la existencia de una transferencia de energía entre los modos TE y TM debido al efecto de la potencia óptica entrante sobre la geometría de la guía de onda del amplificador (ver sección III.5.4).

En nuestro caso, los coeficientes de conversión fueron calculados cuando la señal fue introducida con polarizaciones lineales coincidiendo con los modos TE ( $0^\circ$ ) y TM ( $90^\circ$ ). Para tener datos más confiables, estos coeficientes de conversión se calcularon a través de la matriz de Jones medida tal como se hace en [Soto *et al.*, 2001 b], y también a través de los parámetros de Stokes como se especifica en [Manual HP, 1993] (ver secciones V.2.3 y V.2.4). Los resultados fueron muy similares en ambos procedimientos.

En la figura 49 se muestran los valores de los coeficientes de conversión calculados en términos de intensidad. Es importante remarcar que el valor calculado y mostrado en la figura, incluye el efecto producido por la diferencia de ganancias TE y TM sobre las componentes del campo eléctrico introducida y generada por el acoplamiento.

La figura 49 muestra que para todos los casos, el acoplamiento de energía del modo TM al TE es mayor, es decir, ( $C_{TM/TE} > C_{TE/TM}$ ). Esto puede ser adjudicado a la mayor ganancia que experimenta la componente creada sobre el eje de propagación TE, debido a las características del amplificador usado.

Un valor máximo de 0.0125 fue encontrado para el coeficiente de conversión  $C_{TM/TE}$  para la longitud de onda de  $1555.5 \text{ nm}$ , debido a que estos coeficientes están determinados en función de la intensidad, este valor máximo predice que la intensidad del

campo eléctrico transferido sobre el eje de propagación TE, representa más del 1% de la intensidad total presente en TM.

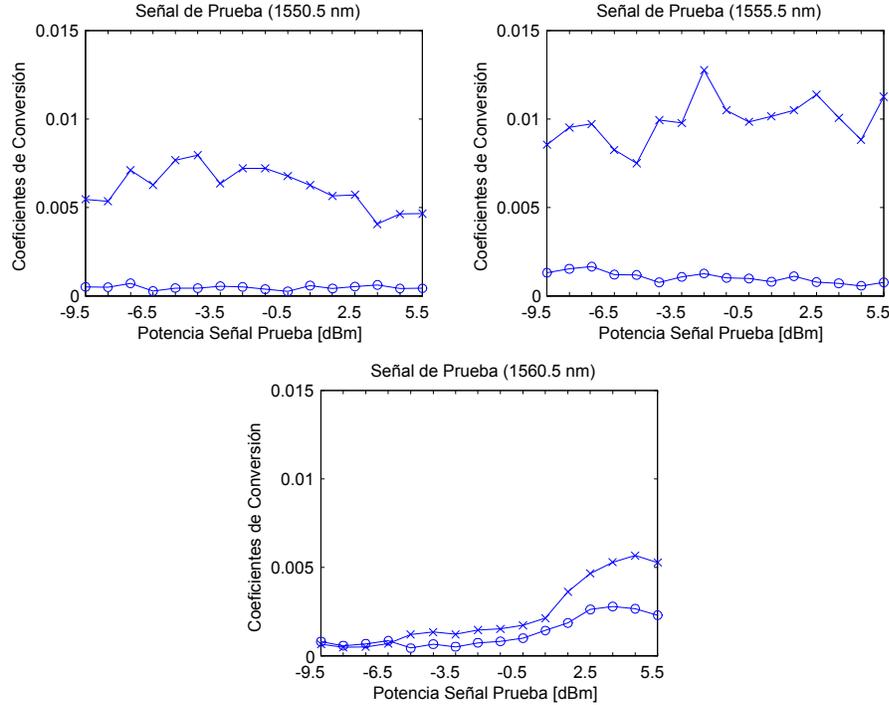


Figura 49: Coeficientes de conversión:  $C_{TE/TM}$  (o) y  $C_{TM/TE}$  (x) en función de la potencia óptica de entrada de la señal de prueba para las polarizaciones lineales de entrada de  $0^\circ$  y  $90^\circ$ , respectivamente. SNPR.

Los valores de los coeficientes de conversión resultaron ser menores comparados con los que aparecen en [Domínguez, 2000], [Soto et al., 2001 b] y [Soto et al., 2002]. Esto se atribuye principalmente, a que en este caso, solo una señal de prueba es introducida dentro del AOS; además, el AOS usado en nuestros experimentos cuenta con un afilamiento a la entrada y salida de la guía (“tapers”), el cual es útil para acoplar óptimamente los modos de propagación a la entrada y salida del AOS con los modos de una fibra óptica, lo que por otra parte quizá minimize la modificación de los ejes propios del amplificador producida por un aumento en la densidad de fotones<sup>73</sup>.

<sup>73</sup>Los coeficientes de conversión nunca habían sido reportados en AOS’s con “tapers”, nuestra suposición requiere de mayor investigación.

*NOTA:* A pesar de que los coeficientes de conversión y los valores de desfase de las componentes ortogonales de la señal de prueba a la salida del amplificador fueron calculados a través de las matrices de Jones y los parámetros de Stokes medidos, obteniendo resultados muy similares. Las figuras 47 y 49 muestran los resultados de los cálculos hechos a través de los parámetros de Stokes normalizados. Esto es debido, a que las subsecuentes mediciones de polarización de la señal de prueba se realizaron a través de los parámetros de Stokes normalizados, ya que la medición de los parámetros de Stokes requiere de menos maniobras sobre el esquema experimental.

### **V.3 Manifestación de la XPolM para una Señal de Prueba con una Señal de Control**

Este experimento se planteó con la finalidad de elucidar cual es el ángulo óptimo que debe tener la polarización de un haz continuo a la entrada del AOS (señal de prueba) para que su polarización rote el mayor ángulo posible cuando otro haz de polarización arbitraria (señal de control) es introducido dentro del amplificador. Por otra parte, se pretende determinar los valores óptimos de longitud de onda y de potencia a los que los haces de prueba y de control deben ser ajustados para que el haz de prueba sufra la mayor rotación a la salida del AOS.

Para la realización de este experimento fue necesario utilizar un divisor de haz en espacio libre, el cual es usado para hacer incidir sobre la faceta de entrada del amplificador (faceta izquierda) los haces de prueba y de control (esquema en copropagación).

En base a los resultados obtenidos en la caracterización del divisor de haz (ver sección IV.9), se montó el esquema experimental mostrado en la figura 50. De acuerdo a este esquema, la señal de control es amplificada a través del EDFA, su potencia y polarización son controladas a través del atenuador variable en espacio libre y del controlador de polarización y polarizador 1, respectivamente. La señal de control es insertada dentro del AOS pasando en transmisión directa dentro del divisor de haz mientras que la señal de prueba es insertada en transmisión por reflexión dentro del

divisor de haz. La señal de prueba es controlada en potencia por un atenuador variable *HP8156A*, mientras que su polarización a la entrada del AOS es ajustada a través de dos placas retardadoras  $\lambda/2$  y  $\lambda/4$ , respectivamente. El polarizador 2 fue agregado al esquema para mejorar la estabilidad de la polarización lineal de la señal de prueba a la salida del divisor de haz <sup>74</sup>.

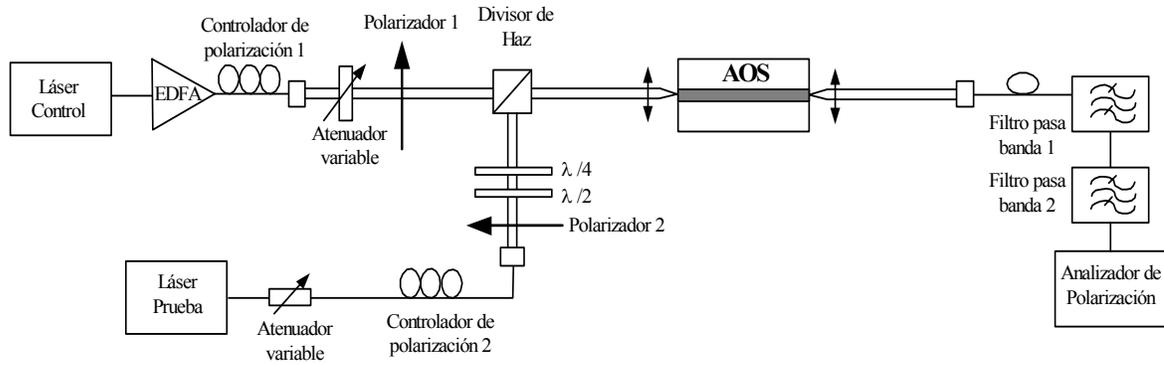


Figura 50: Esquema experimental para la medición de la XPolM que produce una señal de control sobre una señal de prueba.

A la salida del AOS se requirieron de dos filtros pasabanda que fueron utilizados para eliminar una gran parte de la EEA así como la señal de control que también está presente a la salida del amplificador. De esta manera, se logra mejorar las condiciones de medición de polarización de la señal de prueba en el analizador de polarización. El uso de dos filtros fue debido a que uno solo, no era suficiente para eliminar en su totalidad la señal de control, y en este experimento, se deseaba medir con la mayor exactitud posible la polarización de la señal de prueba.

El amplificador fue polarizado con 500 mA y su temperatura controlada a 22°C. Los láseres prueba y control fueron polarizados con 80 mA.

<sup>74</sup> Antes de colocar el polarizador 2, existían muchas variaciones en el estado de polarización de la prueba debido a los cambios de temperatura que afectaban el controlador de polarización 2.

### V.3.1 Procedimiento del Experimento

Con el esquema experimental anterior, se plantearon 6 combinaciones de longitudes de onda para las señales de prueba ( $\lambda_P$ ) y de control ( $\lambda_C$ ), las cuales se muestran en la tabla V.

Tabla V: Combinaciones de longitudes de onda para la experimentación de la XPolM con señales de prueba y de control.

Combinaciones	Longitud de onda Señal de Control ( $C$ ) [nm]	Longitud de onda Señal de Prueba ( $P$ ) [nm]
$\lambda_{C1} - \lambda_{P1}$ y $\lambda_{P2}$	1550.5	1545.5 y 1555.5
$\lambda_{C2} - \lambda_{P3}$ y $\lambda_{P4}$	1555.5	1550.5 y 1560.5
$\lambda_{C3} - \lambda_{P2}$ y $\lambda_{P5}$	1560.5	1555.5 y 1564

Para cada una de las combinaciones de longitudes de onda de las señales de prueba y de control, se realizaron mediciones de los parámetros de Stokes normalizados que describen la polarización de la señal de prueba a la salida del amplificador. Esto fue hecho para distintos estados de polarización de la señal de prueba, así como para diversas potencias y estados de polarización de la señal de control.

La potencia de la señal de prueba se mantuvo constante en un valor de  $-9$  dBm en la entrada del amplificador, mientras que su polarización varió desde  $0^\circ$  a  $180^\circ$  en pasos de  $10^\circ$  incluyendo además las polarizaciones lineales a  $45^\circ$  y  $135^\circ$ . Para cada estado de polarización de la señal de prueba, la señal de control fue insertada en polarizaciones lineales que variaron desde los  $0^\circ$  a  $180^\circ$  en pasos de  $10^\circ$ , y en cada uno de los estados de polarización de la señal de control su potencia se modificó desde  $1.488$  dBm hasta  $-14.512$  dBm en pasos de  $2$  dBm. Este procedimiento de medición produjo 3591 parámetros de Stokes normalizados que determinan la polarización de la señal de prueba a la salida del amplificador, para 21 valores distintos de polarizaciones lineales de entrada de esta señal, bajo la influencia de 19 valores distintos de polarizaciones lineales de la señal de control a 9 potencias diferentes cada una.

Estas mediciones se realizaron para cada una de las 6 combinaciones de longitudes de onda de las señales de prueba y de control (ver tabla V), lo que da como resultado un total de 21546 parámetros de Stokes normalizados que determinan la polarización de la señal de prueba para diferentes condiciones experimentales de potencia, polarización y longitud de onda de las señales de control y de prueba.

De todas las mediciones realizadas para cada combinación de señales de prueba y de control, fue posible determinar en primera instancia, el ángulo de la señal de prueba con el cual ésta sufre una mayor rotación en su estado de polarización cuando una haz de control es introducido simultáneamente dentro del AOS. Además, se encontraron los valores de potencia y de polarización de la señal de control que maximizan el ángulo de rotación de la señal de prueba. Finalmente, se pudo cuantificar la dependencia a la polarización de la señal de control que tienen el efecto de rotación de la polarización y la ganancia de la señal de prueba al atravesar el AOS.

Esta exhaustiva caracterización es la base para el diseño del convertidor de longitud de onda totalmente óptico usando la XPolM dentro del AOS utilizado. Basados en los resultados obtenidos, fue posible determinar las condiciones óptimas para alcanzar los objetivos de este trabajo.

### **V.3.2 Rotación No Lineal de la Polarización de la Señal de Prueba Incitada por la Señal de Control**

Las figuras 51 a la 53 muestran los resultados más importantes para nuestro propósito. En estas figuras, se encuentran los valores máximos de rotación de la señal de prueba para cada una de sus polarizaciones lineales de entrada. Los ángulos de rotación fueron calculados como se hizo en la sección V.2.2, pero ahora, tomando como referencia el estado de polarización de la señal de prueba cuando es introducida sola dentro del AOS. Estos valores máximos se dieron en todos los casos cuando la señal de control estaba presente con su máximo valor de potencia dentro del AOS (1.488 *dBm*) y con una polarización lineal de entrada, en la mayoría de los casos, coincidente con el eje TE

del AOS ( $0^\circ$  ó  $180^\circ$ ). Al mismo tiempo, para las mismas condiciones de potencia de la señal de control, se presentan los valores mínimos de rotación de la señal de prueba en cada una de sus polarizaciones lineales, cuando la polarización de la señal de control fue modificada a polarizaciones lineales casi coincidentes con el eje TM del amplificador ( $90^\circ$ ).

La diferencia entre el valor máximo y mínimo del ángulo de rotación de la señal de prueba, representa la magnitud de la dependencia a la polarización del efecto de rotación de la polarización.

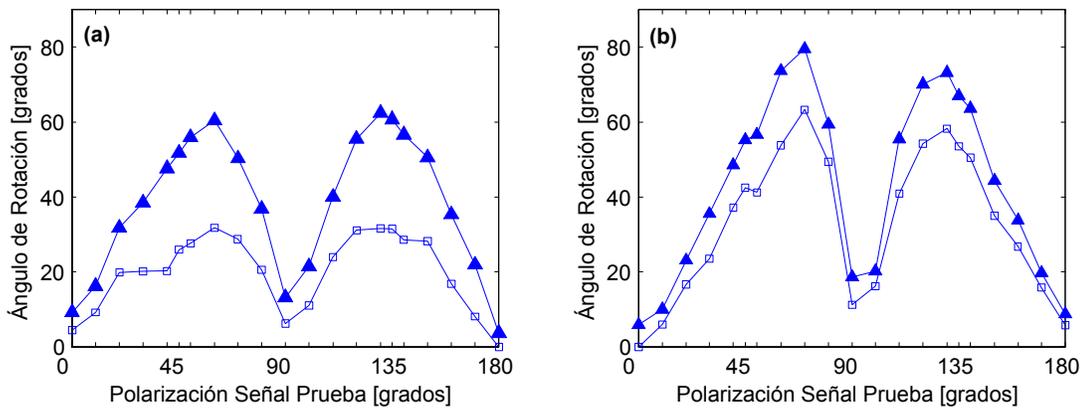


Figura 51: Ángulos de rotación máximos ( $\blacktriangle$ ) y mínimos ( $\square$ ) de la señal de prueba, cuando la señal de control con una potencia de  $1.488 \text{ dBm}$  es rotada en polarización ( $0^\circ$  a  $180^\circ$ ) a la entrada del AOS. Longitud de onda de la señal de control  $\lambda_{C1} = 1550.5 \text{ nm}$  y (a) prueba a  $\lambda_{P1} = 1545.5 \text{ nm}$ , (b) prueba a  $\lambda_{P2} = 1555.5 \text{ nm}$ .

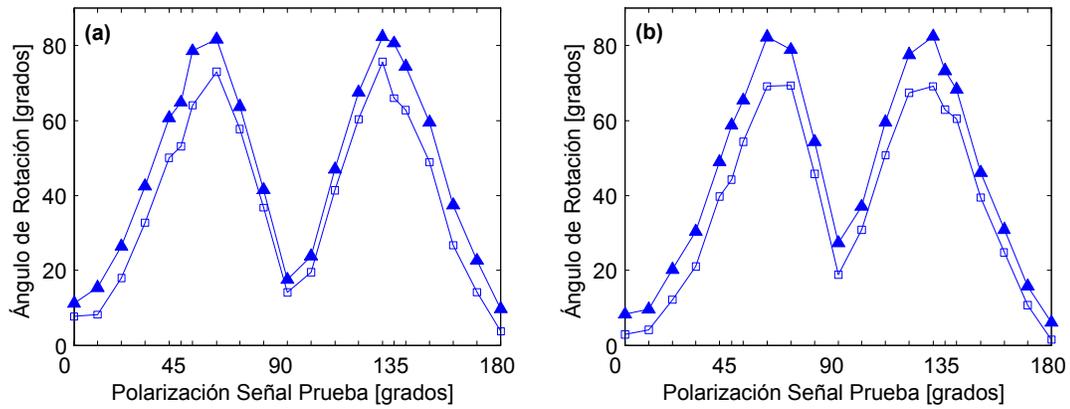


Figura 52: Ángulos de rotación máximos ( $\blacktriangle$ ) y mínimos ( $\square$ ) de la señal de prueba, cuando la señal de control con una potencia de  $1.488 \text{ dBm}$  es rotada en polarización ( $0^\circ$  a  $180^\circ$ ) a la entrada del AOS. Longitud de onda de la señal de control  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$  y (a) prueba a  $\lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , (b) prueba a  $\lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ .

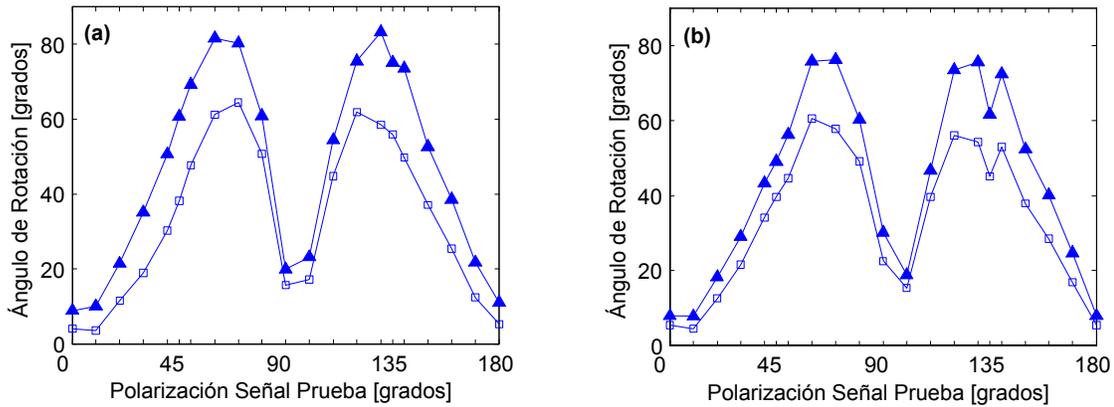


Figura 53: Ángulos de rotación máximos ( $\blacktriangle$ ) y mínimos ( $\square$ ) de la señal de prueba, cuando la señal de control con una potencia de  $1.488 \text{ dBm}$  es rotada en polarización ( $0^\circ$  a  $180^\circ$ ) a la entrada del AOS. Longitud de onda de la señal de control  $\lambda_{C3} = 1560.5 \text{ nm}$  y (a) prueba a  $\lambda_{P2} = 1555.5 \text{ nm}$ , (b) prueba a  $\lambda_{P5} = 1564 \text{ nm}$ .

La tabla VI presenta los resultados más importantes de estos experimentos, es decir se muestra: las polarizaciones lineales de la señal de prueba que presentan las máximas rotaciones a la salida del AOS por la presencia de una señal de control, los ángulos máximos de rotación de la polarización de la señal de prueba, las polarizaciones de la señal de control que produjeron las máximas rotaciones de la señal de prueba, así como la dependencia (en grados) a la polarización de la señal de control sobre el efecto de la rotación de la polarización.

Tabla VI: Máximos valores de rotación de la polarización de la señal de prueba. XPolM con señal de prueba y de control.

$\lambda_C - \lambda_P$	Polarización prueba [grados]	Polarización control [grados]	Máxima rotación prueba [grados]	Dependencia a la polarización de la señal de control [grados]
1550.5nm-1545.5nm	130	0	62.3	30.7
1550.5nm-1545.5nm	60	20	60.5	28.7
1550.5 nm-1555.5 nm	70	180	79.5	16.3
1550.5 nm-1555.5 nm	130	0	73.2	15
1555.5nm-1550.5nm	130	180	83.5	6.8
1555.5nm-1550.5nm	60	0	81.7	8.7
1555.5nm-1560.5nm	130	0	83.2	13.3
1555.5nm-1560.5nm	60	0	82.3	13.1
1560.5nm-1555.5nm	130	30	83.3	24.8
1560.5nm-1555.5nm	60	0	81.7	20.5
1560.5nm-1564nm	70	160	76.3	15.7
1560.5nm-1564nm	130	160	75.1	21.2

De los resultados anteriores podemos concluir que:

- Los valores máximos de rotación de la polarización de la señal de prueba, para cualquiera de sus polarizaciones lineales de entrada, en todas las combinaciones de longitudes de onda utilizadas, se dieron cuando la señal de control era insertada dentro del AOS con su valor de potencia máximo (1.488 dBm).
- Las máximas rotaciones de la señal de prueba debidas a la presencia de la señal de control, ocurrieron cuando la señal de prueba era ajustada con una polarización

lineal de entrada en el intervalo de  $60^\circ$  a  $70^\circ$  y de  $120^\circ$  a  $135^\circ$ . En efecto, para la combinación de longitudes de onda de la señal de control y de prueba de  $1550.5 \text{ nm}$  y  $1545.5 \text{ nm}$ , respectivamente, se presentó una rotación máxima de  $62.3^\circ$  cuando la señal de prueba era introducida con una polarización lineal de entrada a  $130^\circ$ ; para la combinación de control y de prueba de  $1550.5 \text{ nm}$  y  $1555.5 \text{ nm}$  la máxima rotación fue de  $79.5^\circ$  cuando la señal de prueba entró con una polarización lineal a  $70^\circ$ ; para la combinación de control y de prueba de  $1555.5 \text{ nm}$  y  $1550.5 \text{ nm}$  la máxima rotación fue de  $83.5^\circ$  cuando la señal de prueba entró con una polarización lineal a  $130^\circ$ ; para la combinación de control y de prueba de  $1555.5 \text{ nm}$  y  $1560.5 \text{ nm}$  la máxima rotación fue de  $83.2^\circ$  cuando la señal de prueba entró con una polarización lineal a  $130^\circ$ ; para la combinación de control y de prueba a  $1560.5 \text{ nm}$  y  $1555.5 \text{ nm}$  la máxima rotación fue de  $83.3^\circ$  cuando la señal de prueba entró con una polarización lineal a  $130^\circ$ ; y finalmente, para la combinación de control y de prueba a  $1560.5 \text{ nm}$  y  $1564 \text{ nm}$  la máxima rotación fue de  $76.3^\circ$  cuando la señal de prueba entró con una polarización lineal a  $70^\circ$

- Los valores de las polarizaciones lineales de entrada de la señal de control que produjeron las máximas rotaciones de la polarización de la señal de prueba, se encontraron estar muy cercanas al eje de propagación TE ( $0^\circ$  ó  $180^\circ$ ) del amplificador. En efecto, para la combinación de longitudes de onda de la señal de control y de prueba de  $1550.5 \text{ nm}$  y  $1545.5 \text{ nm}$ , respectivamente, la polarización lineal de entrada de la señal de control que produjo la máxima rotación de la polarización de la señal de prueba fue la de  $0^\circ$ ; para la combinación de control y de prueba de  $1550.5 \text{ nm}$  y  $1555.5 \text{ nm}$  fue la de  $180^\circ$ ; para la combinación de control y de prueba de  $1555.5 \text{ nm}$  y  $1550.5 \text{ nm}$  fue la de  $180^\circ$ ; para la combinación de control y de prueba de  $1555.5 \text{ nm}$  y  $1560.5 \text{ nm}$  fue la de  $0^\circ$ ; para la combinación de control y de prueba de  $1560.5 \text{ nm}$  y  $1555.5 \text{ nm}$  fue la de  $30^\circ$ ; y finalmente, para la combinación de control y de prueba de  $1560.5 \text{ nm}$  y  $1564 \text{ nm}$  fue la de  $160^\circ$ .
- Los valores de las polarizaciones lineales de entrada de la señal de control que

produjeron las mínimas de rotaciones de la polarización de la señal de prueba, se encontraron estar muy cercanas al eje de propagación TM ( $90^\circ$ ) del amplificador. En efecto, para todas las combinaciones de longitudes de onda de la señal de control y de prueba, la polarización lineal de entrada de la señal de control que produjo la mínima rotación de la polarización de la señal de prueba fue la de  $90^\circ$ ; excepto para la combinación de control y de prueba de  $1555.5 \text{ nm}$  y  $1550.5 \text{ nm}$ , para la cual, la polarización lineal de entrada de la señal de control que produjo la mínima rotación de la polarización de la señal de prueba fue la de  $100^\circ$ .

- En base a los altos valores obtenidos de los ángulos de rotación de la polarización de la señal de prueba en presencia de la señal de control (de  $60^\circ$  a  $80^\circ$ ), para las combinaciones de longitudes de onda experimentadas, se puede predecir una excelente operación del AOS para realizar funciones que explotan el fenómeno de la XPolM en un intervalo de longitudes de onda de  $20 \text{ nm}$  centrados en  $1555.5 \text{ nm}$ .

*NOTA:* Por cuestiones prácticas, es necesario reducir el número de combinaciones de longitudes de onda para la señal de prueba y la señal de control, esto, con la finalidad de presentar resultados resumidos. De acuerdo a los resultados anteriores, decidimos seleccionar las combinaciones de longitudes de onda para la señal de prueba y de control  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$  con  $\lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , y  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$  con  $\lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$  (de acuerdo a la tabla V), para las cuales se presentan los mayores ángulos de rotación de la polarización de la señal de prueba, así como la mínima dependencia a la polarización de la señal de control del efecto de la XPolM. Es importante mencionar que las combinaciones seleccionadas nos dan la posibilidad de experimentar con conversión ascendente y descendente de longitud de onda.

El trabajo de experimentación realizado arrojó una gran cantidad de datos del efecto de la XPolM sobre un amplio intervalo de longitudes de onda para diversas condiciones experimentales para el AOS utilizado. Se prevee, que estos datos puedan ser usados en experimentos futuros.

### V.3.3 Efectos Sobre las Componentes Ortogonales de la Polarización

Como ya se mencionó, los fenómenos físicos que producen la rotación de la polarización de la señal de prueba, inducen un desfaseamiento entre las componentes ortogonales de polarización, modifican la diferencia de ganancias que existe entre los modos TE y TM del AOS, y producen un acoplamiento de energía entre los modos ortogonales TE a TM y viceversa (ver sección III.5). Estos tres efectos pueden ser calculados y graficados tal como se hizo en la sección V.2. A continuación se presentan gráficos representativos, con los cuales se pretende mostrar la evolución de estos tres efectos para condiciones experimentales específicas.

**Desfasamiento entre Componentes Ortogonales** Las figuras 54 y 55, muestran el valor del desfaseamiento relativo entre las componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba cuando ésta es introducida dentro del amplificador con una polarización lineal a  $60^\circ$  y  $130^\circ$ <sup>75</sup>, para los diversos valores de potencia y polarización de la señal de control. En este caso, el desfaseamiento relativo se calcula comparando el desfaseamiento de las componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba cuando ésta atraviesa sola el amplificador, con los desfaseamientos ocurridos cuando la señal de control es encendida y modificada en potencia y polarización. Es claro observar que existe un desfaseamiento aproximado a  $180^\circ$  para una potencia de la señal de control de  $1.488 \text{ dBm}$  en los casos presentados, esto significa que polarizaciones casi ortogonales de la señal de prueba son producidas cuando la potencia de la señal de control cambia del estado apagado a encendido con un valor de potencia de  $1.488 \text{ dBm}$ . En las figuras 54 y 55 también podemos observar que existe una reducción en el valor de desfaseamiento cuando la señal de control es introducida cerca de los  $90^\circ$  lineales, coincidiendo con el eje TM del amplificador, esto se ajusta a los resultados encontrados anteriormente, donde una señal de control coincidente con el eje TM del amplificador reduce el ángulo de rotación de la polarización de la señal de prueba.

---

<sup>75</sup>Polarizaciones lineales de entrada de la señal de prueba para los cuales la señal de control induce una mayor rotación de su polarización.

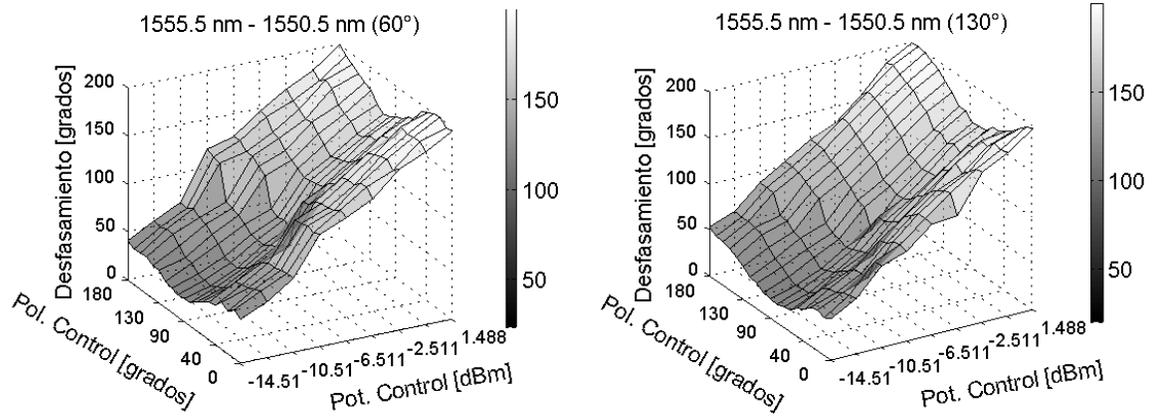


Figura 54: Desfasamiento relativo entre componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba, para polarizaciones lineales de entrada de esta señal a 60° y 130°. Para la combinación de longitudes de onda de la señal de control y de prueba de  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$  y  $\lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , respectivamente.

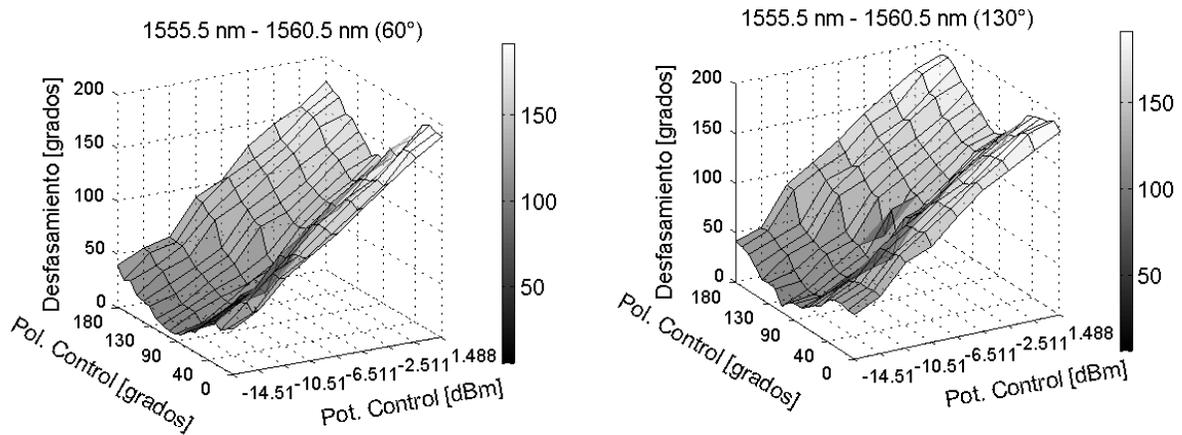


Figura 55: Desfasamiento relativo entre componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba, para polarizaciones lineales de entrada de esta señal a 60° y 130°. Para la combinación de longitudes de onda de la señal de control y de prueba de  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$  y  $\lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , respectivamente.

### **Evolución de la Amplitud de las Componentes Ortogonales de la Polarización**

En las figuras 56 y 57 se presenta la evolución de las amplitudes de las componentes ortogonales de la polarización ( $A_x$  y  $A_y$ ) de la señal de prueba, cuando ésta es introducida al amplificador con polarizaciones lineales de  $60^\circ$  y  $130^\circ$ , para las diferentes condiciones de polarización y potencia de entrada de la señal de control. La línea recta que aparece sobre el eje  $A_x/A_y$  (perpendicular a él) en cada una de las gráficas, representa la relación  $A_x/A_y$  de la señal de prueba cuando la señal de control se encuentra apagada. Es clara la evolución de las amplitudes de las componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba conforme la potencia de la señal de control se incrementa, además, es importante observar que la mínimas perturbaciones sobre la relación  $A_x/A_y$  para los casos de la figura 56, se presentan cuando la señal de control está muy próxima a una polarización coincidente con el eje de propagación TM del amplificador. Por otro lado, para los casos de la figura 57, las mínimas perturbaciones sobre la relación  $A_x/A_y$  ocurren para las polarizaciones lineales de entrada de la señal de control en el intervalo de  $130^\circ$  y  $180^\circ$  cuando la señal de prueba tiene una polarización lineal de entrada de  $60^\circ$ , y entre  $0^\circ$  y  $60^\circ$  cuando la señal de prueba tiene una polarización lineal de entrada de  $130^\circ$ .

Finalmente, debemos agregar que los valores  $A_x/A_y$  mostrados en la figuras 56 y 57 incluyen los efectos de los coeficientes de conversión  $C_{TE/TM}$  y  $C_{TM/TE}$  los cuales son inducidos por la propia potencia de la señal de prueba, así como por la potencia y polarización de la señal de control.

**Coefficientes de Conversión TE/TM y TM/TE** La figura 58 muestra la evolución de los coeficientes de conversión TE/TM y TM/TE<sup>76</sup>, conforme la potencia de la señal de control se incrementa. Es fácil observar que el coeficiente  $C_{TM/TE}$  es mayor que el  $C_{TE/TM}$  para ambas combinaciones de longitud de onda. Esto es debido a que la porción del campo eléctrico de la señal de prueba transferida al modo TE experimenta

---

<sup>76</sup>Los coeficientes de conversión calculados, incluyen los efectos de la ganancia en los respectivos ejes de propagación a donde fue distribuido el campo eléctrico de la señal de prueba.

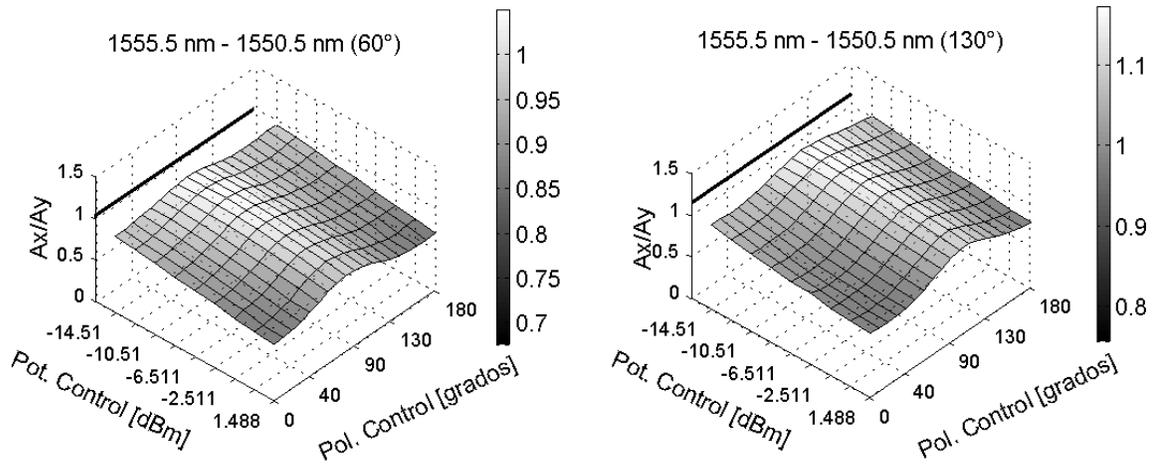


Figura 56: Evolución de las amplitudes de las componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba, para polarizaciones lineales de entrada de esta señal a 60° y 130°. Para la combinación de longitudes de onda de la señal de control y de prueba de  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$  y  $\lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , respectivamente.

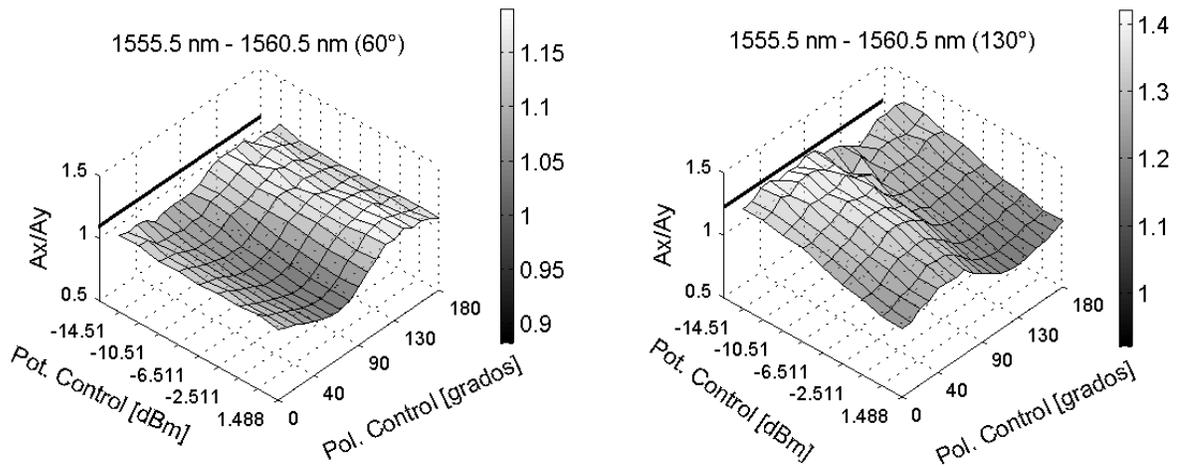


Figura 57: Evolución de las amplitudes de las componentes ortogonales de la polarización de la señal de prueba, para polarizaciones lineales de entrada de esta señal a 60° y 130°. Para la combinación de longitudes de onda de la señal de control y de prueba de  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$  y  $\lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , respectivamente.

una mayor ganancia debido a las características del amplificador. Para el cálculo del coeficiente  $C_{TE/TM}$  la señal de prueba es introducida al AOS con una polarización lineal coincidente con el eje TE del amplificador, mientras que para el cálculo del coeficiente  $C_{TM/TE}$  la señal de prueba es introducida con una polarización lineal coincidente con el eje TM del amplificador.

A partir de los resultados obtenidos para los coeficientes de conversión, podemos argumentar que en este caso (con señal de prueba y señal de control), éstos influyen en gran medida en la rotación total de la polarización de la señal de prueba cuando la señal de control es introducida simultáneamente en el amplificador.

Los resultados que se presentan en la figura 58 concuerdan con los que aparecen en el reporte de [Topomondzo y Erasme, 2002].

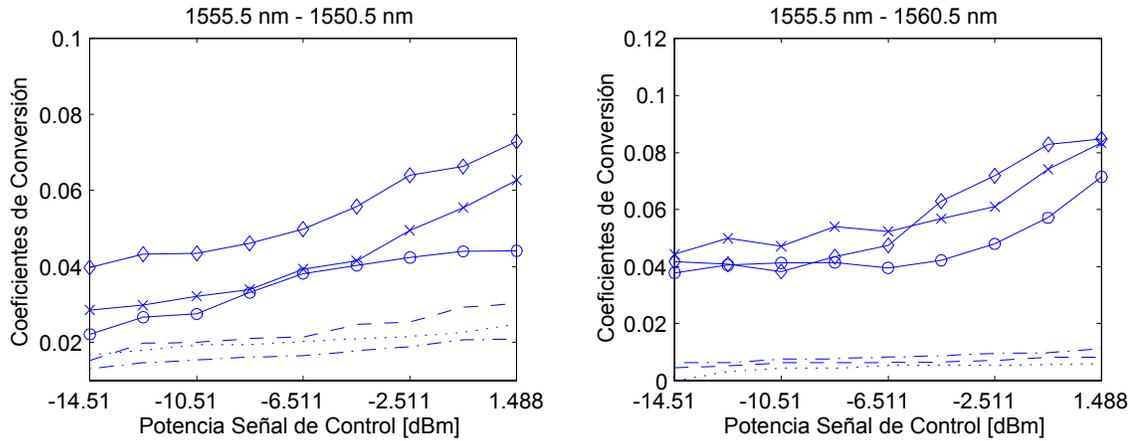


Figura 58: Coeficientes de conversión TE/TM y TM/TE.  $C_{TE/TM}$  con la señal de control en TE ( $\cdots$ ),  $C_{TE/TM}$  con la señal de control en  $40^\circ$  ( $- -$ ),  $C_{TE/TM}$  con la señal de control en TM ( $- \cdot$ ),  $C_{TM/TE}$  con la señal de control en TM ( $\diamond$ ),  $C_{TM/TE}$  con la señal de control en  $40^\circ$  ( $\circ$ ) y  $C_{TM/TE}$  con la señal de control en TE ( $\times$ ). Para las combinaciones de longitudes de onda de la señal de control y de prueba  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$  y  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ .

### V.3.4 Dependencia a la Polarización del Efecto da la XPolM y de la Ganancia de la Señal de Prueba

**Dependencia a la Polarización del Efecto de la XPolM** En base a los resultados obtenidos anteriormente, en los cuales fue posible observar una mínima rotación de la polarización de la señal de prueba cuando polarizaciones lineales de entrada de la señal de control próximas al eje TM eran introducidas al AOS. Podemos adelantar, que este valor de polarización de la señal de control es el que minimiza el ángulo de rotación de la polarización de la señal de prueba, mientras que su polarización ortogonal TE es la que maximiza el efecto. Para observar más claramente la dependencia a la polarización del efecto de la XPolM, presentamos las figuras 59 y 60. En las cuales se muestra la evolución de los parámetros de Stokes normalizados de la señal de prueba para las combinaciones de longitudes de onda  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$  y  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , para polarizaciones lineales de entrada de la señal de prueba de  $60^\circ$  y  $130^\circ$ , con la señal de control variando su estado de polarización lineal de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  con una potencia efectiva de entrada de  $1.488 \text{ dBm}$ .

En ambas figuras, los marcadores de la izquierda representan los parámetros de Stokes normalizados de la señal de prueba cuando la señal de control se encuentra apagada. En estas figuras, es fácil observar que cuando la señal de control tiene un estado de polarización lineal de entrada en  $0^\circ$  ó  $180^\circ$ , coincidiendo con el eje TE del amplificador, los parámetros de Stokes normalizados de la señal de prueba están en su valor más alejado de aquellos encontrados cuando la señal de control se encuentra apagada, esto demuestra un fuerte efecto de rotación de la polarización de la señal de prueba inducido por la señal de control. En caso contrario, cuando la polarización lineal de la señal de control es de  $90^\circ$ , coincidiendo con el eje TM del amplificador, los parámetros de Stokes normalizados de la señal de prueba tienden a aproximarse al valor de los parámetros de Stokes normalizados encontrados cuando la señal de control está apagada, esto demuestra una reducción en el efecto de rotación de la polarización de la señal de prueba inducido por la señal de control.

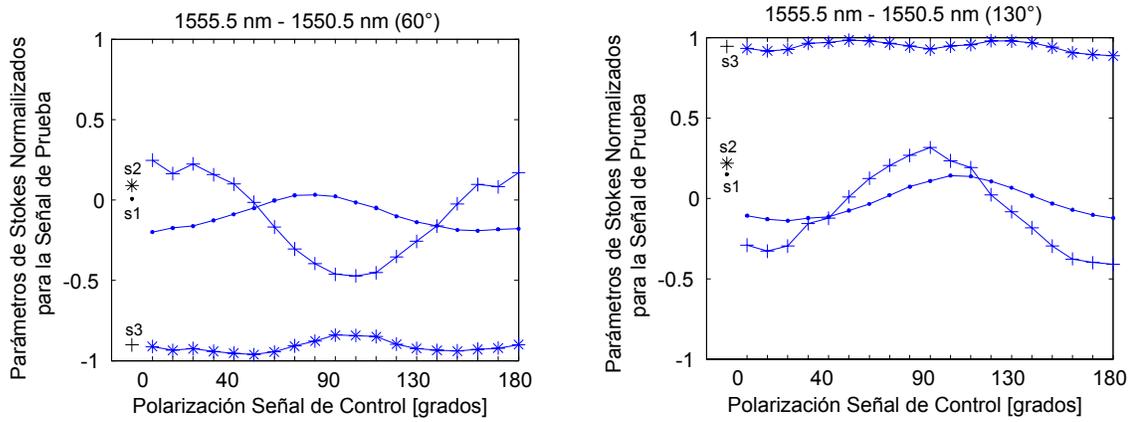


Figura 59: Parámetros de Stokes normalizados para la señal de prueba  $s_1(\bullet)$ ,  $s_2(*)$  y  $s_3(+)$ . Para polarizaciones lineales de entrada de  $60^\circ$  y  $130^\circ$ , para las combinaciones de longitudes de onda de la señal de control y de prueba  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , respectivamente.

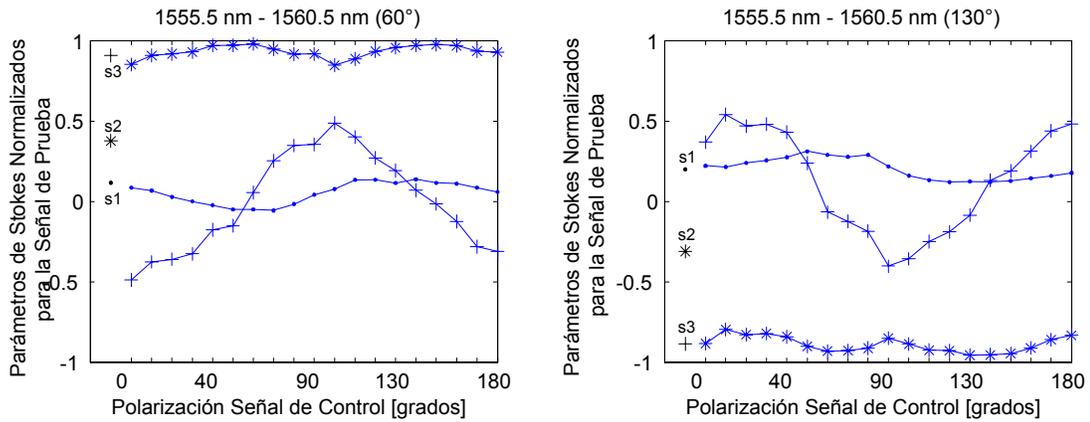


Figura 60: Parámetros de Stokes normalizados para la señal de prueba  $s_1(\bullet)$ ,  $s_2(*)$  y  $s_3(+)$ . Para polarizaciones lineales de entrada de  $60^\circ$  y  $130^\circ$ , para las combinaciones de longitudes de onda de la señal de control y de prueba  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , respectivamente.

En base a lo anterior, podemos asegurar que existe una dependencia a la polarización en el efecto de la XPolM, la cual puede ser analizada considerando como casos extremos una polarización lineal de entrada de la señal de control en  $0^\circ$  y otra en  $90^\circ$ , las cuales producen la máxima y la mínima rotación de la señal de prueba, respectivamente.

**Dependencia a la Polarización de la Ganancia de la Señal de Prueba** En nuestros experimentos, además de encontrar una dependencia a la polarización del efecto de la XPolM, también inherentemente encontramos una dependencia a la polarización de la ganancia de la señal de prueba. La figura 61 muestra la potencia de la señal de prueba encontrada a la salida del esquema experimental mostrado en la figura 50, cuando la señal de control es rotada de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  con una potencia de  $1.488 \text{ dBm}$  para polarizaciones lineales de entrada de la señal de prueba de  $60^\circ$  y  $130^\circ$ . En la figura 61 se observa claramente una dependencia a la polarización de aproximadamente  $4 \text{ dB}$  para la combinación  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , y de  $2.5 \text{ dB}$  para la combinación  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ . Coincidiendo con las características del amplificador, la polarización lineal de entrada de la señal de control que induce una mayor reducción de la ganancia de la señal de prueba es de  $0^\circ$  (TE), mientras que la menor reducción de ganancia se presenta cuando la señal de control es introducida con una polarización lineal a  $90^\circ$  (TM).

En la figura 61, también podemos observar una dependencia a la longitud de onda de la ganancia de la señal de prueba. Cuando la señal de prueba es introducida con una longitud de onda mayor a la señal de control (combinación  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ ), ésta presenta una mayor potencia de salida en comparación con la potencia obtenida cuando su longitud de onda es inferior a la señal de control (combinación  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ ). Este resultado está de acuerdo con la teoría presentada en la sección II.4.2, en la que se predice que una reducción de la densidad de portadores en la región activa del AOS, en este caso, producto de la incidencia de la señal de control, producirá un corrimiento del pico de ganancia hacia valores de frecuencia más bajos, (esto es, hacia longitudes de onda mayores).

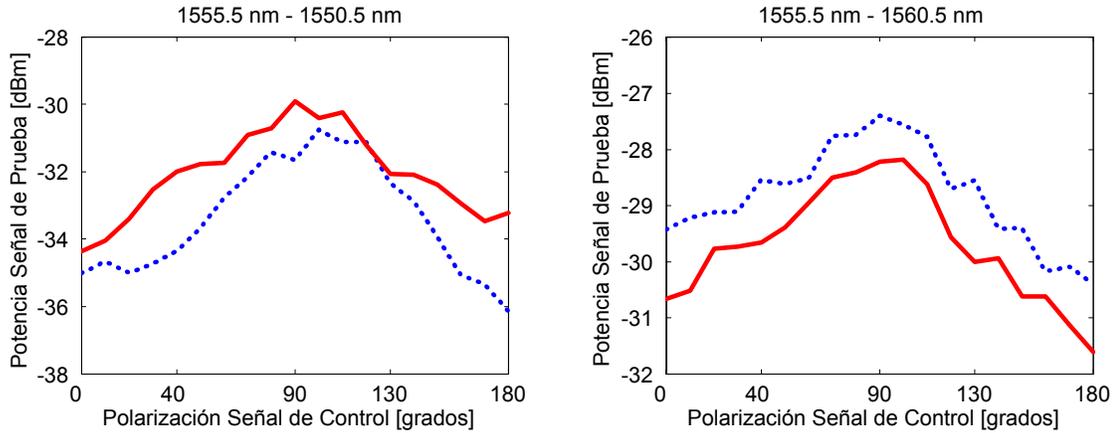


Figura 61: Dependencia a la polarización de la ganancia de la señal prueba. Para las combinaciones de longitud de onda de  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$  y  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , para polarizaciones lineales de entrada de la señal de prueba de  $60^\circ$  ( $\cdots$ ) y  $130^\circ$  ( $—$ ).

En la figura 62 se muestra el corrimiento del pico de la EEA del AOS hacia longitudes de onda mayores, cuando la señal de control ( $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm}$ ) es insertada al amplificador. En esta figura, se puede observar claramente que la señal de prueba, introducida simultáneamente con la señal de control, con una longitud de onda mayor ( $\lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ ), experimenta mayor ganancia que la señal de prueba, en el caso en que ésta, es introducida de manera simultánea a la señal de control, pero ahora con una longitud de onda menor ( $\lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ ). Este efecto, es el que produce la asimetría en la eficiencia de conversión para la conversión ascendente y descendente de longitud de onda basada en XGM (ver sección III.4.1)[Durhuus *et al.*, 1996],[Hyuek *at al.*, 1999].

En base a los resultados anteriores, podemos argumentar que la dependencia a la polarización del efecto de la XPolM está relacionada directamente con la dependencia a la polarización que observa la ganancia de la señal de prueba. Una señal de control con una interacción reducida con portadores excitados en la región activa del AOS (señal de control en TM), genera una menor reducción sobre la ganancia del amplificador, y al mismo tiempo, una menor influencia sobre los efectos que producen la rotación no lineal de la polarización de la señal de prueba, los cuales, dependen de los cambios inducidos

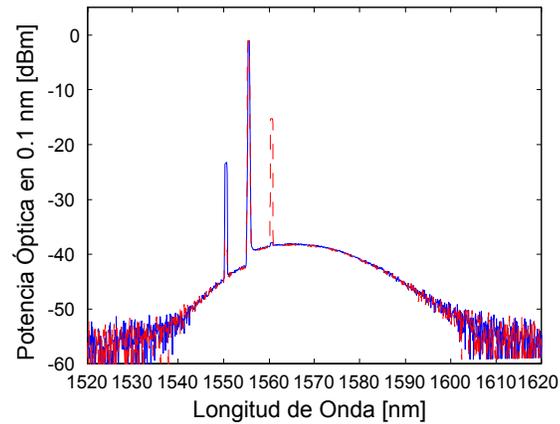


Figura 62: Asimetría en la reducción de la ganancia de la curva de EEA del AOS debida a la señal de control. Espectro de la inyección de  $\lambda_{C1} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$  (—), y  $\lambda_{C1} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$  (- -).

sobre la densidad de portadores. Por lo tanto, la señal de prueba experimentará una alta ganancia y una rotación en su polarización reducida. Por el contrario, una señal de control que genere una alta interacción con los portadores excitados dentro de la región activa del AOS (señal de control en TE) induce una fuerte reducción de la ganancia del amplificador, produciendo así fuertes cambios en la densidad de portadores. De esta manera, la señal de prueba experimentará una ganancia reducida y una alta rotación en su estado de polarización.

A partir de estos resultados, podemos predecir que los efectos de la dependencia a la polarización de la rotación y de la ganancia de la señal de prueba se pueden compensar uno con el otro, cuando la señal de prueba se hace interferir a la salida del AOS sobre un polarizador, para producir una potencia de salida casi constante. Este efecto será analizado en las subsecuentes secciones, cuando un polarizador a la salida del amplificador es colocado para activar la operación de conversión de longitud de onda basada en la XPolM.

## V.4 Resumen

La manifestación experimental de la XPolM nos permitió comprender los fenómenos físicos involucrados en su operación. El cálculo y la presentación gráfica de los efectos de la birrefringencia inducida, dispersión de ganancias en TE y TM, y la conversión de energía entre modos ortogonales que sufre la señal de prueba por su propia intensidad y la intensidad de una señal de control, nos dio una visión clara de la contribución de estos fenómenos sobre el efecto total de la XPolM.

Gracias a la exhaustiva caracterización de la XPolM con una señal de prueba y una de control, fue posible encontrar las combinaciones de longitud de onda que permitirán la realización de la conversión ascendente y descendente de la longitud de onda (combinaciones  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$  y  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , respectivamente). Además, fue posible determinar los ángulos lineales de entrada de la polarización de la señal de prueba ( $60^\circ$  y  $130^\circ$ ), para los cuales la señal de control induce a la salida del AOS el mayor ángulo de rotación cuando ambas señales entran simultáneamente al AOS .

Finalmente, encontramos una dependencia a la polarización del efecto de la XPolM, la cual puede ser analizada a partir de sus casos extremos. Primero, cuando la señal de control tiene una polarización lineal de entrada en  $0^\circ$ , y segundo, cuando la señal de control tiene una polarización lineal de entrada en  $90^\circ$ .

## **VI ESTUDIO EXPERIMENTAL EN ESTADO ESTÁTICO DE UN CONVERTIDOR DE LONGITUD DE ONDA BASADO EN LA XPoIM**

### **VI.1 Introducción**

En los experimentos anteriores se obtuvieron las mejores condiciones (longitudes de onda, potencias y polarizaciones lineales de entrada) para las señales de prueba y de control, para las cuales el estado de polarización de la señal de prueba es modificado fuertemente cuando la señal de control se introduce simultáneamente dentro del AOS. El valor máximo de rotación del estado de polarización de la señal de prueba es un factor importante en el desempeño del convertidor de longitud de onda por realizar en este trabajo. Esto es debido a que su valor determinará directamente el valor de la tasa de extinción alcanzable por el convertidor.

Los objetivos del experimento del convertidor de longitud de onda en estado estático son: el elucidar cual es el ángulo óptimo que debe tener la polarización de un haz continuo a la entrada del AOS (señal de prueba) para que su tasa de extinción sea la mayor posible cuando otro haz de polarización arbitraria es introducido dentro del amplificador (señal de control).

Además, se evaluará la degradación que sufre la dependencia a la polarización cuando el convertidor es ajustado para obtener la máxima tasa de extinción. Finalmente, se analizarán las condiciones propicias del convertidor que produzcan una alta tasa de extinción con la mínima dependencia a la polarización.

### **VI.2 Esquema Experimental**

El esquema experimental mostrado en la figura 63 fue usado para el estudio del convertidor de longitud de onda en estado estático. A diferencia del esquema de medición de la figura 50, aquí se han agregado un compensador de polarización y un polarizador

a la salida del amplificador. Los equipos de medición utilizados en este caso son el analizador de espectros ópticos *HP70961B*, así como el medidor de potencia óptico con el que cuenta el analizador de polarización *HP8509B*.

El compensador de polarización es utilizado para ajustar la polarización de la señal de prueba de manera lineal y ortogonal al eje de transparencia del polarizador 3, cuando la señal de control está presente o ausente, dependiendo del tipo de conversión que se pretenda realizar (formato invertido o no invertido).

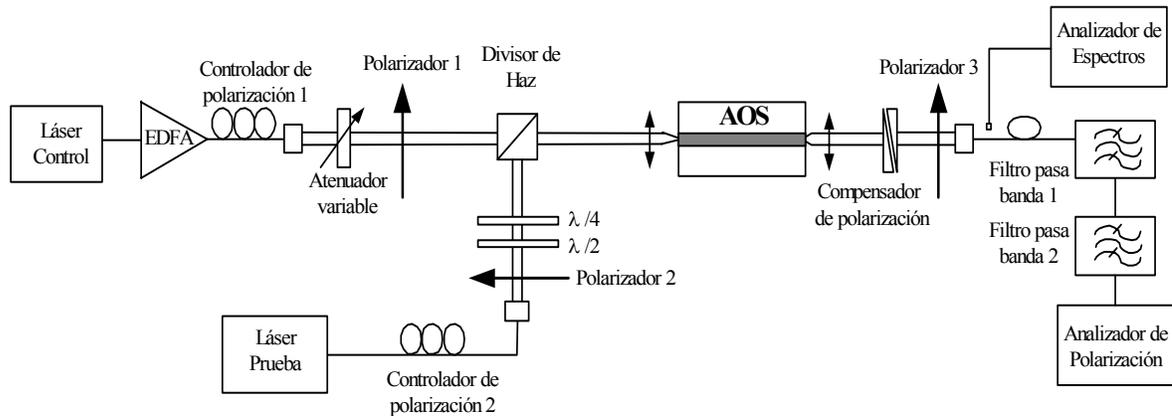


Figura 63: Esquema experimental del convertidor de longitud de onda en estado estático.

### VI.3 Conversión de la Longitud de Onda en Formato No Invertido

La conversión de la longitud de onda en formato no invertido, significa que la información de la señal de control codificada por medio de una modulación en amplitud se transpondrá hacia la señal de prueba de una manera no invertida. Esto es, un nivel alto de amplitud en la señal de control significará también un nivel alto de amplitud en la señal convertida, de igual manera, un nivel bajo de amplitud de la señal de control producirá un nivel bajo de amplitud en la señal convertida.

En la conversión de la longitud de onda en formato no invertido en estado estático, cuando la señal de control o de información está apagada “*OFF*”, la señal de prueba

o convertida, aparece también apagada a la salida del convertidor “OFF”, mientras que cuando la señal de control está presente dentro del amplificador “ON”, la señal de prueba aparece encendida a la salida del convertidor “ON”. Usaremos los exponentes  $ON/OFF$  y  $ON/ON$  para referirnos a las condiciones de señal de prueba encendida señal de control apagada, y señal de prueba encendida señal de control encendida, respectivamente.

Para experimentar la conversión no invertida en estado estático, se ajustó una polarización lineal a  $90^\circ$  (TM) para la señal de prueba a la salida del amplificador, a través del compensador de polarización, cuando la señal de control se encontraba apagada (estado de polarización  $C^{ON/OFF}$ ), mientras que el polarizador fue ajustado con su eje de transparencia a  $0^\circ$  (en TE). De esta manera, cuando la señal de control está apagada la señal de prueba es bloqueada por el polarizador a la salida del amplificador. La potencia presente a la salida del convertidor para este caso (Prueba “ON” - Control “OFF”) estará definida por la ecuación (57). Por el contrario, cuando la señal de control es encendida, la señal de prueba sufre un cambio en su estado de polarización (al estado  $C^{ON/ON}$ ) que depende del valor de potencia y polarización de la señal de control, la potencia presente a la salida del convertidor en este caso (Prueba “ON”- Control “ON”) estará definida por la ecuación (58)<sup>77</sup>.

$$P_{sal}^{ON/OFF} = \varepsilon P_P^{ON/OFF} + \left[ P_{EEA}^{ON/OFF} \cos^2 \left( \rho_{EEA}^{ON/OFF} \right) \right] \cdot DOP_{EEA}^{ON/OFF} \quad (57)$$

$$+ \frac{\left( 1 - DOP_{EEA}^{ON/OFF} \right)}{2} P_{EEA}^{ON/OFF}$$

---

<sup>77</sup>Las ecuaciones (57) y (58) se basan en la Ley de Malus para determinar la potencia óptica que pasa a través del polarizador.

$$P_{sal}^{ON/ON} = P_P^{ON/ON} \sin^2(\alpha/2) + \left[ P_{EEA}^{ON/ON} \cos^2(\rho_{EEA}^{ON/ON}) \right] \cdot DOP_{EEA}^{ON/ON} \quad (58)$$

$$+ \frac{(1 - DOP_{EEA}^{ON/ON})}{2} P_{EEA}^{ON/ON}$$

A partir de las ecuaciones (57) y (58), definimos  $\varepsilon$  como la tasa de extinción del polarizador usado,  $P_P$  la potencia de la señal de prueba antes del polarizador de salida,  $P_{EEA}$  la potencia de la EEA del AOS filtrada,  $\rho_{EEA}$  el ángulo real entre el estado de polarización de la EEA polarizada después del compensador de polarización y el eje de transparencia del polarizador<sup>78</sup>,  $\alpha$  el ángulo de rotación sobre la esfera de Poincaré entre el estado de polarización  $C^{ON/OFF}$  y  $C^{ON/ON}$ <sup>79</sup> [Soto *et al.*, 2001 a], y el  $DOP$  es el grado de polarización de la EEA. El último término de las ecuaciones (57) y (58) representa la cantidad de EEA no polarizada que está presente a la salida del polarizador. Es importante remarcar que en las ecuaciones anteriores no se considera el valor del  $DOP$  para la señal de prueba, esta consideración es debida a que como lo hemos mencionado antes, en nuestras mediciones el valor del  $DOP$  de la señal de prueba fue siempre cercano al 100% ( $\pm 2\%$ ).

Para la conversión no invertida, la compresión de ganancia del AOS produce dos efectos perjudiciales en la tasa de extinción del convertidor:

1. La EEA en el caso  $ON/OFF$  es mayor que en el caso  $ON/ON$ , así cuando un buen polarizador es usado ( $\varepsilon \ll 1$ ) la tasa de extinción del convertidor estaría limitada por el valor de  $P_{EEA}^{ON/OFF}$  que pasa a través del polarizador.
2. El valor de  $P_P$  en el caso  $ON/ON$  es menor que en el caso  $ON/OFF$ , lo cual es perjudicial en la tasa de extinción alcanzable en la conversión no invertida.

---

<sup>78</sup>Ángulo calculado a través de la medición de los parámetros de Stokes normalizados de la polarización de EEA después del compensador de polarización, para las condiciones  $ON/OFF$  y  $ON/ON$ . Ver procedimiento en la sección V.II.

<sup>79</sup>Estados de polarización después del compensador de polarización.

*NOTA:* La selección de la polarización lineal a  $90^\circ$  para la señal de prueba después del compensador de polarización para su rechazo en el polarizador de salida, fue la condición que nos permitió obtener los mejores resultados en los experimentos, esto es debido a que la polarización de la EEA es ligeramente elíptica con orientación muy cercana al eje TE del amplificador (ver figura 34). Una mayor cantidad de potencia de EEA es bloqueada cuando el compensador de polarización es ajustado para producir una polarización lineal a  $90^\circ$  para la señal de prueba de salida, cuando esta señal es insertada a  $60^\circ$  ó  $130^\circ$  al AOS, y el polarizador es ajustado para permitir el paso de una polarización lineal a  $0^\circ$ . Mediante mediciones de polarización de la EEA se comprobó que el ángulo  $\rho_{EEA}^{ON/OFF}$  se maximiza bajo estas condiciones.

Es importante recalcar la importancia de considerar la polarización de la EEA del AOS usado, ya que diferentes condiciones de paso y de bloqueo para el compensador de polarización y el polarizador fueron probadas, sin embargo, la condición aplicada en nuestros experimentos (explicada anteriormente) superaba en gran medida los resultados presentados por otras condiciones de paso y bloqueo de la señal de prueba.

### VI.3.1 Dependencia a la Polarización

Para analizar la dependencia a la polarización que experimenta la conversión no invertida, es necesario recurrir a las ecuaciones (57) y (58), y recordar que esta dependencia puede ser analizada a través de dos casos extremos, cuando la señal de control presenta una polarización lineal de entrada a  $0^\circ$  y a  $90^\circ$ .

La ecuación (57) representa la potencia óptica total que estará presente a la salida del convertidor, cuando la señal de prueba es ajustada para ser bloqueada. Como se ha mencionado antes, las condiciones aplicadas en este caso, polarización lineal de la señal de prueba ajustada a  $90^\circ$  y el polarizador ajustado con su eje de transparencia en  $0^\circ$ , fueron las que presentaron los mejores resultados. En el caso de bloqueo para la señal de prueba, la señal de control no interviene ya que permanece apagada, por lo tanto, el nivel apagado de la señal de prueba será un nivel constante (debido a que  $P_P^{ON/OFF}$

y  $P_{EEA}^{ON/OFF}$  son constantes porque la potencia y polarización de entrada de la señal de prueba no cambian).

Por el contrario, la ecuación (58) representa la potencia óptica total presente a la salida del convertidor, cuando el estado de polarización de la señal de prueba es modificado por la presencia de la señal de control, y pasa de un estado de polarización ortogonal al eje de transparencia del polarizador, a un estado de polarización que en el mejor de los casos es paralelo al eje de transparencia del polarizador. Sin embargo, distintas polarizaciones de la señal de control inducen distintos ángulos de rotación y ganancias para la señal de prueba<sup>80</sup>. Por lo tanto, podemos decir que la dependencia a la polarización de un convertidor de longitud de onda en formato no invertido basado en la XPolM, se mide a través de las variaciones de los niveles altos de amplitud (1s binarios) de la señal convertida, los cuales se producen por la presencia de niveles altos de amplitud (1s binarios) de una señal de control con polarización aleatoria a la entrada del dispositivo.

Una polarización lineal de entrada de la señal de control a  $0^\circ$ , en primera instancia, induce un ángulo de rotación  $\alpha$  alto (cercano a  $180^\circ$ ), pero reduce la potencia de la señal de prueba antes del polarizador  $P_P^{ON/ON}$ , así como la potencia de la EEA  $P_{EEA}^{ON/ON}$  debido a una alta compresión de la ganancia. Mientras que una polarización lineal de entrada de la señal de control a  $90^\circ$ , induce un ángulo de rotación  $\alpha$  reducido, pero la potencia de la señal de prueba  $P_P^{ON/ON}$  y la potencia de la EEA  $P_{EEA}^{ON/ON}$  se incrementan respecto al caso anterior, debido a la reducción en la compresión de la ganancia del amplificador.

De acuerdo a nuestros resultados, una dependencia a la polarización en el ángulo de rotación de alrededor de  $10^\circ$ , y una diferencia en la compresión de ganancia de la prueba entre 2.5 y 4 dB, están presentes para los ángulos lineales de entrada de  $60^\circ$  y  $130^\circ$  de la señal de prueba, para los cuales se presentaron las mayores rotaciones de polarización de la señal de prueba en presencia de la señal de control.

En base a lo anterior, podemos argumentar que en el caso de la conversión no

---

<sup>80</sup>En nuestras experimentaciones en estado estático y dinámico del convertidor, consideramos siempre una potencia constante de la señal de control.

invertida, es posible encontrar un estado de polarización de entrada de la señal de prueba para el cual los efectos de rotación de la polarización y compresión de la ganancia, debidos a las diferentes polarizaciones de entrada de la señal de control, se compensen entre sí para obtener a la salida del convertidor una tasa de extinción alta y casi constante. En los subsecuentes experimentos se definirá cual de las dos polarizaciones de la señal de prueba  $60^\circ$  ó  $130^\circ$ , permitió la realización del convertidor en formato no invertido, con alta tasa de extinción y baja dependencia a la polarización.

## VI.4 Conversión de la Longitud de Onda en Formato Invertido

La conversión de la longitud de onda en formato invertido, significa que la información de la señal de control codificada por medio de una modulación en amplitud se transpondrá a la señal de prueba de una manera invertida, esto es, un nivel alto de amplitud en la señal de control significará un nivel bajo de amplitud en la señal convertida, por lo tanto, una nivel bajo de amplitud en la señal de control producirá un nivel alto de amplitud en la señal convertida.

En la conversión de longitud de onda en formato invertido en estado estático, cuando la señal de control está apagada “*OFF*”, la señal de prueba aparece encendida a la salida del convertidor “*ON*”, mientras que cuando la señal de control está presente dentro del amplificador “*ON*”, la señal de prueba aparece apagada a la salida del convertidor “*OFF*”.

Al igual que en la conversión no invertida, se ajustó una polarización lineal para la señal de prueba a  $90^\circ$  (TM) para rechazarla con el polarizador a la salida del amplificador con su eje de transparencia a  $0^\circ$  (en TE), pero en este caso, esta operación se realizó cuando la señal de control está encendida (estado de polarización  $C^{ON/ON}$ ). De esta manera, cuando la señal de control está encendida la señal de prueba es bloqueada por el polarizador a la salida del sistema. La potencia presente a la salida del convertidor, en este caso (Prueba “*ON*” - Control “*ON*”), está definida por la ecuación (59). Por el contrario, cuando la señal de control es apagada, la señal de prueba sufre un cambio

en su estado de polarización (al estado  $C^{ON/OFF}$ ) que depende del valor de potencia y de polarización de la señal de control que la mantenía en polarización lineal a  $90^\circ$ , la potencia presente a la salida del convertidor en este caso (Prueba “ON”- Control “OFF”) estará definida por la ecuación (60).

$$P_{sal}^{ON/ON} = \varepsilon P_P^{ON/ON} + \left[ P_{EEA}^{ON/ON} \cos^2 \left( \rho_{EEA}^{ON/ON} \right) \right] \cdot DOP_{EEA}^{ON/ON} \quad (59)$$

$$+ \frac{\left( 1 - DOP_{EEA}^{ON/ON} \right)}{2} P_{EEA}^{ON/ON}$$

$$P_{sal}^{ON/OFF} = P_P^{ON/OFF} \sin^2 (\alpha/2) + \left[ P_{EEA}^{ON/OFF} \cos^2 \left( \rho_{EEA}^{ON/OFF} \right) \right] \cdot DOP_{EEA}^{ON/OFF} \quad (60)$$

$$+ \frac{\left( 1 - DOP_{EEA}^{ON/OFF} \right)}{2} P_{EEA}^{ON/OFF}$$

[Soto *et al.*, 2001 a]

En el caso de la conversión invertida, el ángulo  $\alpha$  es el ángulo entre el estado de polarización  $C^{ON/ON}$  y  $C^{ON/OFF}$ , los términos  $P_P$ ,  $P_{EEA}$ ,  $\varepsilon$ ,  $\rho_{EEA}$  y  $DOP$  son definidos de igual manera que en las ecuaciones (57) y (58).

Para la conversión invertida, los efectos de la compresión de ganancia del AOS son benéficos para incrementar la tasa de extinción del convertidor.

1. La EEA en el caso  $ON/ON$  es menor que en el caso  $ON/OFF$ .
2. El valor de  $P_P$  en el caso  $ON/OFF$  es mayor que en el caso  $ON/ON$ .

[Hyuek *at al.*, 1999]

#### VI.4.1 Dependencia a la Polarización

De acuerdo a nuestro estudio, para el formato de conversión invertida, una baja dependencia a la polarización es difícil de alcanzar, esto es debido a que el ajuste del

compensador de polarización para el bloqueo total de la señal de prueba es realizado bajo la influencia de una polarización específica de la señal de control. Por lo tanto, una pequeña variación en la polarización de la señal de control, inducirá cambios en el estado de polarización y potencia de la señal de prueba que afectarán considerablemente la tasa de extinción alcanzada por el convertidor. En base a lo anterior, la dependencia a la polarización de un convertidor de longitud de onda en formato invertido basado en la XPolM, se mide a través de las variaciones de los niveles bajos de amplitud (0s binarios) de la señal convertida, los cuales se producen por la presencia de niveles altos de amplitud (1s binarios) de una señal de información con polarización aleatoria a la entrada del dispositivo.

Los cambios en el estado de polarización de la señal de control, inducirán cambios de potencia y polarización de la señal de prueba, por lo tanto, la ecuación (59) que representa la potencia óptica total de la señal de prueba a la salida del convertidor cuando se han ajustado las condiciones de bloqueo para la señal de prueba en presencia de la señal de control, solo será válida para la polarización de la señal de control con la cual se ajustó el bloqueo. Cuando la polarización de la señal de control se modifica, la potencia presente a la salida del polarizador estará definida por la ecuación (61), en donde el ángulo  $\theta$  es el ángulo medido sobre la esfera de Poincaré, entre el estado de polarización de la señal de prueba bajo las condiciones de la señal de control para las cuales se ajustó el bloqueo ( $C^{ON/ON}$ ), y la polarización de la señal de prueba cuando la señal de control es rotada a otra polarización.

$$P_{sal}^{ON/ON} = P_P^{ON/ON} \text{sen}^2(\theta/2) + \left[ P_{EEA}^{ON/ON} \cos^2 \left( \rho_{EEA}^{ON/ON} \right) \right] \cdot DOP_{EEA}^{ON/ON} \quad (61)$$

$$+ \frac{\left( 1 - DOP_{EEA}^{ON/ON} \right)}{2} P_{EEA}^{ON/ON}$$

Un incremento en el ángulo  $\theta$  produce una alta degradación en la tasa de extinción alcanzada por el convertidor. Por lo tanto, para bloquear la señal de prueba en el

polarizador 3 es necesario ajustar su polarización (con el compensador de polarización) cuando la señal de control presenta una polarización lineal intermedia entre  $0^\circ$  y  $90^\circ$ , con la finalidad de alcanzar la mínima dependencia a la polarización (variaciones mínimas de  $\theta$ ). Lo anterior se basa en que las variaciones de la polarización de la señal de prueba bajo la influencia de la señal de control, presentan sus valores extremos para polarizaciones de entrada de la señal de control en  $0^\circ$  y  $90^\circ$ .

En nuestros experimentos, observamos que realizar el ajuste del compensador de polarización para bloquear la señal de prueba bajo la influencia de la señal de control con una polarización lineal de entrada a  $50^\circ$ , nos producía tasas de extinción altas y la mínima dependencia a la polarización alcanzable. Este resultado está de acuerdo a los resultados presentados en las figuras 59 y 60, en donde la señal de control en  $50^\circ$  es un punto intermedio en las variaciones de polarización de la señal de prueba dependientes de la polarización de la señal de control.

La ecuación (60), representa la potencia óptica total de la señal de prueba a la salida del convertidor cuando su polarización ha cambiado de ser ortogonal al eje de transparencia del polarizador, a una polarización que en el mejor de los casos es paralela al eje de transparencia del polarizador. En este caso,  $P_P^{ON/OFF}$  es constante debido a que la señal de control se encuentra apagada, sin embargo, los ángulos  $\alpha$  y  $\rho_{EEA}^{ON/OFF}$  son dependientes de la polarización de la señal de control con la cual fue ajustado el bloqueo de la señal de prueba.

La dependencia a la polarización en la conversión invertida, es proporcional a la dependencia total a la polarización del efecto de la rotación de la polarización y de la ganancia de la señal de prueba, una reducción en esta dependencia, como se ha explicado anteriormente, se alcanza realizando ajustes pertinentes en el compensador de polarización para el bloqueo de la señal de prueba.

## VI.5 Medición Estática de la Potencia de la Señal de Prueba a la Salida del AOS

De acuerdo a la teoría presentada anteriormente, es claro concluir que las tasas de extinción más altas que alcanzará el convertidor de longitud de onda, se darán para los casos en los cuales la polarización de la señal de prueba presente una máxima rotación de su estado de polarización, debido a la presencia de la señal de control. En base a esto, en este experimento y en los subsecuentes, las polarizaciones lineales de la señal de prueba se ajustaron a  $60^\circ$  y  $130^\circ$  para realizar la conversión de la longitud de onda ascendente y descendente en formato invertido y no invertido.

La finalidad de la medición estática de la potencia de salida de la señal de prueba, es la de determinar el valor de potencia óptica de la señal de prueba que pasa a través del polarizador cuando se usa una conversión no invertida o invertida para distintas potencias de la señal de control.

Este experimento se llevó a cabo usando el esquema experimental mostrado en la figura 63. Los láseres generando las señales de control y de prueba son polarizados con  $80\text{ mA}$ , mientras que el AOS con  $500\text{ mA}$  siendo su temperatura controlada a  $22^\circ\text{C}$ . La polarización de la señal de prueba fue ajustada linealmente a la entrada del AOS a través de las placas retardadoras  $\lambda/2$  y  $\lambda/4$ . La potencia efectiva de la señal de prueba a la entrada del AOS fue de  $-5.5\text{ dBm}$ . La señal de control fue modificada en potencia desde  $-20\text{ dBm}$  a  $2.488\text{ dBm}$  a través del atenuador variable en espacio libre, mientras que su polarización lineal fue ajustada a  $0^\circ$  para el caso de conversión de la longitud de onda en formato no invertido, y a  $50^\circ$  para la conversión en formato invertido (estas operaciones se realizaron a través del controlador de polarización 1 y el polarizador 1).

Las figuras 64 y 65 muestran la potencia de salida de la señal de prueba contra la potencia de entrada de la señal de control para una conversión descendente y ascendente, respectivamente<sup>81</sup>.

---

<sup>81</sup> $\lambda_{C2} - \lambda_{P3} = 1555.5\text{ nm} - 1550.5\text{ nm};$   
 $\lambda_{C2} - \lambda_{P4} = 1555.5\text{ nm} - 1560.5\text{ nm}.$

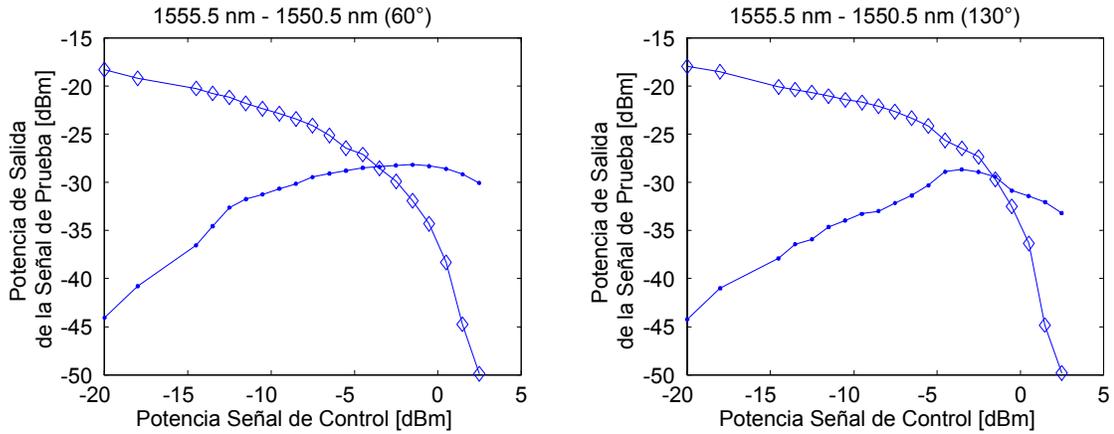


Figura 64: Medición estática de la potencia de salida de la señal de prueba contra la potencia de entrada de la señal de control, para una conversión de longitud de onda descendente  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ . Para ángulos lineales de entrada de la señal de prueba de  $60^\circ$  y  $130^\circ$ . Formato de conversión no invertido (●), e invertido (◇).

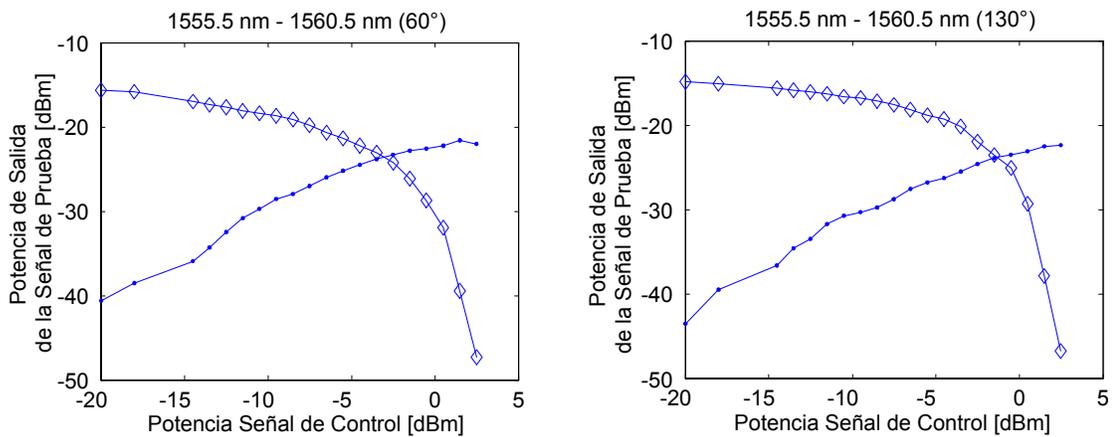


Figura 65: Medición estática de la potencia de salida de la señal de prueba contra la potencia de entrada de la señal de control, para una conversión de longitud de onda ascendente  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ . Para ángulos lineales de entrada de la señal de prueba de  $60^\circ$  y  $130^\circ$ . Formato de conversión no invertido (●), e invertido (◇).

Los valores de potencia fueron medidos a través del analizador de polarización *HP8509B*, el cual cuenta con un medidor de potencia integrado. Las conversiones invertida y no invertida fueron realizadas ajustando el compensador de polarización y el polarizador colocados a la salida del AOS como se explicó anteriormente.

A partir de las figuras 64 y 65, se pueden preveer mayores tasas de extinción para la conversión invertida. Además, a partir de estas figuras, se esperan potencias de la señal de prueba más altas para el caso de conversión ascendente en formato no invertido respecto a la conversión descendente con el mismo formato.

Para realizar la conversión ascendente en formato invertido y no invertido con la mejor tasa de extinción, es necesario manipular el valor de potencia de la señal de control de mínimo ( $-20\text{ dBm}$ ) a máximo ( $2.488\text{ dBm}$ ) (ver figura 65), sin embargo, para la conversión descendente en formato no invertido, las máximas tasas de extinción no se logran bajo estas condiciones. La figura 64 muestra que para la conversión descendente, cuando la señal de control presenta su máxima potencia, la tasa de extinción máxima alcanzada decrece para el formato no invertido debido a la alta compresión de ganancia inducida <sup>82</sup>. Este efecto será considerado para ajustar el valor de potencia adecuado para la señal de control, con la finalidad de obtener las tasas de extinción más altas en cada uno de los formatos de conversión.

Los valores pequeños de potencia para la señal de prueba graficados en las figuras 64 y 65, son generados por los  $15\text{ dB}$  de pérdidas totales que producen los dos filtros ópticos usados en el esquema experimental.

## VI.6 Espectros Ópticos de Salida de los Diferentes Formatos de Conversión Experimentados

Para la medición de los espectros ópticos de salida de los diferentes formatos de conversión experimentados, se utilizó el esquema experimental mostrado en la figura 63.

---

<sup>82</sup>La potencia de la señal de control induce mayor compresión de ganancia sobre longitudes de onda menores que sobre las longitudes de onda mayores respecto a ella (ver sección V.3.4).

Las condiciones de corriente de inyección del AOS y de los láseres sintonizables son idénticas a las del experimento anterior. La señal de prueba es insertada al AOS con una potencia efectiva de  $-5.5 \text{ dBm}$ , y con polarizaciones lineales de entrada de  $60^\circ$  y  $130^\circ$ ; para ambos casos, se experimentó una conversión ascendente ( $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ ) y una descendente ( $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ ) en formato invertido y no invertido. La señal de control es ajustada con una potencia de  $1.488 \text{ dBm}$ , sin embargo, este valor fue modificado a  $-0.512 \text{ dBm}$  para el caso de la conversión descendente en formato no invertido. La polarización de la señal de control fue ajustada a  $0^\circ$  para el experimento de la conversión no invertida (para obtener la máxima tasa de extinción)<sup>83</sup>, y a  $50^\circ$  para la conversión invertida (para obtener una alta tasa de extinción conservando al mismo tiempo una baja dependencia a la polarización).

Es importante mencionar, que en la conversión invertida la máxima tasa de extinción se obtuvo cuando la polarización lineal de entrada de la señal de control era ajustada en  $0^\circ$  y la polarización de salida de la señal de prueba era bloqueada en el polarizador 3, sin embargo, este caso presentaba una alta dependencia a la polarización.

En este experimento, el equipo de medición usado fue el analizador de espectros ópticos *HP70951B* colocado antes de los dos filtros pasa bandas, el cual se ajustó con un valor de sensibilidad de  $-60 \text{ dB}$  y una resolución de  $0.1 \text{ nm}$ .

El ajuste del compensador de polarización y el polarizador para los formatos de conversión invertida y no invertida se realizaron con el procedimiento explicado en la sección VI.3. y VI.4.

### VI.6.1 Conversión Descendente de Longitud de Onda

Las figuras 66 y 67 muestran los espectros ópticos de la conversión descendente basada en la XPolM.

---

<sup>83</sup>La dependencia a la polarización dependerá de la compensación de los efectos de la rotación de la polarización y de la ganancia de la señal de prueba para las diferentes polarizaciones de la señal de control.

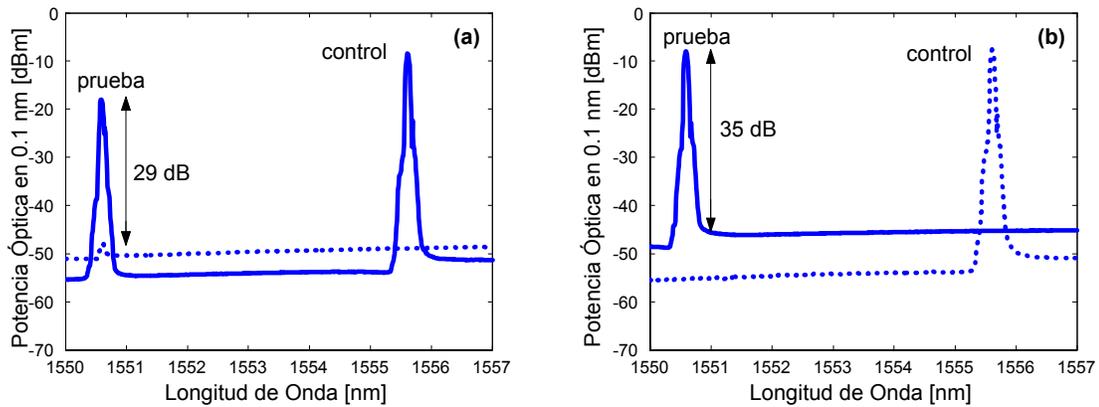


Figura 66: Espectros ópticos a la salida del polarizador. Conversión descendente de la longitud de onda basada en la XPolM  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , con polarización lineal de entrada de la señal de prueba a  $60^\circ$ . Formato de conversión (a) No invertido, e (b) invertido. Estado de la señal de prueba “ON” (—) y “OFF” (···).

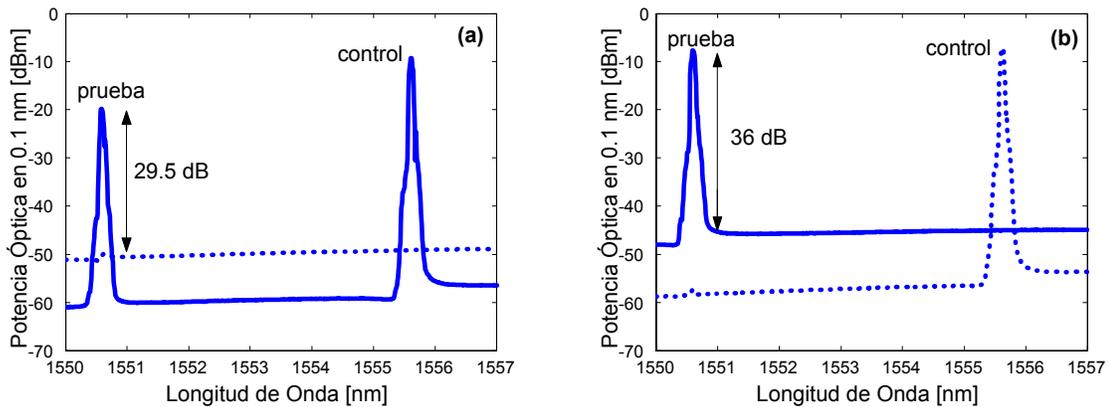


Figura 67: Espectros ópticos a la salida del polarizador. Conversión descendente de la longitud de onda basada en la XPolM  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , con polarización lineal de entrada de la señal de prueba a  $130^\circ$ . Formato de conversión (a) No invertido, e (b) invertido. Estado de la señal de prueba “ON” (—) y “OFF” (···).

Como lo habíamos previsto, la conversión de longitud de onda basada en la XPolM con formato invertido presenta mayores tasas de extinción que la de formato no invertido.

Por otra parte, las tasas de extinción obtenidas para las dos polarizaciones lineales de entrada analizadas de la señal de prueba ( $60^\circ$  y  $130^\circ$ ) son muy similares, esto se debe a que los ángulos máximos de rotación sufridos por la señal de prueba son casi idénticos (ver tabla VI), al igual que las ganancias inducidas por la señal de control en ambos casos (ver figura 61).

Los resultados numéricos de la conversión de la longitud de onda descendente en estado estático se presentan en la tabla VII, en donde la tasa de extinción (T.E. en  $dB$ ) es calculada entre la diferencia de la potencia de la señal de prueba expresada en  $dBm$  presente en el estado “ON” a la salida del convertidor, con la potencia de la prueba presente en el estado “OFF” a la salida del convertidor para los diferentes formatos de conversión.

Tabla VII: Resultados numéricos de la conversión descendente de la longitud de onda en estado estático.

	Conversión Descendente					
	XPolM					
	No Invertida			Invertida		
	ON (dBm)	OFF (dBm)	T.E. (dB)	ON (dBm)	OFF (dBm)	T.E. (dB)
Prueba ( $60^\circ$ )	-18	-47	29	-9	-44	35
Prueba ( $130^\circ$ )	-20.5	-50	29.5	-8	-44	36

### VI.6.2 Conversión Ascendente de la Longitud de Onda

Las figuras 68 y 69 muestran los espectros ópticos de la conversión ascendente basada en la XPolM. De estas figuras se puede observar que la conversión de la longitud de

onda basada en la XPolM con formato invertido (al igual que en la conversión descendente), presenta mayores tasas de extinción que la realizada en formato no invertido, sin embargo, la conversión en formato no invertido ahora presenta mejores tasas de extinción que las encontradas en la conversión descendente.

La polarización lineal de la señal de prueba con la cual se obtuvo la mayor tasa de extinción en formato no invertido, fue aquella para la cual la señal de control induce menor compresión de su ganancia, (polarización de la señal de prueba a  $60^\circ$ ). Por lo tanto, en la conversión no invertida, el estado “ON” de la señal de prueba entrando con una polarización lineal a  $60^\circ$  será más potente que áquel que se presenta cuando la señal de prueba entra con una polarización lineal a  $130^\circ$  (ver figura 61).

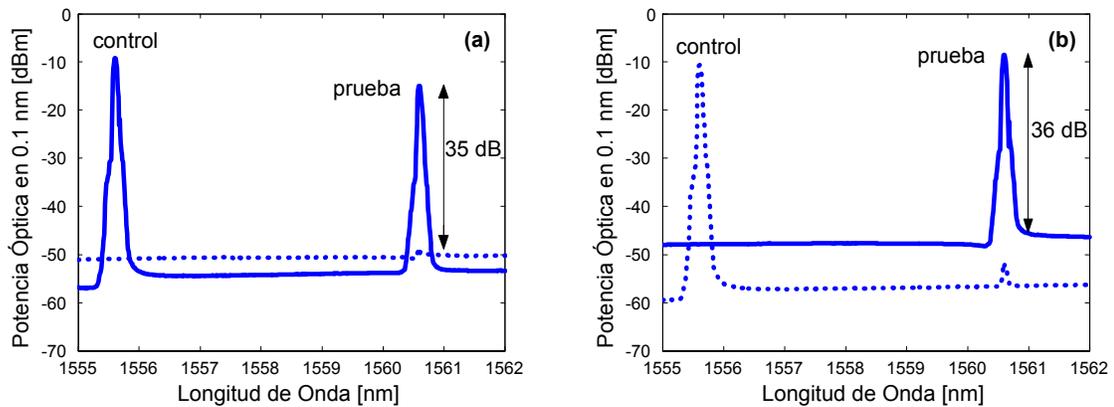


Figura 68: Espectros ópticos a la salida del polarizador. Conversión ascendente de la longitud de onda basada en la XPolM  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , con polarización lineal de entrada de la señal de prueba a  $60^\circ$ . Formato de conversión (a) No invertido, e (b) invertido. Estado de la señal de prueba “ON” (—) y “OFF” (···).

Los resultados numéricos de la conversión ascendente de la longitud de onda se encuentran resumidos en la tabla VIII. Las tasas de extinción (T.E.) fueron calculadas tal como se explicó en la sección VI.6.1.

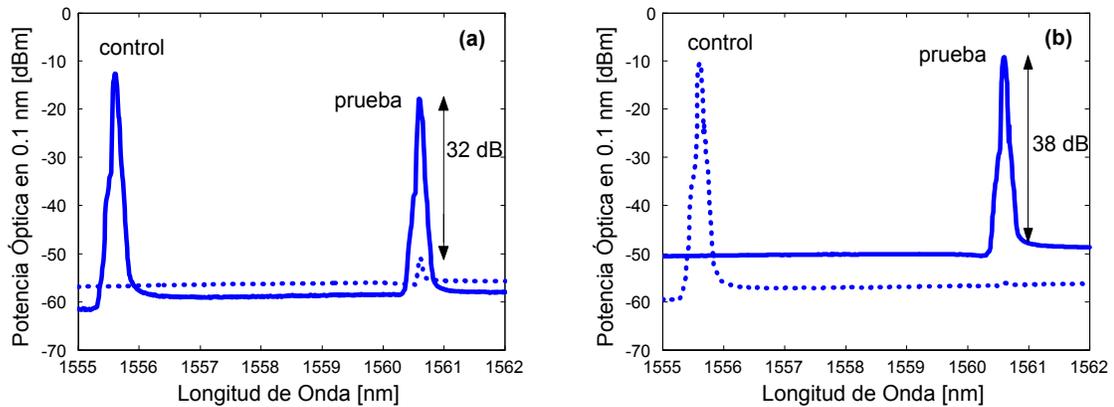


Figura 69: Espectros ópticos a la salida del polarizador. Conversión ascendente de la longitud de onda basada en la XPolM  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , con polarización lineal de entrada de la señal de prueba a  $130^\circ$ . Formato de conversión (a) No invertido, e (b) invertido. Estado de la señal de prueba “ON” (—) y “OFF” (···).

Tabla VIII: Resultados numéricos de la conversión ascendente de la longitud de onda en estado estático.

	Conversión Ascendente					
	XPolM					
	No Invertida			Invertida		
	ON (dBm)	OFF (dBm)	T.E. (dB)	ON (dBm)	OFF (dBm)	T.E. (dB)
Prueba ( $60^\circ$ )	-16	-51	35	-9	-45	36
Prueba ( $130^\circ$ )	-19	-51	32	-10	-48	38

## VI.7 Medición de la Dependencia a la Polarización del Convertidor de Longitud de Onda

La dependencia a la polarización del convertidor de longitud de onda fue medida utilizando el esquema experimental mostrado en la figura 63. Para tal efecto, se ajustó el compensador de polarización y el polarizador 3 para realizar la conversión en formato invertido y no invertido según el caso. Los ajustes de potencias y de polarizaciones de entrada se realizaron de la misma manera que en el experimento anterior. A través del medidor de potencia del analizador de polarización se midieron las variaciones de la potencia de la señal de prueba “convertida” conforme la polarización lineal de la señal de control era rotada a la entrada del amplificador.

En el caso de la *conversión de la longitud de onda en formato no invertido*, el compensador de polarización y el polarizador 3 son ajustados para realizar el bloqueo de la señal de prueba cuando la señal de control se encuentra apagada. Enseguida la señal de control es encendida y su polarización lineal es rotada a la entrada del AOS a través del polarizador 1, mientras que las potencias ópticas de salida de la señal de prueba son registradas. La dependencia a la polarización para este caso fue calculada tomando como referencia el valor máximo de potencia de la señal de prueba convertida, el cual se presenta para una polarización de la señal de control en especial ( $0^\circ$ ). Este valor producirá la máxima tasa de extinción del convertidor, en efecto, recordemos que el valor de la potencia de la señal de prueba en bloqueo es constante debido a que la señal de control se encuentra apagada, mientras que la potencia de la señal de prueba en transparencia es degradada de su máximo valor (así como la tasa de extinción) por las fluctuaciones en polarización que sufre la señal de control.

Para la *conversión de la longitud de onda en formato invertido*, el compensador de polarización y el polarizador 3 son ajustados para realizar el bloqueo de la señal de prueba cuando la señal de control se encuentra encendida. Como se mencionó antes, la polarización lineal de la señal de control con la cual se ajusta el bloqueo de la señal de prueba, debe ser una polarización intermedia a TE y TM (casos extremos) para

tratar de reducir al máximo las variaciones del nivel de potencia de la señal de prueba convertida, inducidas por los cambios de la polarización de entrada de la señal de control. En nuestros experimentos, la calibración del bloqueo de la señal de prueba se realizó con una polarización lineal de entrada de la señal de control a  $50^\circ$ , lo cual produjo una reducción en la máxima tasa de extinción alcanzable por el convertidor, pero también una reducción en la dependencia a la polarización<sup>84</sup>. La dependencia a la polarización fue calculada tomando como referencia el valor mínimo de potencia de la señal de prueba convertida, el cual se presenta para la polarización lineal de la señal de control con la cual se realizó la calibración del bloqueo (lineal a  $50^\circ$ ). Este valor será el que produce la máxima tasa de extinción del convertidor, los demás valores de potencia de la señal de prueba generados por las distintas polarizaciones posibles de la señal de control, producirán una degradación de la máxima tasa de extinción alcanzable por el convertidor.

En las figura 70 y 71 se muestran los resultados obtenidos en la evaluación de la dependencia a la polarización para la conversión descendente y ascendente de longitud de la onda, respectivamente. En ambos casos, se evaluó la dependencia a la polarización cuando la polarización lineal de la señal de prueba es ajustada a  $60^\circ$  y a  $130^\circ$ . A partir de estas figuras podemos observar que para la conversión no invertida, las máximas tasas de extinción se alcanzaron para polarizaciones lineales de la señal de control cercanas a TE ( $0^\circ$  ó  $180^\circ$ ) las cuales generan los valores máximos de potencia de la señal de prueba. De manera contraria, una degradación en la tasa de extinción es experimentada cuando la polarización lineal de la señal de control se encuentra cercana a TM, aquí el valor máximo de la potencia de la señal de prueba convertida disminuye. Para la conversión invertida, altas degradaciones de la tasa de extinción son observadas cuando polarizaciones lineales de la señal de control lejanas a  $50^\circ$  ó  $140^\circ$  aparecen a la entrada del convertidor (el valor mínimo de la señal de prueba convertida aumenta).

---

<sup>84</sup>Nuestros experimentos mostraron una reducción de la dependencia a la polarización de aproximadamente 5 dB al realizar la calibración de bloqueo con una señal de control con una polarización lineal a  $50^\circ$ , comparada con calibraciones realizadas con la señal de control en TE o TM.

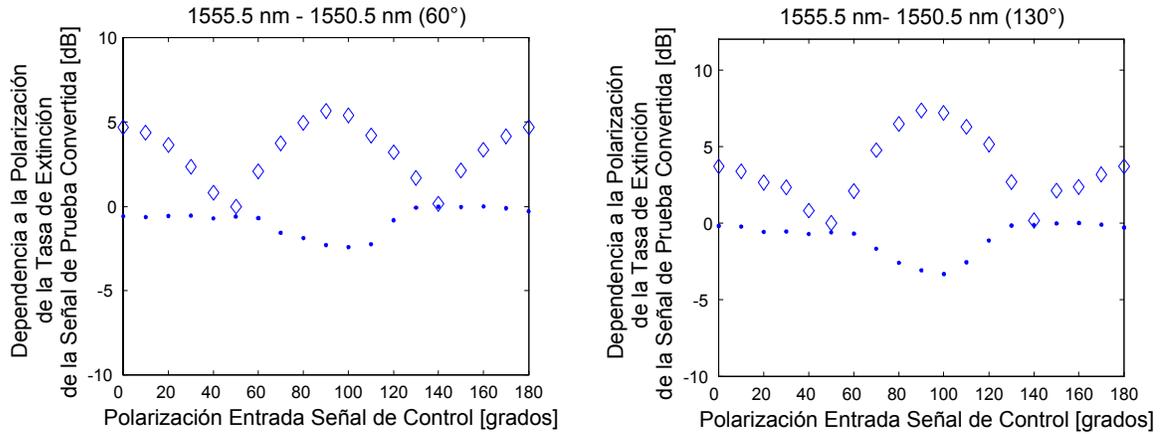


Figura 70: Dependencia a la polarización de la tasa de extinción de la señal de prueba convertida. Conversión ascendente de longitud de onda  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1550.5 \text{ nm}$ , para polarizaciones lineales de entrada de la señal de prueba a  $60^\circ$  y  $130^\circ$ . Formato de conversión no invertido ( $\bullet$ ), e invertido ( $\diamond$ ).

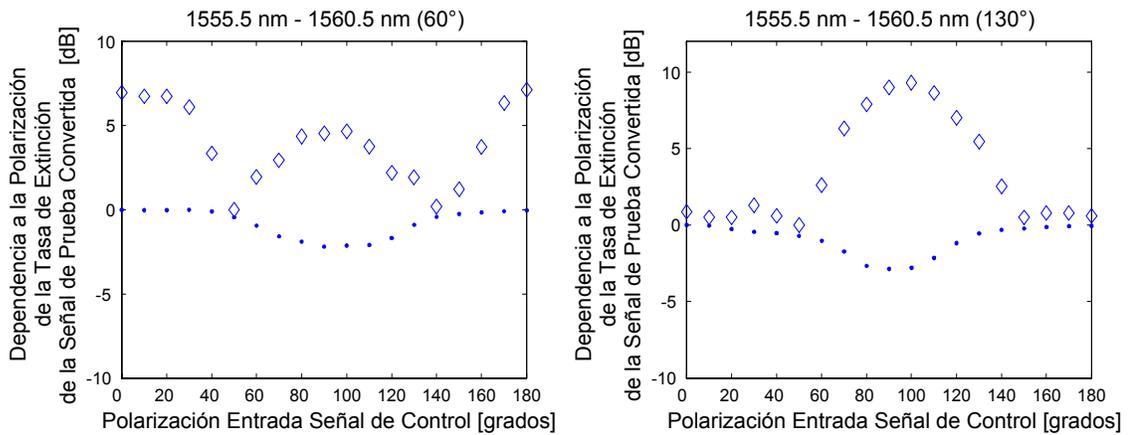


Figura 71: Dependencia a la polarización de la tasa de extinción de la señal de prueba convertida. Conversión ascendente de longitud de onda  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1560.5 \text{ nm}$ , para polarizaciones lineales de entrada de la señal de prueba a  $60^\circ$  y  $130^\circ$ . Formato de conversión no invertido ( $\bullet$ ), e invertido ( $\diamond$ ).

Los resultados numéricos de las figuras 70 y 71 se encuentran en la tabla IX, de donde se puede inferir una mayor dependencia a la polarización para la conversión descendente en formato no invertido respecto a su similar en conversión ascendente. Esto es debido a que en el caso de la conversión descendente, la potencia de la señal de control fue reducida para evitar una alta compresión de ganancia sobre la señal de prueba, lo que produjo una reducción en el ángulo de rotación máximo de la señal de prueba en presencia de la señal de control, así como un incremento en la diferencia entre este valor máximo y el valor mínimo del ángulo de rotación de la señal de prueba cuando la señal de control era rotada en polarización a la entrada del amplificador <sup>85</sup>. En base a lo anterior, podemos argumentar que para el formato de conversión no invertido, debe existir un compromiso entre la reducción de la potencia de la señal de control (con la finalidad de reducir la compresión de ganancia de la señal de prueba e incrementar la tasa de extinción), con el valor de la dependencia a la polarización del convertidor.

Tabla IX: Resultados numéricos de la evaluación de la dependencia a la polarización del convertidor.

	Conversión Descendente		Conversión Ascendente	
	Formato No invertido ( <i>dB</i> )	Formato Invertido ( <i>dB</i> )	Formato No invertido ( <i>dB</i> )	Formato Invertido ( <i>dB</i> )
Prueba (60°)	2.42	5.65	2.2	7.13
Prueba (130°)	3.32	7.35	2.86	9.31

Como lo habíamos previsto, la mayor dependencia a la polarización se presenta para la conversión de la longitud de onda en formato invertido. El caso de la conversión ascendente es el que presenta mayor dependencia a la polarización para este formato

---

<sup>85</sup>La señal de control con menor potencia inducía menores ángulos de rotación de la señal de prueba, e incrementaba la dependencia a la polarización del efecto de la rotación de la polarización de la señal de prueba. Este efecto fue observado en nuestras experimentaciones.

de conversión, esto es debido a la asimetría del efecto de compresión de la ganancia producido por la señal de control (ver sección V.3.4). En la conversión ascendente de la longitud de onda, señales de prueba más potentes que en el caso de la conversión descendente son desalineadas del eje de bloqueo del polarizador cuando la señal de control es rotada en polarización a la entrada.

En general, la polarización lineal de entrada de la señal de prueba que produce la menor dependencia a la polarización es la de  $60^\circ$ . A partir de este resultado, diferentes polarizaciones lineales de entrada de la señal de prueba adyacentes a  $60^\circ$  fueron también experimentadas para observar las variaciones de la tasa de extinción del convertidor así como su dependencia a la polarización. Para el caso de la conversión no invertida, una polarización de entrada de la señal de prueba ligeramente diferente de  $60^\circ$  (mayor o menor) producía una alta degradación en la tasa de extinción máxima alcanzable, mientras que el valor de la dependencia a la polarización era similar para polarizaciones lineales muy cercanas, pero se incrementaba conforme la polarización lineal de la señal de prueba a la entrada del AOS era retirada de su valor de  $60^\circ$ . Para la conversión no invertida, solamente una degradación en la tasa de extinción fue observada.

Finalmente, podemos concluir que el análisis experimental nos permitió encontrar una polarización lineal de entrada de la señal de prueba (a  $60^\circ$ ) con la cual se pueden lograr altas tasas de extinción para el convertidor ( $35\text{ dB}$  en estado estático), con una baja dependencia a la polarización de la señal de control ( $2.2\text{ dBm}$ ).

## VI.8 Resumen

Para el experimento del convertidor de la longitud de onda en estado estático, se plantearon cinco ecuaciones fenomenológicas que determinan la potencia a la salida del convertidor para los formatos de conversión no invertida e invertida. A partir de estas ecuaciones, fue posible predecir las condiciones que proporcionan las máximas tasas de extinción así como una baja dependencia a la polarización del convertidor. Para este análisis, la polarización de la EEA del AOS fue un aspecto importante que se tomó en

consideración.

A través de la medición estática de la potencia de salida de la señal de prueba convertida, fue posible determinar los valores de potencia y de polarización de la señal de control, para los cuales la tasa de extinción del convertidor se incrementa para los diferentes formatos de conversión.

Las tasas de extinción alcanzadas por el convertidor de longitud de onda basado en la XPolM en estado estático, superaron aquellas presentadas en [Wong y Tsang, 2003] y [Liu *et al.*, 2003 b].

Finalmente, la evaluación de la dependencia a la polarización del convertidor nos llevó a obtener las condiciones de polarización de la señal de prueba, para las cuales el convertidor de longitud de onda presenta altas tasas de extinción conservando al mismo tiempo una baja dependencia a la polarización.

## VII ESTUDIO EXPERIMENTAL EN ESTADO DINÁMICO DE UN CONVERTIDOR DE LONGITUD DE ONDA BASADO EN LA XPolM

### VII.1 Introducción

Una vez que se han encontrado las condiciones óptimas para la operación del convertidor de longitud de onda, las cuales permiten obtener una tasa de extinción alta conservando al mismo tiempo una baja dependencia a la polarización, es necesario evaluar la respuesta del convertidor en estado dinámico.

El experimento del convertidor de longitud de onda en estado dinámico nos permitirá determinar las posibilidades que tiene este dispositivo para ser parte funcional de las redes de comunicaciones totalmente ópticas del futuro.

### VII.2 Esquema Experimental

El esquema experimental mostrado en la figura 72 fue usado para el estudio experimental del convertidor de longitud de onda en estado dinámico. Para este experimento, la señal de control es modulada en amplitud con codificación NRZ a través de un modulador externo con secuencias pseudo aleatorias de longitud  $2^{23} - 1$  obtenidas del generador de patrones *HP70841B*<sup>86</sup>. El modulador externo está compuesto por un manejador comercial para modulador óptico (driver) de la serie H301 de la compañía JDS Uniphase, con la capacidad de amplificar señales eléctricas de datos de entrada de 2.488 *Gb/s* a 10 *Gb/s* [JDS Uniphase, 2001 ], y de un modulador óptico externo de intensidad MX-LN-10 de Niobato de Litio de la compañía Photline [Photline, 2002], el cual está basado en un interferómetro Mach Zehnder con capacidad de operar a

---

<sup>86</sup>El cuadro representativo del generador de patrones incluye un generador de señales *HP8341B* y de un “display” *HP70004A*.

10 Gb/s . Ambos dispositivos fueron caracterizados y acoplados en el laboratorio de comunicaciones ópticas del CICESE para la realización de este trabajo.

Para optimizar la tasa de extinción provista por el modulador externo, fue necesario ajustar la polarización de la señal óptica proveniente del láser de control a través del controlador de polarización 1, con la finalidad de acoplar todo su campo eléctrico sobre el eje de la fibra birrefringente (tipo PANDA <sup>87</sup>) de entrada que coincide con el eje TE de la guía de onda del modulador. El voltaje de polarización del modulador, el cual controla la operación del interferómetro Mach Zehnder, fue modificado hasta obtener las mejores condiciones, resultado que +15 V producían la mejor respuesta del modulador. La secuencia pseudo aleatoria de entrada al modulador proveniente del generador de patrones pseudo aleatorios se ajustó a un valor de 1.1 V de amplitud, valor de voltaje suficiente para que el manejador proporcione los 6 V requeridos por el modulador de intensidad. Finalmente, la máxima tasa de extinción de la señal de información (señal de control a la salida del modulador) alcanzada a través del modulador externo fue de 9.75 dB a 2.5 Gb/s.

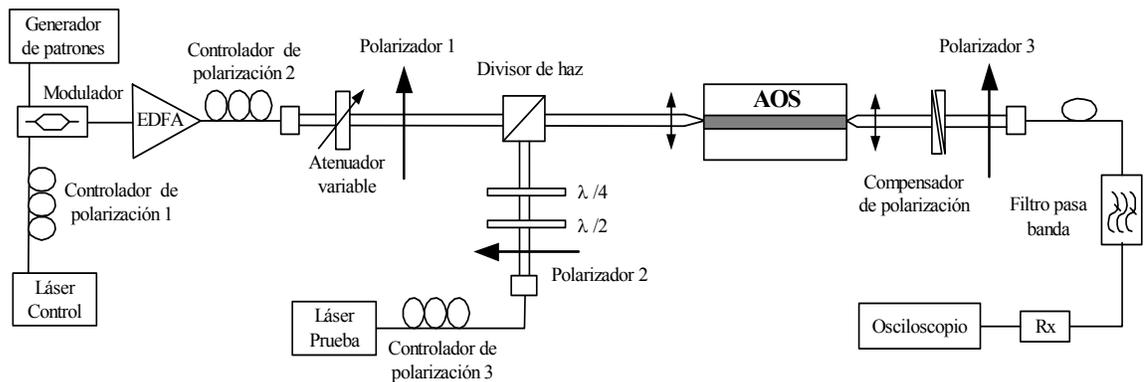


Figura 72: Esquema experimental del convertidor de longitud de onda en estado dinámico.

<sup>87</sup>La fibra PANDA es usada para preservar la polarización de la señal de entrada. Esto se logra exacerbando la birrefringencia de la fibra a través de la aplicación de presión en los extremos del núcleo.

El EDFA que aparece en el esquema experimental es usado para amplificar la señal de información, mientras que el controlador de polarización 2 y el polarizador 1 son usados para ajustar la polarización de entrada de esta señal. La máxima potencia promedio efectiva de la señal de información a la entrada del AOS fue de aproximadamente 1.5 *dBm*, la cual fue controlada por el atenuador variable en espacio libre.

La señal de prueba es controlada en polarización a través de las placas retardadoras  $\lambda/2$  y  $\lambda/4$  e insertada al AOS con una potencia efectiva de  $-5.5$  *dBm*.

Los láseres de control y de prueba fueron polarizados con 80 *mA*, el AOS con 500 *mA* y su temperatura fue controlada a 22°C.

A la salida del amplificador, el compensador de polarización y el polarizador 3 se encargan de bloquear o dejar pasar la señal de prueba según el formato de conversión ajustado. Un filtro de la marca Newport 1550 *nm* - 1.0 *nm* pasabanda es usado para eliminar al máximo posible la EEA del AOS así como la señal de información (control).

La señal de prueba convertida es recibida por un convertidor óptico a eléctrico *Agilent 11982A* (15 *GHz* de ancho de banda), enviada a un preamplificador de 4 canales (FCTS - Four Channel Test Set) *HP54121A* y desplegada en un osciloscopio *HP54120B*<sup>88</sup>.

## VII.3 Resultados

### VII.3.1 Conversión de la Longitud de Onda a 2.5 Gb/s NRZ

El procedimiento para operar el convertidor de longitud de onda en estado dinámico es el siguiente: El convertidor de longitud de onda es ajustado para el formato de conversión deseado (invertido o no invertido) manteniendo apagado el modulador y el generador de patrones pseudo aleatorios. Una vez que se han encontrado las mejores condiciones experimentales en estado estático (altas tasas de extinción y baja dependencia a la polarización), el modulador y el generador de patrones pseudo aleatorios son encendidos.

---

<sup>88</sup>El reloj de sincronía para el osciloscopio es obtenido de la salida “*Trig Out*” del generador de patrones y recibido en la entrada “*Trigger*” del FCTS.

Finalmente, se realiza un último ajuste en la potencia de la señal de información y en la polarización de la señal de prueba con la finalidad de maximizar la tasa de extinción de la señal convertida.

En el experimento dinámico del convertidor, la señal de prueba es ajustada a  $60^\circ$  con una potencia efectiva de entrada al AOS de  $-5.5 \text{ dBm}$ , mientras que la señal de información tiene una potencia promedio de entrada de  $1.5 \text{ dBm}$  para la conversión con formato invertido, y de  $-0.5 \text{ dBm}$  para la conversión con formato no invertido.

Para la conversión ascendente se usó la combinación  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P3} = 1560.5 \text{ nm}$ , y para la descendente  $\lambda_{C2} = 1555.5 \text{ nm} - \lambda_{P4} = 1550.5 \text{ nm}$ , de acuerdo a la tabla V.

Las figuras 73 y 74 muestran los resultados obtenidos en el experimento dinámico del convertidor para una conversión de longitud de onda ascendente y descendente, respectivamente, cuando el generador de patrones pseudo aleatorios es ajustado para proveer una señal pseudo aleatoria de longitud  $2^{23} - 1$  a  $2.5 \text{ Gb/s}$ . Los trazos del osciloscopio fueron obtenidos accediendo al equipo de medición a través del puerto GPIB, usando una computadora y un programa en MatLab para la captura de datos.

La baja potencia de la señal convertida en formato no invertido es debida a la alta reducción de la ganancia inducida por la señal de información <sup>89</sup>.

---

<sup>89</sup>Para evitar este problema, un EDFA puede ser colocado a la salida del convertidor para dar mayor potencia a la señal convertida.

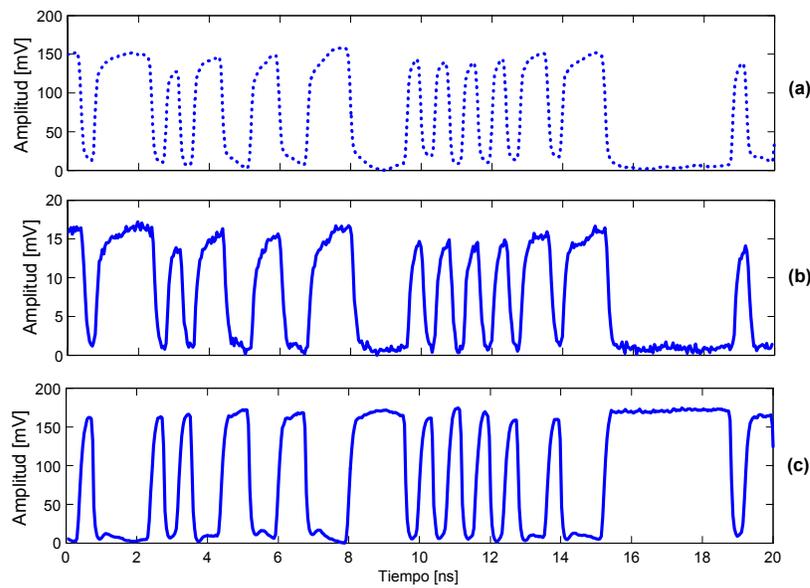


Figura 73: Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a  $2.5 \text{ Gb/s}$  en conversión de la longitud de onda ascendente ( $1555.5 \text{ nm} - 1560.5 \text{ nm}$ ). (a) Señal de información de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido.

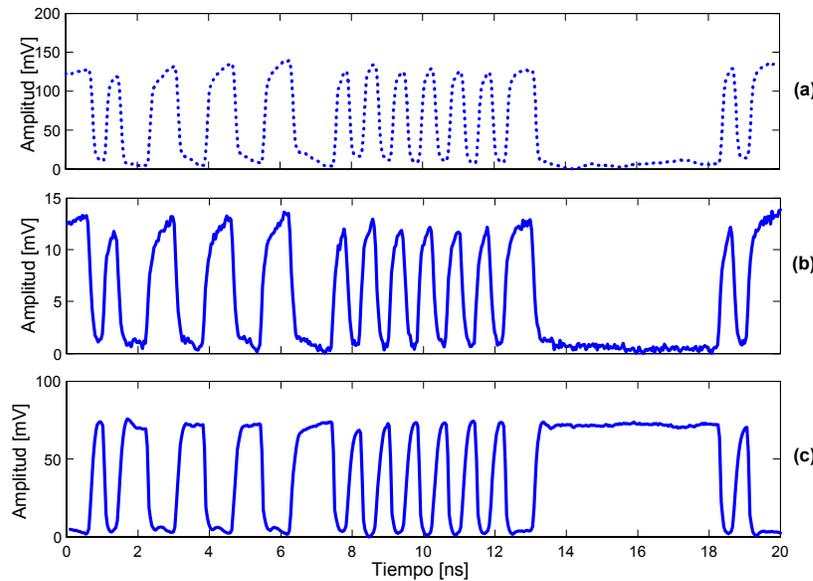


Figura 74: Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a  $2.5 \text{ Gb/s}$  en conversión de la longitud de onda descendente ( $1555.5 \text{ nm} - 1550.5 \text{ nm}$ ). (a) Señal de información de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido.

La figura 75 muestra los diagramas de ojo<sup>90</sup> de la conversión ascendente de la longitud de onda en formato no invertido e invertido. A través del diagrama de ojo de las secuencia de datos, es posible evaluar el rendimiento del convertidor. Un diagrama de ojo abierto, corresponde a una mínima distorsión de la señal. Una distorsión de la señal debido a la interferencia intersímbolos<sup>91</sup> y al ruido produce un diagrama de ojo cerrado.

La degradación que presenta el diagrama de ojo de la conversión con formato no invertido es debida a la baja potencia de esta señal a la salida del convertidor.

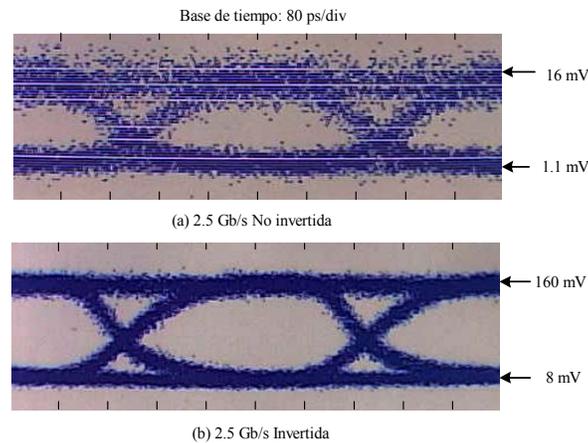


Figura 75: Diagramas de ojo para la conversión de la longitud de onda ascendente ( $1555.5 \text{ nm} - 1560.5 \text{ nm}$ ) a  $2.5 \text{ Gb/s}$ . Formato de conversión (a) No invertido, e (b) invertido.

La tabla X muestra los valores numéricos de las tasas de extinción (T.E.) obtenidas en el experimento del convertidor a  $2.5 \text{ Gb/s}$ .

En base a los resultados anteriores, podemos observar mayores tasas de extinción para la conversión en formato invertido de la longitud de onda, sin embargo, como lo

<sup>90</sup>El diagrama de ojo, es el trazo del osciloscopio en el cual, una señal de datos pseudo aleatorios es muestreada repetidas ocasiones y aplicada a la entrada vertical del equipo de medición, mientras que la tasa de datos es usada para accionar el barrido horizontal [Couch, 1997],[Glossary, 2003].

<sup>91</sup>La interferencia intersímbolos, es la distorsión manifestada en un esparcimiento temporal de los pulsos de una señal, y consecuentemente en un traslape entre ellos, a tal grado que el receptor no puede distinguir confiablemente entre cambios de estado de los elementos individuales de la señal [Couch, 1997].

Tabla X: Tasas de extinción de señales convertidas a 2.5 Gb/s NRZ.

Conversión	Ascendente		Descendente	
Formato	No Invertido	Invertido	No invertido	Invertido
T.E.(dB)	11.62	13.01	10.38	11.12

hemos mencionado antes, este formato de conversión es el que presenta mayor dependencia a la polarización. En el caso de la caracterización dinámica a 2.5 Gb/s, para la conversión en formato invertido la dependencia a la polarización fue de aproximadamente 6 dB, mientras que para el formato no invertido el valor de la dependencia a la polarización se redujo a 3 dB. También, encontramos que la conversión ascendente presenta señales convertidas con mayor potencia respecto a la conversión descendente, esto se debe a la asimetría de la reducción de ganancias producida por la señal de información (ver sección V.3.4).

En todos los casos de conversión de la longitud de onda a 2.5 Gb/s se logró una mejora en la tasa de extinción con respecto a la de la señal de información de entrada por más de 2.5 dB, si tomamos en cuenta que la máxima tasa de extinción de la señal de información de entrada fue de 9.75 dB medida antes del EDFA<sup>92</sup>. Una mejora en la tasa de extinción de la señal convertida en relación con la tasa de extinción de la señal de información a la entrada, así como una baja dependencia a la polarización y una operación a altas velocidades del convertidor, son características ideales para esta clase de dispositivos (ver sección III.3).

Es importante notar que la tasa de extinción de las señales convertidas es degradada de  $\sim 30$  dB en estado estático (medida en el analizador de espectros en la sección VI.6) a  $\sim 11$  dB en estado dinámico. Esto es debido principalmente a dos razones. Primero, en estado estático la densidad de portadores del AOS puede alcanzar un estado estable, permitiendo un valor de potencia reducido a la salida del convertidor para el estado

---

<sup>92</sup>El EDFA produce una degradación en la tasa de extinción de señales moduladas entrantes, debido a la EEA del dispositivo que es agregada a la señal.

“OFF”. Sin embargo, en operación dinámica esto no sucede debido al tiempo de vida finito de los portadores, por esta razón, un valor reducido de potencia para el estado “OFF” no puede ser logrado. Segundo, el ruido en el convertidor óptico a eléctrico (O/E) y del osciloscopio, limitan el valor de la señal que puede ser detectado, degradando así la tasa de extinción [Liu *et al.*, 2003 b].

Finalmente, podemos mencionar que el convertidor de longitud de onda realizado es capaz de operar a velocidades de datos que cumplen con el estándar de transporte de telecomunicaciones SDH (Synchronous Digital Hierarchy) y SONET (Synchronous Optical Network) formulados por la ITU (ITU - International Telecommunication Union) y la ECSA (ECSA- Exchange Carriers Standards Association) para la ANSI (American National Standards Institute), respectivamente [Tektronix1, 2001],[Tektronix2, 2001] [Tektronix3, 2001]. SDH y SONET son tecnologías basadas en la *multicanalización por división de tiempo* (TDM - Time Division Multiplexing), las cuales han sido exitosas y ampliamente usadas para proveer un acceso estándar al medio de transmisión óptico; actualmente, equipos de transmisión digital (basados en SDH/SONET) usan la fibra óptica para transportar un solo canal digital por fibra y por dirección de propagación.

WDM y SDH/SONET son tecnologías usadas para incrementar la capacidad de transporte de una red de telecomunicaciones, y más que competidoras, son tecnologías complementarias. Se prevee que los sistemas avanzados de telecomunicaciones usarán la tecnología SDH/SONET en combinación con WDM para satisfacer los requerimientos de las redes del futuro [Cavendish, 2000], [EXFO, 2000], [Richter *et al.*, 2002].

El convertidor de longitud de onda puede operar a 2.488 Gb/s, velocidad equivalente a un STM-16 (STM - Synchronous Transport Module) de SDH, o a un STS-48 (STS - Synchronous Transport Signal), OC-48 (OC - Optical Carrier) de SONET<sup>93</sup>. La tabla XI muestra las tasas de bits dentro del estándar SDH/SONET a las cuales fue comprobada la operación del convertidor de longitud de onda realizado en este trabajo<sup>94</sup>.

---

<sup>93</sup>Para mayor información revisar recomendaciones de la ITU-T: G-701, G-702, G-707, G-780 y G.783.

<sup>94</sup>Los DS's y E-1s que aparecen en la tabla XI, son estándares de transporte de telecomunicaciones no síncronos (PDH - Plesiochronous Digital Hierarchy).

Tabla XI: Tasas de bits para transporte síncrono y no síncrono, y las relaciones entre ellas.

Señal SONET	Tasa de Bits (Mb/s)	Señal SDH	Capacidad SONET	Capacidad SDH
STS-1, OC-1	51.488	STM-0	28 DS-1s ó 1 DS-3	21 E1s
STS-3, OC-3	155.520	STM-1	84 DS-1s ó 3 DS-3s	63 E1s ó 1 E4
STS-12, OC-12	622.080	STM-4	336 DS-1s ó 12 DS-3s	252 E1s ó 4 E4s
STS-48, OC-48	2488.320	STM-16	1344 DS-1s ó 48 DS-3s	1008 E1s ó 16 E4s
<i>Nota:</i> aunque un STM-1 de SDH tiene la misma tasa de bits que un STS-3 de SONET, las dos señales contienen diferentes estructuras de trama.				

*NOTA:* Con la finalidad de visualizar las ventajas obtenidas después de la exhaustiva caracterización del efecto de la XPolM para la realización del convertidor de longitud de onda, éste fue probado en estado dinámico a 2.5 Gb/s ajustando la señal de prueba con una polarización lineal de entrada a 45°, tal como se hace en [Wong y Tsang, 2003] y [Liu *et al.*, 2003 b]. Para este experimento, encontramos una degradación en la tasa de extinción máxima alcanzada de aproximadamente 5 dB para la conversión con formato no invertido, y 2 dB para la conversión con formato invertido, así como un aumento en la dependencia a la polarización (>3 dB para la conversión con formato no invertido).

### VII.3.2 Conversión de la Longitud de Onda a 3.3 Gb/s NRZ

Con la finalidad de probar la operación del convertidor de longitud de onda con mayores tasas de bits de entrada, el generador de patrones pseudo aleatorios fue ajustado a su velocidad máxima de 3.3 Gb/s con secuencias pseudo aleatorias de longitud  $2^{23} - 1$ . Los resultados de la conversión ascendente y descendente se muestran en las figuras 76 y 77, respectivamente.

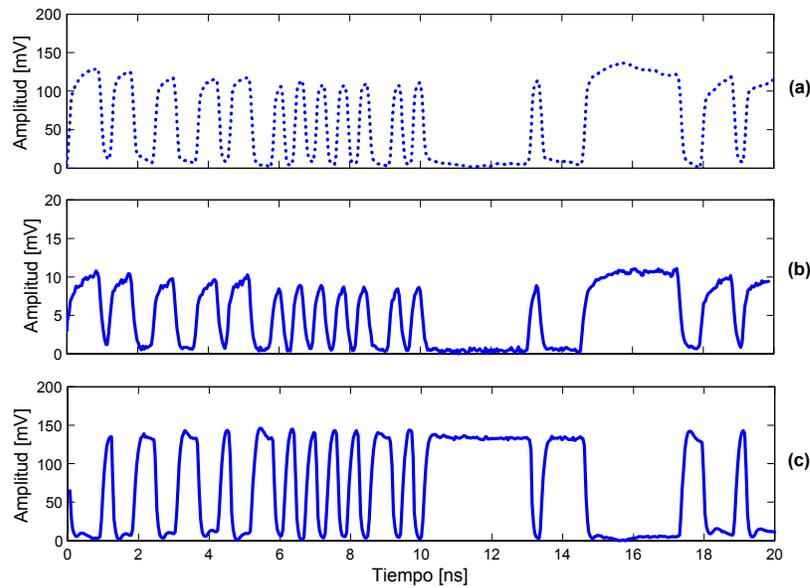


Figura 76: Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a  $3.3 \text{ Gb/s}$  en conversión de la longitud de onda ascendente ( $1555.5 \text{ nm} - 1560.5 \text{ nm}$ ). (a) Señal de información de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido.

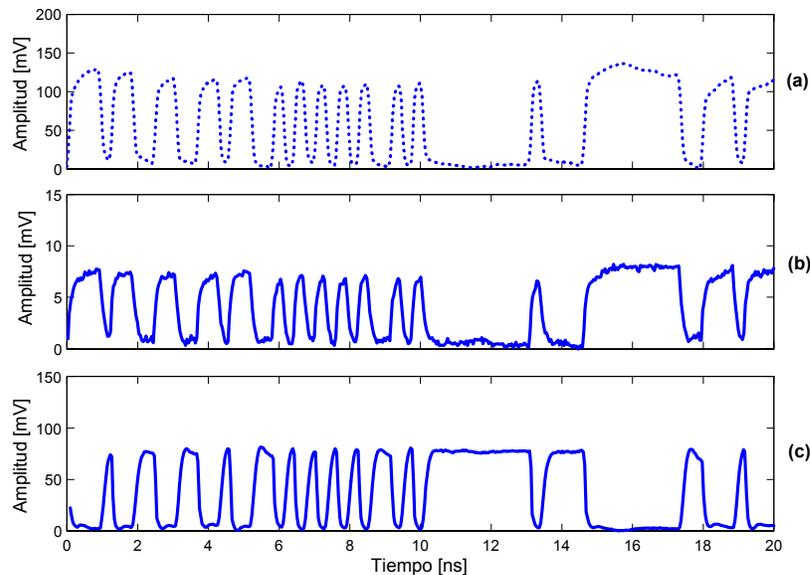


Figura 77: Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a  $3.3 \text{ Gb/s}$  en conversión de la longitud de onda descendente ( $1555.5 \text{ nm} - 1550.5 \text{ nm}$ ). (a) Señal de información de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido.

La tabla XII muestra los resultados numéricos de las tasas de extinción (T.E.) obtenidas en el experimento del convertidor a  $3.3 \text{ Gb/s}$ .

Tabla XII: Tasas de extinción de señales convertidas a  $3.3 \text{ Gb/s}$  NRZ.

Conversión	Ascendente		Descendente	
Formato	No Invertido	Invertido	No invertido	Invertido
T.E.(dB)	10	10.87	9.61	10.25

Los resultados del experimento del convertidor a  $3.3 \text{ Gb/s}$  muestran mayores tasas de extinción para la conversión invertida de la longitud de onda. Al igual que en el caso de la conversión a  $2.5 \text{ Gb/s}$ , encontramos que la conversión ascendente presenta señales convertidas con mayor potencia de salida.

También en la conversión a  $3.3 \text{ Gb/s}$  se logró una mejora en la tasa de extinción de la señal convertida con respecto a la de la señal de entrada de información, en este caso, la tasa de extinción de la señal de información de entrada medida antes del EDFA fue de  $9.5 \text{ dB}$ .

### VII.3.3 Conversión de la Longitud de Onda para Señales Periódicas de 5, 10 y 15 GHz

Para operar el convertidor de longitud de onda a velocidades mayores que las experimentadas anteriormente, de acuerdo a los recursos del laboratorio de comunicaciones ópticas del CICESE, se logró realizar experimentos de conversión de la longitud de onda a 5, 10 y 15 GHz usando señales periódicas como entrada, obtenidas del generador de señales HP8341B. El esquema experimental usado es similar al mostrado en la figura 72, solo que en este caso, el generador de patrones es desconectado, dejando únicamente el generador de señales el cual puede producir señales periódicas con frecuencias

de hasta 20  $GHz$  <sup>95</sup>.

**Conversión Ascendente** Las figuras 78, 79 y 80 muestran los trazos del osciloscopio al experimentar la conversión ascendente de la longitud de onda a 5, 10 y 15  $GHz$ , respectivamente.

**Conversión Descendente** Las figuras 81, 82 y 83 muestran los trazos del osciloscopio al experimentar la conversión descendente de la longitud de onda a 5, 10 y 15  $GHz$ , respectivamente.

En el experimento del convertidor de longitud de onda con señales periódicas, las señales convertidas en formato invertido presentan mayores niveles de potencia que sus similares en formato no invertido, además de que la conversión ascendente sigue siendo más eficiente que la descendente en cuestión de potencias de salida de las señales convertidas.

Después de experimentar el convertidor de longitud de onda a velocidades de 10 y 15  $GHz$ , obteniendo resultados satisfactorios, podemos argumentar que el dispositivo es capaz de operar a velocidades mayores a 3.3  $Gb/s$ , tal como se ha demostrado en [Wong y Tsang, 2003] y [Liu *et al.*, 2003 b]. Lo anterior, en nuestro caso fue comprobado midiendo el espectro de la señal pseudo aleatoria de 3.3  $Gb/s$  a la salida del generador de patrones usando un analizador de espectros RF (RF - Radio Frecuencias) *HP8565A*. En esta medición, observamos que la energía de esta señal se concentra en un ancho de banda de 3.3  $GHz$  (frecuencia fundamental) con subsecuentes componentes espectrales en múltiplos de la frecuencia fundamental 6.6  $GHz$ , 9.9  $GHz$ , etc.(función sinc). Debido a que el ancho de banda de una señal no puede especificarse en forma única, a menos que la señal sea de “banda limitada” (es decir, que ocupe un un intervalo finito de frecuencias y que no tenga componentes de frecuencia fuera del intervalo especificado), utilizamos un criterio arbitrario para determinar el ancho de banda, esto

---

<sup>95</sup>El reloj de sincronía para el osciloscopio es obtenido a través de la salida “10  $MHz$  REF Output” del generador de señales.

es, para especificar el intervalo de frecuencias en el cual se concentra la mayor parte de la energía de la señal [Schwartz, 1985].

Nuestro criterio se basó en considerar que la componente espectral significativa más alta para la señal de 3.3  $Gb/s$  era de dos veces la tasa de bits, esto es, 6.6  $GHz$ , este criterio está de acuerdo con las curvas de densidad espectral de potencia para el código NRZ presentadas en [Couch, 1997] y con la medición experimental realizada. Bajo este criterio, la operación del convertidor de longitud de onda a 15  $GHz$  predice la operación del dispositivo a velocidades de hasta 7.5  $Gb/s$ .

La operación del dispositivo a altas velocidades nos asegura que las condiciones experimentales usadas (corriente de inyección del AOS de 500  $mA$ , potencia promedio de la señal de control  $\sim 1$   $dBm$  y potencia de la señal de prueba de  $-5.5$   $dBm$ ), fueron capaces de reducir el tiempo de vida de los portadores en la banda de conducción ( $<200$   $ps$ , el cual es una limitante principal en la operación del convertidor en altas velocidades). Así, las variaciones en la densidad de portadores dentro de la región activa del AOS producidas por señales de hasta 15  $GHz$ , fueron capaces de activar los fenómenos involucrados en la XPolM para mantener una respuesta adecuada del convertidor de longitud de onda [Manning *et al.*, 1997].

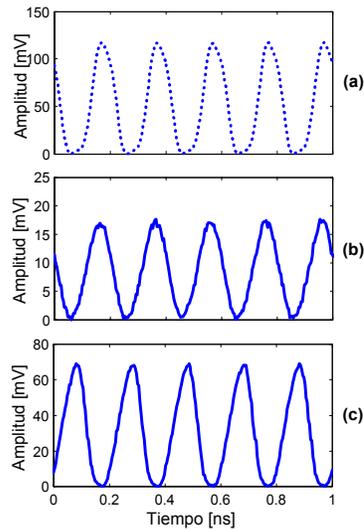


Figura 78: Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a  $5\text{ GHz}$  en conversión de la longitud de onda ascendente ( $1555.5\text{ nm} - 1560.5\text{ nm}$ ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido.

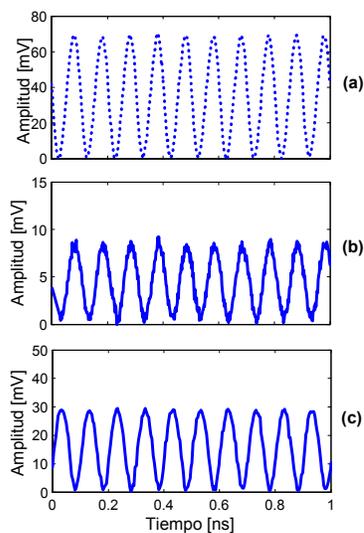


Figura 79: Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a  $10\text{ GHz}$  en conversión de la longitud de onda ascendente ( $1555.5\text{ nm} - 1560.5\text{ nm}$ ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido.

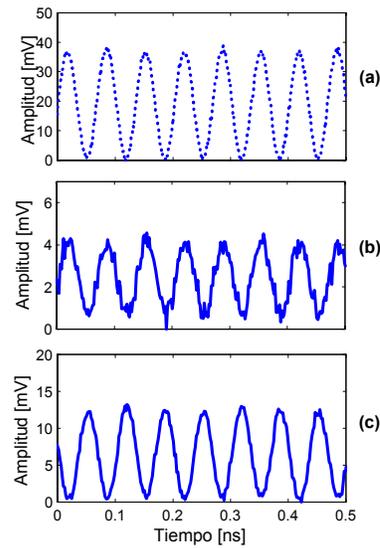


Figura 80: Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a  $15\text{ GHz}$  en conversión de la longitud de onda ascendente ( $1555.5\text{ nm} - 1560.5\text{ nm}$ ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido.

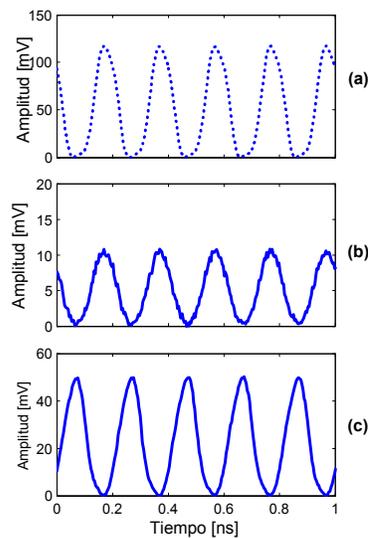


Figura 81: Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a  $5\text{ GHz}$  en conversión de la longitud de onda descendente ( $1555.5\text{ nm} - 1550.5\text{ nm}$ ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido.

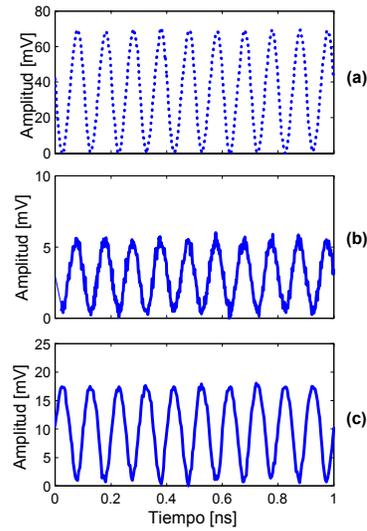


Figura 82: Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a  $10\text{ GHz}$  en conversión de la longitud de onda descendente ( $1555.5\text{ nm} - 1550.5\text{ nm}$ ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido.

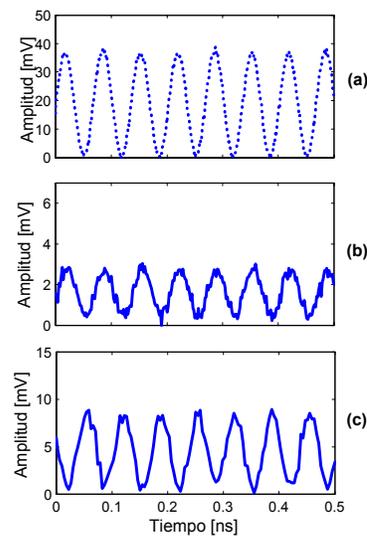


Figura 83: Trazos del osciloscopio de las señales de entrada y convertidas a  $15\text{ GHz}$  en conversión de la longitud de onda ascendente ( $1555.5\text{ nm} - 1550.5\text{ nm}$ ). (a) Señal de entrada, (b) señal de prueba convertida en formato no invertido, e (c) invertido.

### VII.3.4 Conversión de la Longitud de Onda a 2.5 Gb/s RZ

Finalmente, para concluir los experimentos en estado dinámico del convertidor de longitud de onda totalmente óptico, se realizó un experimento en conjunto con Rodrigo de la Peña, estudiante de maestría del grupo de funciones optoelectrónicas, quien como parte de su trabajo de tesis realizó un convertidor de código NRZ a RZ basado en la modulación cruzada de la ganancia (XGM) dentro de un diodo láser DFB-DL<sup>96</sup> (DFB-DL - Distributed FeedBack-Diode Laser) conmutado en ganancia (gain-switched) [Nakagawa *et al.*, 2001],[DeLaPeña, 2003].

El esquema experimental usado se presenta en la figura 84. En este experimento, el láser llamado maestro es polarizado con 80 mA e insertado al modulador externo, mientras que una señal eléctrica pseudo aleatoria NRZ de 2.5 Gb/s con longitud de  $2^{23} - 1$  obtenida del generador de patrones pseudo aleatorios HP70841B es usada para su modulación. El controlador de polarización 1 es usado para acoplar todo el campo eléctrico de la señal óptica del láser maestro sobre el eje de la fibra tipo PANDA de entrada que coincide con el eje TE de la guía del modulador. Una señal de reloj eléctrica de 2.5 Gb/s es obtenida del generador de patrones pseudo aleatorios de la salida “TrigOut” para conmutar en ganancia el diodo láser esclavo DFB. Cuando el láser maestro se encuentra apagado, una señal óptica periódica de 2.5 GHz producto de la conmutación de ganancia del láser esclavo DFB está presente a la salida del convertidor NRZ-RZ, sin embargo, cuando el láser maestro es encendido la señal NRZ de 2.5 Gb/s proveniente del modulador externo efectúa una XGM sobre el haz emitido por el diodo láser esclavo DFB. De esta manera, a la salida del convertidor NRZ-RZ obtenemos una señal pseudo aleatoria RZ de 2.5 Gb/s con longitud  $2^{23} - 1$  con formato invertido respecto a la señal NRZ con la longitud de onda de operación del láser esclavo DFB. El filtro pasa banda 1, es un filtro marca Newport 1550 nm - 0.1 nm, usado para eliminar la señal NRZ proveniente del láser maestro.

---

<sup>96</sup>Los láseres DFB son diseñados para oscilar en un solo modo longitudinal y transversal, es decir, producen luz monocromática. Una rejilla de difracción es grabada a lo largo de la región activa, la cual produce una reflectividad efectiva dependiente de la longitud de onda [Soto, 2002].

La longitud de onda de operación del diodo láser DFB es de  $1551.7 \text{ nm}$ , mientras que la longitud de onda del láser maestro que produce las mejores condiciones para la operación del convertidor NRZ-RZ es de  $1550.6 \text{ nm}$ .

El convertidor de longitud de onda fue ajustado y puesto en operación tal como se hizo en los experimentos anteriores. La señal de prueba fue ajustada con una polarización lineal de entrada de  $60^\circ$  y una longitud de onda de  $1556.5 \text{ nm}$  con una potencia efectiva de  $-5.5 \text{ dBm}$ .

En este caso, la potencia promedio de la señal RZ (señal de información para el caso del convertidor) a la entrada del AOS fue de  $\sim -1 \text{ dBm}$ .

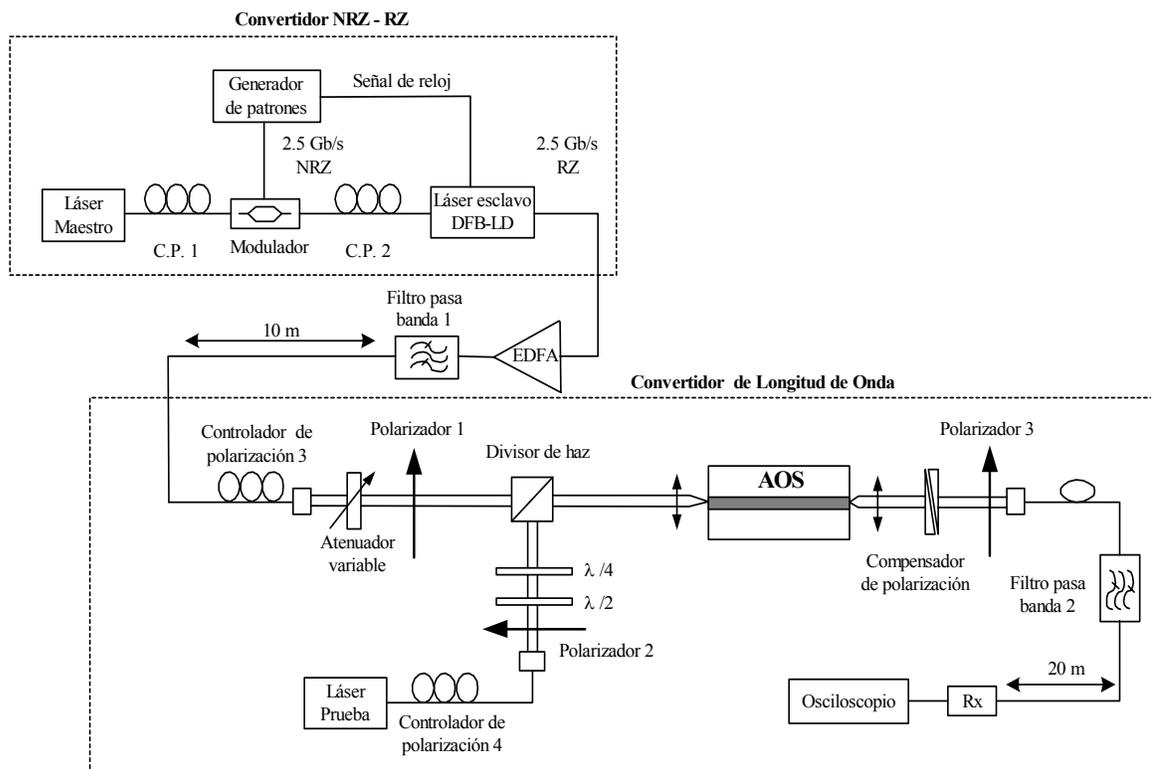


Figura 84: Esquema experimental del convertidor de longitud de onda en estado dinámico para una señal de información a  $2.5 \text{ Gb/s}$  en formato RZ..

Este experimento se realizó en el laboratorio de comunicaciones ópticas del CICESE. Por cuestiones de espacio en las mesas experimentales, el convertidor NRZ-RZ se encon-

traba separado del convertidor de longitud de onda, por lo tanto, fue necesario realizar largas conexiones con fibra monomodo estándar para la aplicación de la señal de información (10 m) y para la captura de la señal convertida en el osciloscopio (20 m)<sup>97</sup> (ver figura 84). El tramo de fibra de 10 m incluyendo los conectores utilizados para insertar la señal de información al convertidor, produjo 0.8 dB de pérdidas; mientras que el tramo de 20 m usado para capturar la señal de prueba convertida incluyendo los conectores utilizados, produjo 2.6 dB de pérdidas. De acuerdo a lo anterior, la potencia de la señal de prueba convertida recibida por el osciloscopio, era aproximadamente la mitad de la potencia que proveía la salida del convertidor de longitud de onda.

La figura 85 muestra los trazos del osciloscopio obtenidos para la conversión de la longitud de onda en formato no invertido e invertido. La secuencia binaria que aparece en la parte superior de cada trazo de la figura 85, representa la secuencia de datos de la señal de información de entrada, con una tasa de extinción de 8.5 dB. La tasa de extinción para la conversión invertida fue mejorada a 9.1 dB, sin embargo, existió una pequeña degradación en la tasa de extinción para la señal no invertida, la cual se redujo a 7 dB, este último efecto se lo atribuimos a los bajos niveles de potencia de esta señal a la entrada del receptor del osciloscopio.

### VII.3.5 Posibilidad de Integración del Convertidor de Longitud de Onda

Como ha sido demostrado, el convertidor de longitud de onda puede operar a tasas de datos que cumplen con los estándares de transmisión SDH/SONET, sin embargo, para una aplicación práctica se debe considerar también la capacidad de integración del dispositivo.

El esquema presentado en la figura 72 muestra que un convertidor de longitud de onda basado en el efecto de la XPolM, además de un AOS y de un láser que produzca la señal CW de prueba, requerirá de controladores de polarización, polarizadores, filtros y guías de onda ópticas para unir los dispositivos pasivos y activos.

---

<sup>97</sup>El osciloscopio y el generador de patrones se encuentran montados en un mismo módulo.

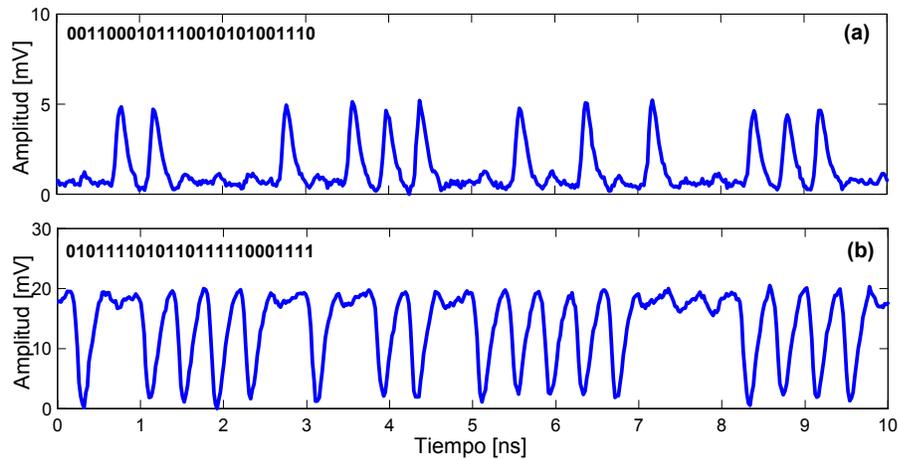


Figura 85: Trazos del osciloscopio de las señales convertidas RZ a 2.5 Gb/s en conversión ascendente (1551.7 nm – 1556.5 nm). (a) no invertida, e (b) invertida.

Para la realización de este dispositivo (para una aplicación real), se requiere de la integración monolítica de todos estos componentes sobre un solo sustrato. El circuito óptico integrado resultante es el equivalente a un “chip” electrónico. En el circuito óptico integrado las guías de onda actúan como los circuitos de cobre para los “chips” electrónicos, sirviendo como conexión entre los componentes del “chip”. La luz, en este caso es direccionada por elementos ópticos, incluyendo rejillas, lentes y prismas.

La fabricación de los circuitos ópticos integrados involucra la construcción de dispositivos en o sobre un sustrato usando producción masiva, procesos de manufactura de semiconductores, tales como deposición, fotolitografía, o técnicas de grabado al “agua fuerte”. Técnicas de integración de convertidores de longitud de onda basados en la XPM usando interferómetros Mach Zehnder se presentan en [Broeke *et al.*, 2002 a] y [Broeke *et al.*, 2002 b].

Para el caso del convertidor planteado en este trabajo, podemos decir que el láser y el AOS requeridos pueden ser fácilmente integrados. Láseres de semiconductor operando en el intervalo de longitud de onda de los 1100 – 1650 nm pueden ser fabricados usando el material cuaternario InGaAsP crecido en un sustrato de InP. Actualmente, un gran número de estructuras láseres han sido desarrolladas en base a los requerimientos del rendimiento de aplicaciones específicas [Agrawal y Dutta, 1986]. Por otro lado,

el amplificador óptico de semiconductor puede ser realizado con una capa activa de InGaAsP que es enterrada entre un substrato tipo  $n$  de InP y una capa de envoltura superior tipo  $p$  de InP [Holtmann, 1997],[Optospeed, 2000].

Para la realización de las guías de onda de semiconductor (InP, InGaAsP), existen varios diseños como por ejemplo, las guías de onda planares, estructuras de canal, guías de onda tipo “ridge”, etc. Los méritos de cada diseño dependen de la operación deseada y de la facilidad en su fabricación [Saleh y Teich, 1991], [Peyghambarian *et al.*, 1993].

Los polarizadores pueden ser desarrollados a través de varios conceptos, la mayoría de las propuestas se basan en tratar de atenuar una de las componentes ortogonales de polarización de la señal óptica (TE o TM), entre estas técnicas se encuentra la de una cubierta de fuerte absorción con materiales metálicos o amorfos, la cual puede ser realizada con la inserción de una tira metálica sobre una guía de onda, o una aleación delgada (absorción isotrópica). Otra técnica para la realización del polarizador es usando un segmento bimodal de altura y longitud específica entre dos secciones monomodo de una guía de onda planar, la cual puede servir como un simple interferómetro [Lohmeyer *et al.*, 2000].

Los controladores de polarización pueden ser realizados a través de secciones de guías de onda de InP/InGaAsP con sus facetas anguladas, o utilizando rejillas de difracción como se presenta en [Hall y Hutcheson, 1987 ] y [Zhu *et al.*, 2000].

Los filtros ópticos requeridos para el esquema en copropagación del convertidor pueden ser realizados usando rejillas de Bragg [Hastings *et al.*, 2000],[Khan *et al.*, 2001].

Finalmente, podemos argumentar que el convertidor de longitud de onda planteado en este trabajo puede ser integrado en un “chip” para su posible comercialización.

### **VII.3.6 Comparación de Cualitativa de Varias Técnicas de Conversión de Longitud de Onda Totalmente Óptica**

La tabla XIII muestra de manera resumida una comparación cualitativa entre las diferentes técnicas basadas en AOS de la conversión de la longitud de onda. Las ventajas

y desventajas de cada una de ellas se presentan en las secciones III.4 y III.5.

El convertidor de longitud de onda basado en la XPolM presenta una limitante en su dependencia al formato de modulación, debido a que solo señales moduladas en amplitud pueden ser convertidas en longitud de onda, además, este convertidor presenta una baja eficiencia de conversión cuando un sistema de amplificación para la señal de información de entrada no es considerado, sin embargo, cuando un EDFA es considerado como parte del dispositivo convertidor la eficiencia de conversión se mejora<sup>98</sup>. El convertidor de longitud de onda implementado en este trabajo presenta ventajas en su alta tasa de extinción alcanzada en estado dinámico ( $2.5 \text{ Gb/s}$ ), conservando al mismo tiempo una baja dependencia a la polarización (ver sección VII.3.1).

Tabla XIII: Comparación cualitativa de varias técnica de conversión de la longitud de onda basadas en AOS.

	XGM	XPM	FWM	XPolM
Transparencia al formato de modulación	limitado	limitado	estricto	limitado
Eficiencia en la Tasa de Extinción	Regular	Buena	aprox. igual al de la entrada	Buena
Dependencia a la Polarización	Alta	Media	Alta	Baja*
Eficiencia de Conversión	Alta	Media	Baja	F. invertido Baja, Media** - 9 dB, 1 dB** F. no invertido Baja, Media** - 14 dB, -4 dB**
Tasa de bits límite	>10 Gb/s	>10 Gb/s	>10 Gb/s	>10 Gb/s
Referencia	[Yoo, 1996]	[Yoo, 1996]	[Yoo, 1996]	El presente trabajo
* Considerando la implementación del presente trabajo				
** Si se considera al EDFA como parte del dispositivo convertidor (ver figura 72).				

<sup>98</sup>En una aplicación real, una guía de onda amplificadora podría ser integrada antes del AOS principal.

## VII.4 Resumen

El convertidor de longitud de onda ha sido probado en operación dinámica, los buenos resultados obtenidos en este experimento, lo convierten en un candidato importante para ser parte funcional de las redes de comunicaciones totalmente ópticas del futuro.

El convertidor es capaz de operar satisfactoriamente a tasas de bits equivalentes a un STM-16/OC-48 de los estándares síncronos SDH/SONET, mejorando la tasa de extinción de la señal de entrada y manteniendo al mismo tiempo una baja dependencia a la polarización.

La respuesta del convertidor a velocidades de hasta 15  $GHz$  previene su operación a altas tasas de bits ( $>3.3 \text{ Gb/s}$ ).

La operación del convertidor de longitud de onda implementado en este trabajo, es capaz de operar con señales con formato de modulación NRZ y RZ. Un análisis conjunto de estos dos códigos de modulación para su aplicación en la transmisión de señales ópticas en sistemas WDM se encuentra en [Forghieri, 1997].

## VIII CONCLUSIONES

En este trabajo de tesis se logró la implementación, caracterización y evaluación de un convertidor de longitud de onda totalmente óptico basado en la modulación cruzada de la polarización (XPolM) dentro de un amplificador óptico de semiconductor (AOS). A continuación se puntualizan las conclusiones más importantes.

- Se realizó un estudio teórico del fenómeno de la XPolM dentro de un AOS, el cual permitió identificar los fenómenos físicos involucrados en él. El efecto de la XPolM es observado cuando la polarización de una señal óptica propagándose en un AOS es afectada por la polarización y la potencia de otro haz introducido simultáneamente dentro del amplificador. El efecto incluye tres aspectos, el establecimiento de una birrefringencia inducida del dispositivo, el cambio en la dispersión de la ganancia para los modos TE y TM, y una modificación de los ejes propios de la guía de onda.
- Se realizó un estudio de las técnicas de conversión de la longitud de onda existentes, y se justificó el uso de convertidores de longitud de onda en las futuras redes ópticas. Las técnicas de conversión pueden ser clasificadas en electroóptica y totalmente óptica, sin embargo, la conversión totalmente óptica provee ventajas importantes siendo la tecnología candidata para formar parte de las redes de comunicaciones totalmente ópticas del futuro. La XPolM dentro de un AOS es un fenómeno que ha sido recientemente estudiado para la realización de convertidores de longitud de onda totalmente ópticos, sin embargo, no había sido totalmente evaluado para la realización de esta función. Por esta razón, en este trabajo se hizo un análisis exhaustivo de este fenómeno. La justificación de la conversión de la longitud de onda se basa en las restricciones de las redes WDM actuales: Al haber un número finito de longitudes de onda que pueden ser usadas, existe una alta probabilidad de bloqueo en los nodos de interconexión, además, con la función de conversión de longitud de onda, la administración y el control de las

- longitudes de onda se pueden realizar de manera más eficiente.
- Se realizó una caracterización experimental exhaustiva de la rotación no lineal de la polarización SNPR y de la XPolM dentro de un AOS con una señal de prueba única entrante, así como con una señal de prueba y una de control, respectivamente. Esta última caracterización nos permitió identificar los estados de polarización de entrada de la señal de prueba, para los cuales se maximiza la rotación de su polarización a la salida del AOS por la presencia de la señal de control.
  - En base a lo anterior, se planteó un esquema experimental para la realización de un convertidor de longitud de onda basado en la XPolM que puede realizar la conversión de longitud de onda en forma ascendente o descendente, en formato invertido o no invertido. Una señal de información (control), modifica el estado de polarización de una señal de prueba CW al viajar ambas simultáneamente dentro del AOS utilizado. A la salida del amplificador, un compensador de polarización y un polarizador son utilizados para seleccionar el formato de conversión deseado. La tasa de extinción alcanzada por el convertidor depende directamente del cambio del estado de polarización inducido por la señal de información sobre la señal de prueba (idealmente un estado de polarización rotado  $90^\circ$ ).
  - Se evaluó la operación del convertidor de longitud de onda en estado estático. En nuestra caracterización, se realizó un análisis conjunto de la tasa de extinción y de la dependencia a la polarización del dispositivo. En base a los resultados obtenidos en la caracterización de la XPolM, considerando la polarización de la EEA del AOS, y planteando ciertas condiciones de ajuste sobre el compensador de polarización y el polarizador de salida, fue posible establecer las condiciones óptimas del convertidor para las cuales se obtuvieron las mejores tasas de extinción y la menor dependencia a la polarización. Así, se obtuvieron tasas de extinción mayores a  $30\text{ dB}$  para las conversiones ascendente y descendente de  $5\text{ nm}$ , así

como una dependencia a la polarización del dispositivo de aproximadamente 2.2 *dB* y 5 *dB* para formato de conversión no invertido e invertido, respectivamente.

- Se evaluó la operación del convertidor de longitud de onda en estado dinámico. El convertidor fue caracterizado para conversión ascendente y descendente de 5 *nm*, en formatos invertido y no invertido, con señales pseudo aleatorias de longitud  $2^{23} - 1$  a 2.5 *Gb/s* y 3.3 *Gb/s* con codificación NRZ; así como con señales periódicas de 5, 10 y 15 *GHz*. Además se realizó la conversión ascendente con una señal pseudo aleatoria de longitud  $2^{23} - 1$  a 2.5 *Gb/s* con codificación RZ. En las pruebas con señales NRZ, el convertidor presentó siempre una mejora en la tasa de extinción en la señal convertida con respecto a la señal de información de entrada (mejora >2.5 *dB*), tasas de extinción mayores a 10 *dB* fueron logradas conservando al mismo tiempo una baja dependencia a la polarización ( $\sim 3$  *dB* y  $\sim 6$  *dB* para la conversión en formato no invertido e invertido, respectivamente). En base a lo anterior, pudimos argumentar que el dispositivo es capaz de operar a tasas de bits equivalentes a un STM-16/OC-48 que satisfacen el estándar SDH/SONET. En la prueba con señales periódicas, existió degradación de potencia de la señal convertida respecto a la señal de entrada, sin embargo, la respuesta del convertidor fue satisfactoria hasta para señales de 15 *GHz*, con lo cual podemos asegurar la operación del dispositivo a altas velocidades (>3.3 *Gb/s*). Finalmente, en la operación con señales en formato RZ, el convertidor produjo buenas tasas de extinción para la señal convertida.

## VIII.1 Aportaciones

- La exhaustiva caracterización del efecto de la XPolM produjo 21546 parámetros de Stokes normalizados que determinan la polarización de la señal de prueba para diferentes condiciones experimentales de potencia, polarización y longitud de onda de la señal de control y de prueba. La base de datos de los parámetros de Stokes normalizados, así como los programas desarrollados en MatLab para

su procesamiento, son una base de datos de gran valor para futuros trabajos por realizarse dentro del laboratorio de comunicaciones ópticas.

- Se realizó la ingeniería de producto que permitió conjuntar una serie de equipos, instrumentos, programas y dispositivos adquiridos y/o realizados para éste y otros trabajos anteriores, para realizar experimentos repetibles con temperatura controlada.
- Se plantearon cinco ecuaciones fenomenológicas que describen la potencia óptica total de salida del convertidor de longitud de onda para los formatos invertido y no invertido, en los estados “*ON*” y “*OFF*”. Estas ecuaciones toman en cuenta el estado de polarización de la EEA del AOS, el cual es considerado como ruido a la salida del dispositivo.
- Se realizó un análisis y una caracterización del AOS utilizado y del efecto de la XPolM que permitieron encontrar las condiciones para las cuales un convertidor de longitud de onda basado en la XPolM puede operar exhibiendo tasas de extinción elevadas con una baja dependencia a la polarización, sin utilizar esquemas complejos o costosos.
- Se redactó un artículo titulado: “All-Optical Wavelength Converter Based on Cross-Polarization Modulation In Semiconductor Optical Amplifier: Trade-off Between the Extinction Ratio and the Polarization Dependence”, el cual será sometido en alguna revista de circulación internacional.

## VIII.2 Trabajo Futuro

En base a los resultados obtenidos en este trabajo, se prevee que el fenómeno de la XPolM que se presenta dentro de los AOS's puede ser usado para la realización de otras funciones totalmente ópticas, como por ejemplo, la realización de memorias ópticas tipo Flip-Flop, sumadores totalmente ópticos, codificadores de 2 a 4 niveles usando un multiplexor ASK con dos señales de entrada, etc.

## IX LITERATURA CITADA

- [Agrawal y Dutta, 1986] **Agrawal**,G.P.; Dutta,N.K. 1986. “*Long-Wavelength Semiconductor Lasers*”. Van Nostrand Reinhold Company. New York. 473 pp.
- [Álvarez *et al.*, 2002] **Álvarez**,E.; Soto,H.; Torres,J. 2002. “*Investigation of the Carrier Density Dependence on the Confinement Factor in a Bulk Semiconductor Optical Amplifier with a Ridge Waveguide*”. Sometido a: Opt Commun en 2002.
- [Ankurum, 1971] **Ankurum**,Paul D. 1971. “*Semiconductor Electronics*”. Prentice Hall, 10a Edición. New Jersey. 548 pp.
- [Axon, 2002] **Axon** Photonics, Optoelectronic Device Group. 2002. “*The Enhanced Functionalities of the Semiconductor Optical Amplifier and Its Role in Advanced Optical Networking*”. Tutorial del grupo de dispositivos optoelectrónicos Axon. Livermore California. 7 pp.
- [Azzam y Bashara, 1979] **Azzam**,R.M.A.; Bashara,N.M. 1979. “*Ellipsometry and Polarized Light*”, North Holland Publishing Company, 2da Edición. Nueva York, EUA. 325 pp.
- [Bennett *et al.*, 1990] **Bennett**,Brian R.; Soref, Richard A.; Del Alamo,Jesús A. 1990. “*Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP*”. IEEE J of Quantum Electron. 26(1): 113-122 p.
- [Borella *et al.*, 1997] **Borella**,Michael S.; Jue,Jason P.; Banerjee,Dhritiman; Ramamurthy,Byrav; Mukherjee,Biswanath. 1997. “*Optical Components for WDM Lightwave Networks*”. IEEE Proc. 85(8):1272-1307 p.
- [Brackett, 1990] **Brackett**,Charles A. 1990. “*Dense Wavelength Division Multiplexing Networks: Principles and Applications*”. IEEE J Sel Areas Commun. 8(6): 948-964 p.
- [Brackett *et al.*, 1993] **Brackett**,Charles A.; Acampora,Anthony S.; Sweitzer,John; Tangonan,Gregory; Smith,Mark T.; Lennon,William; Wang,Keh-Chung; Hobbs, Robert H. 1993. “*A Scalable Multiwavelength Multihop Optical Network: A Proposal for Research on All-Optical Networks*”. J Lightwave Technol. 11(5/6): 736-752 p.
- [Bregí, 1999] **Brégi**,Philippe. 1999. “*Optical Components Lead the Way to Dense WDM Optical Networking*”. Alcatel. Telecom Forum 1999. Disponible en: <http://www.alcatel.com/telecom/optronics/products/whitepaper/t99.pdf>.
- [Broeke *et al.*, 2002 a] **Broeke**,R.G.; Binsma,J.J.M.; Geemert,M. van; Heinrichsdorff,F.; Dongen,T.van; Zantvoort,J.H.C. van; Tangdionga,E.; Waardt,H.; Leijtens,X.J.M.; Oei,Y.S.; Smit,M.K. 2002. “*An All-Optical Wavelength Converter in a Layer-Stack Suitable for Compact Photonic Integration*”. ECOC 2002.

- [Broeke *et al.*, 2002 b] **Broeke**,R.G.; Binsma,J.J.M.; Geemert,M. van; Heinrichsdorff,F.; Dongen,T.van; Zantvoort,J.H.C. van; Leijtens,X.J.M.; Oei,Y.S.; Smit,M.K. 2002. “*All-Optical Wavelength Converter with a Monolithically Integrated Digitally Tunable Laser*”. ECOC 2002.
- [Cavendish, 2000] **Cavendish**,Dirceu. 2000. “*Evolution of Optical Transport Technologies: From SDH/SONET to WDM*”. IEEE Commun Mag. Junio. 164-172p.
- [Chan *et al.*, 1998] **Chan**,Vincent W.S.; Hall,Katherine L.; Modiano,Eytan; Rauschenbach,Kristin A. 1998. “*Architectures and Technologies for High-Speed Optical Data Networks*”. J Lightwave Technol. 16(12): 2146-2168 p.
- [Collet, 1992] **Collet**,Edward. 1992. “*Polarized Light: Fundamentals and Applications*”. Marcel Dekker. New York. 581 pp.
- [Couch, 1997] **Couch**,Leon W. 1997. “*Sistemas de Comunicación Digitales y Analógicos*”. Prentice Hall. México. 742 pp.
- [DeLaPeña, 2003] **DeLaPeña**, R. 2003. “*Generación de Secuencias Pseudoaleatorias con Impulsos Breves Obtenidos de un Láser de Retroalimentación Distribuida (DFB)*”. Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 125 pp.
- [Díaz, 2000] **Díaz**,C.A. 2000. “*Realización y Caracterización de una Compuerta Lógica XOR Totalmente Óptica en Estado Estático Utilizando un Efecto de Modulación Cruzada de la Polarización Dentro de un Amplificador Óptico de Semiconductor*”. Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 68 pp.
- [Diez *et al.*, 1998] **Diez**,S.; Schmidt,C.; Ludwig,R.; Weber,H.G.; Dussiere,P.; Ducellier,T. 1998. “*Effect of Birefringence in a Bulk Semiconductor Optical Amplifier on Four-Wave Mixing*”. IEEE Photon Technol Lett. 10(2): 212-214 p.
- [Domínguez, 2000] **Domínguez**,J.C. 2000. “*Realización y Caracterización de un Interruptor Fotónico Totalmente Óptico en Estado Estático Utilizando el Efecto de la Modulación Cruzada de la Polarización Dentro de un Amplificador Óptico de Semiconductor*”. Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 105 pp.
- [Dorren *et al.*, 2003] **Dorren**,H.J.S.; Lenstra,Daan; Liu,Yong; Hill,Martin T; Khoe,Giok-Djan. 2003. “*Nonlinear Polarization Rotation in Semiconductor Optical Amplifiers: Theory and Application to All-Optical Flip-Flop Memories*”. IEEE J Quantum Electron. 39(1): 141-148 p.
- [Dumortier, 2002] **Dumortier**,Franck. 2002. “*Caracterisation des Composants pour la Mesure des Pertes*”. Reporte. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 15 pp.

- [Durhuus *et al.*, 1992] **Durhuus**, Terji; Mikkelsen, Benny; Stubkjaer, Kristian E. 1992. “Detailed Dynamic Model for Semiconductor Optical Amplifiers and Their Crosstalk and Intermodulation Distortion”. *J Lightwave Technol.* 10(8): 1056-1065 p.
- [Durhuus *et al.*, 1996] **Durhuus**, Terji; Mikkelsen, Benny; Joergensen, Carsten; Danielsen, Soeren Lykke; Stubkjaer, Kristian E. 1996. “All-Optical Wavelength Conversion by Semiconductor Optical Amplifiers”. *J Lightwave Technol.* 14(6): 942-954 p.
- [Eckner, 1998] **Eckner**, Jurg. 1998. “Semiconductor Optical Amplifiers: Optimization of Polarization and Monolithical Integration in Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP”. Series in Quantum Electronics. 8.
- [Eisenstein, 1989] **Eisenstein**, Gadi. 1989. “Semiconductor Optical Amplifiers”. *IEEE Circuits and Devices Magazine.* 5(4): 25-30 p.
- [Elmirghani *et al.*, 2000] **Elmirghani**, Jaafar M.H.; Mouftah, Hussein T. 2000. “All-Optical Wavelength Conversion: Technologies and Applications in DWDM Networks”. *IEEE Commun Mag.* 38(3): 86-92 p.
- [EXFO, 2000] **EXFO**, 2000. “Guide to WDM Technology and Testing”. 2da Edición. EXFO. Electro-Optical Engineering Inc., Quebec, Canada. 194 pp.
- [Feynman *et al.*, 1966] **Feynman**, Richard P.; Leighton, Robert B.; Sands, Matthew. 1966. “Lectures on Physics”. Addison-Wesley. 3ra Edición. 215 pp.
- [Fjelde *et al.*, 2001] **Fjelde**, Tina; Kloch, Allan; Nielsen, Mads Loenstrup; Wessing, Henrik. 2001. “SOA-Based Functional Devices”. *Proc SPIE.* 4532.114-126 p.
- [Forghieri, 1997] **Forghieri**, Fabrizio; Prucnal, P.R.; Tkach, R.W.; Chraplyvy, A.R. 1997. “RZ Versus NRZ in Nonlinear WDM Systems”. *IEEE Photon Technol Lett.* 9(7): 1035-1037 p.
- [Girardin *et al.*, 1997] **Girardin**, F.; Eckner, J.; Guekos, G.; Dall’Ara, R.; Mecozzi, A.; D’Ottavi, A.; Martelli, F.; Scotti, S.; Spano, P. 1997. “Low-Noise and Very High-Efficiency Four-Wave Mixing in 1.5-mm-Long Semiconductor Optical Amplifiers”. *IEEE Photon Technol Lett.* 9(6): 746-748 p.
- [Girardin y Guekos, 1998] **Girardin**, F.; Guekos, G. 1998. “Gain Recovery of Bulk Semiconductor Optical Amplifiers”. *IEEE Photon Technol Lett.* 10(6). 784-786 p.
- [Glossary, 2003] **Glossary**. 2003. “Glossary of Telecommunication Terms-Federal Standard 1037C”. Disponible en: <http://info.babylon.com>.

- [Guía de Usuario HP, 1994] **Guía de Usuario HP**. 1994. “*User’s Reference Guide: HP8509A/B Lightwave Polarization Analyzers*”. Hewlett Packard Company. Santa Rosa California. 266 pp.
- [Gutiérrez *et al.*, 2000] **Gutiérrez-Castrejón,R.**; Schares,Laurent; Occhi,Lorenzo; Guekos,George. 2000. “*Modeling and Measurement of Longitudinal Gain in Saturated Semiconductor Optical Amplifiers of Different Length*”. IEEE J Quantum Electron. 36(12): 1476-1484 p.
- [Hall *et al.*, 1994] **Hall,K.L.**; Lenz,G.; Darwish,A.D.; Ippen, E.P. 1994. “*Subpicosecond Gain and Index Nonlinearities in InGaAsP Diodes Lasers*”. Opt Commun. 111. 589-612 p.
- [Hall y Rauschenbach, 1998] **Hall,K.L.**; Rauschenbach,K.A. 1998. “*100-Gbit/s Bitwise Logic*”. Opt Lett. 23(16): 1271-1273 p.
- [Hall y Hutcheson, 1987 ] **Hall,D.G.**; Hutcheson,L.D. 1987. “*Theory of Waveguides and Devices*”. Integrated Optical Circuits and Components. Marcel Decker. New York. 325 pp.
- [Hastings *et al.*, 2000] **Hastings,J.T.**; Huang,J.; Khan,M.J.; Lim,M.H.; Murphy,T.E.; Barwicz,T.; Haus,H.H.; Smith,H.I. 2000. “*Fabrication Techniques for Integrated-Optical Grating-Based Devices*”. Disponible en: [http://www-mtl.mit.edu/mtl-home/6Res/AR2002/10\\_optoel/007\\_fbtchntoptgbdv.pdf](http://www-mtl.mit.edu/mtl-home/6Res/AR2002/10_optoel/007_fbtchntoptgbdv.pdf).
- [Hentschel, 1989] **Hentschel,Christian**. 1989. “*Fiber Optics Handbook*”. Hewlett Packard. 3ra Edición. Federal Republic of Germany. 238 pp.
- [Holtmann, 1997] **Holtmann,Christoph**. 1997. “*Polarization Insensitive Semiconductor Optical Amplifiers in InGaAsP/InP for 1.3 $\mu$ m Wavelengths Exploiting Bulk Ridge-Waveguide Structure: Device Development, Characteristics and Selected Applications*”. Hartung-Gorre Verlag Konstanz. 181 pp.
- [Huang y Casperson, 1993] **Huang,Jian**; Casperson, Lee W. 1993. “*Gain and Saturation in Semiconductor Lasers*”. Opt Quantum Electron. 25: 369-390 p.
- [Huard, 1997] **Huard,Serge**. 1997. “*Polarization of Light*”. Editorial Wiley. 348 pp.
- [Hyuek *at al.*, 1999] **Hyuek,Jae Lee**; Sohn,Manjin; Kim,Kwangjoo.1999. “*Wavelength Dependent Performance of a Wavelength Converter Based on Cross-Gain Modulation and Birefringence of a Semiconductor Optical Amplifier*”. IEEE Photonics Technology Letters. 11(2). 185-187 p.
- [ILX, 2000] **ILX**, 2000. Disponible en: [www.ilxlightwave.com](http://www.ilxlightwave.com).
- [JDS Uniphase, 2001 ] **JDS Uniphase**. 2001. “*Product Bulletin: Model H301 10 Gb/s Optical Modulator Driver*”. Disponible en: [www.jdsuniphase.com](http://www.jdsuniphase.com).

- [Jones, 1941] **Jones**,R. Clark. 1941. “*A New Calculus for the Treatment of Optical Systems: Description and Discussion of the Calculus*”. J Opt Soc Am. 31. 488-493 p.
- [Jones, 1946] **Jones**,R. Clark. 1946. “*A New Calculus for Treatment of Optical Systems: Experimental Determination of the Matrix*”. J Opt Soc Am. 37(2): 110-112 p.
- [Khan *et al.*, 2001] **Khan**,Jalal M.; Lim,Michael; Joyner,Charles; Murphy,Tom; Haus,H.A.; Smith,H.I. 2001 . “*Integrated Bragg Grating Structure*”. IEEE. Disponible en: <http://photonics.ece.umd.edu/pubs/published-conference-proceedings/PCP-2/integrated-bragg-gratings.pdf>.
- [Kartalopoulos, 2003] **Kartalopoulos**,Stamatios V., 2003. “*DWDM: Networks, Devices and Technology*”. IEEE Press, Wiley-Interscience. 487 pp.
- [Kazovsky *et al.*,1996] **Kasovsky**,Leonid; Benedetto,Sergio; Willner,Alan. 1996. “*Optical Fiber Communication System*”. Artech House. London. 690 pp.
- [Kelly *et al.*, 1999] **Kelly**,A.E.; Phillips,I.D.; Manning,R.J.; Ellis,A.D.; Nasset,D.; Moodie,D.G.; Kashyap,R. 1999. “*80 Gbit/s All-Optical Regenerative Wavelength Conversion Using Semiconductor Optical Amplifiers Based Interferometer*”. Electr Lett. 35(17): 1477-1478 p.
- [Keiser, 1999] **Keiser**,Gerd E. 1999. “*A Review of WDM Technology and Applications*”. Academic Press. Disponible en: <http://www.idealibrary.com>.
- [Kim *et al.*, 1999] **Kim**,J.R.; Lee,J.S.; Park,S.; Park,M.W.; Yu,J.S.; Lee,S.D.; Choo,A.G.; Kim,T.I.; Lee,Y.H. 1999. “*Spot-Size Converter Integrated Polarization Insensitive Semiconductor Optical Amplifier*”. IEEE Photon Technol Lett. 11(8): 967-969 p.
- [Kong, 1995] **Kong**,J.A. 1995. “*Electromagnetic Waves: Progress In Electromagnetics Research*”. Volumen 10. EMW. Cambridge, Massachusetts. 319 pp.
- [Kovacevic y Acampora, 1996] **Kovacevic**, Milan; Acampora. 1996. “*Benefits of Wavelength Translation in All-Optical Clear-Channel Networks*”. IEEE J Sel Areas Commun. 14 (5): 868-880 p.
- [Lacey *et al.*, 1997] **Lacey**,J.P.R.; Madden,S.J.; Summerfield,M.A. 1997. “*Four-Channel Polarization-Insensitive Optically Transparent Wavelength Converter*”. IEEE Photon Technol. 9: 1355-1357 p.
- [Lee Hanlim *et al.*, 1999] **Lee Hanlim**; Yoon,Hyunjae; Kim,Yonggyoo; Joeng,Jichai. 1999. “*Theoretical Study of Frequency Chirping and Extinction Ratio of Wavelength-Converted Optical Signals by XGM and XPM Using SOA's*”. IEEE J Quantum Electron. 35(8): 1213-1219 p.

- [Lee y Li, 1993] **Lee**,Kuo-Chun; Li,Victor O.K. 1993. “*A Wavelength-Convertible Optical Network*”. J Lightwave Technol. 11 (5/6): 962-970 p.
- [Leuthold *et al.*, 2000] **Leuthold**,J.; Joyner,C.H.; Mikkelsen,B.; Raybon,G.; Pleumeekers,J.L.; Miller,B.I.; Dreyer,K.; Burrus,C.A. 2000. “*100 Gb/s All-Optical Wavelength Conversion with Integrated SOA Delayed-Interference Configuration*”. Electr Lett Online. No.20000807.
- [Lien, 1995] **Lien** Chuang,Shun. 1995. “*Physics of Optoelectronic Devices*”. Wiley. New York. 717 pp.
- [Lin *et al.*, 1998] **Lin**,Y.L.; Wiesenfeld,J.M.; Perino,J.S.; Gnauck,A.H.1998. “*Polarization-insensitive Wavelength Conversion up to 10 Gb/s Based on Four-Wave Mixing in a Semiconductor Optical Amplifier*”. IEEE Photon Technol Lett. 10(7): 955-957 p.
- [Liu *et al.*, 2002] **Liu**,Y; Hill,M.T.; Waardt,H.; Khoe,G.D.; Lenstra,D.; Dorren,H.J.S. 2002. “*All-Optical Flip-Flop Memory Based on Two Coupled Polarisation Switches*”. Electr Lett. 38(16): 904-906 p.
- [Liu *et al.*, 2002 a] **Liu**,Y.; Hill,M.T.; Tangdiongga,E.; Waardt,H.; Calabretta,N.; Khoe,G.D.; Dorren,H.J.S. “*All-Optical Wavelength Converter Based on Cross-Polarisation Modulation in a Single Semiconductor Optical Amplifier*”. ECOC 2002.
- [Liu *et al.*, 2003 b] **Liu**,Y.; Hill,M.T.; Tangdiongga,E.; Waardt,H.; Calabretta,N.; Khoe,G.D.; Dorren,H.J.S. 2003. “*Wavelength Conversion Using Nonlinear Polarization Rotation in a Single Semiconductor Optical Amplifier*”. IEEE Photon Technol Lett. 15(1): 90-92 p.
- [Lohmeyer *et al.*, 2000] **Lohmeyer**,M.; Koster,T.M.; Lambeck,P.V. 2000. “*Integrated Optical Polarizer Based on the Cross Strip Interferometer Configuration*”. Proceedings Symposium IEEE/LEOS. 239-242p. Disponible en: <http://leosbenelux.org/symp00/s00p239.pdf>
- [Mak *et al.*, 2000] **Mak**,M.W.K.; Tsang,H.K.; Chan,K. 2000. “*Widely Tunable Polarization-Independent All-Optical Wavelength Converter Using a Semiconductor Optical Amplifier*”. IEEE Photon Technol Lett. 12: 525-527 p.
- [Maldonado, 1999] **Maldonado**,Ramón G. 1999. “*Estudio de la Eficacia de Conversión de un Proceso de Mezcla de Cuatro Ondas Dentro de un Amplificador Óptico de Semiconductor*”. Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 113 pp.
- [Manning *et al.*, 1997] **Manning**,R.J.; Ellis,A.D.; Poustie,A.J.; Blow,K.J. 1997. “*Semiconductor Laser Amplifiers for Ultrafast All-Optical Signal Processing*”. J Opt Soc Am B. 14(11): 3204-3216 p.

- [Manual HP, 1993] **Manual HP**. 1993. “*HP8509A/B Lightwave Polarization Analyzers*”. Hewlett Packard Company: 29 p.
- [Mears *et al.*, 1987] **Mears,R.J.**; Reekie,L.; Jauncey,I.M.; Payne,D.N. 1987. "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54  $\mu\text{m}$ ". *Electr Lett.* 23(19): 1026-1028 p.
- [Nakagawa *et al.*, 2001] **Nakagawa,J.**; Marhic,M.E.; Kasovsky,L.G. 2001. “*All-Optical 3R Regeneration Technique Using Injection-Locking in Gain Switched DFB-LD*”. *Electr Lett.* 37(4): 231-232 p.
- [Nesset *et al.*, 1998] **Nesset,Derek**; Kelly,Tony; Marcenac,Dominique. 1998. “*All-Optical Wavelength Conversion Using SOA Nonlinearities*”. *IEEE Commun Mag.* 36: 56-61p.
- [NewFocus, 2000] **NewFocus**,Manual. 2003. “*The Berek Polarization Compensator*”. Disponible en: [http://www.newfocus.com/Manuals/5540\\_Manual\\_RevA.pdf](http://www.newfocus.com/Manuals/5540_Manual_RevA.pdf).
- [NewPort, 2003] **NewPort**. 2003. Disponible en: [www.newport.com](http://www.newport.com).
- [Obermann *et al.*, 1998] **Obermann,Kristof**; Stephan,Kindt; Breuer,Dirk; Petermann,Klaus. 1998. “*Performance Analysis of Wavelength Converters Based on Cross-Gain Modulation in Semiconductors-Optical Amplifiers*”. *J Lightwave Technol.* 16(1): 78-84 p.
- [Occhi, 2002] **Occhi,Lorenzo**. 2002. “*Semiconductor Optical Amplifier Made of Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP: Experimental Characterisation and Numerical Modelling of Gain, Phase, and Noise*”. Tesis Doctoral. Instituto Tecnológico de Zurich Suiza. 184 pp.
- [Olsson *et al.*, 1985] **Olsson,N.A.**; Hegarty,J.; Logan,R.A.; Johnson,L.F.; Walker,K.L.; Cohen,L.G.; Kasper,B.L.; Campbell,J.C. 1985. “*68.5 km Transmission with 1.37 Tbit km/s Capacity Using Wavelength Division Multiplexing of Ten Single-Frequency Lasers at 1.5 $\mu\text{m}$* ”. *Electr Lett.* 21: 105-106p.
- [Optospeed, 2000] **OptoSpeed**. 2000. “*Specifications: Semiconductor Optical Amplifier SOA1550CRI*”. Disponible en: [www.optospeed.com](http://www.optospeed.com).
- [Patel *et al.*, 1996] **Patel,N.S**; Hall,K.L.; Rauschenbach,K.A. 1996. “*40 Gbit/s Cascadable All-Optical Logic with an Ultrafast Nonlinear Interferometer*”. *Opt Soc Am.* 21(18): 1466-1468 p.
- [Patrick *et al.*, 1994] **Patrick,D.M.**; Ellis,A.D.; Davies,D.A.O.; Tatham,M.C.; Sherlock,G. 1994. “*Demultiplexing Using Polarisation Rotation in a Semiconductor Laser Amplifier*”. *Electr Lett.* 30(4): 341-342 p.

- [Payne y Stern, 1986] **Payne**,D.B.; Stern,J.R. 1986. “*Transparent Single Mode Fiber Optical Networks*”. J Lightwave Technol. LT-4: 864-869 p.
- [Peyghambarian *et al.*, 1993] **Peyghambarian**,Nasser; Koch,Stephan W.; Mysyrowicz,Andre. 1993. “*Introduction to Semiconductor Optics*”. Prentice Hall. New Jersey. 224 pp.
- [Photline, 2002] **Photline. 2002.** “*MX-LN-10 Lithium Niobate 10 Gb/s Intensity Modulator*”. Disponible en: www.photline.com.
- [Ram y Gurusamy, 2002] **Ram**,C. Siva; Gurusamy,Mohan, 2002. “*WDM Optical Networks*”. Prentice Hall. New Jersey. 430 pp.
- [Reid *et al*, 1993] **Reid**,B.; Maciejko,R.; Champagne,A. 1993. “*Absorption and Index of Refraction for Modeling of InGaAsP/InP Photonic Devices*”. Can. J. Physics. 71: 410-416 p.
- [Richter *et al*, 2002] **Richter**,A.; Fischler,W.; Bach,R.; Grupp,W. 2002. “*Optical Performance Monitoring in Transparent and Configurable DWDM Networks*”. IEE Proc. Optoelectronics. 149(1): 1-5 p.
- [Robson, 1974] **Robson**,B.A. 1974. “*The Theory of Polarization Phenomena*”. Oxford University Press. Gran Bretaña. 119 pp.
- [Roey *et al.*, 1981] **Roey**,Van J.; van der Donk,J.; Lagasse, P.E. “Beam-propagation method:analysis and assessment”. J Opt Soc Am. 71: 803-810 p.
- [Sabella *et al.*, 1996] **Sabella**, Roberto; Iannone, Eugenio; Pagano, Emilia. 1996. “*Optical Transport Networks Employing All-Optical Wavelength Conversion: Limits and Features*”. IEEE J Sel Areas Commun. 14(5): 968-978 p.
- [Saitoh y Mukai, 1988] **Saitoh**,Tadashi; Mukai,Takaaki.1988. “*Recent Progress in Semiconductor Laser Amplifier*”. J Lightwave Technol. 6(11): 1656-1664 p.
- [Saleh y Teich, 1991] **Saleh**, Bahaa E. A.; Teich,Malvin Carl. 1991. “*Fundamentals of Photonics*”, John Wiley & Sons. 966 pp.
- [Sato *et al.*, 1994] **Sato**,Ken-Ichi; Okamoto,Satoru; Hadama,Hisaya. 1994. “*Network Performance and Integrity Enhancement with Optical Path Layer Technologies*”. J Sel Areas Commun. 12(1): 159-170 p.
- [Shim *et al.*, 2002] **Shim**,Jongin; Kim,Jongryeol; Jang,Donghoon; Eo,Yungseon; Arai,Shigehisa. 2002. “*Facet Reflectivity of a Spot-Size-Converter Integrated Semiconductor Optical Amplifier*”. IEEE J Quantum Electron. 38(6): 665-673 p.
- [Schwartz, 1985] **Schwartz**,Misha. 1985. “*Transmisión de Información Modulación y Ruido*”. McGraw Hill. México. 3ra Edición. 685 pp.

- [Soto y Erasme,1996] **Soto,H.**; Erasme,D. 1996. "Modelling and Experimental Measurements of the Switching Behaviour of Semiconductor Optical Amplifiers". *Opt Quantum Electron.* 28: 669-682 p.
- [Soto, 1996] **Soto,H.** 1996. "*Dynamique des Amplificateurs Optiques a Semiconducteurs Massifs*". Tesis doctoral. École Nationale Supérieure des Télécommunications. Telecom Paris. 223 pp.
- [Soto y Erasme, 1998] **Soto,H.**; Erasme,D. 1998. "*An Experimental Method for Identifying Nonlinear Phenomena Intervening in a FWM Process Developed in a Semiconductor Optical Amplifier*". *IEEE J Quantum Electron.* 34(11): 2211-2216 p.
- [Soto et al., 1999] **Soto,H.**; Erasme,D.; Guekos,G. 1999. "*Cross-Polarization Modulation in Semiconductor Optical Amplifier*". *IEEE.* 11(8): 970-972 p.
- [Soto et al., 2001 a] **Soto,H.**; Erasme,D; Guekos,G. 2001. "*5Gb/s XOR Optical Gate Based on Cross-Polarization Modulation in Semiconductor Optical Amplifier*". *IEEE Photon Technol Lett.*13 (4): 335-337 p.
- [Soto et al., 2001 b] **Soto,H.**; Díaz,C.A.; Topomondzo,J.; Erasme,D.; Guekos,G. 2001. "*Demonstration of an All-Optical Switch Using Cross-Polarization Modulation in Semiconductor Optical Amplifiers*". *Microwave and Optical Technology Letters.* 29(3): 205-208 p.
- [Soto et al., 2002] **Soto,H.**; Díaz, C.A.; Topomondzo,J.; Erasme,D.; Shares,L.; Guekos,G. 2002. "*All-Optical AND Gate Implementation Using Cross-Polarization Modulation in a Semiconductor Optical Amplifier*". *IEEE Photon Technol Lett.* 13(4): 1-3 p.
- [Soto, 2002] **Soto,H.** 2002. "Curso de Maestría: Redes Fotónicas". Centro de Investigación Científica y de Estudios Superiores de Ensenada (CICESE).
- [Soto et al., 2003 a] **Soto,H.**; Topomondzo,J.D.; Erasme,D.; Castro,M. 2003. "*All-Optical NOR Gates With Two and Three Input Logic Signals Based on Cross-Polarization Modulation in a Semiconductor Optical Amplifier*". *Opt Commun.* 218: 243-247 p.
- [Soto et al., 2003 b] **Soto,H.**; Álvarez,E.; Díaz,C.A.; Topomondzo,J.; Erasme,D.; Schares,L.; Occhi,L.; Guekos,G.; Castro,M. 2003. "*All-Optical NOT XOR Gate Based on Cross-Polarization Modulation in a Semiconductor Optical Amplifier*". Sometido a revista internacional en Julio de 2003.
- [Stallings, 1998] **Stallings,William,** 1998. "*ISDN and Broadband ISDN with Frame Relay and ATM*". Prentice Hall. New Jersey. 542 pp.
- [Stallings, 1999] **Stallings,William,** 1999. "*Data & Computer Communications*". Prentice Hall. New Jersey. 810 pp.

- [Stephens *et al.*, 1997] **Stephens**, M.F.C.; Asghari,M.; Penty,R.V.; White,I.H. 1997. “*Demonstration of Ultrafast All-Optical Wavelength Conversion Utilizing Birefringence in Semiconductor Optical Amplifiers*”. IEEE Photon Technol Lett. 9(4): 449-451 p.
- [Takara, 2001] **Takara**, H. 2001. “*High-speed Optical Time-Division-Multiplexed Signal Generation*”. Optical and Quantum Electronics 32: 795-810 p.
- [Sze, 1969] **Sze**, S.M. 1969. “*Physics of Semiconductor Devices*”. John Wiley & Sons. New York. 812 pp.
- [Tanenbaum, 1997] **Tanenbaum**, Andrew S., 1997. “*Redes de Computadoras*”. Prentice Hall. México. 813 pp.
- [Tang y Shore, 1999] **Tang**,J.M.; Shore,K.A. 1999. “*A Simple Scheme for Polarization Insensitive Four-Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifiers*”. IEEE Photon Technol Lett. 11(6): 1123-1125 p.
- [Tektronix1, 2001] **Tektronix1**, 2001. “*SDH Telecommunications Standard Primer*”. Disponible en: [www.tektronix.com/optical](http://www.tektronix.com/optical). 37 pp.
- [Tektronix2, 2001] **Tektronix2**, 2001. “*Synchronous Optical Network (SONET)*”. International Engineering Consortium. Disponible en: <http://www.iec.org>. 58 pp.
- [Tektronix3, 2001] **Tektronix3**, 2001. “*SONET Telecommunications Standard Primer*”. Disponible en: [www.tektronix.com/optical](http://www.tektronix.com/optical). 34 pp.
- [Topomondzo y Erasme, 2002] **Topomondzo**,J.D.; Erasme,D. 2002. “*Caracterisation de la Birefringence et de L’effet de Rotation de Polarisation dans un Amplificateur Optique a Semi-conducteur*”. Reporte. École Nationale Supérieure des Télécommunications. 12 pp.
- [Uskov *et al.*, 1994] **Uskov**,A.; Mork,J.; Mark,J. 1994. “*Wave Mixing in Semiconductor Laser Amplifiers Due to Carrier Heating and Spectral-Hole Burning*”. IEEE J Quantum Electron. 30(8): 1769-1781 p.
- [Verdeyen, 1995] **Verdeyen**,Joseph T. 1995. “*Laser Electronics*”. Prentice Hall. 3ra Edición. New Jersey. 777 pp.
- [Yariv, 1988] **Yariv**,Amnon. 1988. “*Quantum Electronics*”. John Wiley & Sons. Tercera Edición. 676 pp.
- [Yevik y Hermansson, 1990] **Yevik**, D.; Hermansson,B. 1990. “*Efficient Beam Propagation Techniques*”. IEEE J Quantum Electron. 26: 109-112 p
- [Yoo, 1996] **Yoo**,S.J.B. 1996. “*Wavelength Conversion Technologies for WDM Network Applications*”. J Lightwave Technol. 14(6): 955-966 p.

- [Woods, 2001] **Woods**, Bob. 2001. “*Alcatel Breaks Long-Haul Record*”. [OpticallyNetworked.com](http://www.opticallynetworked.com). Disponible en: <http://www.opticallynetworked.com/news/article.php/806231>.
- [Wong y Tsang, 2002] **Wong**,C.S.; Tsang,H.K. 2002. “*High Extinction Ratio Wavelength Conversion at 10 Gbit/s Using Birefringence Switching in Semiconductor Optical Amplifier*”. *Electr Lett.* 38(16): 897-898 p.
- [Wong y Tsang, 2003] **Wong**,C.S.; Tsang,H.K. 2003. “*Polarization-Independent Wavelength Conversion at 10Gb/s Using Birefringence Switching in a Semiconductor Optical Amplifier*”. *IEEE Photon Technol Lett.* 15(1): 87-89 p.
- [Zhu *et al.*, 2000] **Zhu**,Y.C; Groen,F.H.; Maat,D.H.P.; Leijtens,X.J.M.; Smit,M.K. 2000. “Design of a Short Polarization Converter on InP/InGaAsP Using Asymmetrical Waveguides”. *Proceedings Symposium IEEE/LEOS*. Disponible en: <http://leosbenelux.org/symp00/s00p227.pdf>. 227-230 p.

## A APÉNDICES

### A.1 Apéndice A: Representaciones de la Polarización de una Señal Óptica

#### A.1.1 Matriz de Jones

Una onda plana electromagnética se caracteriza por medio de la fase y la amplitud de las dos componentes transversales de su vector de campo eléctrico (ecuaciones (62) y (63)).

$$E_x(t) = A_x \cos(\omega t + \phi_x), \quad (62)$$

$$E_y(t) = A_y \cos(\omega t + \phi_y). \quad (63)$$

Donde:

$A_n$  es la amplitud del campo en la dirección  $n$ .

$\omega$  es la frecuencia angular y  $t$  el tiempo.

$\phi_n$  es la fase absoluta de la componente de campo eléctrico en dirección  $n$ .

El campo eléctrico total de la onda electromagnética se representa por la ecuación (64).

$$E_T = E_x(t) + E_y(t) = R_E(\Delta_x e^{j\omega t} + \Delta_y e^{j(\omega t + \Delta\phi)}) \quad (64)$$

Donde:

$\Delta_n$  es la amplitud del campo en la dirección  $n$ .

$$\Delta_\phi = \phi_y - \phi_x$$

El estado de polarización de la señal óptica puede ser completamente descrito declarando las amplitudes y las fases de las componentes en  $x$  y en  $y$  del vector de campo eléctrico [Jones, 1941]. Esto significa, que el comportamiento del campo eléctrico de una señal óptica en un punto en particular en el espacio, determina su estado de polarización. Si este comportamiento es el mismo en cualquier punto del espacio, se dice que la señal óptica está polarizada. Por supuesto, esto no significa que su evolución temporal será la misma en dos puntos diferentes en el espacio.

La noción del estado de polarización, la cual es muy cercana a la noción del estado cuántico, puede ser fácilmente representada por la noción de un vector de estado, o un vector “ket” cuando se usa el formalismo de los mecanismos cuánticos. Su simple representación matemática es la de un vector de dos componentes llamado vector de Jones [Huard, 1997].

$$J = \begin{bmatrix} \Delta_x e^{j\omega t} \\ \Delta_y e^{j(\omega t + \Delta_\phi)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (65)$$

Si la señal óptica está completamente polarizada (DOP<sup>99</sup>-Degree of Polarization = 100%), entonces el vector complejo  $2 \times 1$  de Jones describe la polarización en términos de las componentes de campo eléctrico (ver ecuación (65)) [Manual HP, 1993].

Esta representación es la más usada para pronosticar la evolución de un estado de polarización en un sistema óptico. Esta evolución puede ser descrita por una matriz de transferencia  $M$ , llamada la matriz de Jones.

La matriz de Jones describe la función de transferencia de la polarización de un componente óptico a una longitud de onda específica, como se muestra en la ecuación (66) [Jones, 1941].

---

<sup>99</sup>El DOP es una medida de que porcentaje de la energía promedio de la señal óptica está polarizada  
 $DOP\% = (Pot.Polarizada/Pot.Total) \times 100\%$ .

$$\begin{bmatrix} \frac{E_{ox}}{E_{oy}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{E_{ix}}{E_{iy}} \end{bmatrix} \quad (66)$$

Donde:

$J_{ik}$  son los elementos de la matriz de Jones.

$E_{on}$  son las componentes del campo eléctrico de salida.

$E_{in}$  son las componentes del campo eléctrico de entrada.

### A.1.2 Elipse de Polarización

Partiendo de que la luz consiste de dos componentes transversales  $(x, y)$ , ortogonales entre ellas y por conveniencia propagándose sobre el eje  $z$ . Entonces, estas componentes transversales son representadas por las ecuaciones (67) y (68) (análogas a las ecuaciones (62) y (63)):

$$E_x(z, t) = E_{0x} \cos(\tau + \delta_x) \quad (67)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} \cos(\tau + \delta_y) \quad (68)$$

Donde  $\tau$  es el propagador ( $\tau = \omega t - kz$  [Collet, 1992]). Los subíndices  $x$  y  $y$  se refieren a la dirección de las componentes transversales de campo eléctrico,  $E_{0x}$  y  $E_{0y}$  son las amplitudes máximas, y  $\delta_y$  y  $\delta_x$  son las fases de estas componentes transversales. Cuando los campos eléctricos  $E_x(z, t)$  y  $E_y(z, t)$  se propagan en  $z$ , se tiene como resultado un vector. Este vector describe un emplazamiento de puntos en el espacio, y la curva generada por esos puntos se deriva como sigue:

Aplicando la entidad trigonométrica:  $\cos(A + B) = \cos A \cos B - \sin A \sin B$ , las ecuaciones (67) y (68) pueden ser escritas como las ecuaciones (69) y (70):

$$\frac{E_x}{E_{0x}} = \cos \tau \cos \delta_x - \sin \tau \sin \delta_x \quad (69)$$

$$\frac{E_x}{E_{0y}} = \cos \tau \cos \delta_y - \sin \tau \sin \delta_y \quad (70)$$

Por lo tanto, despejando  $\sin \tau$  en las ecuaciones (69) y (70) e igualando, obtenemos la ecuación (71).

$$\frac{E_x}{E_{0x}} \sin \delta_y - \frac{E_y}{E_{0y}} \sin \delta_x = \cos \tau \sin(\delta_y - \delta_x) \quad (71)$$

Ahora, despejando  $\cos \tau$  en las ecuaciones (69) y (70) e igualando, obtenemos la ecuación (72):

$$\frac{E_x}{E_{0x}} \cos \delta_y - \frac{E_y}{E_{0y}} \cos \delta_x = \sin \tau \sin(\delta_y - \delta_x) \quad (72)$$

Elevando al cuadrado las ecuaciones (71) y (72) y sumando resulta en la ecuación (73).

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{0x}} \frac{E_y}{E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (73)$$

Donde:

$$\delta = \delta_x - \delta_y \quad (74)$$

La ecuación (73) es reconocida como la ecuación de una elipse, y muestra que en cualquier instante de tiempo el emplazamiento de puntos descritos por el campo óptico conforme éste se propaga, es una elipse. Este comportamiento es llamado polarización óptica, y la ecuación (73) es llamada la elipse de polarización [Collet, 1992].

En general, la luz polarizada completamente es elípticamente polarizada. Sin embargo, existen ciertas formas degeneradas de la elipse de polarización, las cuales son encontradas continuamente en el estudio de la polarización de la luz. A continuación se presentan algunos de estos casos particulares.

- Cuando  $E_{0y} = 0$ , en este caso solo existe una oscilación en la dirección  $x$ . Se dice entonces que la luz se encuentra polarizada linealmente en la dirección de  $x$ , y este estado de polarización es llamado polarización lineal horizontal. De manera similar, si  $E_{0x} = 0$ , y  $E_y(z, t) \neq 0$ , entonces tenemos una oscilación lineal a lo largo del eje  $y$ , y un estado de polarización lineal vertical.
- Cuando  $\delta = 0$  ó  $\pi$ , entonces la ecuación (73) puede ser escrita como la ecuación (75).

$$\left( \frac{E_x}{E_{0x}} \pm \frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 = 0 \quad (75)$$

La cual es equivalente a la ecuación (76).

$$E_y = \pm \left( \frac{E_{0y}}{E_{0x}} \right) E_x \quad (76)$$

La ecuación (76) es reconocida como la ecuación de una línea recta con pendiente  $\pm (E_{0y}/E_{0x})$  con intersección en 0.

- Cuando  $\delta = \pi/2$  ó  $3\pi/2$ , la ecuación de la elipse de polarización se reduce a la ecuación (77).

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} = 1 \quad (77)$$

La ecuación (77), es la ecuación estándar de una elipse, donde:  $\delta = \pi/2$  ó  $3\pi/2$  producen la misma elipse de polarización.

- Finalmente, cuando  $E_{0x} = E_{0y} = E_0$  y  $\delta = \pi/2$  ó  $\delta = 3\pi/2$ , la ecuación de la elipse de polarización ahora se reduce a:

$$\frac{E_x^2}{E_0^2} + \frac{E_y^2}{E_0^2} = 1 \quad (78)$$

La ecuación (78) describe la ecuación de un círculo. Por esta razón, para esta condición se dice que la luz tiene una polarización circular izquierda o derecha ( $\delta = \pi/2$  y  $3\pi/2$ , respectivamente)<sup>100</sup>.

A partir de la figura 86, el ángulo de rotación de la elipse de polarización  $\psi$ , se puede expresar por la ecuación (79).

$$\tan 2\psi = \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos \delta}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (79)$$

A su vez, el ángulo de elipticidad  $\chi$  se expresa por la ecuación (80).

---

<sup>100</sup>La polarización es mano derecha, cuando un observador viendo en la dirección en la cual la luz se acerca, el punto final del vector de campo eléctrico describe una elipse en el sentido de las manecillas del reloj. Siendo lo contrario para polarizaciones de mano izquierda.

$$\sin 2\chi = (\sin 2\alpha) \sin \delta \quad (80)$$

Donde  $\alpha = \tan^{-1} \left( \frac{E_{0y}}{E_{0x}} \right)$ .

En la figura 86 se muestra la elipse de polarización dentro de un rectángulo cuyos lados son paralelos a los ejes de coordenadas, y cuyas longitudes son  $2E_{0x}$  y  $2E_{0y}$ .

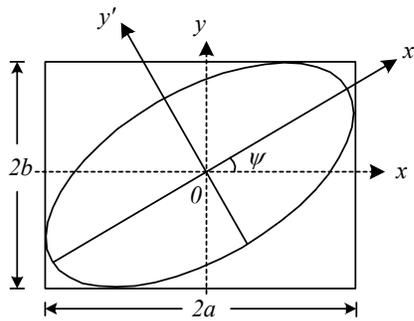


Figura 86: Elipse de polarización [Collet, 1992].

Finalmente, podemos argumentar, que la elipse de polarización puede ser descrita en términos de los ángulos de orientación  $\psi$  y elipticidad  $\chi$ , o de sus ejes mayor y menor, así como del desfase entre las componentes ortogonales de campo eléctrico [Robson, 1974],[Collet, 1992].

### A.1.3 Parámetros de Stokes

Cuando un haz se propaga en el espacio, encontramos que en un plano transversal a la dirección de propagación, el vector de luz traza una elipse o alguna forma especial de una elipse como un círculo o una línea recta, en un intervalo de tiempo en el orden de  $10^{-15}$  segundos (ver sección IX.1.2). Este periodo de tiempo es claramente muy corto para permitirnos seguir el trazo de la elipse de polarización de la señal. Otra limitación de esta representación, es que la elipse de polarización es solamente aplicable para

describir la luz que se encuentra completamente polarizada. No puede ser usada para describir la luz parcialmente polarizada o no polarizada. Por esta razón, la elipse de polarización es una idealización del verdadero comportamiento de la luz [Collet, 1992].

En 1852, Sir George Gabriel Stokes descubrió que la polarización de la luz podía ser representada en términos de observables. Él encontró que cualquier estado de polarización de la luz podía ser completamente descrito por cuatro cantidades medibles, ahora conocidas como los parámetros de Stokes.

Hemos dicho que la amplitud de un campo óptico no puede ser observado. Sin embargo, la cantidad que si puede ser observada es la intensidad, la cual es derivada tomando un tiempo promedio del cuadrado de la amplitud. Esto sugiere que si nosotros tomamos un tiempo promedio de una elipse de polarización no observable, lograríamos obtener los observables de la elipse de polarización.

Bajo este contexto, es posible obtener cuatro cantidades medibles que son los parámetros de Stokes, los cuales dan una descripción completa de cualquier estado de polarización de una señal óptica.

El primer parámetro de Stokes  $S_0$  es la intensidad total de la luz; el segundo parámetro  $S_1$  describe la cantidad de polarización lineal horizontal o vertical; el tercer parámetro  $S_2$  describe la cantidad de polarización lineal a  $+45^\circ$  ó  $-45^\circ$ ; y finalmente, el cuarto parámetro  $S_3$  describe la cantidad de polarización circular derecha o izquierda contenida en el haz. Los parámetros de Stokes están definidos por las ecuaciones (81), (82), (83) y (84) [Robson, 1974], [Collet, 1992].

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \quad (81)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \quad (82)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta \quad (83)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta \quad (84)$$

Los cuatro parámetros de Stokes son expresados en términos de intensidades, enfatizamos otra vez que los parámetros de Stokes son cantidades reales.

Para cualquier estado de polarización de la luz, los parámetros de Stokes siempre satisfacen la relación (85).

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (85)$$

El signo de igualdad aplica cuando tenemos luz completamente polarizada, y el signo de desigualdad es cuando tenemos luz parcialmente polarizada o luz no polarizada.

A partir de los parámetros de Stokes es posible determinar el ángulo de elipticidad y orientación de la elipse de polarización a través de las ecuaciones (86) y (87), respectivamente.

$$\sin 2\chi = \frac{S_3}{S_0} \quad (86)$$

$$-\frac{\pi}{4} \leq \chi \leq \frac{\pi}{4}$$

$$\tan 2\psi = \frac{S_2}{S_1} \quad (87)$$

$$0 \leq \psi < \pi$$

#### A.1.4 Esfera de Poincaré

Los parámetros de Stokes pueden ser representados en términos de  $S_0$ ,  $\psi$ , y  $\chi$ .

Para luz totalmente polarizada, la igualdad (88) se cumple.

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (88)$$

Por lo tanto, sustituyendo las ecuaciones (86) y (87) en (88), encontramos:

$$S_1 = S_0 \cos 2\chi \cos 2\psi \quad (89)$$

$$S_2 = S_0 \cos 2\chi \sin 2\psi \quad (90)$$

$$S_3 = S_0 \sin 2\chi \quad (91)$$

Los parámetros de Stokes en las ecuaciones (89), (90) y (91) son casi idénticos en forma a la ecuación que relaciona las coordenadas cartesianas a las coordenadas esféricas<sup>101</sup>. De esta manera, los parámetros de Stokes pueden ser usados para representar el estado de polarización de una señal óptica sobre una esfera. En la figura 87 se presenta

---

<sup>101</sup>Las coordenadas esféricas  $r$ ,  $\theta$  y  $\phi$  están relacionadas a las coordenadas cartesianas  $x$ ,  $y$  y  $z$  por:  $x = r \sin \theta \cos \phi$ ,  $y = r \sin \theta \sin \phi$ ,  $z = r \cos \theta$ .

una esfera cuyo centro es también el centro del sistema de coordenadas cartesianas. Las coordenadas que definen un punto sobre la esfera son los parámetros de Stokes.

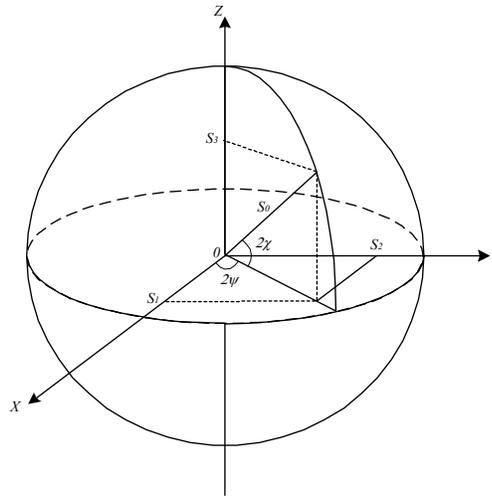


Figura 87: Representación del estado de polarización en la esfera de Poincaré usando los parámetros de Stokes [Collet, 1992].

La representación del estado de polarización sobre una esfera fue introducida por H. Poincaré en 1892, y es propiamente llamada la esfera de Poincaré.

La esfera de Poincaré es un formato de visualización excelente para observar los cambios en la polarización de una señal, debido a que los estados de polarización son vistos al mismo tiempo. Esto es logrado asignando a cada estado de polarización su propio punto específico sobre la esfera de Poincaré (sus respectivos parámetros de Stokes  $S_1$ ,  $S_2$  y  $S_3$ ). Puntos sobre el ecuador representan estados de polarización lineal, los polos representan las polarizaciones circulares de mano derecha y mano izquierda, y los otros puntos sobre la esfera representan polarizaciones elípticas [Collet, 1992].

Puntos cercanos sobre la esfera de Poincaré representan polarizaciones que son similares, por el contrario, polarizaciones ortogonales están localizadas diametralmente una de la otra sobre la esfera.

## A.2 Apéndice B: Analizador de Polarización HP8509B

Como se explicó anteriormente, el estado de polarización de una señal óptica puede ser expresado en términos de la potencia promedio, el *DOP* (Degree Of Polarization), la elipse de polarización, los parámetros de Stokes y a través de la esfera de Poincaré. El *HP8509B* ofrece todas estas representaciones en una sola pantalla para una comprensión completa.

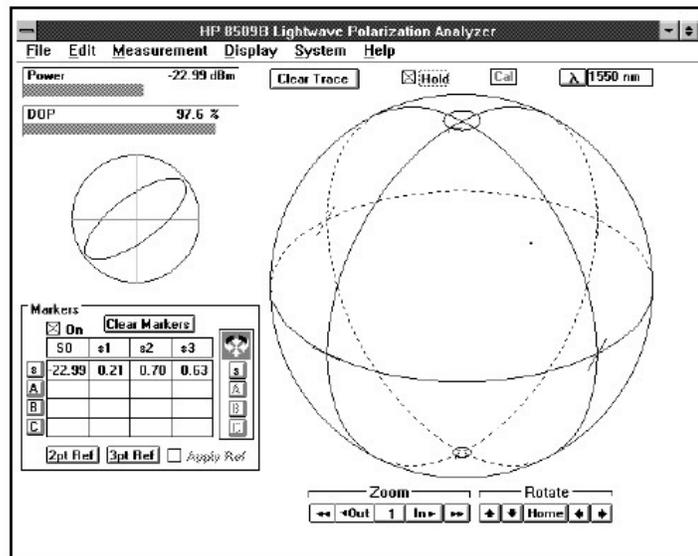


Figura 88: Pantalla principal del analizador de polarización *HP8509B*. Obtenida de [Manual HP, 1993].

*Esfera de Poincaré:* Cada punto sobre la esfera de Poincaré del *HP8509B* cuenta con un único grupo de coordenadas, definido por los tres ejes dimensionales de la esfera:  $s_1$ ,  $s_2$  y  $s_3$ . Las polarizaciones lineales están representadas en el ecuador de la esfera, mientras que las polarizaciones de mano derecha y mano izquierda se representan por puntos sobre el hemisferio superior e inferior de la esfera, respectivamente. Estas coordenadas son llamadas parámetros de Stokes normalizados.

*Parámetros de Stokes normalizados:* La pantalla del *HP8509B* combina la potencia promedio  $S_0$ , con los parámetros de Stokes normalizados ( $s_1 = S_1/S_0$ ,  $s_2 = S_2/S_0$ ,

$s_3 = S_3/S_0$ ), los parámetros de Stokes están relacionados al *DOP* por la ecuación (92). El *DOP* es una medida de que porcentaje del promedio total de la potencia de la señal óptica está polarizada.

$$DOP = (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}/S_0 = (s_1^2 + s_2^2 + s_3^2)^{1/2} \quad (92)$$

Es importante notar que la amplitud del vector normalizado de Stokes es igual al *DOP* para la misma señal óptica ( $= (s_1^2 + s_2^2 + s_3^2)^{1/2}$ ). Esto significa que señales con diferente valor de *DOP* se encuentran a diferentes distancias de la esfera de Poincaré. Esto presenta una dificultad para comparar la polarización de las señales. La esfera de Poincaré del *HP8509B* simplifica esta comparación proyectando gráficamente el punto del vector de Stokes normalizado sobre la superficie de una esfera de radio unitario, aún cuando la magnitud del vector de Stokes normalizado sea diferente de uno.

*Representación elíptica:* Cualquier estado de polarización de una señal óptica puede ser creado ajustando las relaciones de la magnitud y de la fase de las componentes de campo eléctrico  $E_x(t)$  y  $E_y(t)$  de la señal. Todos los estados de polarización pueden ser representados como imágenes elípticas únicas. Basado en esta teoría, el *HP8509B* cuenta con una representación elíptica para el estado de polarización de una señal.

A través del *HP8509B* además de realizar mediciones del estado de polarización de una señal óptica, es posible medir la matriz de Jones de un componente óptico. El *HP8509B* también usa la matriz de Jones medida para calcular marcos de referencia de polarización calibrados (PRF - Polarization Reference Frame), pérdidas dependientes de la polarización (PDL - Polarization Dependant Loss), y dispersión modal de polarización (PMD - Polarization Mode Dispersion).

Para la realización de los experimentos de este trabajo, fue necesario aprender el procedimiento para la creación de marcos de referencia de polarización, así como el de la medición de la matriz de Jones de un dispositivo óptico.

### A.2.1 Calibración del *HP8509B*

Antes de iniciar cualquier medición a través del analizador de polarización, es necesario realizar una calibración con el valor de la longitud de onda que se desea operar. El procedimiento para realizar esta calibración se presenta a continuación.

1. En la ventana principal de la pantalla del analizador de polarización *HP8509B*, se debe seleccionar la opción “**System**” y dentro de esta opción seleccionar “**Calibration**”.
2. Después de esta operación, aparecerá una nueva ventana en la cual se debe seleccionar “**Fixed**” para el tipo de fuente.
3. Es necesario asegurarse que la fuente esté encendida y sintonizada a la longitud de onda deseada.
4. La calibración trabaja mejor si la señal óptica es polarizada antes de que sea aplicada al analizador de polarización. Para ello, es necesario insertar un polarizador externo o pasar la señal a través de uno de los polarizadores internos. Al final de la calibración el polarizador deberá ser removido.
5. La señal de entrada al *HP8509B* deberá tener un buen nivel potencia.
6. Enseguida seleccione “**Calibrate**”.

*Nota de exactitud* : La potencia de la señal y el *DOP* deben ser constantes durante el proceso de calibración.

7. Finalmente, escuchará un “clicking” dentro del dispositivo *HP8509B* mientras la calibración es realizada. La calibración toma cerca de 60 segundos, tiempo en el que el *HP8509B* promedia automáticamente 250 mediciones en cada estado.

Una vez realizado el procedimiento anterior, el analizador de polarización *HP8509B* está capacitado para realizar mediciones de polarización de una señal óptica con la longitud de onda seleccionada [Guía de Usuario HP, 1994].

### A.2.2 Procedimiento para Crear un Marco de Referencia de Polarización

Un marco de referencia de polarización, es útil para realizar mediciones de estados de polarización absolutos de una señal óptica.

El marco de referencia de polarización remueve la birrefringencia (método de los 2 puntos “**2pt Ref**”) o la birrefringencia y las pérdidas dependientes de la polarización (método de 3 puntos “**3pt Ref**”) de la trayectoria de prueba entre un polarizador y el receptor del analizador de polarización (ver la figura 89). El marco de referencia es apropiado solamente para la longitud de onda con la cual fue activado.

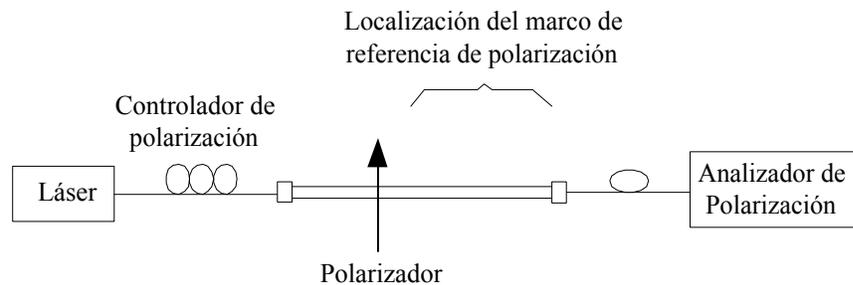


Figura 89: Esquema experimental para crear un marco de referencia de polarización en un arreglo en espacio libre.

Para la creación del marco de referencia de polarización es importante que todos los cables de fibra estén fijos<sup>102</sup>, ya que el movimiento de los cables puede poner en riesgo la eficacia del marco de referencia creado, así como de las mediciones de polarización subsiguientes. Otro aspecto importante para obtener mediciones de polarización adecuadas, es el control de temperatura. Mediciones exactas de polarización deben ser realizadas en un ambiente de temperatura estable, ya que cambios de temperatura en el cuarto de experimentos durante una medición pueden causar que la temperatura del instrumento y de los dispositivos de prueba fluctúe. Esto afecta la exactitud de la medición. Las condiciones de temperatura se considerarán estables si la polarización de salida fluctúa menos de un grado por minuto sobre la esfera de Poincaré.

<sup>102</sup>En nuestro caso, los cables fueron sujetos con cinta adhesiva aislante a la mesa experimental.

El procedimiento para crear un marco de referencia de polarización se presenta a continuación:

1. Es necesario configurar la fuente óptica externa a utilizar en el analizador de polarización *HP8509B*.
  - (a) Seleccionar “**System**” del menú principal de la pantalla del *HP8509B* y enseguida seleccionar “**Optical Source**”.
  - (b) En la pantalla de “**Optical Source**”, se debe seleccionar la fuente de láser externa y activar la longitud de onda deseada para la medición. Puede usarse el nivel de potencia predeterminado o seleccionar uno deseado. Finalmente seleccionar “**Done**”.
2. Activar el uso de polarizadores externos. En la pantalla principal del *HP8509B* seleccionar del menú la opción “**System**” y enseguida “**Polarizers**”. Cuando los controles de los polarizadores aparezcan, seleccionar la opción “**External**” y modificar el valor de los marcadores **A**, **B** y **C** que aparecen en esa pantalla con los ángulos de  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  y  $90^\circ$ , respectivamente<sup>103</sup>. Finalmente seleccionar “**Done**”.
3. El siguiente paso es ajustar la polarización de la fuente externa de tal manera que una polarización aproximadamente circular sea aplicada al polarizador. Con un estado de polarización circular de la señal antes del polarizador se evitan niveles bajos de potencia de las señales transmitidas ( $-45\text{ dBm}$ ), por ejemplo, cuando una polarización ortogonal al eje de transparencia del polarizador aparece a la entrada de éste. Para hacer esto, es necesario crear un marco de referencia de polarización temporal. El marco de referencia de polarización temporal se realiza como sigue:
  - (a) Activar el polarizador de referencia externo en  $0^\circ$  y seleccionar el marcador **A** en la ventana principal.

---

<sup>103</sup>Los valores de  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  y  $90^\circ$  para los polarizadores externos fueron utilizados en todas muestras mediciones de polarización.

- (b) Activar el polarizador a  $45^\circ$  de la posición original y seleccionar el marcador **B**.
- (c) Activar el polarizador a  $90^\circ$  de la posición original y seleccionar el marcador **C**. Cuidadosamente remover el polarizador externo de referencia.
- (d) Seleccionar “**3ptRef**” y “**Apply 3pt**”.

El estado de polarización circular de la señal se logra ajustando el controlador de polarización (ver figura 89) hasta que el punto activo de la esfera de Poincaré está próximo a un polo, y el valor absoluto del marcador  $s_3$  sea mayor que 0.9. El punto activo en la esfera de Poincaré es fácil de ver, para ello, se debe seleccionar la opción “**Display**” y después “**Mark Current Point**”.

- (e) Finalmente, se debe desactivar la referencia de 3 puntos del marco de referencia de polarización temporal antes de proceder, y se coloca nuevamente el polarizador en el camino óptico (ver figura 89).

#### 4. Establecer el marco de referencia de polarización.

El marco de referencia de polarización es creado en el recorrido del haz a través del espacio libre para trasladar matemáticamente la birrefringencia y las pérdidas dependientes de la polarización residuales de la trayectoria de polarización de referencia, al receptor de polarización dentro del *HP8509B*.

- (a) Rotar el polarizador de referencia a la posición que desea definir como horizontal y seleccionar el marcador **A**.
- (b) Rotar el polarizador de referencia 45 grados y seleccionar el marcador **B**.
- (c) Rotar el polarizador de referencia otros 45 grados, para un total de 90 grados de la orientación inicial, y seleccionar el marcador **C**.
- (d) Finalmente, del área de marcadores seleccionar “**3pt Ref**” y después aplicar “**3pt**”.

El *HP8509B* mide la matriz de Jones del sistema de prueba. La matriz inversa

- de la matriz de Jones es aplicada a cualquier estado de polarización en un intento de remover la birrefringencia y los efectos de las pérdidas dependientes de la polarización del sistema de prueba.
5. La calidad de los marcos de referencia de dos puntos (**2pt Ref**) y de tres puntos (**3pt Ref**) es verificada seleccionando la opción “**Reference Frame Info**” del menú de la pantalla principal del *HP8509B*. Para el marco de referencia de 3 puntos, la pantalla de diálogo provee la descripción cualitativa y un parámetro llamado la tasa de transmisión. La tasa de transmisión es una medida de las pérdidas dependientes de la polarización (PDL - Polarization Dependant Loss) equivalentes de la trayectoria entre el polarizador de referencia y el receptor de polarización del *HP8509B*, expresada en términos lineales. La PDL equivalente es encontrada multiplicando el logaritmo de base 10 del valor desplegado por el número 10. Un excelente marco de referencia muestra una tasa de transmisión de 1.0 equivalente a un PDL de 0 *dB*.

[Guía de Usuario HP, 1994]

### **A.2.3 Obtención de la Matriz de Jones de un Dispositivo Óptico No Caracterizado a través del Analizador de Polarización *HP8509B***

Una matriz de Jones, es una matriz compleja de  $2 \times 2$  que describe la función de transferencia de polarización de un componente óptico a una longitud de onda específica, y ésta puede ser medida por el analizador *HP8509B*.

La matriz de Jones de un componente o dispositivo óptico puede ser usada para predecir el estado de polarización de una señal óptica de salida, dado el estado de polarización de la señal de entrada (ver ecuación 66).

La configuración para medir la matriz de Jones de un dispositivo óptico no caracterizado, es a través del sistema de medición de la figura 89, colocando el dispositivo a caracterizar en el camino óptico donde se ha realizado el marco de referencia de polarización.

## Procedimiento de Medición

1. Conectar el sistema de medición tal como se muestra en la figura 89. Es importante que todos los cables de fibra estén fijos. Las vibraciones mecánicas y los movimientos diferenciales entre los instrumentos y el *dispositivo bajo prueba* (DUT - Device Under Test) pueden alterar la exactitud de las mediciones. Por lo tanto, es necesario aislar el DUT de las vibraciones de abanicos, bombas y choques.
2. Establecer un marco de referencia de polarización cuando el dispositivo no se encuentra en la trayectoria óptica, tal como se muestra en la figura 89.
3. Realizar la medición. Seleccionar la opción “**Measurement**” del menú principal y después seleccionar “**Jones Matrix**”.
  - (a) Seleccionar polarizadores externos “**External**” y medición de transmisión delta “**Delta**”.
  - (b) Insertar el dispositivo a probar dentro de la localización del marco de referencia de polarización con la orientación angular deseada, relativa a la primera referencia de polarización activada.
  - (c) Activar el polarizador externo a un ángulo de 0 grados y seleccionar la opción “**Meas**” en 0 grados de la ventana “**Jones Matrix**”.
  - (d) Activar el polarizador externo a un ángulo de 45 grados y seleccionar “**Meas**” en 45 grados de la ventana “**Jones Matrix**”.
  - (e) Activar el ángulo del polarizador externo a 90 grados y seleccionar “**Meas**” a 90 grados de la ventana “**Jones Matrix**”.

Con las operaciones anteriores, la medición esta terminada. Los datos medidos de la matriz de Jones pueden ser mostrados en tres formatos diferentes:  $x + jy$ , magnitud y fase en radianes y grados.

Para la medición de matrices de Jones del AOS, el dispositivo nunca fue removido para la creación del marco de referencia (como se especifica en el procedimiento anterior), al contrario permaneció fijo. El marco de referencia fue creado a la salida del AOS en cada medición en particular.

Información obtenida de [Guía de Usuario HP, 1994].