

TESIS DEFENDIDA POR  
**Karen Solís Trápala**  
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



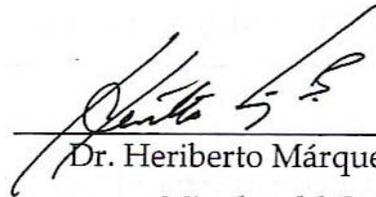
---

Dr. Horacio Soto Ortiz  
*Director del Comité*



---

Dr. Arturo Arvizu Mondragón  
*Miembro del Comité*



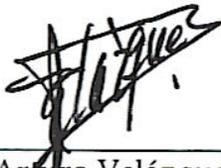
---

Dr. Heriberto Márquez Becerra  
*Miembro del Comité*



---

Dr. David Salazar Miranda  
*Miembro del Comité*



---

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



---

Dr. Raúl Ramón Castro Escamilla  
*Director de Estudios de Posgrado*

27 de Febrero de 2006

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



---

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

---

**ESTUDIO TEÓRICO Y EXPERIMENTAL DEL FENÓMENO DE LA MODULACIÓN  
CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN DENTRO DE UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE  
SEMICONDUCTOR UTILIZANDO LA TEORÍA DE MODOS ACOPLADOS**

**TESIS**

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

Presenta:

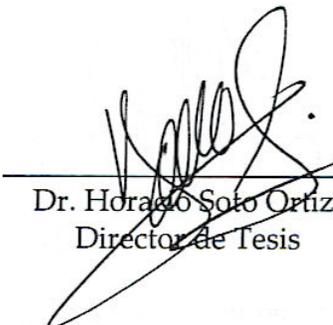
**KAREN SOLÍS TRÁPALA**

Ensenada, Baja California, México  
Febrero del 2006

**RESUMEN** de la tesis de **Karen Solís Trápala**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES con orientación en TELECOMUNICACIONES. Ensenada, Baja California. Febrero del 2006.

**ESTUDIO TEÓRICO Y EXPERIMENTAL DEL FENÓMENO DE LA  
MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN DENTRO DE UN  
AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR UTILIZANDO LA  
TEORÍA DE MODOS ACOPLADOS**

Resumen aprobado por:



Dr. Horacio Soto Ortiz  
Director de Tesis

Los amplificadores ópticos de semiconductor (AOSs) son elementos muy prometedores para lograr el procesamiento de señales en el dominio completamente óptico, debido a sus dimensiones reducidas, su bajo consumo de energía, su compatibilidad con la óptica integrada, su dinámica no lineal y su rápida velocidad de respuesta. Por lo tanto, los AOSs son elementos claves en la implementación de un gran número de funciones optoelectrónicas fundamentales para la evolución de las redes basadas en tecnologías ópticas, como las redes WDM (Multicanalización por División de Longitud de Onda), OTDM (Multicanalización por División de Tiempo Óptico), y OCDM (Multicanalización por División de Código Óptico).

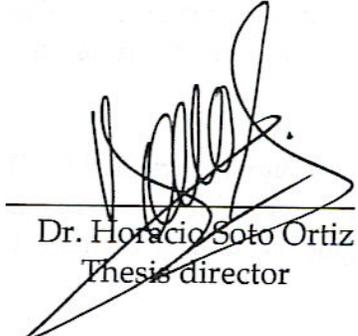
Muchas de las aplicaciones elaboradas con AOSs utilizan el fenómeno no lineal de la Modulación Cruzada de la Polarización (XPolM), cuyo modelado es el tema central de este trabajo de tesis. En particular, se presenta un estudio teórico y experimental para comprender, caracterizar y explicar la manifestación del fenómeno de la XPolM. Además, se propone un modelo fenomenológico basado en la teoría de modos acoplados que describe el comportamiento del fenómeno de la XPolM dentro de un AOS.

**Palabras clave:** Amplificador Óptico de Semiconductor, Modulación Cruzada de la Polarización, Teoría de Modos Acoplados.

**ABSTRACT** of the thesis presented by **Karen Solís Trápala** as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in ELECTRONICS AND TELECOMMUNICATIONS with orientation in TELECOMMUNICATIONS. Ensenada, Baja California, Mexico. February 2006.

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF THE CROSS  
POLARIZATION MODULATION PHENOMENON IN  
SEMICONDUCTOR OPTICAL AMPLIFIERS USING THE COUPLED  
MODE THEORY

Abstract approved by:



Dr. Horacio Soto Ortiz  
Thesis director

Semiconductor optical amplifiers (SOAs) have attracted increasing interest, because of their ability to amplify and process optical signals in a wide range of bit rates at a low consumption power requirement and in a tiny volume. Thus, SOAs are key elements for implementing a great number of all-optical functions that will allow the evolution of optical networks, such as WDM (Wavelength Division Multiplexing), OTDM (Optical Time Division Multiplexing), and OCDM (Optical Code Division Multiplexing) networks.

Many of the applications based in SOAs use the Cross Polarization Modulation (XPolM) non-linear phenomenon. The modeling of this phenomenon is the main objective of this thesis work. Particularly, we present a theoretical and an experimental study aimed to understand, characterize and explain the manifestation of the XPolM phenomenon. In addition, we use the Coupled Mode Theory to propose a phenomenological model that describes the XPolM phenomenon behavior developed in a SOA.

**Keywords:** Semiconductor Optical Amplifier, Cross Polarization Modulation, Coupled Mode Theory.

# *Agradecimientos*

*Agradezco al Dr. Horacio Soto Ortíz por haber dirigido este trabajo. Agradezco su apoyo, su confianza, sus consejos y su amable disposición de compartir su conocimiento y su experiencia, pues todo esto me permitió disfrutar plenamente de la realización de este trabajo.*

*Agradezco al Dr. Arturo Arvizu, al Dr. David Salazar y al Dr. Heriberto Márquez su valiosa participación como sinodales en la presentación del trabajo de tesis. Así mismo les agradezco las discusiones y sugerencias hechas a este trabajo las cuales resultaron muy enriquecedoras.*

*Agradezco al personal del Laboratorio de Óptica, en especial al M. C. Ramón Muraoka Espiritu, pues sus consejos y amistad hicieron amena y productiva la parte experimental de este trabajo.*

*Agradezco a mis compañeros y amigos Milka Acosta, Ramón Maldonado, Adrián Gutiérrez y Aarón Albores por su interés en el tema y por sus valiosas observaciones y sugerencias. Así mismo, las discusiones que sostuvimos en numerosas ocasiones fueron de gran provecho.*

*Agradezco igualmente el apoyo económico que me brindó el CONACYT y el CICESE sin el cual no hubiera sido posible llevar a cabo este trabajo.*

*Agradezco a mi hermana Ivonne por sus sabios consejos y apoyo durante la realización de este trabajo.*

*Agradezco a todos mis compañeros de maestría por el compañerismo y lazos de amistad que ahora nos unen.*

*Agradezco a mis amigos Karla, Ramón, Jhannely, Mary Carmen, Hiram, Miguel, Darío, Ana y Brenda por su apoyo y amistad incondicional.*

*Agradezco a mis padres (Elba y Alfonso), a mis hermanos (Oscar e Ivonne), a Juanita, a Giselle y a Aarón, quienes participaron en este trabajo al brindarme siempre su apoyo, confianza, amor y amistad.*

# Contenido

	Página
<b>I Introducción .....</b>	<b>1</b>
I.1 Objetivos .....	3
I.2 Organización del trabajo .....	4
<b>II El fenómeno de la modulación cruzada de la polarización .....</b>	<b>5</b>
II.1 Introducción .....	5
II.2 Fenomenología .....	7
II.2.1 Birrefringencia inducida .....	7
II.2.2 Modificación de las ganancias modales .....	9
II.2.3 Modificación de los ejes propios .....	10
II.3 Estudio de la modulación cruzada de la polarización usando la teoría de modos acoplados .....	12
II.3.1 Teoría de modos acoplados .....	13
II.3.2 La modulación cruzada de la polarización: un proceso de acoplamiento modal .....	16
<b>III Estudio experimental de la modulación cruzada de la polarización .....</b>	<b>24</b>
III.1 Experimento para la obtención de los parámetros de Stokes del haz saliente del AOS perturbado por el haz de control .....	25
III.1.1 Amplitud y diferencia de fase de las componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control .....	30
III.1.2 Rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control .....	34
III.2 Experimento para la medición de las ganancias modales del AOS perturbado por un haz de control .....	45
III.3 Discusión .....	49
<b>IV Modelo fenomenológico de la modulación cruzada de la polarización .....</b>	<b>51</b>
IV.1 Introducción .....	51
IV.2 Desarrollo del modelo fenomenológico de la modulación cruzada de la polarización .....	52
IV.2.1 Modelo fenomenológico del desfaseamiento entre componentes .....	54
IV.2.2 Modelo fenomenológico de los coeficientes de acoplamiento $\kappa_1$ y $\kappa_2$ .....	65
IV.3 Discusión .....	76

## Contenido (continuación)

	Página
<b>V Análisis de resultados y validación del modelo fenomenológico de la XPolM .....</b>	<b>78</b>
V.1 Análisis del desfase entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control .....	80
V.2 Análisis de resultados de los coeficientes de acoplamiento $\kappa_1$ y $\kappa_2$ .....	86
V.2.1 Análisis de las componentes reales de los factores de acoplamiento $\kappa_1$ y $\kappa_2$ .....	89
V.2.2 Análisis de las componentes imaginarias de los factores de acoplamiento $\kappa_1$ y $\kappa_2$ .....	97
V.3 Validación del modelo fenomenológico de la modulación cruzada de la polarización .....	102
V.3.1 Estimación del error obtenido en la predicción del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control .....	104
V.3.2 Estimación del error obtenido en la predicción de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control .....	110
V.4 Discusión .....	118
<b>VI Conclusiones .....</b>	<b>121</b>
VI.1 Aportaciones y trabajo futuro .....	125
<b>Bibliografía .....</b>	<b>128</b>
<b>Apéndices</b>	
<b>A Caracterización de dispositivos .....</b>	<b>131</b>
A.1 Caracterización del AOS .....	131
A.1.1 Estimación de las pérdidas por inserción y captura .....	132
A.1.2 Obtención del espectro de emisión espontánea amplificada del AOS utilizado .....	142
A.2 Caracterización del EDFA .....	146
A.3 Caracterización de láseres sintonizables .....	147
A.4 Caracterización de dispositivos controladores de polarización	148
A.4.1 Polarizadores .....	148
A.4.2 Controladores de polarización .....	149
A.4.3 Placas retardadoras .....	150
A.5 Caracterización del divisor de haz .....	150

## Contenido (continuación)

	Página
B Programas para la búsqueda de soluciones de los coeficientes de acoplamiento $\kappa_1$ y $\kappa_2$ .....	153
C Programas para la generación de los parámetros de Stokes teóricos del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control .....	162

## Lista de figuras

Figura		Página
1	Estructura del amplificador óptico de semiconductor .....	8
2	Banco experimental para la medición de los parámetros de Stokes del haz de sonda a la salida de un AOS perturbado por un haz de control .....	25
3	Parámetros de Stokes normalizados, medidos a la salida del AOS para el caso en el que la polarización del haz de sonda, con una longitud de onda de $1562\text{ nm}$ , fue orientada a $227^\circ$ y la polarización lineal de entrada del haz de control, con una potencia que se varió desde $-31.4\text{ dBm}$ hasta $4.1\text{ dBm}$ en pasos de $0.5\text{ dBm}$ , fue orientada a $0^\circ$ .....	29
4	Evolución del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando este haz es introducido dentro del amplificador, con una longitud de onda de $1562\text{ nm}$ y una polarización lineal inclinada a $227^\circ$ en conjunto con un haz de control de polarización lineal inclinada a $0^\circ$ , cuya potencia fue fluctuada de $-31.4\text{ dBm}$ a $4.1\text{ dBm}$ . En la figura, la flecha indica el principio de la evolución del estado de polarización del haz de sonda para una potencia de $-31.4\text{ dBm}$ del haz de control .....	30
5	Relación entre las amplitudes de las componentes de polarización y el desfase que éstas presentan entre si del haz de sonda a la salida del AOS, cuando este haz es introducido dentro del amplificador con una longitud de onda de $1562\text{ nm}$ y una polarización lineal inclinada a $227^\circ$ en conjunto con un haz de control de polarización lineal inclinada a $0^\circ$ , cuya potencia fue fluctuada de $-31.4\text{ dBm}$ a $4.1\text{ dBm}$ .....	32
6	Valores calculados de la diferencia de índices efectivos para los modos TM y TE y la constante de propagación diferencial de la región activa del AOS, para el caso en el que la polarización de entrada del haz de sonda, con una longitud de onda de $1562\text{ nm}$ , fue orientada a $227^\circ$ y la polarización lineal de entrada del haz de control, con una potencia que se varió desde $-31.4\text{ dBm}$ hasta $4.1\text{ dBm}$ , fue orientada a $0^\circ$ .....	33

## Lista de figuras (continuación)

Figura		Página
7	Grado de polarización medido a la salida del AOS para el caso en el que la polarización de entrada del haz de sonda, con una longitud de onda de 1562 <i>nm</i> , fue orientada a 227° y la polarización lineal de entrada del haz de control, con una potencia que se varió desde -31.4 <i>dBm</i> hasta 4.1 <i>dBm</i> , fue orientada a 0° .....	35
8	Rotaciones máximas reales en grados que sufre el haz de sonda con dos longitudes de onda: 1556 <i>nm</i> y 1562 <i>nm</i> , y con polarizaciones lineales de entrada de este haz orientadas entre 0° y 360°, bajo el efecto del haz de control con una potencia de 4.1 <i>dBm</i> y con estados de polarización lineales de entrada próximos al eje TE .....	37
9	Rotaciones mínimas reales en grados que sufre el haz de sonda con dos longitudes de onda: 1556 <i>nm</i> y 1562 <i>nm</i> , y con polarizaciones lineales de entrada de este haz orientadas entre 0° y 360°, bajo el efecto del haz de control con una potencia de 4.1 <i>dBm</i> y con estados de polarización lineales de entrada próximos al eje TM .....	37
10	Rotación del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, cuando este haz es insertado con polarizaciones lineales inclinadas a 47°, 133°, 227° y 313°, y con una longitud de onda de 1556 <i>nm</i> . En este caso el haz de control se insertó con una potencia de 4.1 <i>dBm</i> y con polarizaciones lineales orientadas entre 0° y 360° .....	44
11	Rotación del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, cuando este haz es insertado con polarizaciones lineales inclinadas a 37°, 143°, 217° y 323°, y con una longitud de onda de 1562 <i>nm</i> . En este caso el haz de control se insertó con una potencia de 4.1 <i>dBm</i> y con polarizaciones lineales orientadas entre 0° y 360° .....	44
12	Banco experimental para la determinación de las ganancias modales de las diferentes longitudes de onda usadas .....	45

## Lista de figuras (continuación)

Figura		Página
13	Ganancias modales del AOS para una longitud de onda de 1556 <i>nm</i> .....	47
14	Ganancias modales del AOS para una longitud de onda de 1558 <i>nm</i> .....	47
15	Ganancias modales del AOS para una longitud de onda de 1562 <i>nm</i> .....	48
16	Ejemplos de curvas del desfase que existe entre las componentes de polarización del haz de sonda de longitud de onda igual a 1562 <i>nm</i> , y polarización lineal inclinada a 0°, 47° y 90°, a la salida del AOS perturbado por un haz de control de polarización lineal orientada a 47° y de potencia variable. (a) Datos experimentales del desfase entre componentes de polarización del haz de sonda. (b) Curvas normalizadas del desfase entre componentes de polarización del haz de sonda .....	56
17	Evolución de los valores de los coeficientes <i>b</i> y <i>c</i> de la ecuación (44) con respecto a la orientación de la polarización lineal de entrada del haz de control. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (45) y (46) .....	56
18	Evolución de $\min(\Delta\phi)$ y $\Delta N(\Delta\phi)$ con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de control, cuando el haz de sonda es introducido con una polarización lineal inclinada a 47°. Los puntos representan los datos experimentales. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (48) y (49) .....	58

## Lista de figuras (continuación)

Figura		Página
19	Evolución de los coeficientes $a_m$ , $b_m$ , $a_N$ , y $b_N$ contenidos en las funciones de $\min(\Delta\phi)$ (a) y $\Delta N(\Delta\phi)$ (b) con respecto a la inclinación del estado de polarización lineal de entrada del haz de sonda. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (50) y (51), cuyos coeficientes se presentan en la Tabla IV .....	59
20	Evolución de las partes real e imaginaria de los coeficientes de acoplamiento (a) $\kappa_1$ y (b) $\kappa_2$ , con respecto a la potencia del haz de control introducido al AOS, con una polarización lineal inclinada a $47^\circ$ , simultáneamente con un haz de sonda del mismo estado de polarización .....	66
21	Evolución de los coeficientes (a) $a_{m\kappa_{1r}}$ , $b_{m\kappa_{1r}}$ , y (b) $a_{n\kappa_{1r}}$ , $b_{n\kappa_{1r}}$ de las funciones de ajuste $\min(\kappa_{1r})$ y $\Delta N(\kappa_{1r})$ , respectivamente, con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (60) y (61), cuyos valores de los parámetros de ajuste se presentan en la Tabla VII .....	70
22	Evolución de los coeficientes (a) $a_{m\kappa_{1i}}$ , $b_{m\kappa_{1i}}$ , y (b) $a_{n\kappa_{1i}}$ , $b_{n\kappa_{1i}}$ de las funciones de ajuste $\min(\kappa_{1i})$ y $\Delta N(\kappa_{1i})$ , respectivamente, con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (62) y (63), cuyos valores de los parámetros de ajuste se presentan en la Tabla VII .....	71

## Lista de figuras (continuación)

Figura		Página
23	Evolución de los coeficientes (a) $a_{m\kappa_{2r}}, b_{m\kappa_{2r}}$ , y (b) $a_{n\kappa_{2r}}, b_{n\kappa_{2r}}$ de las funciones de ajuste $max(\kappa_{2r})$ y $\Delta N(\kappa_{2r})$ , respectivamente, con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (64) y (65), cuyos valores de los parámetros de ajuste se presentan en la Tabla VII .....	72
24	Evolución de los coeficientes (a) $a_{m\kappa_{2i}}, b_{m\kappa_{2i}}$ , y (b) $a_{n\kappa_{2i}}, b_{n\kappa_{2i}}$ de las funciones de ajuste $min(\kappa_{2i})$ y $\Delta N(\kappa_{2i})$ , respectivamente, con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de la ecuaciones (66), cuyos valores de los parámetros de ajuste se presentan en la Tabla VII .....	73
25	Ejemplos de desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando este haz es introducido dentro del amplificador con una longitud de onda de 1562 nm y con polarizaciones lineales orientadas a 0°, 28°, 47°, 74° y 90° en conjunto con un haz de control de polarización lineal inclinada a 47°, cuya potencia fue fluctuada de 0 mW a 1.9 mW .....	83
26	Coeficientes de acoplamiento $\kappa_{TE-TM}$ (columna 1) y $\kappa_{TM-TE}$ (columna 2) cuando el haz de sonda es insertado al AOS con estados de polarización lineales inclinados a (a) 0°, (b) 47° y (c) 90°, cuando este dispositivo se encuentra perturbado con un haz de control de potencia variable y de polarización lineal inclinada a 47° .....	90
27	Factores de acoplamiento (a) $\kappa_{TE-TM}$ y (b) $\kappa_{TM-TE}$ para el haz de sonda cuando éste es insertado al AOS con una polarización lineal inclinada a 47°, en conjunto con un haz de control de potencia variable insertado con diferentes polarizaciones lineales inclinadas a: 0°, 47° y 90° .....	96

## Lista de figuras (continuación)

Figura		Página
28	Factores de ganancia efectiva $0.5g_{TE-TM}$ (columna 1) y $0.5g_{TM-TE}$ (columna 2) cuando el haz de sonda es insertado al AOS con estados de polarización lineales inclinados a (a) $0^\circ$ , (b) $47^\circ$ y (c) $90^\circ$ , en conjunto con un haz de control de potencia variable y de polarización lineal inclinada a $47^\circ$ .....	100
29	Factores de ganancia efectiva (a) $0.5g_{TE-TM}$ y (b) $0.5g_{TM-TE}$ para el haz de sonda cuando éste es insertado al AOS con una polarización lineal inclinada a $47^\circ$ , en conjunto con un haz de control de potencia variable insertado con diferentes polarizaciones lineales inclinadas a: $0^\circ$ , $47^\circ$ y $90^\circ$ .....	101
30	Representación en la esfera de Poincaré del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control. El haz de sonda es introducido con una polarización lineal inclinada a $74^\circ$ , en conjunto con el haz de control cuya polarización lineal fue orientada a $90^\circ$ y cuya potencia fue variada de $-33.4 \text{ dBm}$ a $2.1 \text{ dBm}$ . En la figura las flechas apuntan a los estados de polarización que fueron obtenidos con la menor potencia del haz de control .....	106
31	Evolución del error absoluto que se presenta en la predicción del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por un haz de control de potencia variable. La polarización lineal del haz de sonda a la entrada del AOS es inclinada a $74^\circ$ , mientras que la del haz de control es inclinada a $90^\circ$ .....	107
32	Evolución del error absoluto con respecto a las polarizaciones lineales de entrada de los haces de sonda y de control .....	108
33	Errores máximos y mínimos esperados en la predicción del estado de polarización de un haz de sonda, usando el modelo fenomenológico que describe el efecto de la XPolM .....	109
34	Resultados experimentales de la rotación del estado de polarización del haz de sonda en función de diferentes estados de polarización lineales del haz de control de alta potencia .....	113

## Lista de figuras (continuación)

Figura		Página
35	Resultados teóricos de la rotación del estado de polarización del haz de sonda en función de diferentes estados de polarización lineales del haz de control de alta potencia .....	113
36	Evolución del error obtenido en la predicción de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control .....	114
37	Evolución del error relativo obtenido en la predicción de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control .....	115
38	Errores máximos y mínimos (a) absolutos y (b) relativos esperados en la predicción de la rotación de la polarización de un haz de sonda, usando el modelo fenomenológico de la XPolM .....	116
39	Esquema experimental para la medición del perfil de intensidad de la EEA del AOS en la faceta izquierda .....	133
40	Perfiles gaussianos de intensidad en x y y en la faceta derecha e izquierda del AOS .....	135
41	Divergencia de un haz gaussiano propagándose en z (Verdeyen, 1995) .....	136
42	Esquema experimental para la medición del espectro de EEA del AOS, para ambas facetas .....	143
43	Espectros de EEA de ambas facetas del AOS. Espectro de rizo en las proximidades del pico de EEA para la faceta derecha .....	144
44	Esquema experimental para la medición del espectro de EEA del EDFA .....	146
45	Espectro de EEA del EDFA .....	146
46	Emisión de láseres sintonizables .....	147

## Lista de figuras (continuación)

<b>Figura</b>		<b>Página</b>
47	Esquema experimental para la caracterización del divisor de haz	151
48	Efectos del divisor de haz sobre las polarizaciones lineales de entrada, cuando se utiliza la transmisión directa (a) o la transmisión por reflexión (b) .....	153

## Lista de tablas

Tabla		Página
I	Rotaciones máximas y mínimas reales en grados que sufre el haz de sonda con una longitud de onda de 1556 <i>nm</i> , y con polarizaciones lineales de entrada de este haz orientadas entre 0° y 360°, bajo el efecto del haz de control con una potencia de 4.1 <i>dBm</i> y con los estados de polarización lineales de entrada especificados .....	41
II	Rotaciones máximas y mínimas reales en grados que sufre el haz de sonda con una longitud de onda de 1562 <i>nm</i> , y con polarizaciones lineales de entrada de este haz orientadas entre 0° y 360°, bajo el efecto del haz de control con una potencia de 4.1 <i>dBm</i> y con los estados de polarización lineales de entrada especificados .....	42
III	Ganancias modales del AOS para las longitudes de onda seleccionadas para el haz de sonda, así como sus respectivas potencias de entrada y salida, empleadas y generadas respectivamente, en los experimentos del apartado III.1 .....	49
IV	Valores de los coeficientes de los polinomios trigonométricos usados para el ajuste de curvas de $a_m$ , $b_m$ , $a_N$ y $b_N$ .....	60
V	Resumen del procedimiento seguido para el desarrollo del modelo fenomenológico del desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control .....	64
VI	Coeficientes b y c para las funciones de normalización de las partes reales e imaginarias de los coeficientes de acoplamiento ...	68
VII	Valores de los parámetros de ajuste que intervienen en las ecuaciones (60) a (66) .....	74
VIII	Pérdidas por inserción y captura en el AOS utilizado .....	142
IX	Datos del espectro de EEA del AOS .....	145

# I

## Introducción

**E**n la actualidad, los sistemas de comunicaciones experimentan una demanda explosiva de capacidad. Es deseable tener acceso a la información tan rápido como sea posible, independientemente del lugar en el que se esté o del formato en el que se trabaje. Esta creciente demanda fuerza a la búsqueda de nuevas técnicas que satisfagan dichas necesidades. En este sentido, la fibra óptica puede proveer el gran ancho de banda requerido, y de ahí que los sistemas de comunicaciones basados en tecnologías ópticas estén cobrando cada vez mayor importancia en el mundo. Así, se busca crear redes de comunicaciones ópticas altamente eficientes que exploten la capacidad de sus recursos al máximo, tanto para satisfacer las necesidades actuales como para prepararse para la demanda futura.

Es por ello que se han propuesto varias técnicas de multicanalización para explotar el gran ancho de banda de la fibra óptica. Entre estas técnicas están la WDM (Multicanalización por División de Longitud de Onda), OTDM

(Multicanalización por División de Tiempo Óptico), y OCDM (Multicanalización por División de Código Óptico). Incluso se proponen técnicas de multicanalización híbridas como WDM/OTDM y WDM/OCDM.

Para lograr el procesamiento de la señal en el dominio óptico, independientemente de la técnica empleada, los amplificadores ópticos de semiconductor (AOS) resultan atractivos debido a sus dimensiones reducidas, su bajo consumo de energía, su compatibilidad con la óptica integrada, su dinámica no lineal y su rápida velocidad de respuesta.

En la última década se han demostrado una gran cantidad de aplicaciones basadas en amplificadores ópticos de semiconductor, que operan tanto en régimen lineal como en el no lineal. Ejemplos de estas aplicaciones son: amplificación (Morito et al., 2003), regeneración (Zhao et al., 2002; Zhao et al., 2003), conversión de longitud de onda (Stephens et al., 1992; Jae Lee et al., 1999), conmutación (Soto et al., 2001), realización de puertas lógicas (Snow et al., 1992; Soto et al., 2004) y demulticanalización (Patrick et al., 1994). Muchas de estas aplicaciones se basan en fenómenos no lineales como la modulación cruzada de la ganancia (XGM), la modulación cruzada de la fase (XPM), la mezcla de cuatro ondas (FWM) y recientemente se ha integrado a este conjunto de fenómenos el denominado modulación cruzada de la polarización (XPolM). Para determinar el potencial y las limitaciones de este último fenómeno en la generación de funciones optoelectrónicas, es importante modelar su manifestación dentro de los AOSs.

De este modo, este proyecto de tesis tiene como principal interés el estudio teórico y experimental del fenómeno de la XPolM en los amplificadores ópticos de semiconductor, con el propósito de predecir su comportamiento, para lo cual se hará uso de la teoría de modos acoplados.

El proyecto se llevó a cabo dentro del marco de investigación contemplado en el proyecto externo titulado *Dispositivos optoelectrónicos para los sistemas fotónicos de comunicaciones WDM y OTDM*.

## **I.1 Objetivos**

Los objetivos perseguidos durante la realización de este trabajo fueron los siguientes:

- Realización de un estudio teórico del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización en estado estático con el propósito de comprender el fenómeno y explicar su manifestación.
- Realización de un banco experimental confiable que permita la caracterización y análisis del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización dentro de un amplificador óptico de semiconductor.
- Generación de un modelo fenomenológico basado en la teoría de modos acoplados que permita predecir el comportamiento del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización en estado estático.

## I.2 Organización del trabajo

El trabajo se organiza del siguiente modo. En primera instancia en este capítulo se presentan las motivaciones para la realización de este proyecto. En el capítulo II se explica el fenómeno de la modulación cruzada de la polarización, exponiendo los fenómenos físicos involucrados en su manifestación. Así mismo se estudia la teoría de modos acoplados y se aplica al fenómeno de la modulación cruzada de la polarización. En el capítulo III se plantean los bancos experimentales para la caracterización y análisis del fenómeno bajo estudio. El estudio experimental está basado en la determinación de los parámetros de Stokes del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por un haz de control. Con el estudio teórico y experimental de los capítulos II y III, en el capítulo IV se propone y desarrolla un modelo fenomenológico para predecir la manifestación del fenómeno de la XPolM dentro de un AOS. En el capítulo V se analizan los resultados experimentales y se lleva a cabo la validación del modelo fenomenológico propuesto. En el capítulo VI se exponen las conclusiones del trabajo. En el apéndice A se presenta la caracterización de los dispositivos utilizados y finalmente, los apéndices B y C contienen los listados de los programas más importantes, utilizados en este trabajo.

# II

## El fenómeno de la modulación cruzada de la polarización

### II.1 Introducción

En este trabajo, se entiende como modulación cruzada de la polarización (XPolM) al fenómeno que se observa cuando se introducen simultáneamente en un amplificador óptico de semiconductor dos haces, denominados: haz de control y haz de sonda o prueba. El fenómeno consiste en que el estado de polarización del haz de sonda se ve afectado por la longitud de onda, la potencia y el estado de polarización del haz de control.

La XPolM ha sido utilizada en aplicaciones como conmutación óptica, operando a 2.5Gbit/s (Soto et al., 2001) y realización de puertas totalmente ópticas NOT XOR (Soto et al., 2004) elaboradas con un número mínimo de elementos y sin etapas de inversión. Este fenómeno resulta muy útil también en aplicaciones como

conversión de la longitud de onda (Stephens et al., 1997; Jae Lee et al., 1998), funciones de demulticanalización (Patrick et al., 1994) y regeneración óptica de señales (Zhao et al., 2002), aunque puede degradar también la eficiencia de otros fenómenos, como la de la mezcla de cuatro ondas (FWM) (Diez et al., 1998).

La modulación cruzada de la polarización como tal, fue reportada por Soto et al. en 1999 (Soto et al., 1999). En este trabajo se estudió la evolución de la birrefringencia de un amplificador óptico de semiconductor (AOS) con respecto a la potencia de entrada y al estado de polarización de un haz de control. Sin embargo, desde 1992 se han realizado estudios (Snow et al., 1992; Manning et al., 2001) sobre la rotación no lineal de la polarización (RNLP), en ellos la manifestación de este fenómeno se atribuye a la birrefringencia no lineal inducida por un haz de alta potencia. Por otra parte, Patrick et al. (Patrick et al., 1994) explicaron la RNLP en función de un cambio en las constantes de propagación complejas para los modos TE y TM. Recientemente, Dorren et al. (Dorren et al., 2003) presentaron una teoría que explica el fenómeno a partir de la descomposición del campo óptico en sus componentes TE y TM. En ella, los modos se propagan independientemente pero tienen interacción a través de la saturación de la ganancia. Además, se asumen ganancias diferentes para los modos TE y TM dado que éstos se acoplan a diferentes poblaciones de huecos.

Por otro lado, Soto et al (Soto et al., 2004) explican la XPolM a partir de no sólo la birrefringencia inducida, sino de la modificación de las ganancias modales y de

la modificación de los ejes propios. Es esta última visión la que se adoptará para justificar la manifestación del fenómeno. De este modo, a continuación se describirá la forma en la que intervienen, dentro de la XPolM, los fenómenos antes mencionados.

## **II.2 Fenomenología**

### **II.2.1 Birrefringencia inducida**

El amplificador óptico de semiconductor es un dispositivo capaz de amplificar un haz óptico a medida que éste se propaga en su interior, como se muestra en la figura 1. El dispositivo está hecho a base de diferentes capas de materiales con índices de refracción diferentes, apiladas de modo que favorezcan el guiado de la onda en la región activa. De hecho, su construcción es semejante a la de los láseres Fabry-Perot de semiconductor con facetas clivadas, salvo que en el AOS se aplican películas antirreflejantes en sus extremos para destruir la cavidad resonante.

Entonces, es por los saltos de índice de refracción diferentes de una capa a otra y por la asimetría en su estructura, que el amplificador óptico de semiconductor presenta una birrefringencia natural. Así, los índices efectivos para los modos TE y TM son generalmente diferentes. Un cambio del índice local de la región activa puede perturbar la birrefringencia natural del dispositivo, modificándose los

índices efectivos TE y TM de manera diferente, a esto se le llama birrefringencia inducida.

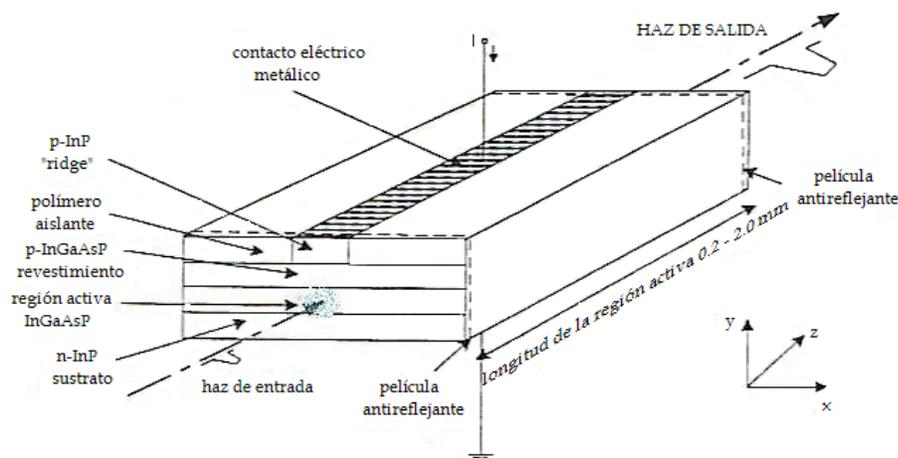


Figura 1: Estructura del amplificador óptico de semiconductor.

De este modo, la birrefringencia natural puede verse perturbada por una distribución longitudinal no homogénea del índice de refracción producida por la introducción de un haz de alta potencia y por la emisión espontánea amplificada del dispositivo. Evidentemente, este escenario modifica al índice de refracción local de la región activa, y por tanto, a los índices efectivos TE y TM, estableciéndose una birrefringencia inducida. De ahí que si se introduce un segundo haz con una cierta polarización diferente a una lineal horizontal o vertical, ésta no será conservada a la salida del dispositivo. Esto se debe a que la diferencia de índices efectivos para TE y TM induce velocidades de propagación diferentes para cada una de las componentes ortogonales de polarización de la señal incidente,

produciéndose un desfaseamiento entre ellas a la salida del amplificador. Por lo tanto, en ausencia del haz perturbador, el haz recuperará el estado de polarización, y será perturbado solamente por la birrefringencia natural del AOS (Soto et al., 2004).

Es importante recalcar que el efecto de la birrefringencia inducida no produce ningún cambio en el estado de polarización de una señal que incide en el AOS con una polarización lineal coincidente con uno de los ejes propios de la guía.

## **II.2.2 Modificación de las ganancias modales**

Como ya se comentó en el apartado anterior, dada la estructura del amplificador óptico de semiconductor, hay dos índices de refracción efectivos, cada uno asociado a uno de los ejes propios de la guía de onda del AOS no perturbada. Por tanto, existen dos factores de confinamiento diferentes y como consecuencia, dos ganancias de simple paso distintas; una para cada componente que se propague por un eje, o por el otro, de la guía. Aunque en la actualidad existen dispositivos con una ganancia muy poco sensible a la polarización, la birrefringencia inducida por un haz de alta potencia puede ser tal, que produzca un desbalance significativo en las ganancias modales. De ahí que si se introdujera un segundo haz bajo las condiciones de modificación de las ganancias modales, su estado de polarización sería modificado (Soto et al., 2004). Esto por la amplificación

diferente que sufriría cada una de las componentes de polarización del segundo haz introducido. De igual modo, este efecto no produce ningún cambio en el estado de polarización de una señal que incide en el AOS con una polarización lineal coincidente con uno de los ejes propios de la guía.

### **II.2.3 Modificación de los ejes propios**

Cuando en la región activa del AOS se introduce un haz de baja potencia (para no perturbar significativamente al medio) con una cierta polarización lineal (sea TE o TM), y ésta se conserva a la salida del dispositivo, se dice que se ha encontrado el eje propio de la guía del AOS (sea el TE o TM).

De acuerdo a lo establecido en los apartados II.2.1 y II.2.2, si se introduce dentro de un AOS un haz con una polarización coincidente con uno de los ejes propios de su guía de onda, la polarización de este haz debería conservarse a la salida del amplificador. Es decir, un estado de polarización del haz de entrada coincidente con uno de los ejes propios de la guía del AOS, no se ve perturbado por los efectos de la birrefringencia inducida y la modificación de las ganancias modales. Sin embargo en la práctica se observa una modificación de la polarización de salida, la cual se acentúa a medida que la potencia del haz de entrada se incrementa.

Este fenómeno se puede interpretar de la siguiente manera. Cuando un haz es

introducido en el AOS, éste se amplifica por el mecanismo de emisión estimulada, y en conjunto con la emisión espontánea amplificada, produce una distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores y por lo tanto, del índice de refracción (Soto et al., 2004). Si el haz de entrada posee una potencia suficientemente alta, el índice de refracción local de la región activa aumenta de tal forma que se presentan las condiciones propicias de factor de confinamiento y de ganancia para que se establezca un comportamiento multimodal. La propagación de los modos generados se dará con constantes de propagación diferentes y por tanto interferirán progresivamente de manera constructiva o destructiva. Esto producirá una distribución transversal no homogénea del campo eléctrico total, cuyo valor máximo de intensidad se propagará zigzagueando a lo largo de la guía. Ahora, suponiendo que este comportamiento se presente simultáneamente tanto en la dirección vertical como en la horizontal, se describirá un camino cuasihelicoidal de alta intensidad. De esta manera, la evolución del máximo de intensidad provocará un despoblamiento máximo de portadores en una trayectoria cuasihelicoidal y por tanto habrá un camino cuasihelicoidal de alto valor de índice de refracción, teniéndose como resultado la pérdida de los ejes propios de la guía. Por supuesto, a medida que la distribución sea más inhomogénea, la manifestación del fenómeno será más evidente.

De modo que si ahora se introdujera de manera simultánea otro haz de potencia lo suficientemente baja, para que no perturbe al medio, con una

polarización lineal coincidente con uno de los ejes propios de la guía, éste no mantendría su estado de polarización a la salida del AOS. La modificación de los ejes propios, además de la birrefringencia natural e inducida, harán que el campo de entrada contenido en una sola componente se distribuya en dos nuevas componentes desfasadas y alineadas con los nuevos ejes, produciéndose una polarización elíptica a la salida del amplificador (Soto et al., 2004). Por esto, el fenómeno de la modificación de los ejes propios puede ser visto como un acoplamiento o una transferencia de potencia entre las componentes de polarización coincidentes con los ejes propios de la guía. Para predecir el efecto de la birrefringencia inducida, de la modificación de las ganancias modales y de la modificación de los ejes propios dentro del fenómeno de la XPolM, se puede emplear la teoría de modos acoplados, la cual se describe a continuación.

### **II.3 Estudio de la modulación cruzada de la polarización usando la teoría de modos acoplados**

El objetivo de este trabajo es poder predecir la polarización de salida de un haz que es afectado por la XPolM dentro de un AOS. Para tal efecto, se modelará al campo eléctrico del haz de entrada, que será afectado por la XPolM, como compuesto de dos ondas independientes que interactúan entre sí a través de un medio no lineal (región activa). Lo que importa, es poder determinar la magnitud y

la fase de las componentes del campo eléctrico del haz de salida para poder determinar su polarización. Para calcular estos parámetros, es entonces necesario conocer cómo se propagan estas dos ondas a través de la región activa, considerando el acoplamiento de potencia que se puede dar entre ellas, tomando en cuenta su relación de fase y de ganancia. Por tal motivo, en este trabajo se utiliza la teoría de modos acoplados para determinar la interacción de las dos ondas antes mencionadas durante su propagación por la región activa del AOS. Es por ello que ahora se dedicará un breve espacio a esta teoría, para luego aplicarla al fenómeno bajo estudio (modulación cruzada de la polarización). El objetivo será obtener expresiones para las componentes de polarización del haz de sonda que se propaga en el AOS perturbado por la XPolM, en función de la longitud de acoplamiento.

### **II.3.1 Teoría de modos acoplados**

Las imperfecciones en la guía de onda, las heterogeneidades en el índice de refracción (Marcuse, 1991) o las variaciones en el tensor de susceptibilidad del medio (Yariv, 1989), entre otras razones, provocan el acoplamiento modal dentro de una guía de onda. De esta manera, por cuestiones de diseño y de adecuada utilización de las guías de onda dieléctricas es fundamental conocer la cantidad de acoplamiento que en ellas se suscita (Marcuse, 1991). Cabe mencionar que la

cantidad de acoplamiento está representada por un coeficiente de acoplamiento en la teoría de modos acoplados.

Según la dirección de propagación de los modos acoplados, el acoplamiento se divide en dos categorías: acoplamiento codireccional y acoplamiento contradireccional (Tamir, 1990). En este caso, el acoplamiento de interés es el codireccional, debido a que las dos ondas que componen al campo eléctrico de entrada se propagan en la misma dirección. Así, el sistema de ecuaciones acopladas (1) (Tamir, 1990) describe el caso más general de acoplamiento modal codireccional debido a perturbaciones en la guía de onda dieléctrica. Es decir, el caso en el que sólo está involucrado el acoplamiento entre dos modos de propagación ( $A_1$  y  $A_2$ ). La derivación completa del sistema de ecuaciones acopladas puede encontrarse en (Okamoto, 2000).

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} A_1 &= -i\kappa_1 A_2 e^{-i2\delta z} \\ \frac{d}{dz} A_2 &= -i\kappa_2 A_1 e^{i2\delta z} \end{aligned} \quad (1)$$

En este sistema de ecuaciones  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$  son los coeficientes de acoplamiento del modo 1 al 2 y viceversa, respectivamente. El factor  $\delta$  es el desincronismo, que no es más que la desviación del sincronismo (para el cual  $\delta = 0$ ). Debe notarse que en caso de sincronismo hay un máximo de transferencia de potencia entre modos. El desincronismo se define en este caso como la diferencia en constantes de propagación de los modos guiados:

$$\delta = \frac{(\beta_2 - \beta_1)}{2}, \quad (2)$$

y finalmente,  $z$  es la dirección de propagación (Tamir, 1990).

Además  $A_1$  y  $A_2$  son las amplitudes complejas de los modos normalizados. Por lo tanto,  $|A_1|^2$  y  $|A_2|^2$  representan el flujo de potencia en los modos 1 y 2 respectivamente. Así, el sistema de ecuaciones acopladas (1) cumple con la conservación de la energía, la cual implica que (Yariv y Yeh, 1984):

$$\frac{d|A_1|^2}{dz} + \frac{d|A_2|^2}{dz} = 0 \quad (3)$$

La solución general al sistema de ecuaciones (1) está dada por:

$$\begin{aligned} A_1(z) &= e^{-i\delta z} \left\{ \left[ \cos(sz) + i \frac{\delta}{s} \sin(sz) \right] A_1(0) - i \frac{\kappa_1}{s} \sin(sz) A_2(0) \right\}, \\ A_2(z) &= e^{i\delta z} \left\{ -i \frac{\kappa_2}{s} \sin(sz) A_1(0) + \left[ \cos(sz) - i \frac{\delta}{s} \sin(sz) \right] A_2(0) \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

donde:

$$s^2 = \kappa_1 \kappa_2 + \delta^2, \quad (5)$$

y  $A_1(0)$ ,  $A_2(0)$  son las amplitudes modales en  $z=0$ .

En base a la teoría expuesta, en el siguiente apartado se hará una representación de la modulación cruzada de la polarización en términos de la teoría de modos acoplados.

### **II.3.2 La modulación cruzada de la polarización: un proceso de acoplamiento modal**

El fenómeno de la XPolM puede ser visto como un proceso de acoplamiento modal. En otras palabras, puede ser visto como una transferencia de potencia entre los modos propios de propagación de la guía (TE y TM) debida a las variaciones longitudinales de índice de refracción. En términos generales, la guía de onda del AOS es perturbada por un haz de control de alta potencia, el cual produce una distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores y por tanto, de índice de refracción. Entonces, es de interés conocer el efecto que produce esta perturbación sobre un haz de sonda inyectado simultáneamente.

Bajo esta perspectiva, se empleará la teoría de modos acoplados para explicar el fenómeno de la XPolM, siendo las componentes ortogonales del campo eléctrico del haz de sonda, los modos que interactúan dentro de la región activa del AOS. La transferencia de potencia entre estas componentes está regida por el factor de acoplamiento, el cual determina la cantidad de acoplamiento de una componente de polarización a la otra, y con ello, puede tenerse una idea del estado de polarización del haz de sonda resultante a la salida del amplificador. El cálculo de este acoplamiento puede ser determinado a través de la teoría de modos acoplados mediante el análisis del tensor de permitividad eléctrica del medio donde se propaga la señal (Yariv y Yeh, 1984).

Como punto de partida del análisis se supondrá la existencia de una guía de

onda dieléctrica no perturbada, caracterizada por su función dieléctrica (Tamir, 1990):

$$\varepsilon_{np}(x, y) = \varepsilon_0 n^2(x, y), \quad (6)$$

la cual es independiente de la coordenada  $z$ . La función  $n(x, y)$  representa al índice de refracción del medio.

El campo eléctrico total que se propaga en esta guía de onda, puede expresarse como una combinación lineal de todos los campos eléctricos de los modos propios de propagación no perturbados (Okamoto, 2000):

$$E = \sum_m^p A_m(z) E_m(x, y) e^{i(\omega t - \beta_m z)}, \quad (7)$$

donde  $p$  es el máximo número de modos soportados por la guía,  $A_m(z)$  es la amplitud compleja del emésimo modo en función de la distancia propagada  $z$ .  $E_m(x, y)$  representa el perfil transversal normalizado del campo eléctrico que cumple con las condiciones de frontera que lo convierten en una solución de la ecuación de onda para el emésimo modo propio. En particular, la ecuación de onda que los modos deben satisfacer está determinada por la expresión siguiente (Okamoto, 2000):

$$\nabla^2 E + \omega^2 \mu \varepsilon E = 0 \quad (8)$$

la cual tiene una solución general del tipo:

$$E = A e^{(-ikz)} \quad (9)$$

Por lo tanto, si se sustituyen en la ecuación (8) tanto la solución general descrita en la ecuación (9) como su laplaciano, se llega al resultado simplificado:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial A}{\partial z} + (\omega^2 \mu \varepsilon - k^2) A = 0 \quad (10)$$

Ahora si se supone la existencia de una perturbación en la guía de onda, la función dieléctrica puede expresarse (Yariv y Yeh, 1984; Topomondzo, 2004) como:

$$\varepsilon_p(x, y, z) = \varepsilon_{np}(x, y) + \Delta\varepsilon_r(x, y, z) + i\gamma(x, y, z), \quad (11)$$

donde  $\Delta\varepsilon_r(x, y, z)$  es la perturbación de la parte real de la función dieléctrica, mientras que  $\gamma(x, y, z)$  es la perturbación de la parte imaginaria tomando en cuenta la ganancia, (Yariv y Yeh, 1984; Topomondzo, 2004). Por simplicidad, la perturbación tanto de la parte real como de la imaginaria se expresarán como  $\Delta\varepsilon(x, y, z)$ . Por lo tanto,  $\varepsilon_{np}(x, y, z)$  es la función del tensor dieléctrico en estado no perturbado, mientras que  $\Delta\varepsilon(x, y, z)$  representa la modificación que este tensor sufre en estado perturbado.

Retomando la ecuación (10), si se supone que  $\mu \equiv \mu_0$  y que  $\varepsilon = \varepsilon_{np} + \Delta\varepsilon$ , se tiene que  $\omega^2 \mu \varepsilon_{np} - k^2 = 0$  ya que  $\mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$  (Yariv y Yeh, 1984), y por lo tanto:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial A}{\partial z} + \omega^2 \mu_0 \Delta\varepsilon A = 0 \quad (12)$$

Suponiendo que  $A$  es una función que varía lentamente (Yariv y Yeh, 1984):

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll 2k \frac{\partial A}{\partial z}, \quad (13)$$

entonces la ecuación (12) se simplifica:

$$-2ik \frac{\partial A}{\partial z} + \omega^2 \mu_0 \Delta \varepsilon A = 0 \quad (14)$$

Equivalentemente, las expresiones vectoriales se reducirían a:

$$-i2k_x \frac{dA_x}{dz} + \omega^2 \mu_0 \Delta \varepsilon_{12} A_y e^{(-i2\delta z)} = 0 \quad (15)$$

$$-i2k_y \frac{dA_y}{dz} + \omega^2 \mu_0 \Delta \varepsilon_{21} A_x e^{(i2\delta z)} = 0 \quad (16)$$

donde  $\delta = (k_y - k_x)/2$ . En las ecuaciones (15) y (16) los parámetros  $\Delta \varepsilon_{12}$  y  $\Delta \varepsilon_{21}$  son utilizados para reemplazar a la perturbación del tensor dieléctrico  $\Delta \varepsilon$  y representan a los elementos de la matriz de susceptibilidad, los cuales deben ser no nulos y diferentes, debido al acoplamiento existente y a la asimetría en la transferencia de potencia de un modo a otro (Topomondzo, 2004; Nye, 1985; Yariv y Yeh, 1984).

Ahora, definiendo las constantes  $K_x$  y  $K_y$  como:

$$K_x = \frac{\omega^2 \mu_0 \Delta \varepsilon_{12}}{2k_x}, \quad (17)$$

$$K_y = \frac{\omega^2 \mu_0 \Delta \varepsilon_{21}}{2k_y}, \quad (18)$$

las ecuaciones (15) y (16) pueden describirse como:

$$\frac{dA_x}{dz} + iK_x A_y e^{(-i2\delta z)} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{dA_y}{dz} + iK_y A_x e^{(i2\delta z)} = 0 \quad (20)$$

En lo siguiente, para el propósito de este trabajo, se considerará una guía de onda monomodo que soporta un modo cuasi TE y otro cuasi TM con amplitudes

complejas y constantes de propagación reales  $A_{TE}$  y  $\beta_{TE}$  y  $A_{TM}$  y  $\beta_{TM}$ , respectivamente.

Ahora, si se descomponen los parámetros  $\Delta\varepsilon_{12}$  y  $\Delta\varepsilon_{21}$  en su parte real e imaginaria y considerando que el acoplamiento sucede en un medio amplificador, se tiene el sistema de ecuaciones acopladas (21) y (22) que determina la evolución de las componentes del campo eléctrico del haz de sonda en el AOS (Topomondzo, 2004; Gustavsson, 1993; Yariv y Yeh, 1984):

$$\frac{dA_{TE}(z)}{dz} = -i\kappa_a A_{TM}(z)e^{-i\Delta\beta z} + \frac{1}{2}g_{TE}A_{TE}(z) + \frac{1}{2}g_{TE-TM}A_{TM}(z)e^{-i\Delta\beta z} \quad (21)$$

$$\frac{dA_{TM}(z)}{dz} = -i\kappa_b A_{TE}(z)e^{i\Delta\beta z} + \frac{1}{2}g_{TM}A_{TM}(z) + \frac{1}{2}g_{TM-TE}A_{TE}(z)e^{i\Delta\beta z} \quad (22)$$

donde:

$$\Delta\beta = \beta_{TM} - \beta_{TE}, \quad \kappa_a = \kappa_{TE-TM}, \quad \kappa_b = \kappa_{TM-TE}, \quad g_{TE} = g_{TE-TE} \text{ y } g_{TM} = g_{TM-TM}$$

Además:

$$g_{kl} = \frac{\omega}{2} \langle k|\gamma|l \rangle e^{i(\beta_k - \beta_l)z}, \quad \langle k|\gamma|l \rangle = \iint \bar{E}_l^*(x, y)[\gamma(x, y, z)]\bar{E}_k dx dy$$

$$\kappa_{kl} = \frac{\omega}{2} \langle k|\Delta\varepsilon_r|l \rangle, \quad \langle k|\Delta\varepsilon_r|l \rangle = \iint \bar{E}_l^*(x, y)[\Delta\varepsilon_r(x, y, z)]\bar{E}_k dx dy$$

donde  $k, l$  corresponden a TE o TM.

De acuerdo a la ecuación (21) la evolución de la componente del campo eléctrico en TE está dada en primer término, por una potencia que se propaga en el modo TM tras haberse acoplado del modo TE al TM. El segundo término

considera lo que permanece y se amplifica en el modo guiado TE. Finalmente, el tercer término considera el acoplamiento del modo TE al TM con ganancia efectiva de acoplamiento TE-TM ( $g_{TE-TM}$ ). Este último factor se define como la amplitud de probabilidad de que lo que se amplificó en el eje TE sea amplificado en el eje TM. Una explicación análoga existe para la ecuación (22).

Ahora se propone el siguiente cambio de variables con el objeto de encontrar las componentes de polarización  $A_{TE}(z)$  y  $A_{TM}(z)$  del haz de sonda para cualquier longitud de acoplamiento  $z$ :

$$A_{TE}(z) = A'_{TE}(z) e^{\frac{g_{TE}}{2}z} \quad (23)$$

$$A_{TM}(z) = A'_{TM}(z) e^{\frac{g_{TM}}{2}z} \quad (24)$$

Sustituyendo las nuevas variables en las ecuaciones (21) y (22), se obtienen las expresiones siguientes:

$$\frac{dA'_{TE}(z)}{dz} = -i \left( \kappa_a + \frac{i}{2} g_{TE-TM} \right) A'_{TM}(z) e^{-i(\Delta\beta + i\Delta g)z} \quad (25)$$

$$\frac{dA'_{TM}(z)}{dz} = -i \left( \kappa_b + \frac{i}{2} g_{TE-TM}^* \right) A'_{TE}(z) e^{i(\Delta\beta + i\Delta g)z} \quad (26)$$

donde  $\Delta g = \frac{(g_{TM} - g_{TE})}{2}$ . Con el propósito de simplificar, se introducirán las

variables:  $\kappa_1 = \kappa_a + \frac{i}{2} g_{TE-TM}$ ,  $\kappa_2 = \kappa_b + \frac{i}{2} g_{TM-TE}$ , las cuales representan a los coeficientes de acoplamiento de los modos TE y TM a los modos TM y TE respectivamente.

Se observa que las ecuaciones (25) y (26) tienen la misma forma que la que tienen las ecuaciones (19) y (20), con la salvedad de que en las primeras, se encuentra implícita la información de la parte real e imaginaria de la perturbación del tensor dieléctrico. Como se puede apreciar las ecuaciones (25) y (26) tienen también la forma del caso más simple de acoplamiento modal codireccional, mostrado en el sistema de ecuaciones (1). A diferencia de este último sistema de ecuaciones, ahora se incluye en el término de desincronismo el hecho de que se trata de un medio amplificador.

Las soluciones al sistema de ecuaciones (25)-(26), suponiendo un par de condiciones iniciales  $A_{TE}(0)$  y  $A_{TM}(0)$  (las cuales representan a las componentes de polarización del haz de sonda a la entrada del amplificador) y haciendo el cambio de variables de acuerdo a lo establecido en (23) y (24) son:

$$A_{TE}(z) = e^{-i\left(\frac{\Delta N_{eff} k_0 z}{2}\right)} e^{\left(\frac{g_{TE} + g_{TM}}{4}\right)z} \left\{ \left[ \cos(sz) + i \frac{\delta}{s} \sin(sz) \right] A_{TE}(0) - i \left( \frac{\kappa_1}{s} \right) \sin(sz) A_{TM}(0) \right\} \quad (27)$$

$$A_{TM}(z) = e^{i\left(\frac{\Delta N_{eff} k_0 z}{2}\right)} e^{\left(\frac{g_{TE} + g_{TM}}{4}\right)z} \left\{ -i \left( \frac{\kappa_2}{s} \right) \sin(sz) A_{TE}(0) + \left[ \cos(sz) - i \frac{\delta}{s} \sin(sz) \right] A_{TM}(0) \right\} \quad (28)$$

donde  $s^2 = \kappa_1 \kappa_2 + \left( \frac{\Delta\beta + i\Delta g}{2} \right)^2$ ,  $\Delta N_{eff} = (n_{eff})_{TM} - (n_{eff})_{TE}$  y  $\delta = \frac{\Delta\beta + i\Delta g}{2}$ .

Las ecuaciones (27) y (28) son las expresiones que definen a las amplitudes complejas de las componentes de polarización del haz de sonda que atraviesa el AOS perturbado por la XPolM en función de la longitud de acoplamiento. De este conjunto de ecuaciones se observa que las componentes de polarización sufren un

desfasamiento (primer término) acompañado de una amplificación (segundo término) y de un acoplamiento de potencia que se traduce en parte, en una rotación de la polarización (tercer término). Con esto, puede decirse que el conjunto de ecuaciones (27) y (28) describen el fenómeno bajo estudio, siendo en este caso, la longitud de acoplamiento idéntica a la longitud del amplificador óptico de semiconductor. Cabe mencionar, que en la presente descripción no se ha hecho énfasis en la manera de calcular las constantes de propagación de los componentes de polarización o bien en la forma de determinar el desfasamiento que existe entre ellas. De hecho, este tema escapa del alcance de este trabajo, sin embargo, se puede mencionar que una forma de hacerlo es utilizando la teoría de los índices efectivos (Tamir, 1990).

Para complementar la comprensión del fenómeno bajo estudio, se llevará a cabo un estudio experimental que permita la visualización del fenómeno y al mismo tiempo corroborar y hacer uso de la teoría propuesta en este capítulo.

# III

## **Estudio experimental de la modulación cruzada de la polarización**

El presente estudio tiene por objeto determinar experimentalmente el estado de polarización de un haz a la salida de un AOS perturbado por el fenómeno de la XPolM. Es decir, el objetivo es poder visualizar el fenómeno bajo estudio y obtener los parámetros de Stokes de un haz de sonda introducido dentro de un AOS perturbado por un haz de control. La realización de este experimento permitirá corroborar la teoría presentada en el apartado II.2 así como efectuar la medición de las ganancias modales del AOS en cuestión y la determinación de diversos parámetros importantes para el modelo presentado en el apartado II.3.

### III.1 Experimento para la obtención de los parámetros de Stokes del haz saliente del AOS perturbado por el haz de control

Mediante esta parte del estudio experimental se determinó el estado de polarización de un haz que atraviesa un AOS perturbado por la XPolM para polarizaciones lineales de entrada de este haz orientadas entre 0 y 360 grados. Esto se hizo mediante la obtención experimental de los parámetros de Stokes, ya que son éstos los capaces de describir cualquier estado de polarización. En la figura 2 se muestra el banco experimental implementado para llevar a cabo esta tarea.

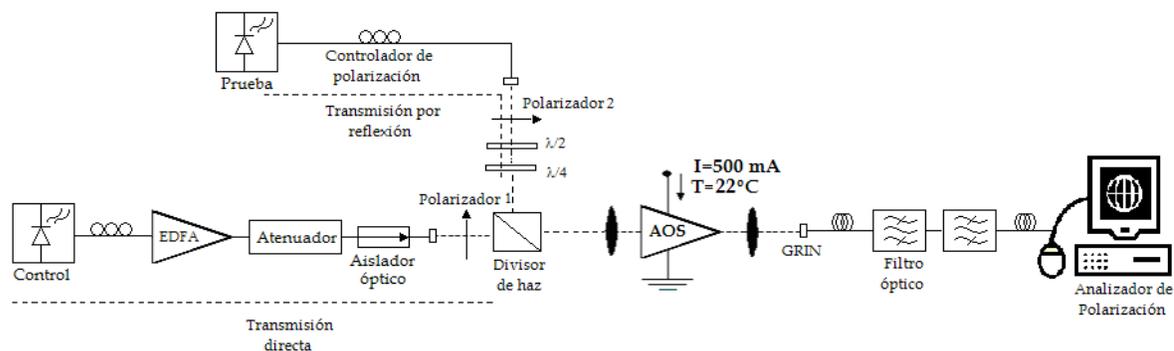


Figura 2: Banco experimental para la medición de los parámetros de Stokes del haz de sonda a la salida de un AOS perturbado por un haz de control.

El AOS utilizado es uno comercial producido por la compañía OptoSpeed cuyo modelo es el SOA1550CRI/X-150. El AOS tiene una longitud de  $1.5 \text{ mm}$  y opera en la gama de los  $1550 \text{ nm}$ . El dispositivo fue diseñado para tener alta ganancia, baja

dependencia a la polarización, bajo rizo y una alta potencia de saturación. Las características de alta ganancia y bajo rizo se logran teniendo una región activa larga inclinada  $12^\circ$  con respecto al plano de inyección óptica, cuyas facetas han sido tratadas con una doble capa de películas antireflejantes.

El AOS se controló a una temperatura de  $22^\circ\text{C}$  cuando éste fue polarizado con una corriente de  $500\text{ mA}$ , atendiendo las recomendaciones del fabricante. El control de temperatura y de corriente se realizaron utilizando un controlador ILX Lightwave LDT-5910B (ILX, 2000), y una fuente LDC500 de Thorlabs respectivamente.

De acuerdo al esquema experimental, dos haces, el haz de control y el de sonda o prueba, son introducidos en un esquema en copropagación al amplificador óptico de semiconductor mediante un divisor de haz. El haz de control es insertado dentro del AOS pasando en transmisión directa dentro del divisor de haz, mientras que el haz de prueba es insertado en transmisión por reflexión dentro del mismo dispositivo.

La potencia del haz de control es regulada a través de un atenuador variable y fluctuando la ganancia de un amplificador de fibra contaminada con erbio (EDFA). Así mismo, la polarización de este haz es ajustada mediante un controlador de polarización y un polarizador. Por otra parte, el haz de sonda es controlado en potencia por la corriente de polarización que alimenta al láser que lo genera. Por otra parte su polarización es ajustada mediante un controlador de polarización, un

polarizador y dos placas retardadoras  $\lambda/2$  y  $\lambda/4$ , respectivamente. Las placas retardadoras son necesarias para compensar el cambio de polarización que induce el divisor de haz cuando una señal se transmite a través de él en reflexión.

Una vez introducidos los haces dentro del amplificador, se pudo observar a la salida del mismo, la manifestación del fenómeno de la XPolM sobre el haz de sonda mediante un analizador de polarización. Para tal efecto, fue necesario tener en su estado más puro a este haz. Por esta razón se introdujeron dos filtros ópticos pasabanda en cascada para sintetizar uno de menor ancho de banda. Así, los dos filtros eliminaron el haz de control y gran parte de la emisión espontánea amplificada del AOS.

El aislador óptico que se encuentra antes del divisor de haz en la trayectoria en transmisión directa sirvió para eliminar las reflexiones que se producen en la lentilla de grin que permite capturar dentro de una fibra óptica la salida del AOS, y así dar estabilidad a la medición.

Es importante mencionar que comparando los espectros de emisión del EDFA y del AOS, se eligieron las longitudes de onda para las señales de sonda y de control. Así el experimento se realizó dos veces, ubicando la señal de control en  $1558 \text{ nm}$ , y la de sonda, en el primer experimento, en  $1556 \text{ nm}$  y en el segundo en  $1562 \text{ nm}$ .

La potencia efectiva de la señal de prueba en la entrada del amplificador se mantuvo constante en  $-5.96 \text{ dBm}$  para una polarización lineal de entrada inclinada a  $90^\circ$  y en  $-3.93 \text{ dBm}$  para una polarización lineal de entrada inclinada a  $0^\circ$ , y en

potencias intermedias de acuerdo a la orientación de la polarización lineal incidente, la cual fue variada desde  $0^\circ$  a  $360^\circ$ . Para cada estado de polarización de la señal de sonda, la señal de control fue insertada con polarizaciones lineales orientadas desde  $0^\circ$  hasta  $360^\circ$ . Y a su vez, en cada estado de polarización de la señal de control, su potencia fue variada de  $-31.4 \text{ dBm}$  a  $4.1 \text{ dBm}$  y de  $-33.4 \text{ dBm}$  a  $2.1 \text{ dBm}$  en pasos de  $0.5 \text{ dBm}$ , para polarizaciones lineales de entrada inclinadas a  $0^\circ$  y  $90^\circ$  respectivamente. De manera similar, el intervalo de potencia varía de acuerdo a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de control. El procedimiento anterior se realizó dos veces, uno para cada longitud de onda del haz de sonda.

Mediante este par de experimentos fue posible determinar los parámetros de Stokes del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control. En la figura 3 se esquematiza un ejemplo de las mediciones realizadas. En particular se muestran los parámetros de Stokes normalizados medidos a la salida del AOS para el caso en el que la polarización del haz de sonda, con una longitud de onda de  $1562 \text{ nm}$ , fue orientada a  $227^\circ$  y la polarización lineal de entrada del haz de control, con una potencia que se varió desde  $-31.4 \text{ dBm}$  hasta  $4.1 \text{ dBm}$  en pasos de  $0.5 \text{ dBm}$ , fue orientada a  $0^\circ$ . La representación normalizada de estos parámetros es

$$s_i = \frac{S_i}{S_0}, i = 1,2,3.$$

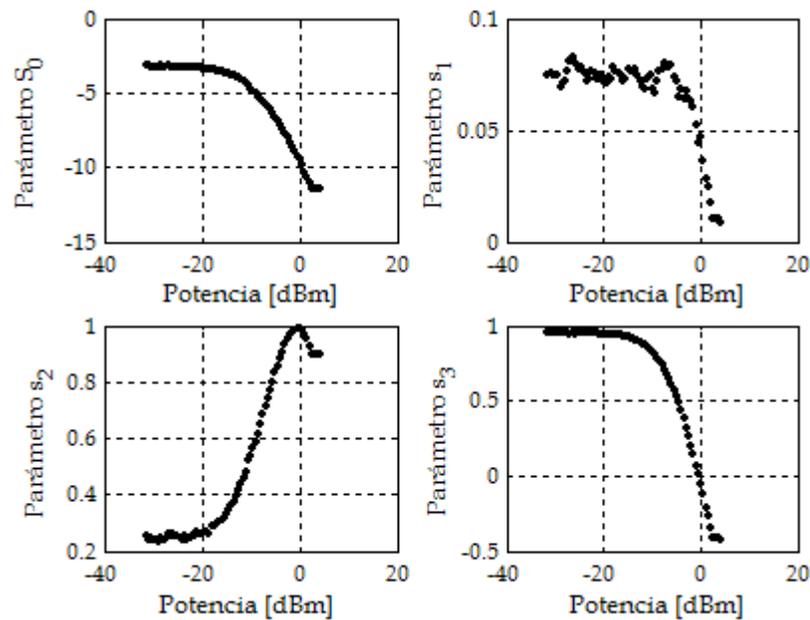


Figura 3: Parámetros de Stokes normalizados, medidos a la salida del AOS para el caso en el que la polarización del haz de sonda, con una longitud de onda de  $1562\text{ nm}$ , fue orientada a  $227^\circ$  y la polarización lineal de entrada del haz de control, con una potencia que se varió desde  $-31.4\text{ dBm}$  hasta  $4.1\text{ dBm}$  en pasos de  $0.5\text{ dBm}$ , fue orientada a  $0^\circ$ .

En la figura 4 se muestra la evolución del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando la potencia del haz de control es fluctuada de  $-31.4\text{ dBm}$  a  $4.1\text{ dBm}$ , siendo los parámetros de Stokes normalizados las coordenadas de la gráfica.

Dado que los parámetros de Stokes en su conjunto describen un estado de polarización, en ellos está contenida la información sobre la amplitud y la fase de las componentes del campo eléctrico del haz en cuestión. El desglose de esta

información es el tema del siguiente apartado y por motivos de simplicidad, a las componentes antes mencionadas se les denominará componentes de polarización.

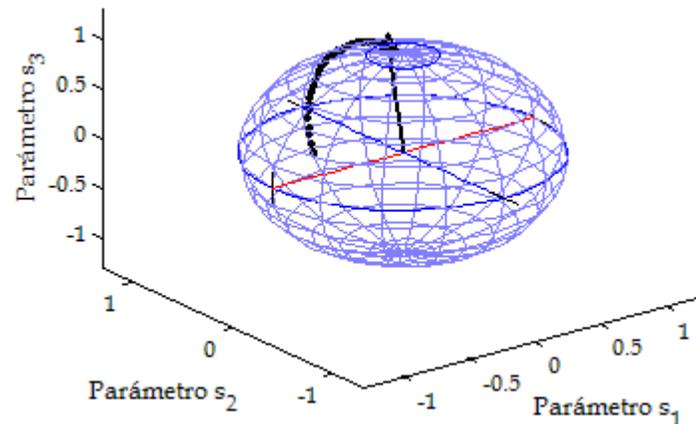


Figura 4: Evolución del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando este haz es introducido dentro del amplificador con una longitud de onda de  $1562 \text{ nm}$  y una polarización lineal inclinada a  $227^\circ$  en conjunto con un haz de control de polarización lineal inclinada a  $0^\circ$ , cuya potencia fue fluctuada de  $-31.4 \text{ dBm}$  a  $4.1 \text{ dBm}$ . En la figura, la flecha indica el principio de la evolución del estado de polarización del haz de sonda para una potencia de  $-31.4 \text{ dBm}$  del haz de control.

### III.1.1 Amplitud y diferencia de fase de las componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control

A partir de los parámetros de Stokes medidos es posible obtener la amplitud de las componentes de polarización ( $A_x, A_y$ ) así como el desfaseamiento entre ellas ( $\Delta\phi$ ) usando las ecuaciones (29)-(32), (Collet, 1993).

$$S_0 = (A_x^2 + A_y^2) \quad (29)$$

$$S_1 = (A_x^2 - A_y^2) \quad (30)$$

$$S_2 = 2A_x A_y \cos(\Delta\phi) \quad (31)$$

$$S_3 = 2A_x A_y \sin(\Delta\phi) \quad (32)$$

donde  $\Delta\phi = \phi_y - \phi_x$  es la diferencia de fase entre las componentes de polarización. Las expresiones obtenidas para la amplitud de las componentes de polarización  $A_x$  y  $A_y$ , y el desfaseamiento entre ellas son:

$$A_x = \sqrt{\frac{S_0 + S_1}{2}} \quad (33)$$

$$A_y = \sqrt{\frac{S_0 - S_1}{2}} \quad (34)$$

$$\Delta\phi = \arctan\left(\frac{S_3}{S_2}\right) \quad (35)$$

Haciendo uso de las ecuaciones (33) a (35) se obtuvieron para cada experimento las amplitudes de las componentes de polarización así como el desfaseamiento existente entre ellas. A manera de ejemplo, en la figura 5 se muestra para el caso expuesto al final del apartado anterior, el valor calculado para la relación existente entre las amplitudes de las componentes de polarización ( $A_x/A_y$ ) y el desfaseamiento que éstas presentan entre si. La relación entre las amplitudes de las componentes muestra cómo crece una de éstas con respecto a la otra, mientras que el desfaseamiento es un parámetro que indica que componente va adelantada o atrasada con respecto a la otra.

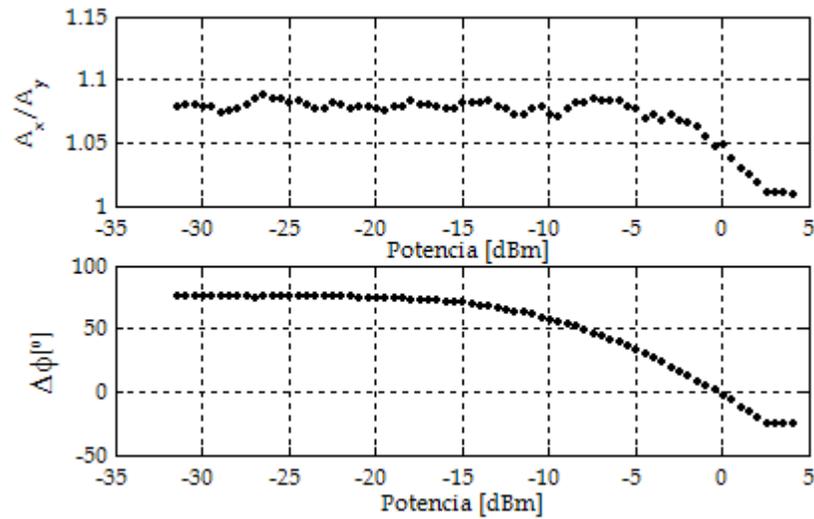


Figura 5: Relación entre las amplitudes de las componentes de polarización y el desfase que éstas presentan entre si del haz de sonda a la salida del AOS, cuando este haz es introducido dentro del amplificador con una longitud de onda de  $1562 \text{ nm}$  y una polarización lineal inclinada a  $227^\circ$  en conjunto con un haz de control de polarización lineal inclinada a  $0^\circ$ , cuya potencia fue fluctuada de  $-31.4 \text{ dBm}$  a  $4.1 \text{ dBm}$ .

Por otra parte, el desfase entre las amplitudes de las componentes de polarización permite determinar la diferencia que existe entre los valores de los índices efectivos para los modos TE y TM soportados por la región activa del AOS y con ello, la constante de propagación diferencial mediante las relaciones siguientes (Chuang, 1995):

$$\Delta N_{eff} = \frac{\Delta\phi\lambda}{2\pi L} \quad (36)$$

$$\Delta\beta = \frac{\omega}{c} \Delta N_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta N_{eff} = \frac{\Delta\phi}{L} \quad (37)$$

donde  $L$  es la longitud del dispositivo.

En la figura 6 se muestra, para el caso tratado, los valores calculados de la diferencia de índices efectivos para los modos TM y TE y la constante de propagación diferencial de la región activa del AOS.

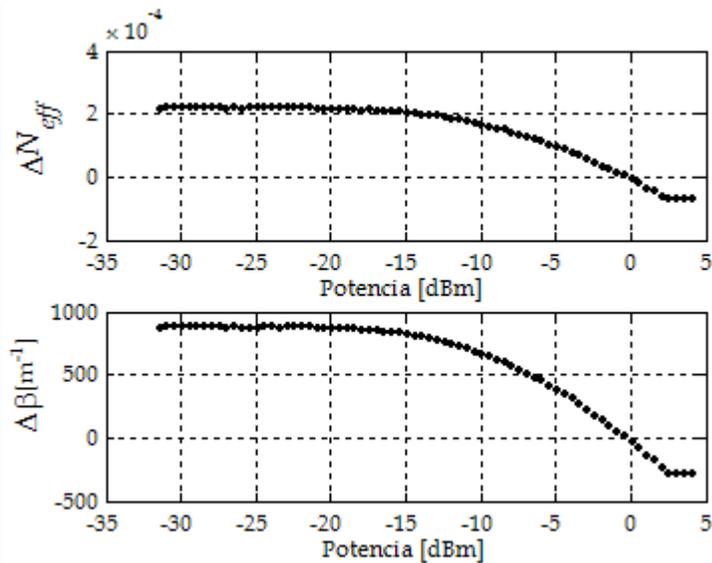


Figura 6: Valores calculados de la diferencia de índices efectivos para los modos TM y TE y la constante de propagación diferencial de la región activa del AOS, para el caso en el que la polarización de entrada del haz de sonda, con una longitud de onda de  $1562 \text{ nm}$ , fue orientada a  $227^\circ$  y la polarización lineal de entrada del haz de control, con una potencia que se varió desde  $-31.4 \text{ dBm}$  hasta  $4.1 \text{ dBm}$ , fue orientada a  $0^\circ$ .

Una perspectiva diferente y complementaria para visualizar el efecto del fenómeno de la XPolM sobre el haz de sonda, es cuantificar la rotación de la polarización que éste sufre cuando se fluctúan los parámetros del haz de control. El siguiente apartado aborda esta perspectiva.

### III.1.2 Rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control

Como ya se mencionó, al insertar el haz de control simultáneamente con el de sonda dentro del AOS bajo prueba se observa un cambio adicional en el estado de polarización del haz de sonda que se pronuncia a medida que la potencia del haz de control aumenta. A este cambio en el estado de polarización del haz de sonda se le denomina rotación de la polarización. El cambio de polarización que sufre el haz de sonda al propagarse dentro del amplificador cuando la potencia del haz de control es nula, se define como el “cero de rotación”. Así al aumentar la potencia del haz de control se producirán rotaciones de la polarización del haz de sonda que se podrán cuantificar con respecto al cero de rotación. Es importante mencionar que para ciertos estados de polarización del haz de control, como se verá más adelante, la rotación de la polarización que sufre el haz de sonda se exagera.

Para cuantificar la rotación de la polarización que sufre el haz de sonda, se utilizan los parámetros de Stokes normalizados del estado de polarización inicial (potencia mínima del haz de control) y final (potencia del haz de control cuyo efecto desea conocerse). A continuación se calcula la distancia en línea recta entre los puntos sobre la esfera de Poincaré que describen a estos estados de polarización.

$$d = \sqrt{(s1_i - s1_f)^2 + (s2_i - s2_f)^2 + (s3_i - s3_f)^2} \quad (38)$$

Utilizando la ley de cosenos y considerando que el radio de la esfera de Poincaré es unitario, se calcula a partir de la ecuación (39) el ángulo de rotación sobre la esfera. Es importante mencionar que es posible considerar que el radio de la esfera de Poincaré es unitario ya que las mediciones que se efectuaron fueron realizadas con grados de polarización (DOP) muy cercanos al 100%. La figura 7 muestra el DOP medido para el ejemplo utilizado.

$$\alpha = \cos^{-1} \left[ - \left( \frac{d^2}{2} - 1 \right) \right] \quad (39)$$

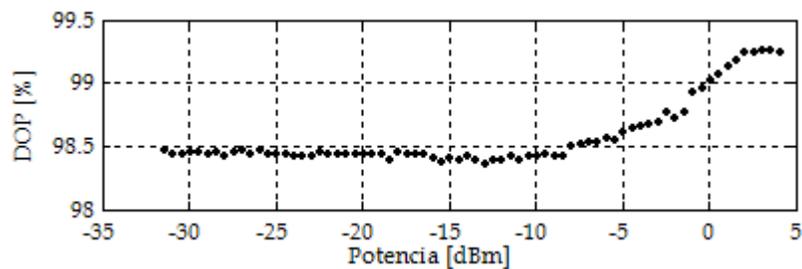


Figura 7: Grado de polarización medido a la salida del AOS para el caso en el que la polarización de entrada del haz de sonda, con una longitud de onda de  $1562 \text{ nm}$ , fue orientada a  $227^\circ$  y la polarización lineal de entrada del haz de control, con una potencia que se varió desde  $-31.4 \text{ dBm}$  hasta  $4.1 \text{ dBm}$ , fue orientada a  $0^\circ$ .

Finalmente, el ángulo real de rotación  $\rho$  del estado de polarización de la señal de sonda es la mitad del ángulo  $\alpha$  obtenido en la esfera de Poincaré.

$$\rho = \frac{\alpha}{2} \quad (40)$$

De esta manera se cuantificaron las rotaciones de la polarización reales en grados que sufrió el haz de sonda con potencia fija y con diferentes estados de polarización lineal, al ser introducido al AOS perturbado por un haz de control fluctuado en potencia y con diferentes estados lineales de polarización. A propósito, se observó que la potencia del haz de control que produjo mayor efecto en la rotación de la polarización fue siempre la máxima (4.1 dBm). De este modo, al considerar únicamente las rotaciones de la polarización producidas por el haz de control con potencia máxima, se observó que el efecto de la rotación se maximiza o minimiza según la inclinación de la polarización lineal incidente del haz de control.

En las figuras 8 y 9 se muestran los resultados de calcular las rotaciones reales en grados que sufre la polarización del haz de sonda para dos longitudes de onda: 1556 nm y 1562 nm. En particular, las polarizaciones lineales de entrada de este haz fueron orientadas entre 0° y 360°, bajo el efecto de un determinado estado de polarización lineal de entrada del haz de control con potencia máxima. En la primera y segunda figura, se grafican los valores máximos y mínimos de rotación real respectivamente, calculados para cada estado de polarización lineal de entrada del haz de sonda ocasionados por una determinada inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de control. Así, el haz de sonda introducido al AOS con polarizaciones lineales orientadas entre 0° y 360° se encontró bajo el efecto del haz de control con potencia máxima y con un estado de polarización lineal que se especifica en las tablas I y II. Es decir, las tablas I y II presentan un concentrado de

los resultados, indicando la orientación del estado de polarización del haz de control en la que se presentaron las rotaciones máximas y mínimas del haz de sonda.

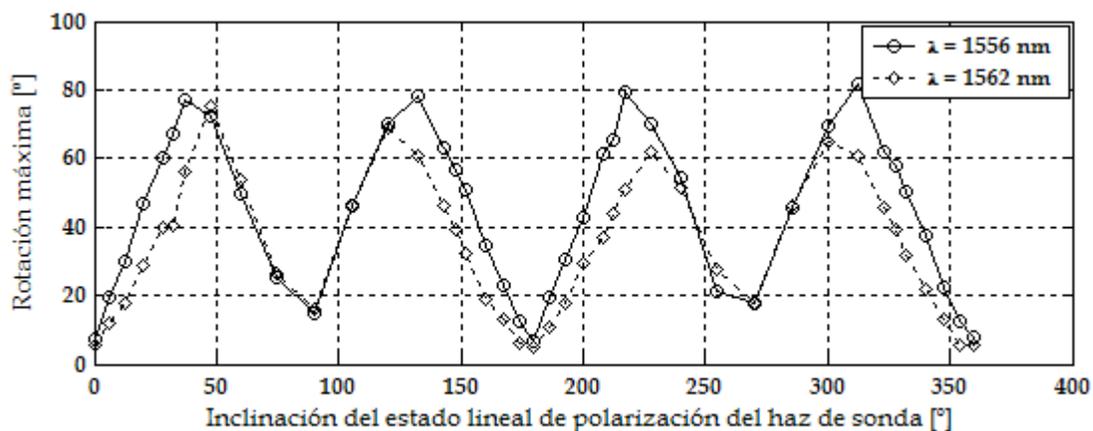


Figura 8: Rotaciones máximas reales en grados que sufre el haz de sonda con dos longitudes de onda:  $1556 \text{ nm}$  y  $1562 \text{ nm}$ , y con polarizaciones lineales de entrada de este haz orientadas entre  $0^\circ$  y  $360^\circ$ , bajo el efecto del haz de control con una potencia de  $4.1 \text{ dBm}$  y con estados de polarización lineales de entrada próximos al eje TE.

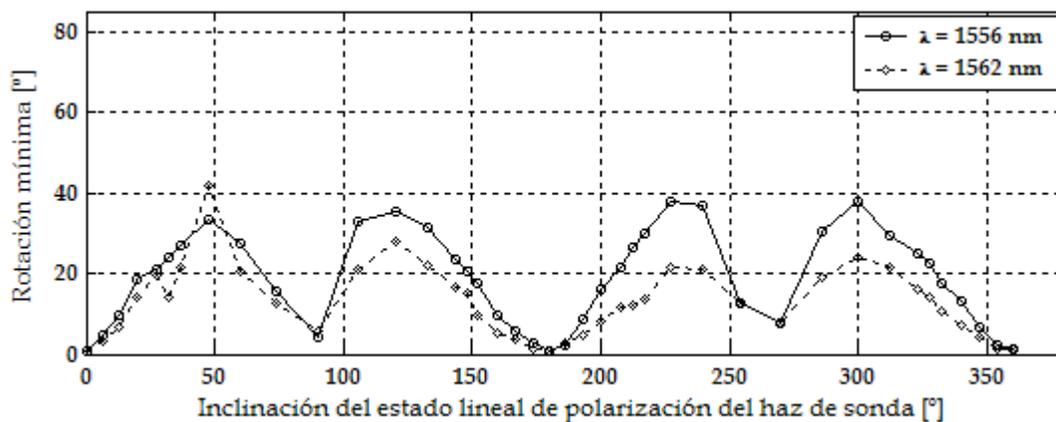


Figura 9: Rotaciones mínimas reales en grados que sufre el haz de sonda con dos longitudes de onda:  $1556 \text{ nm}$  y  $1562 \text{ nm}$ , y con polarizaciones lineales de entrada de este haz orientadas entre  $0^\circ$  y  $360^\circ$ , bajo el efecto del haz de control con una potencia de  $4.1 \text{ dBm}$  y con estados de polarización lineales de entrada próximos al eje TM.

De acuerdo a los resultados obtenidos, se hacen las siguientes observaciones:

- Como se observa en las curvas de las figuras 8 y 9, los valores máximos de rotación que presenta la polarización del haz de sonda bajo el efecto del haz de control, ocurrieron de manera general cuando el estado de polarización lineal de entrada del haz de sonda fue ajustado con una inclinación entre  $37^\circ$  y  $60^\circ$  con respecto al eje TE. Debido a que la polarización lineal de entrada del haz de sonda fue orientada entre  $0^\circ$  y  $360^\circ$ , se definieron cuatro cuadrantes de polarización lineales, cada uno compuesto por 90 grados y numerados en sentido contrario a las manecillas del reloj. Bajo esta consideración, se observó una simetría entre los cuadrantes I y III, y entre los cuadrantes II y IV de polarización lineal de entrada del haz de sonda, como puede constatarse en las figuras 8 y 9. Esta simetría se refiere a que los puntos que representan los valores máximos de rotación de polarización en cada pareja de cuadrantes (las parejas formadas por el I y el III, y el II y el IV, cuadrante respectivamente) de las curvas de las figuras 8 y 9, se encuentran a la misma distancia en grados del eje TE.
- Así mismo, como se observa en las curvas de las figuras 8 y 9, los valores mínimos de rotación que presenta la polarización del haz de sonda bajo el efecto del haz de control, ocurrieron de manera general cuando el

estado de polarización lineal de entrada del haz de sonda fue ajustado con una inclinación de  $0^\circ$  y  $90^\circ$  con respecto al eje TE.

- Los estados de polarización del haz de control que provocan las mayores rotaciones de la polarización del haz de sonda, se encuentran cercanos al eje TE, de hecho, a inclinaciones menores de  $20^\circ$  con respecto a este eje.
- Por otro lado, los estados de polarización del haz de control que produjeron las rotaciones mínimas de la polarización del haz de sonda, se encuentran próximas al eje TM, a inclinaciones entre  $60^\circ$  y  $90^\circ$ .

De acuerdo a estas observaciones, el fenómeno de la XPolM produce un mayor efecto cuando el haz de sonda posee dos componentes de polarización con amplitudes similares. Es decir, el fenómeno de la birrefringencia inducida parece ser el efecto que domina la manifestación de la XPolM. Bajo esta perspectiva, la acción de la XPolM debería maximizarse para un haz de sonda con una polarización lineal de entrada inclinada a  $45^\circ$  con respecto al eje TE. Desafortunadamente en este trabajo no se cuenta con esta medición en particular, sin embargo se cuenta con una para una polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ , la cual es la polarización de entrada de la sonda que mostró la mayor rotación del estado de polarización de este haz a la salida del AOS en las curvas de rotación de las figuras 8 y 9. No obstante, no hay que menospreciar el efecto de los otros dos fenómenos que gobiernan la acción de la XPolM (perturbación de los ejes propios y

modificación de las ganancias modales) ya que existen rotaciones considerables del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando este haz presenta polarizaciones de entrada con inclinaciones diferentes a  $45^\circ$ .

Con respecto a la inclinación de la polarización lineal del haz de control, es de esperarse que cuando ésta se encuentre próxima o sobre el eje TE, tenga un mayor efecto que cuando ésta esté próxima o sobre el eje TM. Esto es porque la estructura de la guía de onda del amplificador guía de manera preferencial al modo TE con respecto al TM. Es decir, el haz de control se propaga y se amplifica mejor cuando tiene una polarización lineal coincidente con el eje TE que cuando posee una coincidente con el eje TM, y de ahí que su perturbación sea máxima en una dirección y mínima en la otra. Esta situación puede observarse en las curvas de ganancia para los modos TE y TM obtenidas para el amplificador bajo estudio, las cuales se mostrarán más adelante.

Tabla I: Rotaciones máximas y mínimas reales en grados que sufre el haz de sonda con una longitud de onda de  $1556\text{ nm}$ , y con polarizaciones lineales de entrada de este haz orientadas entre  $0^\circ$  y  $360^\circ$ , bajo el efecto del haz de control con una potencia de  $4.1\text{ dBm}$  y con los estados de polarización lineales de entrada especificados.

Orientación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda [°]	Rotación máxima del estado de polarización de salida del haz de sonda [°]	Orientación de la polarización lineal de entrada del haz de control [°]	Rotación mínima del estado de polarización de salida del haz de sonda [°]	Orientación de la polarización lineal de entrada del haz de control [°]
0	7.37	133	0.54	270
6	19.27	347	4.88	240
13	30.22	354	9.77	254
20	46.65	0	18.29	270
28	60.18	354	20.97	106
32	67.02	360	24.14	270
<b>37</b>	<b>76.92</b>	<b>6</b>	26.84	106
47	72.44	0	<b>33.5</b>	<b>270</b>
60	49.99	360	27.38	120
74	25.02	47	15.8	286
90	14.66	37	4.29	254
106	46.36	20	32.76	74
120	70.15	0	<b>35.46</b>	<b>90</b>
<b>133</b>	<b>78.05</b>	<b>360</b>	31.51	90
143	63.19	360	23.3	90
148	56.89	360	20.74	106
152	50.71	6	17.68	90
160	34.63	6	9.72	106
167	22.76	20	5.79	120
174	12.36	20	2.91	270
180	6.82	143	0.92	270
186	19.2	332	2.26	254
193	30.46	354	8.79	74
200	42.45	360	16	90
208	61.45	0	21.68	254
212	65.64	360	26.21	90
<b>217</b>	<b>79.23</b>	<b>6</b>	29.98	90
227	70.02	13	<b>37.71</b>	<b>270</b>
240	54.24	217	36.62	120
254	20.98	47	12.55	286
270	17.91	32	7.64	270
286	45.44	28	30.53	270
300	69.21	360	<b>37.78</b>	<b>254</b>
<b>313</b>	<b>81.95</b>	<b>354</b>	29.18	90
323	61.83	0	24.88	270
328	57.71	13	22.63	106
332	50.51	6	17.37	270
340	37.49	20	12.91	106
347	22.17	20	6.62	106
354	12.79	37	2.3	152
360	7.58	148	0.99	270

Tabla II: Rotaciones máximas y mínimas reales en grados que sufre el haz de sonda con una longitud de onda de  $1562\text{ nm}$ , y con polarizaciones lineales de entrada de este haz orientadas entre  $0^\circ$  y  $360^\circ$ , bajo el efecto del haz de control con una potencia de  $4.1\text{ dBm}$  y con los estados de polarización lineales de entrada especificados.

Orientación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda [°]	Rotación máxima del estado de polarización de salida del haz de sonda [°]	Orientación de la polarización lineal de entrada del haz de control [°]	Rotación mínima del estado de polarización de salida del haz de sonda [°]	Orientación de la polarización lineal de entrada del haz de control [°]
0	5.59	28	1.19	90
6	12.08	13	3.2	90
13	17.98	332	6.45	90
20	28.67	6	14.02	106
28	40.07	13	19.75	106
32	40.59	6	14.23	270
37	55.97	360	21.37	270
<b>47</b>	<b>75.31</b>	<b>340</b>	<b>41.84</b>	<b>74</b>
60	53.77	354	20.4	90
74	26.44	0	12.54	270
90	16.16	20	5.8	270
106	45.97	360	20.9	270
<b>120</b>	<b>69.02</b>	<b>0</b>	<b>27.7</b>	<b>270</b>
133	60.98	360	22.19	270
143	45.94	360	16.55	270
148	39.13	360	15.27	270
152	31.98	347	9.47	90
160	18.64	186	5.27	90
167	13.01	340	3.77	90
174	6.35	193	1.44	90
180	4.9	217	0.57	90
186	10.68	208	2.9	90
193	17.72	0	4.82	90
200	29.58	193	8.32	90
208	36.69	193	11.84	90
212	43.62	340	11.93	90
217	50.88	340	13.81	90
<b>227</b>	<b>61.8</b>	<b>200</b>	<b>21.68</b>	<b>90</b>
240	51.23	200	21.12	90
254	27.7	167	12.74	106
270	17.85	208	7.55	90
286	46.5	200	18.86	90
<b>300</b>	<b>65.03</b>	<b>200</b>	<b>24</b>	<b>90</b>
313	60.51	200	21.26	90
323	45.75	186	16.28	90
328	39.09	193	14.03	90
332	31.61	180	10.62	90
340	21.64	193	7.38	90
347	12.8	332	4.13	90
354	5.69	328	1.34	90
360	5.28	217	1.13	90

Por otra parte, resulta de interés conocer el comportamiento del fenómeno de la XPolM cuando se insertan simultáneamente dentro del AOS, el haz de sonda con un estado de polarización lineal y el haz de control con una potencia máxima y con estados de polarización lineales orientados entre  $0^\circ$  y  $360^\circ$ . En las figuras 10 y 11 se muestran ejemplos de ello para las dos longitudes de onda del haz de sonda estudiadas. En las figuras, las rotaciones de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS fueron calculadas tomando como referencia al estado de polarización de la sonda a la salida del AOS perturbado por un haz de control cuya potencia es de  $-31.4 \text{ dBm}$ . La figura 10 muestra las curvas de rotación del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando éste es insertado con una longitud de onda de  $1556 \text{ nm}$  y con una polarización lineal orientada a  $47^\circ$ ,  $133^\circ$ ,  $227^\circ$  y  $313^\circ$  con respecto al eje TE. La figura 11 muestra las curvas de rotación del haz de sonda cuando éste es insertado con una longitud de onda de  $1562 \text{ nm}$  y con una polarización lineal orientada a  $37^\circ$ ,  $143^\circ$ ,  $217^\circ$  y  $323^\circ$ , con respecto al eje TE. Es importante notar que en ambas figuras se consideran polarizaciones del haz de sonda que son representadas en los cuatro cuadrantes de polarización antes definidos.

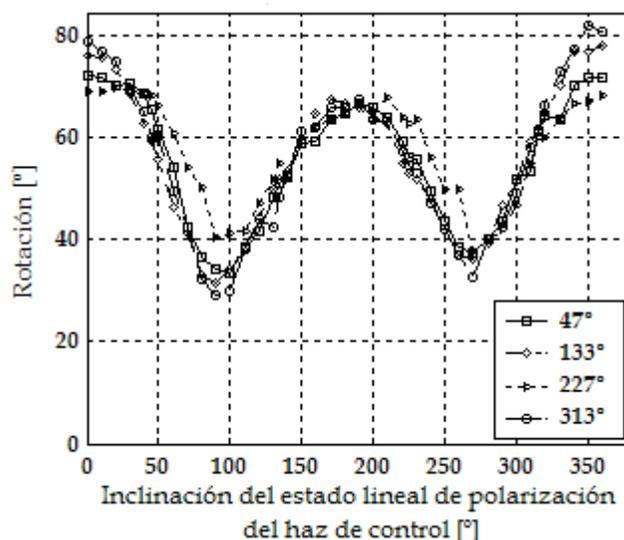


Figura 10: Rotación del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, cuando este haz es insertado con polarizaciones lineales inclinadas a  $47^\circ$ ,  $133^\circ$ ,  $227^\circ$  y  $313^\circ$ , y con una longitud de onda de 1556 nm. En este caso el haz de control se insertó con una potencia de 4.1 dBm y con polarizaciones lineales orientadas entre  $0^\circ$  y  $360^\circ$ .

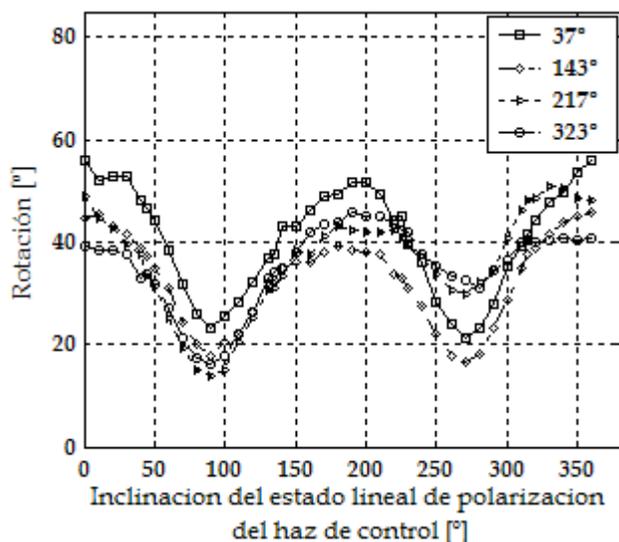


Figura 11: Rotación del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, cuando este haz es insertado con polarizaciones lineales inclinadas a  $37^\circ$ ,  $143^\circ$ ,  $217^\circ$  y  $323^\circ$ , y con una longitud de onda de 1562 nm. En este caso el haz de control se insertó con una potencia de 4.1 dBm y con polarizaciones lineales orientadas entre  $0^\circ$  y  $360^\circ$ .

Como se esperaba, en las curvas de las figuras 10 y 11 se observa que los máximos de rotación del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS ocurren para polarizaciones lineales de entrada del haz de control cercanas al eje TE, mientras que los mínimos de rotación de este estado de polarización ocurren para polarizaciones lineales de entrada del haz de control cercanas al eje TM.

### III.2 Experimento para la medición de las ganancias modales del AOS perturbado por un haz de control

La parte complementaria del estudio experimental de la XPoIM consiste en determinar las ganancias modales (TE y TM) para las dos longitudes de onda seleccionadas para el haz de sonda. En la figura 12 se presenta el banco experimental implementado para llevar a cabo este propósito.

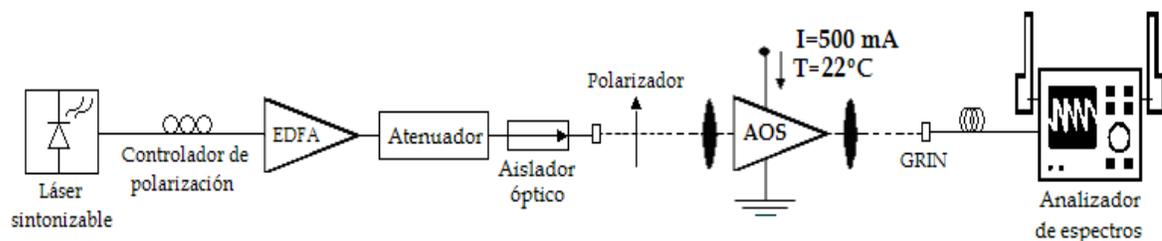


Figura 12: Banco experimental para la determinación de las ganancias modales de las diferentes longitudes de onda usadas.

En el banco experimental se utilizó un láser sintonizable en longitud de onda para emitir un haz, cuya potencia fue controlada mediante un EDFA y un atenuador. El controlador de polarización y el polarizador mostrados en la figura 12 permiten ajustar el estado de polarización de este haz antes de ser introducido dentro del AOS bajo estudio. Como se observa en la figura, se usa un aislador óptico para evitar que las reflexiones que se producen en una lentilla de GRIN, que permite insertar la luz de salida del AOS dentro de una fibra óptica, perturben al láser sintonizable. Tanto la inserción como la captura del haz en el amplificador óptico de semiconductor se hacen en espacio libre, como lo indican las líneas punteadas de la figura 12. El AOS se polarizó con 500 *mA* y se mantuvo a una temperatura de 22° C.

El procedimiento consistió en fijar la longitud de onda deseada en el láser sintonizable y hacer un barrido en potencia desde -29.9 *dBm* a 6.1 *dBm*. Estas potencias de entrada, fueron registradas para posteriormente compararlas con las potencias de salida que generan cada una de ellas. Cabe mencionar que tanto las potencias de entrada como las de salida fueron medidas con un analizador de espectros.

Ahora bien, considerando las pérdidas por inyección y captura del sistema (ver Apéndice A), se obtiene la ganancia para el modo TE o el TM, mediante la diferencia (en *dBm*) entre la potencia de salida y la potencia de entrada. Estas mediciones generaron las curvas de las figuras 13 a 15, las cuales fueron realizadas

para un haz de entrada con una longitud de onda de  $1556\text{ nm}$ ,  $1558\text{ nm}$  y  $1562\text{ nm}$  respectivamente.

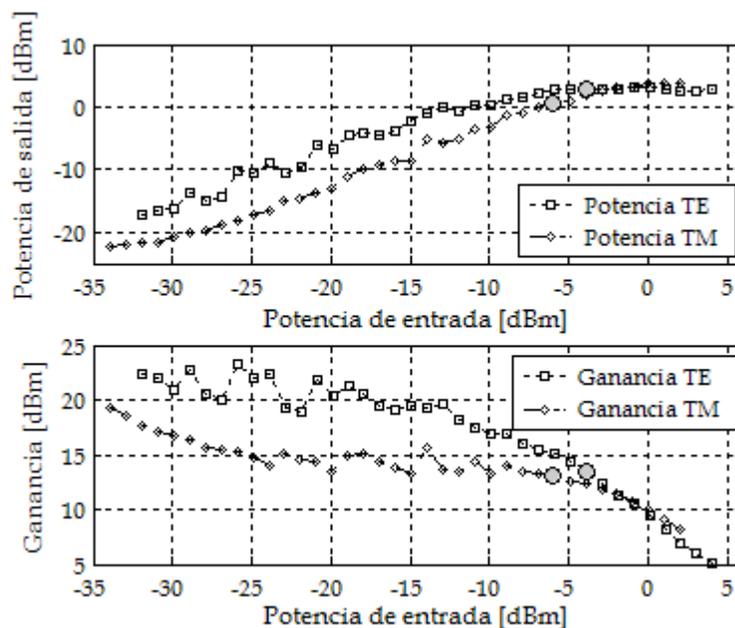


Figura 13: Ganancias modales del AOS para una longitud de onda de  $1556\text{ nm}$ .

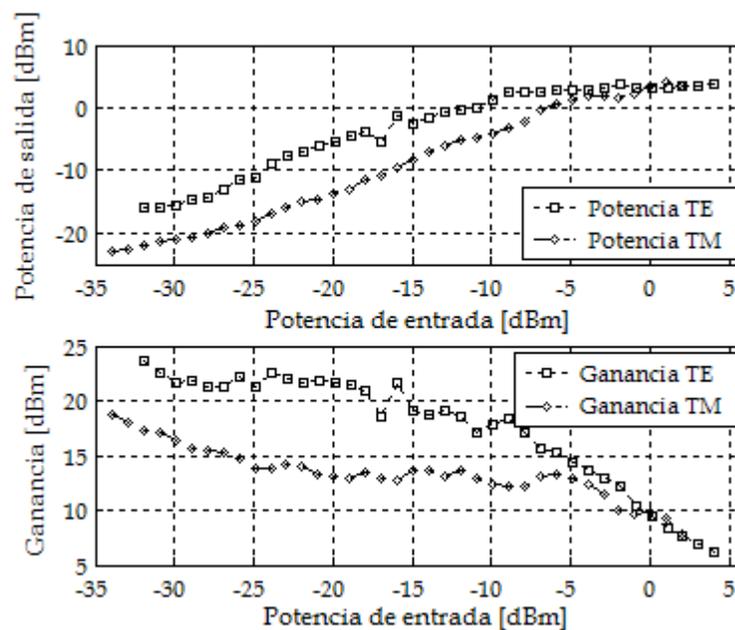


Figura 14: Ganancias modales del AOS para una longitud de onda de  $1558\text{ nm}$ .

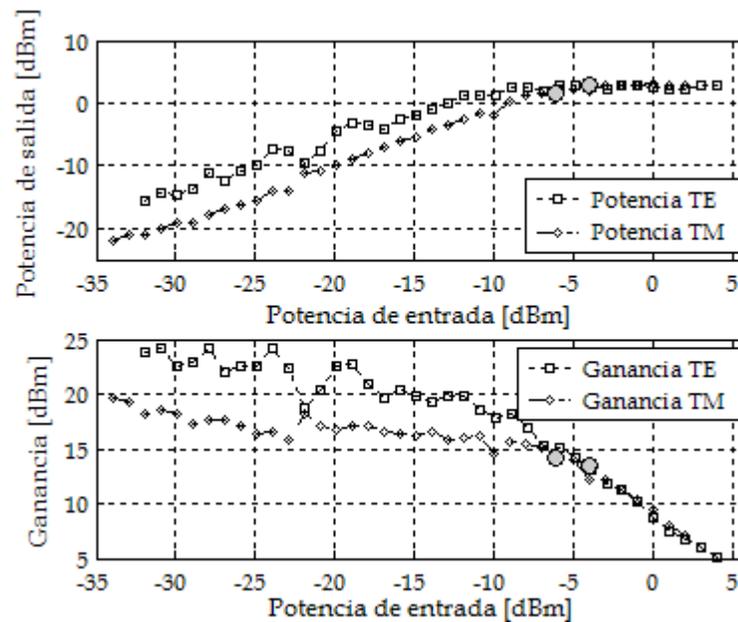


Figura 15: Ganancias modales del AOS para una longitud de onda de 1562 nm.

Como se vio en el apartado III.1, las longitudes de onda seleccionadas para el haz de sonda fueron 1556 nm y 1562 nm. En las curvas de las figuras 13 y 15, se muestran las ganancias modales del AOS para estas longitudes de onda, indicándose con un círculo, los valores de estos parámetros que corresponden a las potencias de entrada del haz de sonda utilizadas en los experimentos del apartado III.1.

En la tabla III se muestran, de acuerdo a las figuras 13 y 15, las ganancias modales del AOS para las longitudes de onda seleccionadas para el haz de sonda, así como sus respectivas potencias de entrada y de salida, empleadas y generadas respectivamente, en los experimentos del apartado III.1.

Tabla III: Ganancias modales del AOS para las longitudes de onda seleccionadas para el haz de sonda, así como sus respectivas potencias de entrada y salida, empleadas y generadas respectivamente, en los experimentos del apartado III.1.

$\lambda_{\text{sonda}}$	Potencia insertada al AOS [dBm]		Potencia a la salida del AOS [dBm]		Ganancia [dB]	
	TE	TM	TE	TM	$G_{\text{TE}}$	$G_{\text{TM}}$
1556 nm	-3.9318	-5.9623	2.9368	0.5768	13.3812	13.0518
1562 nm	-3.9277	-6.0374	2.9668	1.6068	13.4071	14.1583

Del último juego de curvas se observa que las ganancias para las longitudes de onda correspondientes a 1558 nm y 1562 nm, tienen un valor muy similar. Esto es porque se encuentran equidistantes del pico de ganancia del AOS, sin embargo, para la longitud de onda correspondiente a 1556 nm la ganancia es ligeramente menor. Para potencias altas esta diferencia deja de ser notoria.

### III.3 Discusión

En este capítulo se presentó un estudio experimental de la modulación cruzada de la polarización que permitió corroborar la teoría expuesta en el capítulo II. Así mismo, el estudio experimental permitió la determinación de parámetros importantes como la diferencia existente entre los valores de los índices efectivos para los modos TE y TM, las constantes de propagación de estos modos, y sus ganancias.

Se corroboró que el estado de polarización del haz de sonda se ve afectado por la longitud de onda, la potencia y el estado de polarización del haz de control.

Se observó también que para estados de polarización lineales de entrada de los haces de sonda y de control, la acción de la XPolM muestra un patrón de comportamiento sinusoidal, como puede verse en las figuras 8 a 11.

La información teórica y experimental recabada servirá, como se verá en el próximo capítulo, para proponer un modelo capaz de predecir la acción de la modulación cruzada de la polarización.

# IV

## Modelo fenomenológico de la modulación cruzada de la polarización

### IV.1 Introducción

Los amplificadores ópticos de semiconductor constituyen un elemento muy importante para lograr el procesamiento de una señal en el dominio óptico porque presentan una amplia gama de fenómenos no lineales que les permiten ser utilizados en funciones como: la regeneración óptica, la amplificación, la conversión de la longitud de onda, la conmutación óptica, puertas lógicas, entre otras. Muchas de estas aplicaciones se basan en el fenómeno no lineal de la modulación cruzada de la polarización el cual es el objeto de estudio de este trabajo. Sin embargo, aún no está disponible en la literatura un modelo que describa su comportamiento en función de la potencia, la polarización y la longitud de onda del haz de control, así como de la polarización del haz de sonda.

De ahí nace el interés de proponer un modelo fenomenológico que describa la modulación cruzada de la polarización, considerando la potencia y el estado de polarización del haz de control, así como la polarización del haz de sonda. Este capítulo está dedicado al desarrollo de tal modelo y se espera que constituya la base o un buen punto de partida para la realización de un modelo teórico general.

## **IV.2 Desarrollo del modelo fenomenológico de la modulación cruzada de la polarización**

El desarrollo del modelo fenomenológico de la XPolM se basa en la visualización experimental y en la búsqueda de patrones de comportamiento del fenómeno. El modelo tiene como objetivo proporcionar el estado de polarización de un haz de sonda a la salida de un AOS perturbado por un haz de control que ha sido introducido al amplificador simultáneamente con el primero.

El modelo se desarrolló para el AOS descrito en el capítulo anterior, cuando a éste le es introducido un haz de sonda y uno de control de longitudes de onda de  $1562 \text{ nm}$  y  $1558 \text{ nm}$ . Es importante mencionar, que el modelo solo soporta polarizaciones lineales de entrada de los haces de control y de sonda.

El núcleo del modelo lo constituyen las ecuaciones (41) y (42), cuya derivación se vio previamente en el apartado II.3.2.

$$A_{TE}(L) = e^{-i\left(\frac{\Delta\beta}{2}L\right)} e^{\left(\frac{g_{TE}+g_{TM}}{4}\right)L} \left\{ \left[ \cos(sL) + i\frac{\delta}{s} \sin(sL) \right] A_{TE}(0) - i\left(\frac{\kappa_1}{s}\right) \sin(sL) A_{TM}(0) \right\} \quad (41)$$

$$A_{TM}(L) = e^{i\left(\frac{\Delta\beta}{2}L\right)} e^{\left(\frac{g_{TE}+g_{TM}}{4}\right)L} \left\{ -i\left(\frac{\kappa_2}{s}\right) \sin(sL) A_{TE}(0) + \left[ \cos(sL) - i\frac{\delta}{s} \sin(sL) \right] A_{TM}(0) \right\} \quad (42)$$

$$\text{donde } s^2 = \kappa_1 \kappa_2 + \left( \frac{\Delta\beta + i\Delta g}{2} \right)^2, \quad \Delta\beta = \frac{\Delta\phi}{L} \text{ y } \delta = \frac{\Delta\beta + i\Delta g}{2}.$$

Estas ecuaciones incluyen las variables conocidas siguientes: la longitud de acoplamiento ( $L$  = longitud del AOS), las ganancias modales para la longitud de onda del haz de sonda introducido ( $g_{TE}$  y  $g_{TM}$ ), y las amplitudes de las componentes de polarización del mismo haz a la entrada del amplificador ( $A_{TE}(0)$  y  $A_{TM}(0)$ ). Por lo tanto, las variables por determinar son el desfase entre componentes  $\Delta\phi$  y los coeficientes de acoplamiento complejos del modo TE al TM y viceversa ( $\kappa_1$  y  $\kappa_2$ ). El procedimiento para encontrar las expresiones fenomenológicas para estas variables se presenta en los próximos apartados. Por lo pronto se mencionará que a partir de las ecuaciones (29) a (32) y conociendo las variables  $A_{TE}(L)$ ,  $A_{TM}(L)$  y  $\Delta\phi$ , se puede determinar el estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control. De hecho, éste es el objetivo final del modelo que se propone en este capítulo.

## IV.2.1 Modelo fenomenológico del desfaseamiento entre componentes

El desfaseamiento entre las componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS fue obtenido experimentalmente mediante la medición de los parámetros de Stokes.

Como se recordará, se obtuvo una curva de desfaseamiento que evolucionaba con la potencia del haz de control, para un par de parejas de polarizaciones de los haces de sonda y de control. Para este análisis, en la figura 16 (a) se muestra un juego de curvas que describen los desfaseamientos para diferentes polarizaciones lineales de entrada del haz de sonda ( $0^\circ$ ,  $47^\circ$  y  $90^\circ$ ) para una polarización lineal de entrada del haz de control inclinada a  $47^\circ$ . Como puede verse en la figura, las curvas coinciden en forma y difieren en cuanto a sus puntos máximos y mínimos. Para aprovechar esta característica, las curvas son normalizadas de un punto mínimo 0 a un punto máximo 1, usando la ecuación (43).

$$\Delta\phi_N = \frac{\Delta\phi - \min(\Delta\phi)}{\max(\Delta\phi) - \min(\Delta\phi)} \quad (43)$$

donde  $\Delta\phi_N$  denota la función de desfaseamiento normalizada,  $\min(\Delta\phi)$ , denota el mínimo de la función de desfaseamiento, mientras que  $\max(\Delta\phi)$  el máximo. Por simplicidad se incluirá la variable  $\Delta N(\Delta\phi) = \max(\Delta\phi) - \min(\Delta\phi)$ .

La figura 16 (b) esquematiza para el mismo ejemplo, la normalización de las curvas, con la cual es posible hacer un solo ajuste por cada familia de curvas de

una polarización lineal del haz de control. La función de ajuste, cuyos resultados también se esquematiza en la figura 16 (b), es de la forma:

$$\Delta\phi_N = \frac{I}{1 + \left(\frac{x}{b}\right)^c} \quad (44)$$

donde:

$$b = 1.3 + 0.7 \cos^2(\theta_c) \quad (45)$$

$$c = 10 + 2.6 \sin^2(\theta_c) \quad (46)$$

$x$  es la potencia del haz de control en miliwatts y  $\theta_c$  la inclinación de su estado de polarización lineal. En la ecuación (44), el coeficiente  $b$  determina la potencia del haz de control en la que el desfaseamiento normalizado decae la mitad de su amplitud máxima (0.5). De cierta forma, actúa como una “potencia de corte” del desfaseamiento existente entre las componentes de polarización. Mientras, el coeficiente  $c$  modela la pendiente de la curva. De este modo, existe una “potencia de corte” y una pendiente de la curva por cada estado de polarización lineal del haz de control. Los valores de los coeficientes  $b$  y  $c$  se obtuvieron utilizando una herramienta de ajuste contenida en Matlab v. 6.5. Una vez obtenidas las parejas de valores de los coeficientes  $b$  y  $c$  para cada estado de polarización lineal de entrada del haz de control, se graficaron contra la orientación de estos estados y se encontraron las ecuaciones (45) y (46) que emulan su comportamiento. La figura 17 muestra las evoluciones de los valores de los coeficientes  $b$  y  $c$  con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de control y sus respectivas curvas de ajuste.

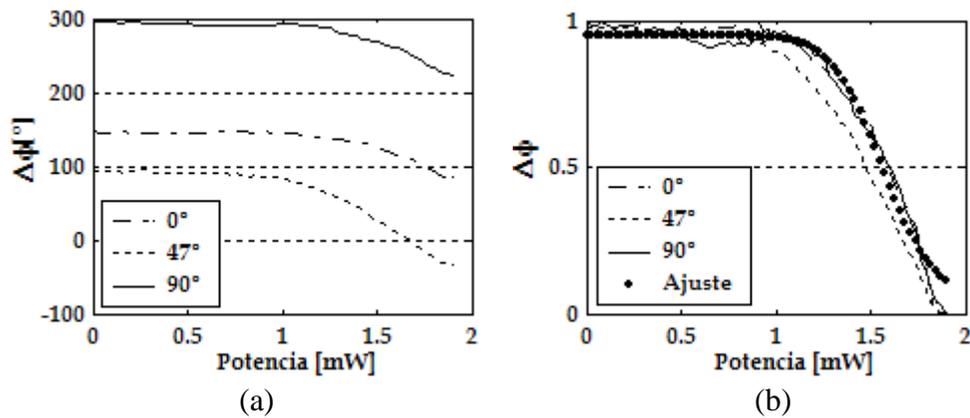


Figura 16: Ejemplos de curvas del desfaseamiento que existe entre las componentes de polarización del haz de sonda de longitud de onda igual a  $1562 \text{ nm}$ , y polarización lineal inclinada a  $0^\circ$ ,  $47^\circ$  y  $90^\circ$ , a la salida del AOS perturbado por un haz de control de polarización lineal orientada a  $47^\circ$  y de potencia variable. (a) Datos experimentales del desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda. (b) Curvas normalizadas del desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda.

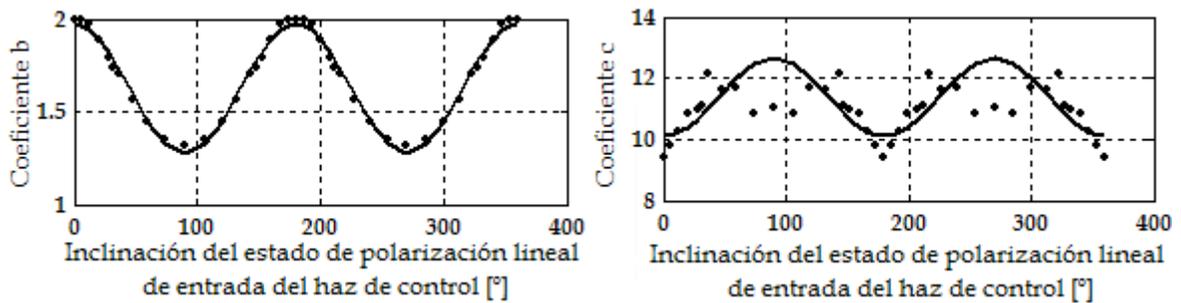


Figura 17: Evolución de los valores de los coeficientes b y c de la ecuación (44) con respecto a la orientación de la polarización lineal de entrada del haz de control. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (45) y (46).

Teniendo la función que describe el desfaseamiento normalizado  $\Delta\phi_N$ , es necesario aplicarle el proceso inverso para conseguir una expresión que describa el desfaseamiento real  $\Delta\phi$ . Esto es:

$$\Delta\phi = \Delta\phi_N \Delta N(\Delta\phi) + \min(\Delta\phi) \quad (47)$$

Por lo tanto, ahora es necesario obtener las expresiones que describen el comportamiento de las variables  $\Delta N(\Delta\phi)$  y  $\min(\Delta\phi)$  en términos de las inclinaciones de las polarizaciones lineales de entrada de los haces de control y de sonda. Como primer paso, se obtuvieron los valores máximos y mínimos de cada curva de desfasamiento que evolucionaba con la potencia del haz de control, por cada par de parejas de polarizaciones de los haces de sonda y de control. De este modo, se obtuvo la evolución de las variables  $\Delta N(\Delta\phi)$  (diferencia entre valores máximos y mínimos) y  $\min(\Delta\phi)$  con respecto a la orientación lineal de entrada del haz de control, para cada estado de polarización lineal de entrada del haz de sonda. A manera de ejemplo en la figura 18, se muestran los patrones de comportamiento para  $\Delta N(\Delta\phi)$  y  $\min(\Delta\phi)$  cuando el haz de sonda es insertado con una polarización lineal orientada a  $47^\circ$ .

En la misma figura se muestran las curvas de ajuste generadas en Matlab, que de acuerdo a los patrones de comportamiento, son de la forma:

$$\min(\Delta\phi) = a_m + b_m \sin^2(\theta_c) \quad (48)$$

$$\Delta N(\Delta\phi) = a_N + b_N \cos^2(\theta_c) \quad (49)$$

donde los coeficientes  $a_m$ ,  $b_m$ ,  $a_N$ , y  $b_N$  varían de acuerdo a la polarización del haz de sonda como se muestra en la figura 19, en donde se presentan también las curvas de ajuste para cada uno de estos coeficientes. Para obtener las funciones matemáticas que emulan el comportamiento de estos coeficientes se utilizó la

herramienta de ajuste contenida en Mathematica v. 5.1, la cual proporciona dos opciones. La primera consiste en hacer el ajuste mediante una serie de Fourier, y la segunda mediante un polinomio trigonométrico. Se eligió la segunda opción por tener un número menor de variables. Cabe mencionar que dada la similitud entre los coeficientes  $b_m$  y  $b_N$ , el ajuste obtenido fue el mismo.

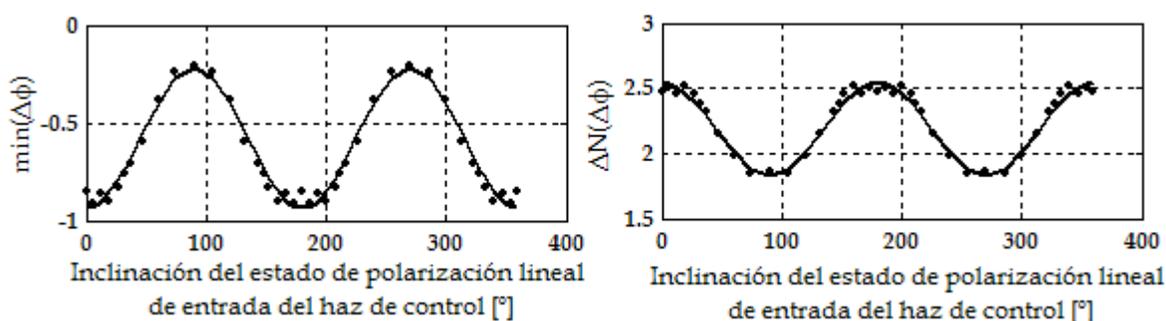


Figura 18: Evolución de  $\min(\Delta\phi)$  y  $\Delta N(\Delta\phi)$  con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de control, cuando el haz de sonda es introducido con una polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ . Los puntos representan los datos experimentales. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (48) y (49).

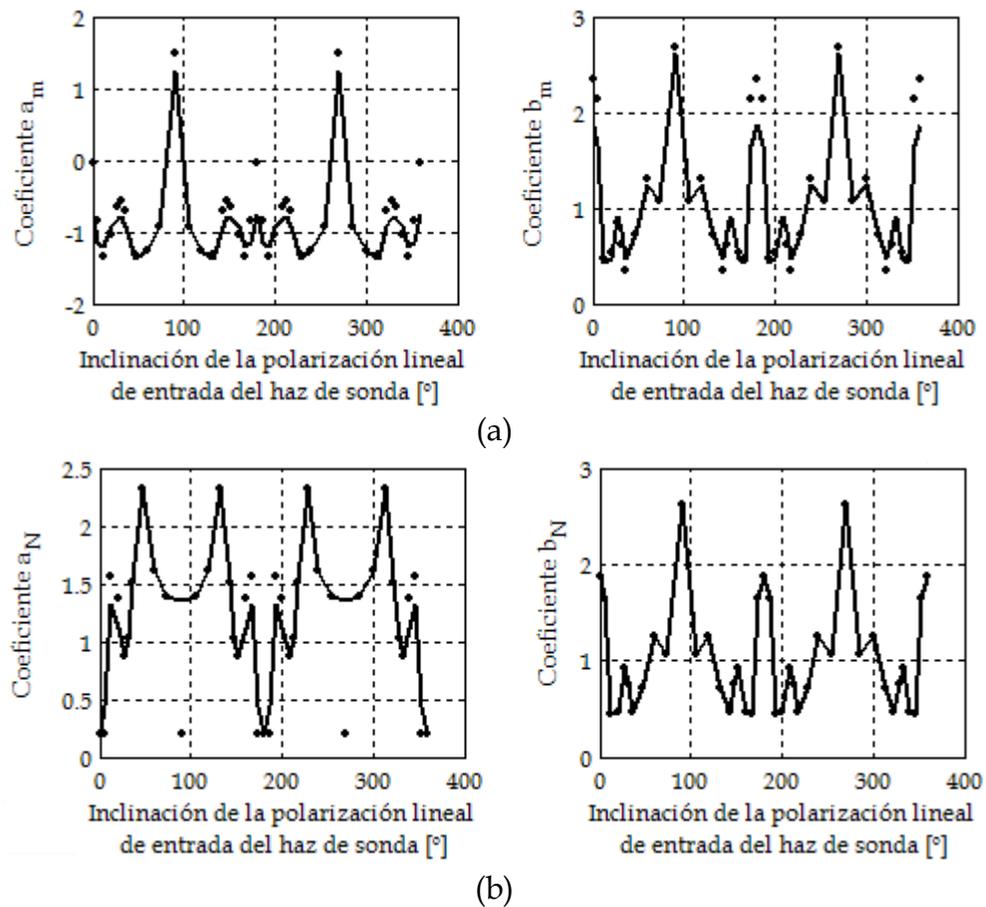


Figura 19: Evolución de los coeficientes  $a_m$ ,  $b_m$ ,  $a_N$ , y  $b_N$  contenidos en las funciones de  $\min(\Delta\phi)$  (a) y  $\Delta N(\Delta\phi)$  (b) con respecto a la inclinación del estado de polarización lineal de entrada del haz de sonda. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (50) y (51), cuyos coeficientes se presentan en la Tabla IV.

La expresión usada para el ajuste de los coeficientes  $a_m$  y  $b_N$  fue un polinomio trigonométrico de noveno grado, mientras que para el ajuste de  $a_N$  se usó uno de décimo grado. Las expresiones usadas para ambos casos fueron las ecuaciones (50) y (51) respectivamente.

Se eligieron polinomios de noveno y décimo grado ya que sus coeficientes fueron el mínimo número de variables requeridas para proporcionar un error porcentual bajo. Así, con estas aproximaciones se introdujo un error relativo del 18.4%, 12.8%, 26.5% y 0.2% para los coeficientes  $a_m$ ,  $b_m$ ,  $a_N$  y  $b_N$  respectivamente.

$$P(x)_9 = p_1x^9 + p_2x^8 + p_3x^7 + p_4x^6 + p_5x^5 + p_6x^4 + p_7x^3 + p_8x^2 + p_9x + p_{10} \quad (50)$$

$$P(x)_{10} = p_1x^{10} + p_2x^9 + p_3x^8 + p_4x^7 + p_5x^6 + p_6x^5 + p_7x^4 + p_8x^3 + p_9x^2 + p_{10}x + p_{11} \quad (51)$$

En ambos casos  $x = |\sin(\theta_s)|$ , siendo  $\theta_s$  la inclinación del estado lineal de polarización de entrada del haz de sonda. En la tabla IV se resumen los coeficientes  $p_i$  usados para cada caso.

Tabla IV: Valores de los coeficientes de los polinomios trigonométricos usados para el ajuste de curvas de  $a_m$ ,  $b_m$ ,  $a_N$  y  $b_N$ .

	$a_m$	$b_m$	$a_N$	$b_N$
$p_1$	24071.4	-1018.7	96063.9	-1018.7
$p_2$	-106843.6	11618.3	-519340.7	11618.3
$p_3$	199329.4	-34075.1	1204037.1	-34075.1
$p_4$	-203056.1	44989.1	-1564472.7	44989.1
$p_5$	122748.2	-30544.8	1249969.4	-30544.8
$p_6$	-44703.7	10528.8	-634021.9	10528.8
$p_7$	9439.7	-1504.7	203257.8	-1504.7
$p_8$	-1022.3	2.2	-39484.2	2.2
$p_9$	39	5.75	4165.8	5.75
$p_{10}$	-0.75	1.87	-173.4	1.87
$p_{11}$	0	0	0.19	0

Con la determinación de estos polinomios aparentemente queda concluido el modelo desarrollado para el desfaseamiento entre las componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por un haz de control, sin embargo debe incluirse una última consideración. Este desfaseamiento no se comporta igual en los cuadrantes del plano cartesiano que genera la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda. Los estados de polarización lineales de entrada del haz de sonda ubicados en el primer y tercer cuadrante, bajo el efecto del haz de control en el medio amplificador, generan estados de polarización a la salida que están desfasados  $180^\circ$  con respecto a aquellos resultantes de estados de polarización lineales de entrada del haz de sonda ubicados en el segundo y cuarto cuadrante. Esta característica se incluyó en la ecuación (52) la cual representa el modelo fenomenológico del desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS.

$$\Delta\phi(x, \theta_c, \theta_s) = \begin{cases} \frac{a_N(\theta_s) + b_N(\theta_s)\cos^2(\theta_c)}{I + \left(\frac{x}{1.27 + 0.7\cos^2(\theta_c)}\right)^{10.1 + 2.56\sin^2(\theta_c)}} + (a_m(\theta_s) + b_m(\theta_s)\sin^2(\theta_c)), & \text{para } \theta_s = [0, \pi/2], [\pi, 3\pi/2] \\ \frac{a_N(\theta_s) + b_N(\theta_s)\cos^2(\theta_c)}{I + \left(\frac{x}{1.27 + 0.7\cos^2(\theta_c)}\right)^{10.1 + 2.56\sin^2(\theta_c)}} + (a_m(\theta_s) + b_m(\theta_s)\sin^2(\theta_c)) + \pi, & \text{para } \theta_s = (\pi/2, \pi), (3\pi/2, 2\pi) \end{cases} \quad (52)$$

Siendo los coeficientes  $a_m$ ,  $b_m$  y  $b_N$  representados por polinomios de noveno grado, y el coeficiente  $a_N$  representado por uno de décimo grado. Estos polinomios tienen la forma descrita en las ecuaciones (50) y (51), respectivamente y los valores de sus coeficientes se presentan en la tabla IV.

Como puede verse en la ecuación (52), el desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, es función de la inclinación del estado de polarización lineal de entrada del haz de sonda, y de la orientación del estado de polarización lineal de entrada así como de la potencia del haz de control.

Por último, con el propósito de esclarecer el procedimiento, en la tabla V se presenta un resumen de los pasos seguidos para el desarrollo del modelo fenomenológico del desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control.

Como se observa en la tabla V, la primera fila indica la expresión propuesta para el desfaseamiento entre componentes de polarización, la cual está compuesta por dos sumandos. El primero es el producto de la función de desfaseamiento normalizada ( $\Delta\phi_N$ ) y la variable que denota la diferencia entre máximos y mínimos ( $\Delta N(\Delta\phi)$ ), mientras que el segundo lo constituye el mínimo de la función de desfaseamiento ( $\min(\Delta\phi)$ ). A continuación, en cada una de las columnas de la tabla V se describe el procedimiento seguido para obtener la ecuación que emula el comportamiento de cada una de las variables que participan en la expresión del desfaseamiento entre componentes. Además, se ilustra la manera en que se

obtuvieron los coeficientes involucrados en las ecuaciones antes mencionadas. Cabe mencionar que en la tabla no se incluye la suma del desfase adicional, de  $\pi$  radianes, al desfase entre componentes de polarización asociado a los estados de polarización lineales de entrada del haz de sonda especificados en la ecuación (52). De este modo, la ecuación (52) representa el modelo fenomenológico del desfase entre componentes, mientras que la tabla V representa una guía para entender el procedimiento para obtenerlo.

Resulta de gran importancia que el procedimiento ilustrado en la tabla V sea bien entendido porque en forma general, es el mismo proceso para el desarrollo del modelo fenomenológico de los coeficientes de acoplamiento  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$ , como se verá en el apartado siguiente.

Tabla V: Resumen del procedimiento seguido para el desarrollo del modelo fenomenológico del desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control.

$\Delta\phi(x, \theta_c, \theta_s) = \Delta\phi_N \Delta N(\Delta\phi) + \min(\Delta\phi)$																																																															
$\Delta\phi_N$	$\Delta N(\Delta\phi)$	$\min(\Delta\phi)$																																																													
<p>Normalización de curvas de desfaseamiento entre componentes de polarización de 0 a 1</p> $\Delta\phi_N = \frac{\Delta\phi - \min(\Delta\phi)}{\max(\Delta\phi) - \min(\Delta\phi)}$ <p>Ecuación que emula el comportamiento de las curvas normalizadas</p> $\Delta\phi_N = \frac{I}{I + \left(\frac{x}{b}\right)^c}$ <p>donde: x: potencia del haz de control (mW)</p> <p>Obtención de los coeficientes <math>b</math> y <math>c</math></p> <table border="1" style="width: 100%; text-align: center;"> <thead> <tr> <th>Pol. lineal control</th> <th>Pol. lineal sonda</th> <th><math>b</math></th> <th><math>c</math></th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0 10 · 360</td> <td><math>b_1</math></td> <td><math>C_1</math></td> </tr> <tr> <td>10</td> <td>0 10 · 360</td> <td><math>b_2</math></td> <td><math>C_2</math></td> </tr> <tr> <td>·</td> <td>·</td> <td>·</td> <td>·</td> </tr> <tr> <td>360</td> <td>0 10 · 360</td> <td><math>b_{41}</math></td> <td><math>C_{41}</math></td> </tr> </tbody> </table> <p>Ajuste de <math>b</math> y <math>c</math></p> $b = 1.3 + 0.7 \cos^2(\theta_c)$ $c = 10 + 2.6 \sin^2(\theta_c)$ <p><math>\theta_c</math>: inclinación del estado lineal de polarización de entrada del haz de control</p>	Pol. lineal control	Pol. lineal sonda	$b$	$c$	0	0 10 · 360	$b_1$	$C_1$	10	0 10 · 360	$b_2$	$C_2$	·	·	·	·	360	0 10 · 360	$b_{41}$	$C_{41}$	<p>Obtención de los máximos y mínimos de las curvas de desfaseamiento por cada par de parejas de polarizaciones de los haces de sonda y de control</p> $\Delta N(\Delta\phi) = \max(\Delta\phi) - \min(\Delta\phi)$ <p>Ecuación que emula el comportamiento de <math>\Delta N(\Delta\phi)</math></p> $\Delta N(\Delta\phi) = a_N + b_N \cos^2(\theta_c)$ <p>Obtención de los coeficientes <math>a_N</math> y <math>b_N</math></p> <table border="1" style="width: 100%; text-align: center;"> <thead> <tr> <th>Pol. lineal sonda</th> <th>Pol. lineal control</th> <th><math>a_N</math></th> <th><math>b_N</math></th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0 10 · 360</td> <td><math>a_{N,1}</math></td> <td><math>b_{N,1}</math></td> </tr> <tr> <td>10</td> <td>0 10 · 360</td> <td><math>a_{N,2}</math></td> <td><math>b_{N,2}</math></td> </tr> <tr> <td>·</td> <td>·</td> <td>·</td> <td>·</td> </tr> <tr> <td>360</td> <td>0 10 · 360</td> <td><math>a_{N,41}</math></td> <td><math>b_{N,41}</math></td> </tr> </tbody> </table> <p>Ajuste de <math>a_N</math> y <math>b_N</math></p> $a_N = P(x)_{10}$ $b_N = P(x)_9$ <p>donde: <math>x =  \sin(\theta_s) </math> <math>\theta_s</math>: inclinación del estado lineal de polarización de entrada del haz de sonda</p>	Pol. lineal sonda	Pol. lineal control	$a_N$	$b_N$	0	0 10 · 360	$a_{N,1}$	$b_{N,1}$	10	0 10 · 360	$a_{N,2}$	$b_{N,2}$	·	·	·	·	360	0 10 · 360	$a_{N,41}$	$b_{N,41}$	<p>Obtención de los mínimos de las curvas de desfaseamiento por cada par de parejas de polarizaciones de los haces de sonda y de control</p> <p>Ecuación que emula el comportamiento de <math>\min(\Delta\phi)</math></p> $\min(\Delta\phi) = a_m + b_m \sin^2(\theta_c)$ <p>Obtención de los coeficientes <math>a_m</math> y <math>b_m</math></p> <table border="1" style="width: 100%; text-align: center;"> <thead> <tr> <th>Pol. lineal sonda</th> <th>Pol. lineal control</th> <th><math>a_m</math></th> <th><math>b_m</math></th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0 10 · 360</td> <td><math>a_{m,1}</math></td> <td><math>b_{m,1}</math></td> </tr> <tr> <td>10</td> <td>0 10 · 360</td> <td><math>a_{m,2}</math></td> <td><math>b_{m,2}</math></td> </tr> <tr> <td>·</td> <td>·</td> <td>·</td> <td>·</td> </tr> <tr> <td>360</td> <td>0 10 · 360</td> <td><math>a_{m,41}</math></td> <td><math>a_{m,41}</math></td> </tr> </tbody> </table> <p>Ajuste de <math>a_m</math> y <math>b_m</math></p> $a_m = P(x)_9$ $b_m = P(x)_9$ <p>donde: <math>x =  \sin(\theta_s) </math> <math>\theta_s</math>: inclinación del estado lineal de polarización de entrada del haz de sonda</p>		Pol. lineal sonda	Pol. lineal control	$a_m$	$b_m$	0	0 10 · 360	$a_{m,1}$	$b_{m,1}$	10	0 10 · 360	$a_{m,2}$	$b_{m,2}$	·	·	·	·	360	0 10 · 360	$a_{m,41}$	$a_{m,41}$
Pol. lineal control	Pol. lineal sonda	$b$	$c$																																																												
0	0 10 · 360	$b_1$	$C_1$																																																												
10	0 10 · 360	$b_2$	$C_2$																																																												
·	·	·	·																																																												
360	0 10 · 360	$b_{41}$	$C_{41}$																																																												
Pol. lineal sonda	Pol. lineal control	$a_N$	$b_N$																																																												
0	0 10 · 360	$a_{N,1}$	$b_{N,1}$																																																												
10	0 10 · 360	$a_{N,2}$	$b_{N,2}$																																																												
·	·	·	·																																																												
360	0 10 · 360	$a_{N,41}$	$b_{N,41}$																																																												
Pol. lineal sonda	Pol. lineal control	$a_m$	$b_m$																																																												
0	0 10 · 360	$a_{m,1}$	$b_{m,1}$																																																												
10	0 10 · 360	$a_{m,2}$	$b_{m,2}$																																																												
·	·	·	·																																																												
360	0 10 · 360	$a_{m,41}$	$a_{m,41}$																																																												

## IV.2.2 Modelo fenomenológico de los coeficientes de acoplamiento $\kappa_1$ y $\kappa_2$

Como se recordará, los coeficientes de acoplamiento  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$  fueron presentados en las ecuaciones (27) y (28) del capítulo II.

El objetivo de este apartado es el planteamiento de un modelo fenomenológico para los coeficientes de acoplamiento complejos ( $\kappa_1$  y  $\kappa_2$ ), a partir de su determinación mediante los datos experimentales obtenidos (desfasamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, ganancias modales del AOS para la longitud de onda del haz de sonda y polarizaciones lineales de entrada de los haces de sonda y control así como potencia de este último).

En particular, para determinar los coeficientes de acoplamiento mediante los datos experimentales obtenidos se resuelven las ecuaciones (41) y (42) para  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$ . Sin embargo, dada la naturaleza altamente no lineal del sistema de ecuaciones conformado por las expresiones (41) y (42), no es posible encontrar una solución algebraica para los coeficientes de acoplamiento. Tampoco es una opción viable el usar el método gráfico, pues tratándose de variables en el plano complejo, implicaría un análisis en cuatro dimensiones, adquiriendo con ello una complejidad importante. Es por esto que se optó por los métodos numéricos para encontrar las soluciones a los coeficientes de acoplamiento. Para llevar a cabo esta tarea se hizo uso del programa Mathematica v. 5.1, el cual con algoritmos basados

en los métodos de Newton encuentra soluciones numéricas al sistema de ecuaciones.

Así, se encontró la evolución de los valores de los coeficientes de acoplamiento con respecto a la potencia del haz de control, para cada pareja de estados de polarización lineales de entrada de los haces de control y de sonda. Por ejemplo, en la figura 20 se muestran las soluciones numéricas para los coeficientes de acoplamiento  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$  respectivamente, cuando los haces de sonda y de control son introducidos con una polarización lineal orientada a  $47^\circ$ .

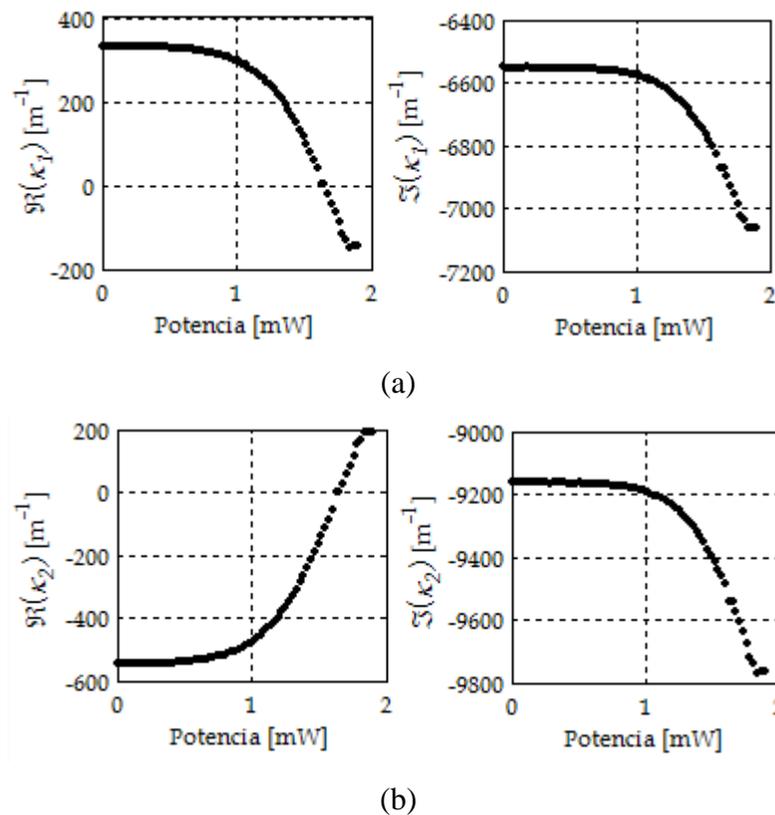


Figura 20: Evolución de las partes real e imaginaria de los coeficientes de acoplamiento (a)  $\kappa_1$  y (b)  $\kappa_2$ , con respecto a la potencia del haz de control introducido al AOS, con una polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ , simultáneamente con un haz de sonda del mismo estado de polarización.

Con las soluciones numéricas encontradas para los coeficientes de acoplamiento es posible comenzar a plantear un modelo fenomenológico que los describa. Así, el modelo propuesto se divide en cuatro secciones, cada una dedicada a las partes reales e imaginarias de ambos coeficientes complejos. Como se mencionó en el apartado anterior, las ecuaciones que componen al modelo son análogas a las propuestas para el desfaseamiento entre componentes. Esto es porque las evoluciones de las partes reales e imaginarias de los coeficientes de acoplamiento presentadas en la figura 20 pueden ser modeladas mediante una función de la forma de la ecuación (44). Así, nuevamente se comenzará por hacer una normalización de 0 a 1, o de -1 a 0 (para la parte real de  $\kappa_2$ ), como lo indican las ecuaciones (53) y (54).

$$f_N = \frac{f - \min(f)}{\Delta N(f)} \quad (53)$$

$$\kappa_{2rN} = \frac{\kappa_{2r} - \max(\kappa_{2r})}{\Delta N(\kappa_{2r})} \quad (54)$$

donde  $f$  puede ser  $\kappa_{1r}$ ,  $\kappa_{1i}$  o  $\kappa_{2i}$ , y  $f_N$  su respectiva función de normalización ( $\kappa_{1rN}$ ,  $\kappa_{1iN}$ ,  $\kappa_{2iN}$ ). En los subíndices, el número indica el coeficiente de acoplamiento, mientras que las letras  $r$  e  $i$  indican la parte real e imaginaria del coeficiente, respectivamente. Además  $\Delta N(\cdot)$  denota la diferencia entre el máximo y el mínimo de la función correspondiente.

Una vez efectuada la normalización a las soluciones encontradas, se hizo el ajuste de curvas utilizando la función de la ecuación (44), teniendo en cuenta que

para la parte real de  $\kappa_2$ , el numerador de esta ecuación se convierte en -1. Siguiendo un procedimiento análogo al presentado para el modelo del desfaseamiento, se determinaron los coeficientes  $b$  y  $c$  de la ecuación (44) en función de la orientación de la polarización lineal de entrada del haz de control. En la tabla VI se resumen los resultados obtenidos y a partir de estos se puede ver que las expresiones que describen a las partes reales de los coeficientes de acoplamiento son idénticas en forma, como también lo son aquellas que describen a las partes imaginarias de estos coeficientes.

Tabla VI: Coeficientes  $b$  y  $c$  para las funciones de normalización de las partes reales e imaginarias de los coeficientes de acoplamiento.

	$\kappa_{1r}$ y $\kappa_{2r}$	$\kappa_{1i}$ y $\kappa_{2i}$
Coeficiente $b$	$1.3 + 0.7 \cos^2(\theta_c)$	$1.3 + 0.7 \cos^2(\theta_c)$
Coeficiente $c$	$9.9 + 1.4 \sin^2(\theta_c)$	$10.7 + 4.9 \sin^2(\theta_c)$

Siguiendo con el procedimiento, ahora se formulan las funciones inversas a la normalización para las partes reales e imaginarias de los coeficientes de acoplamiento. Debe recordarse que como en el modelo fenomenológico del desfaseamiento entre componentes, las expresiones (55) y (56) constituyen la formulación general del modelo fenomenológico de los coeficientes de acoplamiento  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$ .

$$f = f_N \Delta N(f) + \min(f) \quad (55)$$

$$\kappa_{2r} = \kappa_{2rN} \Delta N(\kappa_{2r}) + \max(\kappa_{2r}) \quad (56)$$

Con esto, se procede a buscar patrones de comportamiento de los mínimos ( $\min(\cdot)$ ), de las diferencias entre máximos y mínimos ( $\Delta N(\cdot)$ ), y de los máximos ( $\max(\cdot)$ ) en el caso de la parte real de  $\kappa_2$ . Para esto, se graficó el parámetro correspondiente contra la orientación de la polarización lineal de entrada del haz de control, por cada orientación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda. Este procedimiento fue análogo al seguido en el apartado anterior, como lo ilustró el ejemplo de la figura 18. Así con la ayuda de la herramienta de ajuste de Matlab se encontraron curvas de ajuste producidas por ecuaciones que tienen las formas siguientes:

$$\min(f) = a_{mf} + b_{mf} \sin^2(\theta_c) \quad (57)$$

$$\Delta N(f) = a_{nf} + b_{nf} \cos^2(\theta_c) \quad (58)$$

$$\max(\kappa_{2r}) = a_{m\kappa_{2r}} + b_{m\kappa_{2r}} \cos^2(\theta_c) \quad (59)$$

En estas ecuaciones los coeficientes  $a_{mf}$ ,  $b_{mf}$ ,  $a_{nf}$ ,  $b_{nf}$ ,  $a_{m\kappa_{2r}}$  y  $b_{m\kappa_{2r}}$  evolucionan con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda como se muestra en las figuras 21 a 24. En cada figura se muestra también el ajuste a las curvas realizado por una herramienta de la utilidad Mathematica v. 5.1, el cual es de tipo exponencial, quedando los coeficientes de la parte real de  $\kappa_1$  definidos de la forma siguiente:

$$a_{n\kappa_{1r}} = a_{m\kappa_{1r}} = a + b \exp(c |\sin(\theta_s)|) \quad (60)$$

$$b_{n\kappa_{1r}} = b_{m\kappa_{1r}} = a + b \exp(c \sin^2(\theta_s)) + d \exp(f \sin^2(\theta_s)) \quad (61)$$

donde  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  y  $f$  son parámetros de ajuste y  $\theta_s$  es la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda.

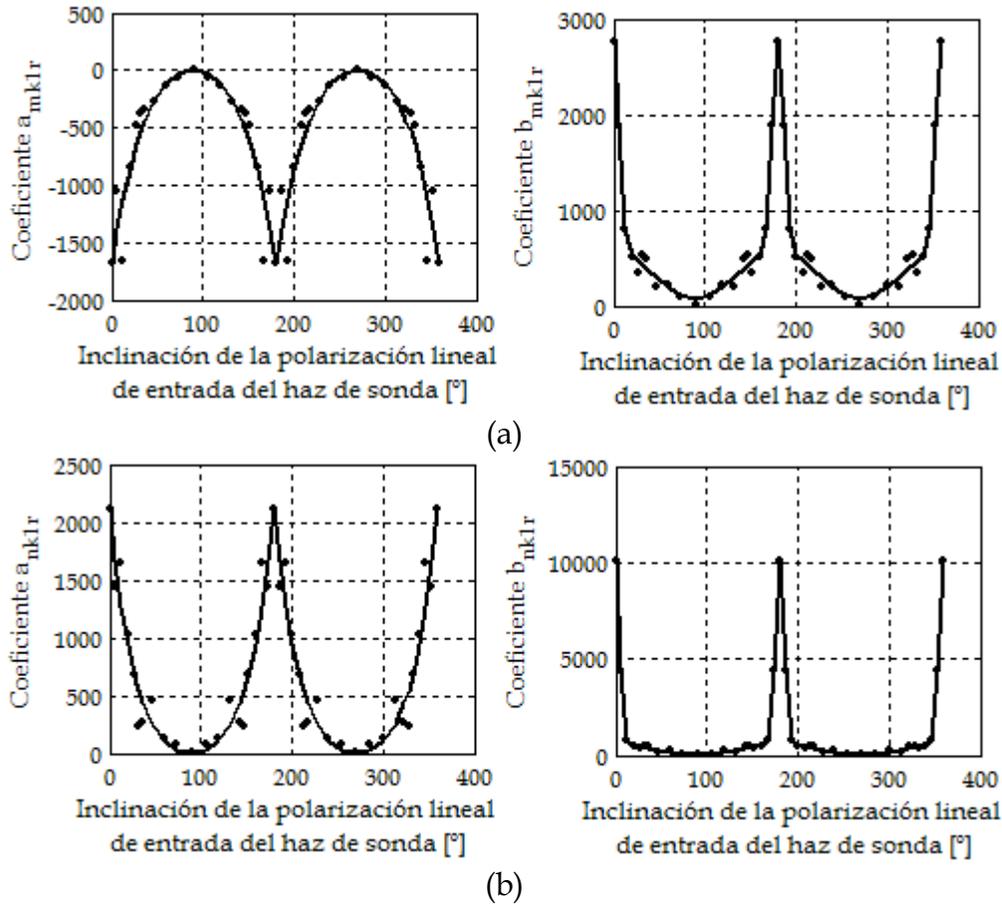


Figura 21: Evolución de los coeficientes (a)  $a_{m\kappa_{1r}}$ ,  $b_{m\kappa_{1r}}$ , y (b)  $a_{n\kappa_{1r}}$ ,  $b_{n\kappa_{1r}}$  de las funciones de ajuste  $\min(\kappa_{1r})$  y  $\Delta N(\kappa_{1r})$ , respectivamente, con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (60) y (61), cuyos valores de los parámetros de ajuste se presentan en la Tabla VII.

Por otra parte los coeficientes de la parte imaginaria de  $\kappa_l$  son definidos la forma siguiente:

$$b_{m\kappa li} = a_{m\kappa li} = a + b \exp(c \sin^2(\theta_s)) + d \exp(f \sin^2(\theta_s)) \quad (62)$$

$$b_{n\kappa li} = a_{n\kappa li} = a + b \exp(c |\sin(\theta_s)|) + d \exp(f |\sin(\theta_s)|) \quad (63)$$

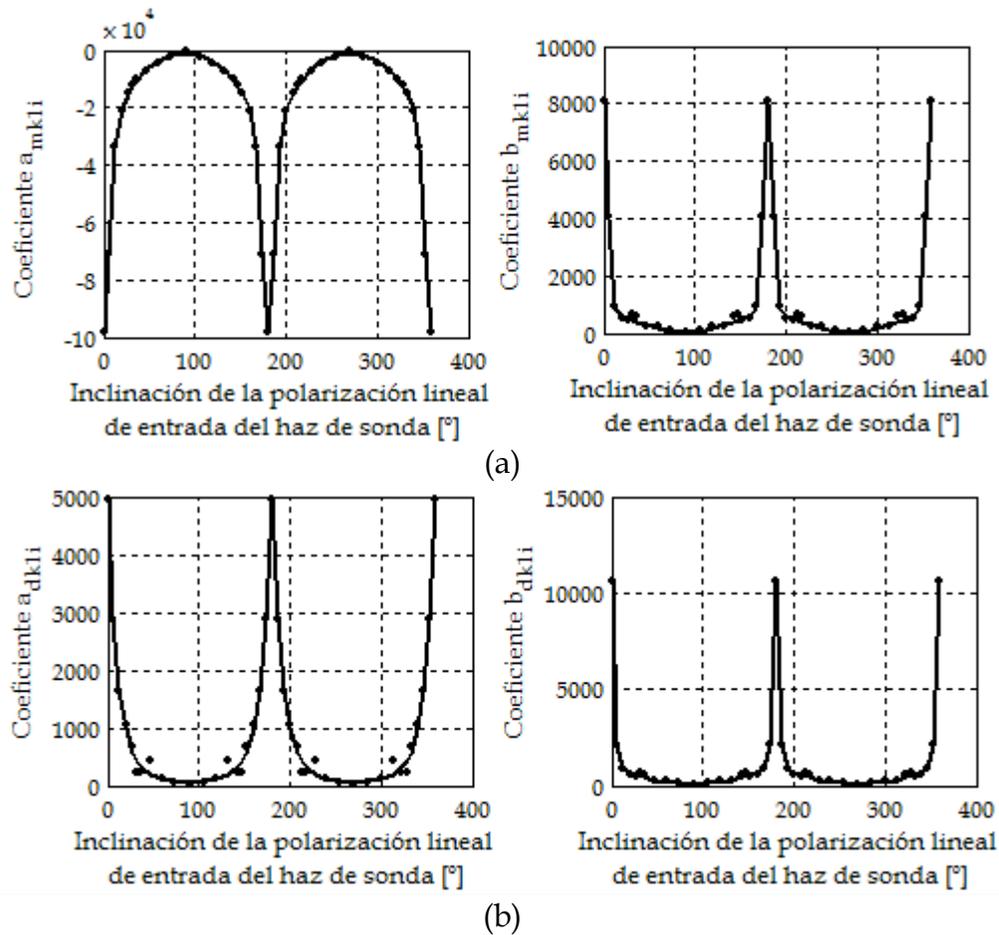


Figura 22: Evolución de los coeficientes (a)  $a_{m\kappa li}$ ,  $b_{m\kappa li}$ , y (b)  $a_{n\kappa li}$ ,  $b_{n\kappa li}$  de las funciones de ajuste  $\min(\kappa_{li})$  y  $\Delta N(\kappa_{li})$ , respectivamente, con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (62) y (63), cuyos valores de los parámetros de ajuste se presentan en la Tabla VII.

De igual modo, los coeficientes de la parte real de  $\kappa_2$  son definidos de la manera siguiente:

$$a_{m\kappa_{2r}} = a + b \exp(c \cos^2(\theta_s)) \quad (64)$$

$$a_{n\kappa_{2r}} = b_{n\kappa_{2r}} = b_{m\kappa_{2r}} = a + b \exp(c \cos^2(\theta_s)) + d \exp(f \cos^2(\theta_s)) \quad (65)$$

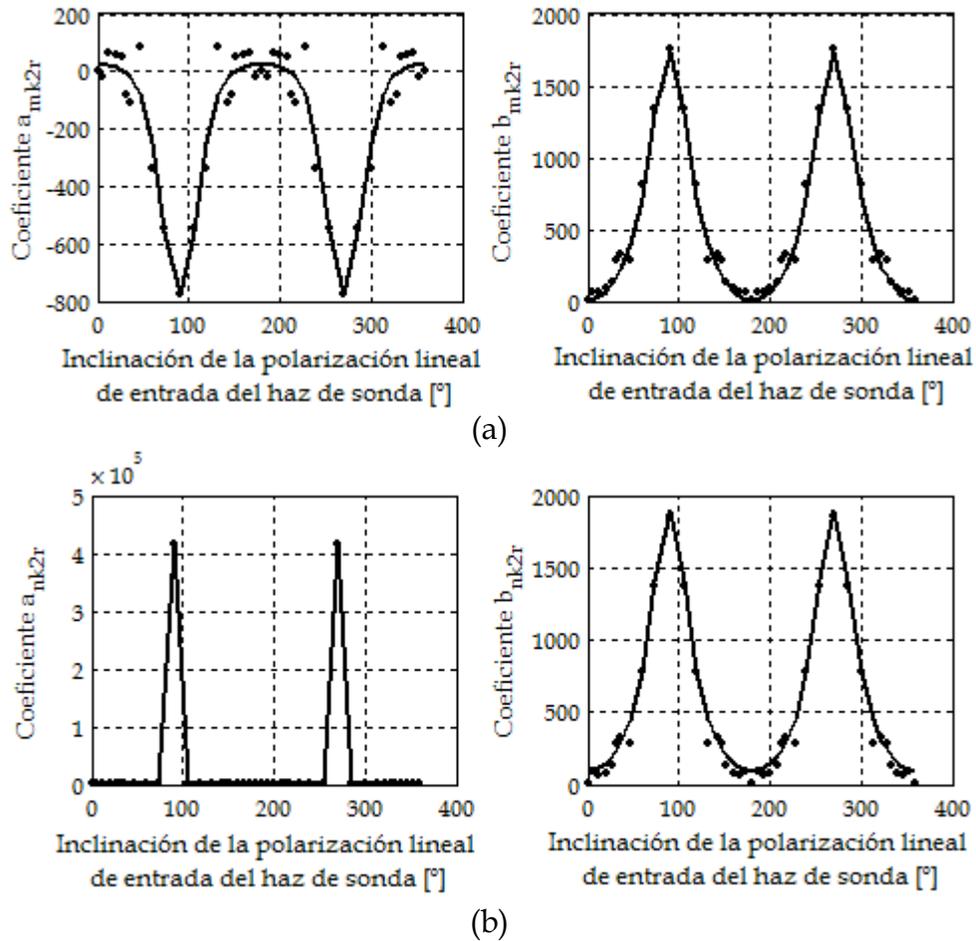


Figura 23: Evolución de los coeficientes (a)  $a_{m\kappa_{2r}}$ ,  $b_{m\kappa_{2r}}$  y (b)  $a_{n\kappa_{2r}}$ ,  $b_{n\kappa_{2r}}$  de las funciones de ajuste  $\max(\kappa_{2r})$  y  $\Delta N(\kappa_{2r})$ , respectivamente, con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de las ecuaciones (64) y (65), cuyos valores de los parámetros de ajuste se presentan en la Tabla VII.

Por último, los coeficientes de la parte imaginaria de  $\kappa_2$  son definidos de la manera siguiente:

$$a_{n\kappa 2i} = b_{n\kappa 2i} = a_{m\kappa 2i} = b_{m\kappa 2i} = a + b \exp(c \cos^2(\theta_s)) + d \exp(f \cos^2(\theta_s)) \quad (66)$$

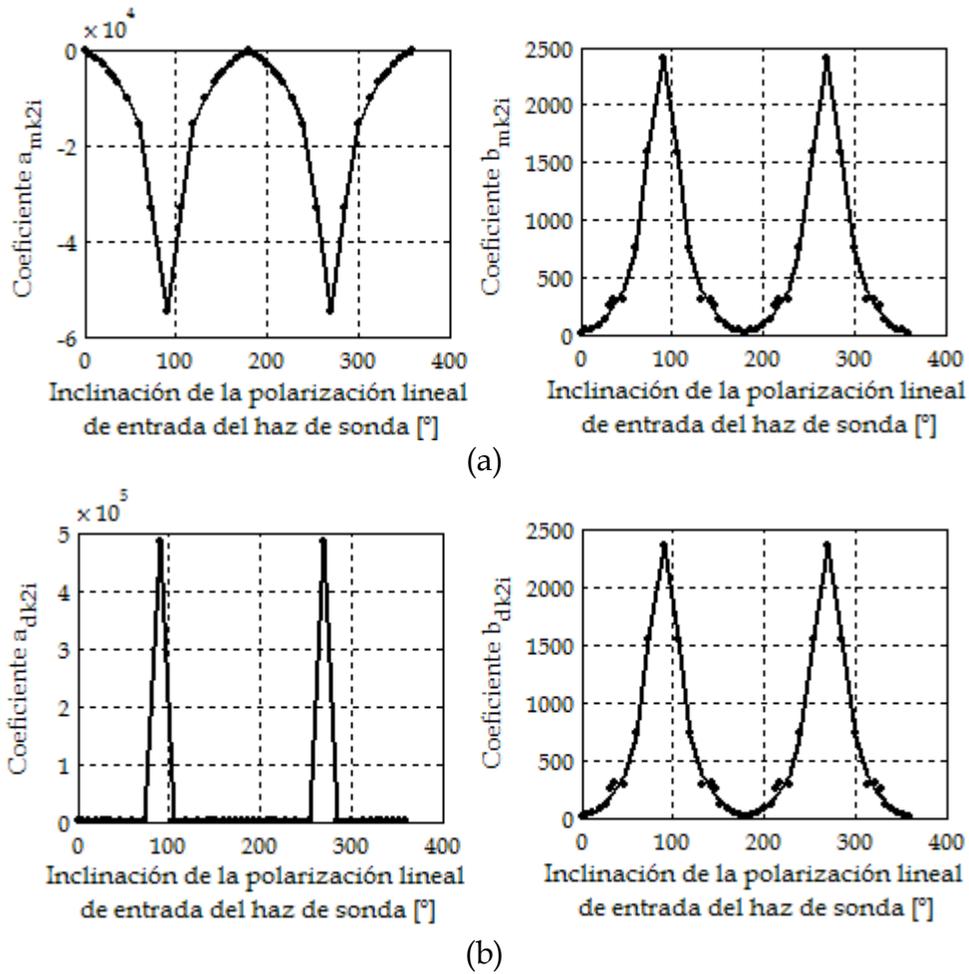


Figura 24: Evolución de los coeficientes (a)  $a_{m\kappa 2i}$ ,  $b_{m\kappa 2i}$ , y (b)  $a_{n\kappa 2i}$ ,  $b_{n\kappa 2i}$  de las funciones de ajuste  $\min(\kappa_{2i})$  y  $\Delta N(\kappa_{2i})$ , respectivamente, con respecto a la inclinación de la polarización lineal de entrada del haz de sonda. Los puntos representan los valores obtenidos con la herramienta de ajuste de Matlab. Los trazos continuos representan las evoluciones calculadas a través de la ecuaciones (66), cuyos valores de los parámetros de ajuste se presentan en la Tabla VII.

Con esto ahora sólo falta conocer los parámetros de ajuste que intervienen en las ecuaciones (60) a (66), para obtener las expresiones completas de las funciones de máximos, mínimos y diferencias entre ellos. Para tal efecto, en la tabla VII se presentan los valores numéricos de los parámetros de ajuste, los cuales se obtuvieron gracias a la herramienta de ajuste contenida en Mathematica v.5.1.

Tabla VII: Valores de los parámetros de ajuste que intervienen en las ecuaciones (60) a (66).

	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>f</i>
<b>Valores para <math>\Re(\kappa_1)</math></b>					
$a_{m\kappa 1r}$	651.1	-2349.8	-1.28	0	0
$b_{m\kappa 1r}$	-155281887.1	155282459.8	$-3.24 \times 10^{-6}$	2203.34	-43.06
$a_{n\kappa 1r}$	-389.2	2507.7	-1.85	0	0
$b_{n\kappa 1r}$	-275933380.6	275933944.4	$-1.89 \times 10^{-6}$	9553.8	-75.7
<b>Valores para <math>\Im(\kappa_1)</math></b>					
$a_{m\kappa 1i}$	2371.5	-27318.2	-2.034	-73190.2	-36.98
$b_{m\kappa 1i}$	-338318194.3	7406.85	-64.9	3.38	-1.86
$a_{n\kappa 1i}$	-47991689.3	47992009.97	$-5.93 \times 10^{-6}$	4616.1	-5.32
$b_{n\kappa 1i}$	-328891928.6	328892861.4	$-2.597 \times 10^{-6}$	9683.3	-18.69
<b>Valores para <math>\Re(\kappa_2)</math></b>					
$a_{m\kappa 2r}$	35.66	-811.968	-4.175	0	0
$b_{m\kappa 2r}$	-3655772.5	3656283.2	-0.0001417	1216.54	-5.09
$a_{n\kappa 2r}$	-152847745.8	413158.94	-104.6	1.53	-5.99
$b_{n\kappa 2r}$	-3.5664076	1327.99	-5.58	3566981.2	-0.000138
<b>Valores para <math>\Im(\kappa_2)</math></b>					
$a_{m\kappa 2i}$	50113143.2	-50131064.3	-0.000341	-37057.3	-11.23
$b_{m\kappa 2i}$	-3956826.6	1786.94	-7.6	3957439.2	-0.000149
$a_{n\kappa 2i}$	-34656337.2	485499.7	-101	34656937.4	-0.0000165
$b_{n\kappa 2i}$	-4580487.9	4581074.2	-0.000124	1764.798	-7.65

Ahora se presenta el modelo fenomenológico completo de las partes reales e imaginarias de los coeficientes de acoplamiento  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$  de la manera siguiente:

$$\Re_{\kappa_1}(x, \theta_c, \theta_s) = \frac{a_{n\kappa 1r}(\theta_s) + b_{n\kappa 1r}(\theta_s) \cos^2(\theta_c)}{I + \left( \frac{x}{1.26 + 0.7 \cos^2(\theta_c)} \right)^{9.87 + 1.4 \sin^2(\theta_c)}} + (a_{m\kappa 1r}(\theta_s) + b_{m\kappa 1r}(\theta_s) \sin^2(\theta_c)) \quad (67)$$

$$\Im_{\kappa_1}(x, \theta_c, \theta_s) = \frac{a_{n\kappa 1i}(\theta_s) + b_{n\kappa 1i}(\theta_s) \cos^2(\theta_c)}{I + \left( \frac{x}{1.32 + 0.68 \cos^2(\theta_c)} \right)^{10.7 + 4.98 \sin^2(\theta_c)}} + (a_{m\kappa 1i}(\theta_s) + b_{m\kappa 1i}(\theta_s) \sin^2(\theta_c)) \quad (68)$$

$$\kappa_1(x, \theta_c, \theta_s) = \Re_{\kappa_1}(x, \theta_c, \theta_s) + i \Im_{\kappa_1}(x, \theta_c, \theta_s) \quad (69)$$

$$\Re_{\kappa_2}(x, \theta_c, \theta_s) = - \frac{(a_{n\kappa 2r}(\theta_s) + b_{n\kappa 2r}(\theta_s) \cos^2(\theta_c))}{I + \left( \frac{x}{1.26 + 0.7 \cos^2(\theta_c)} \right)^{9.87 + 1.4 \sin^2(\theta_c)}} + (a_{m\kappa 2r}(\theta_s) + b_{m\kappa 2r}(\theta_s) \sin^2(\theta_c)) \quad (70)$$

$$\Im_{\kappa_2}(x, \theta_c, \theta_s) = \frac{a_{n\kappa 2i}(\theta_s) + b_{n\kappa 2i}(\theta_s) \cos^2(\theta_c)}{I + \left( \frac{x}{1.32 + 0.68 \cos^2(\theta_c)} \right)^{10.7 + 4.98 \sin^2(\theta_c)}} + (a_{m\kappa 2i}(\theta_s) + b_{m\kappa 2i}(\theta_s) \sin^2(\theta_c)) \quad (71)$$

$$\kappa_2(x, \theta_c, \theta_s) = \Re_{\kappa_2}(x, \theta_c, \theta_s) + i \Im_{\kappa_2}(x, \theta_c, \theta_s) \quad (72)$$

Donde las funciones  $a_{mf}$ ,  $b_{mf}$ ,  $a_{nf}$  y  $b_{nf}$ , son descritas por las ecuaciones (60) a (66) y sus respectivos parámetros de ajuste aparecen en la tabla VII.

Es importante observar que al igual que en el modelo fenomenológico del desfaseamiento, el modelo fenomenológico de los coeficientes de acoplamiento  $\kappa_1$  y

$\kappa_2$ , depende de las orientaciones de las polarizaciones lineales de entrada de los haces de sonda y de control así como de la potencia de este último.

### IV.3 Discusión

Se ha presentado un modelo fenomenológico que predice el efecto de la modulación cruzada de la polarización sobre un haz de sonda, considerando las orientaciones lineales de entrada de los haces de sonda y de control así como la potencia de éste último. El modelo se elaboró a partir de la visualización experimental del fenómeno de la XPolM y de la búsqueda de patrones de comportamiento. Dado que la implementación del modelo se basó en los resultados de los experimentos realizados, se hizo una selección de aquellos que presentaron una mayor rotación de la polarización del haz de sonda con una buena estabilidad en la medición.

Por esta razón, el modelo no es adecuado para todos los entornos posibles de manifestación del fenómeno de la XPolM, sino para condiciones limitadas de longitudes de onda e incluso de AOS. Por lo tanto, los resultados que puedan obtenerse a través de este modelo deben ser usados con prudencia.

Es importante señalar que el modelo fenomenológico no toma en cuenta a las longitudes de onda de los haces de sonda y de control, sin embargo, mediante el procedimiento presentado, es posible incluirlas. Es decir, si se realizan

experimentos con otras longitudes de onda utilizando el mismo amplificador, se puede utilizar la metodología aquí propuesta y así obtener resultados semejantes. La relación entre los nuevos resultados y los ahora presentados pueden relacionarse mediante una función que dependa de las longitudes de onda de los haces de sonda y de control. Por supuesto, la dependencia de la longitud de onda debe incluirse también en las ganancias modales. Así, se debe caracterizar la ganancia del AOS en función de la longitud de onda para incluir funciones que describan la relación existente entre las ganancias modales y la longitud de onda.

Finalmente y debido a la naturaleza del modelo fenomenológico, éste ha servido además, para conocer los patrones de comportamiento del desfaseamiento entre componentes y de los coeficientes de acoplamiento. Esto por un lado, ofrece más información para explicar y comprender mejor el fenómeno de la XPoIM a partir de la teoría de modos acoplados (como se discutirá en el siguiente capítulo), y por otro lado, se espera que sea un punto de partida para la realización de un modelo formal.

# V

## **Análisis de resultados y validación del modelo fenomenológico de la XPolM**

Este trabajo de tesis ha tenido como objetivo medular el estudio de la modulación cruzada de la polarización mediante la teoría de modos acoplados. Para lograr este objetivo se realizó un estudio teórico y uno experimental del fenómeno. Los resultados experimentales demostraron que el fenómeno dominante en la manifestación de la XPolM es la birrefringencia inducida, la cual está íntimamente relacionada con el desfase entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control. Por lo tanto, vale la pena dedicar un espacio en este capítulo a este importante parámetro.

Sin embargo, el estudio experimental de la XPolM que se realizó en este trabajo, no sólo cumplió con el objetivo de ser una herramienta para la comprensión de este fenómeno sino que también permitió determinar los coeficientes de acoplamiento

que se presume existen dentro del AOS bajo estudio y que de algún modo justifican la manifestación de la XPolM. Por supuesto, lo anterior analizando a la XPolM desde una perspectiva de modos acoplados.

Es por ello, que se considera que son dos los resultados principales que este trabajo de tesis produjo. El primero es la obtención experimental de los factores de acoplamiento y el segundo es la generación de un modelo fenomenológico de la XPolM, basado en la teoría de modos acoplados, e implícitamente en los factores de acoplamiento obtenidos experimentalmente.

De este modo, este capítulo tiene tres objetivos, y para cubrirlos se divide en tres partes.

La primera parte está dedicada al análisis del desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control. El objetivo es entender qué relación existe entre su comportamiento y el efecto de la XPolM sobre el haz de sonda a la salida del amplificador.

La segunda parte está consagrada al análisis del comportamiento de los coeficientes de acoplamiento obtenidos experimentalmente. El estudio se hace con el propósito de entender y justificar el comportamiento de estos coeficientes ya que a nuestro conocimiento no existen reportados en la literatura análisis similares que permitan comprender el acoplamiento de modos dentro de un AOS. Este análisis además, complementará la comprensión del fenómeno de la XPolM.

La tercera parte tiene como objeto validar el modelo fenomenológico propuesto mediante la comparación de los resultados teóricos con los obtenidos experimentalmente.

## **V.1 Análisis del desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control**

En el sistema de ecuaciones (1) del capítulo II se introdujo un parámetro denominado desincronismo ( $\delta$ ), el cual es de gran importancia en la transferencia de potencia entre las componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control.

Como se recordará, el desincronismo proporciona información sobre cómo viaja un modo con respecto al otro. Así, a medida que se reduce la diferencia que existe entre las velocidades de propagación y las ganancias materiales que observan los modos guiados, habrá una mayor transferencia de potencia entre ellos, alcanzándose la máxima cuando se encuentren en sincronismo ( $\delta=0$ ).

En nuestro caso, el desincronismo se ha definido como en la ecuación (73), la cual considera un medio amplificador que ve modificada la diferencia que existe entre sus ganancias materiales modales ( $\Delta g$ ) y su birrefringencia ( $\Delta\beta$ ) por la perturbación de un haz de control.

$$\delta = \frac{\Delta\beta + i\Delta g}{2} \quad (73)$$

Esto es, cuando en un AOS perturbado por un haz de control de alta potencia es introducido un haz de sonda, éste observa un cambio en su estado de polarización a la salida del amplificador. Este cambio se debe primordialmente a la birrefringencia y a la modificación de las ganancias modales que induce el haz de control en el medio amplificador, lo cual produce velocidades de propagación y ganancias diferentes respectivamente para las componentes de polarización del haz de sonda. Lo anterior se traduce en un desfaseamiento y en un cambio de amplitud de las componentes de polarización del haz de sonda a la salida del amplificador que modifica la polarización de este haz.

Así, el desincronismo, o bien, tanto la birrefringencia inducida como la modificación de las ganancias materiales modales del AOS se deben a la perturbación que el haz de control ejerce sobre el medio amplificador. Cabe mencionar que en este trabajo la diferencia entre las ganancias materiales modales ( $\Delta g$ ) se consideró constante, porque se asumió que, aunque las ganancias materiales modales del AOS posean diferentes valores de acuerdo a la perturbación del haz de control, su diferencia se mantiene constante y de un valor cercano a cero.

Por lo tanto, una manera indirecta de estudiar el desincronismo es mediante el estudio del desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la

salida del AOS perturbado por el haz de control, como lo indica la ecuación (37). Éste es el objetivo de este apartado.

Ahora bien, en este trabajo el desfase entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS se ha definido como  $\Delta\phi = \phi_{TM} - \phi_{TE}$ . De modo que si el desfase posee signo positivo se entenderá que la componente que viaja en el eje TM va adelantada con respecto a aquella que viaja en el eje TE y viceversa. Tomando en consideración lo anterior, en la figura 25 se presentan los desfases entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, cuando este haz es introducido dentro del amplificador con una longitud de onda de  $1562 \text{ nm}$  y con polarizaciones lineales orientadas a  $0^\circ$ ,  $28^\circ$ ,  $47^\circ$ ,  $74^\circ$  y  $90^\circ$  en conjunto con un haz de control de polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ , cuya potencia fue fluctuada de  $0 \text{ mW}$  a  $1.9 \text{ mW}$ .

Como se observa en las curvas de la figura 25, cuando la perturbación del haz de control es la mínima (potencia mínima del haz de control), la componente de polarización del haz de sonda que viaja en el eje TM va adelantada con respecto a aquella que viaja en el eje TE. Este comportamiento se conserva para todas las potencias del haz de control cuando el haz de sonda es introducido dentro del AOS con polarizaciones lineales inclinadas a  $0^\circ$  y  $90^\circ$ . Sin embargo, debe notarse que el desfase inicial que existe entre las componentes de polarización del haz de sonda cuando este haz fue introducido con las polarizaciones lineales inclinadas a  $0^\circ$  y  $90^\circ$  ( $2.5 \text{ rad}$  y  $5.2 \text{ rad}$  respectivamente), fue disminuyendo con el

incremento en la potencia del haz de control (hasta llegar a 1.5 *rad* y 3.9 *rad* respectivamente).

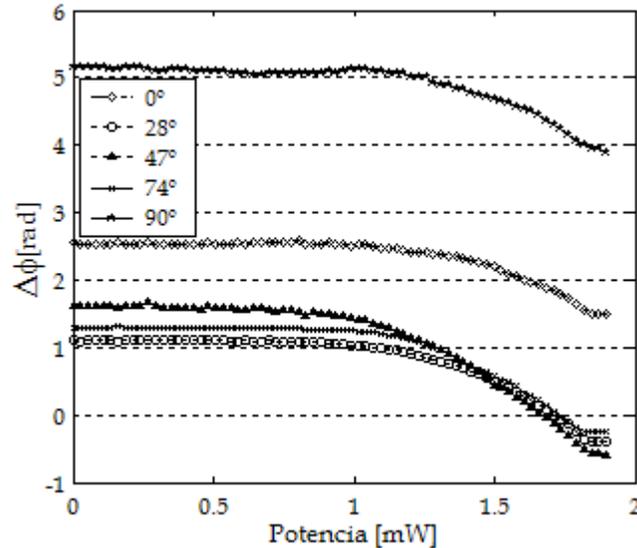


Figura 25: Ejemplos de desfase entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS cuando este haz es introducido dentro del amplificador con una longitud de onda de 1562 *nm* y con polarizaciones lineales orientadas a 0°, 28°, 47°, 74° y 90° en conjunto con un haz de control de polarización lineal inclinada a 47°, cuya potencia fue fluctuada de 0 *mW* a 1.9 *mW*.

Como puede verse, la disminución en el parámetro  $\Delta\phi$  es mayor para el caso en el que el haz de sonda fue introducido dentro del AOS con una polarización lineal coincidente con el eje TM que para el caso en el que este haz fue introducido con una polarización lineal coincidente con el eje TE. Este hecho puede explicarse del modo siguiente. Cuando el haz de sonda es introducido dentro del AOS con una polarización lineal coincidente con el eje TM, en conjunto con un haz de control de

potencia mínima, observa a la salida un desfase entre sus componentes de polarización como consecuencia de un acoplamiento de potencia del modo TM hacia el modo TE. Este acoplamiento de potencia TM-TE adquiere una mayor importancia con el incremento de la potencia del haz de control, lo cual se refleja en que el parámetro  $\Delta\phi$  toma valores cada vez más lejanos de su valor inicial (hasta  $1.3 \text{ rad}$  de diferencia con respecto al valor inicial), como se observa en la curva correspondiente a  $90^\circ$  de la figura 25. Sin embargo, cuando el haz de sonda es introducido al AOS con una polarización lineal coincidente con el eje TE, sucede una situación análoga, con la salvedad de que el acoplamiento de potencia no es tan pronunciado como en el caso anterior (la disminución en el parámetro  $\Delta\phi$  es de solamente  $1 \text{ rad}$ ) y de hecho éste comienza a tomar una mayor importancia con una potencia del haz de control ligeramente mayor que en el otro caso. Esto quiere decir, que la potencia guiada en el eje TM es más propensa a acoplarse a la otra componente porque la guía de onda del amplificador posee un guiado preferencial para el modo TE, que permite que éste observe un mejor confinamiento y una mayor amplificación que el modo TM.

Continuando con el análisis, para polarizaciones lineales de entrada del haz de sonda orientadas a  $28^\circ$ ,  $47^\circ$  y  $74^\circ$ , se observa también que para potencias del haz de control bajas, el parámetro  $\Delta\phi$  es positivo. Sin embargo, a medida que la potencia del haz de control aumenta, el parámetro  $\Delta\phi$  disminuye hasta que para una potencia determinada del haz de control, éste cruza por cero y a continuación

adquiere un signo negativo. Es decir que para altas potencias del haz de control, la componente de polarización del haz de sonda que viaja en el eje TE va adelantada con respecto a aquella que viaja en el eje TM. Las potencias del haz de control que provocan que el desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS adquiera un valor de  $0 \text{ rad}$ , son  $1.71 \text{ mW}$ ,  $1.65 \text{ mW}$  y  $1.73 \text{ mW}$  para polarizaciones lineales de entrada del haz de sonda inclinadas a  $28^\circ$ ,  $47^\circ$  y  $74^\circ$  respectivamente. Además, la disminución en el parámetro  $\Delta\phi$  de su valor inicial a su valor final en las curvas de la figura 25 es de  $1.5 \text{ rad}$ ,  $2.2 \text{ rad}$  y  $1.47 \text{ rad}$ , para las polarizaciones lineales de entrada del haz de sonda antes citadas. Estas observaciones indican que la polarización lineal de entrada del haz de sonda inclinada a  $47^\circ$  se ve afectada de manera más preponderante por el haz de control introducido en el medio amplificador. Es decir que el parámetro  $\Delta\phi$  asociado a esta polarización decae más rápidamente (cruza por 0 para una potencia del haz de control de solamente  $1.65 \text{ mW}$ ) que los parámetros  $\Delta\phi$ s asociados al resto de las polarizaciones lineales de entrada del haz de sonda consideradas en este ejemplo. Así mismo, la disminución que sufre este parámetro cuando la potencia del haz de control es fluctuada desde su mínimo valor hasta su máximo, presenta el valor más grande para la polarización lineal de entrada del haz de sonda inclinada a  $47^\circ$ . Por lo tanto, no resulta extraño que las rotaciones de la polarización que sufre el haz de sonda al ser introducido con polarizaciones lineales de entrada inclinadas a  $28^\circ$ ,  $47^\circ$  y  $74^\circ$  sean de  $28^\circ$ ,  $63^\circ$  y  $19^\circ$  respectivamente.

Con esto puede concluirse que el desfase entre componentes de polarización del haz de sonda ( $\Delta\phi$ ) a la salida del AOS perturbado por el haz de control, proporciona una medida de qué tan perturbado se encuentra el medio amplificador por este último haz. Además, la perturbación sobre el medio amplificador puede ser estudiada observando la evolución del parámetro  $\Delta\phi$  con la potencia del haz de control introducido al AOS en conjunto con un haz de sonda de polarización lineal.

Por último, se observó que el parámetro  $\Delta\phi$  e implícitamente, el desincronismo ( $\delta$ ), influyen de manera importante en que el haz de sonda observe un cambio en su estado de polarización a la salida del AOS perturbado por el haz de control.

## **V.2 Análisis de resultados de los coeficientes de acoplamiento $\kappa_1$ y $\kappa_2$**

Para el caso que nos interesa, los coeficientes de acoplamiento indican qué tanta transferencia de potencia existe entre una y otra componente del campo eléctrico de la señal afectada por la XPolM. En el caso de los AOSs, los factores de acoplamiento son complejos porque el medio presenta una ganancia óptica. Así, en esta sección se analizarán los coeficientes de acoplamiento complejos obtenidos experimentalmente para algunas de las potencias y polarizaciones lineales de entrada de los haces de sonda y de control que se estudiaron. De hecho, para

facilitar el análisis, únicamente se estudiarán los coeficientes recabados para polarizaciones lineales representativas de los haces de sonda y de control ( $0^\circ$ ,  $47^\circ$  y  $90^\circ$ ), considerando una gama de potencias del haz de control de 0 a 2 *mW*.

Para su interpretación, los coeficientes de acoplamiento se descompondrán en su parte real e imaginaria, sin que esto signifique que serán estudiados de manera aislada.

Para comenzar el análisis recordemos que en el desarrollo del modelo de la XPolM descrito en el capítulo II se expresaron, por motivos de simplificación, los factores de acoplamiento  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$  como:

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= \kappa_a + \frac{i}{2} g_{TE-TM} \\ y \\ \kappa_2 &= \kappa_b + \frac{i}{2} g_{TM-TE} \end{aligned} \tag{74}$$

donde  $\kappa_a = \kappa_{TE-TM}$  y  $\kappa_b = \kappa_{TM-TE}$ .

Como puede verse en este conjunto de ecuaciones, las componentes reales de  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$  están asociadas con lo que sería desde un punto de vista físico, los factores de acoplamiento del modo TE al TM y viceversa, para un medio sin ganancia. Por su parte, las componentes imaginarias están asociadas con los factores de conversión de la porción amplificada del modo TE a la porción amplificada del modo TM y viceversa. Es decir, el acoplamiento total de un modo a otro, que se ha considerado como  $\kappa_1$  o  $\kappa_2$ , está formado por dos contribuciones: la primera es la contribución de un acoplamiento del modo TE al TM y viceversa (parte real) y la segunda es una

contribución de un acoplamiento del modo TE al TM y viceversa con ganancia efectiva. Esto se aclarará mediante el ejemplo siguiente. Supóngase que estamos interesados en analizar, utilizando las ecuaciones (21) y (22) del capítulo II, la evolución de la componente  $A_{TE}$  de un campo eléctrico insertado dentro de un AOS perturbado por un haz potente de control. En este caso, parte de la evolución de la componente que viaja sobre el eje TE estará regida por lo que se acople a la componente  $A_{TM}$  y luego se propague en el eje TM. No obstante, lo que se ha acoplado se amplificará con una ganancia que no puede definirse ni como ganancia modal TE ni como TM, porque la componente acoplada primero viaja en el eje TE y luego se acopla al eje TM. Es así que esta amplificación es definida como una amplitud de probabilidad de que lo que se amplificó en el eje TE sea amplificado en el eje TM. De ahí el término de ganancia efectiva TE-TM y viceversa.

Estas explicaciones esclarecen el planteamiento de las ecuaciones (21) y (22) del capítulo II y dado que ya se tiene una interpretación física de las componentes reales e imaginarias de  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$ , ahora conviene analizarlas por separado para diferentes polarizaciones lineales de entrada representativas de los haces de sonda y de control.

## V.2.1 Análisis de las componentes reales de los factores de acoplamiento $\kappa_1$ y $\kappa_2$

En esta sección se analizarán los coeficientes de acoplamiento  $\kappa_{TE-TM}$  y  $\kappa_{TM-TE}$  obtenidos para la señal de sonda a la salida del AOS bajo estudio para diferentes polarizaciones lineales de entrada representativas de los haces de sonda y de control.

Para comenzar, en la figura 26, se muestran estos coeficientes cuando el haz de sonda es insertado al AOS con estados de polarización lineales inclinados a  $0^\circ$ ,  $47^\circ$  y  $90^\circ$ , cuando este dispositivo se encuentra perturbado con un haz de control de potencia variable y de polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ .

En la primera columna de la figura 26, se muestran los coeficientes de acoplamiento del modo TE al TM ( $\kappa_{TE-TM}$ ) para los casos citados, mientras que en la columna 2 de la misma figura se muestran los coeficientes de acoplamiento del modo TM a TE ( $\kappa_{TM-TE}$ ).

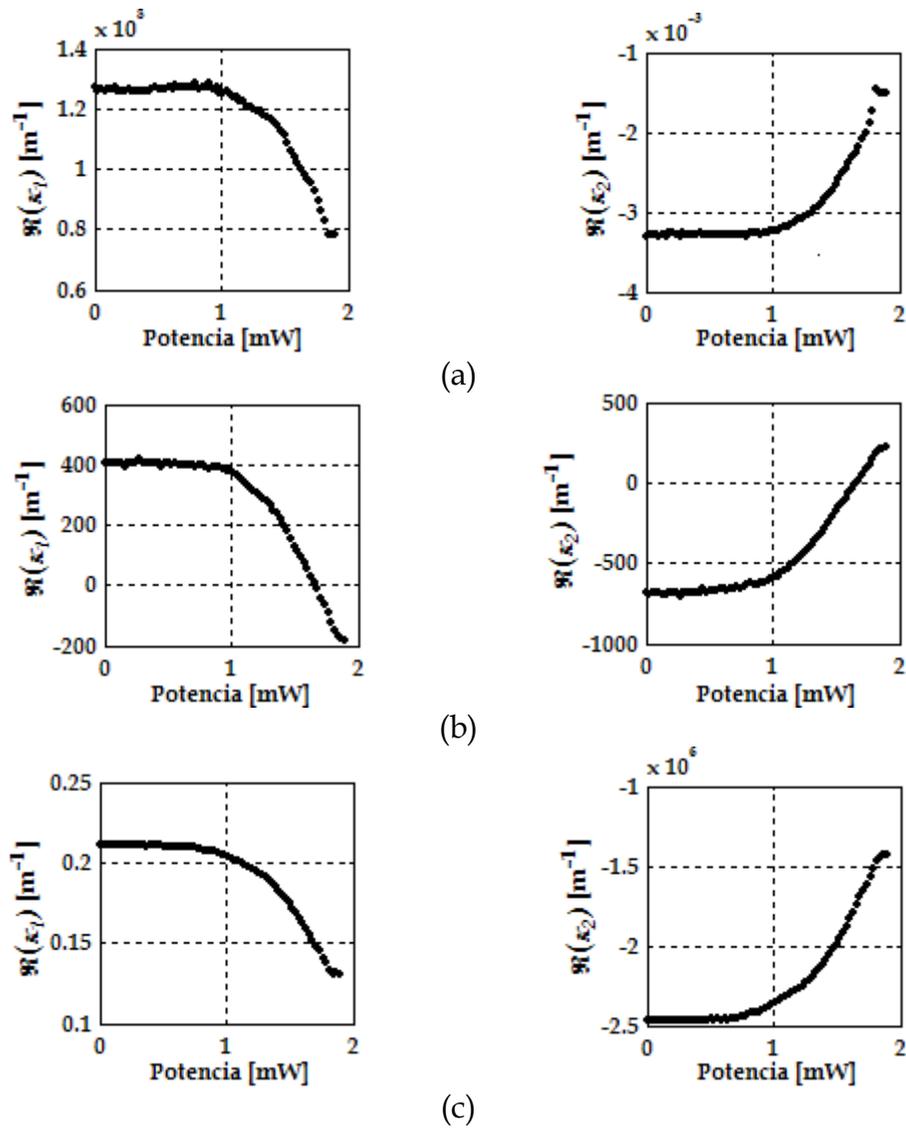


Figura 26: Coeficientes de acoplamiento  $\kappa_{TE-TM}$  (columna 1) y  $\kappa_{TM-TE}$  (columna 2) cuando el haz de sonda es insertado al AOS con estados de polarización lineales inclinados a (a)  $0^\circ$ , (b)  $47^\circ$  y (c)  $90^\circ$ , cuando este dispositivo se encuentra perturbado con un haz de control de potencia variable y de polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ .

En las curvas de la figura 26 se distinguen tres características básicas en el comportamiento de los coeficientes de acoplamiento. La primera es que siempre

son de signos contrarios, es decir, en cualquier valor de potencia del haz de control que se observe, el coeficiente  $\kappa_{TE-TM}$  tendrá signo contrario al coeficiente  $\kappa_{TM-TE}$ . La segunda característica está relacionada con la evolución inversa que las curvas de los coeficientes  $\kappa_{TE-TM}$  presentan con respecto a aquellas de los coeficientes  $\kappa_{TM-TE}$  conforme se aumenta la potencia del haz de control. Por último, la tercera característica tiene que ver con los valores que adquieren los coeficientes de acuerdo al estado de polarización lineal de entrada del haz de sonda. Una explicación puntual de estas características se efectuará a continuación.

Primero, el que los coeficientes de acoplamiento tengan signos contrarios puede explicarse a partir de las ecuaciones (21) y (22) del capítulo II. Por ejemplo, considérese que el factor de acoplamiento  $\kappa_{TE-TM}$  es positivo mientras que el factor de acoplamiento  $\kappa_{TM-TE}$  es negativo. Bajo estas condiciones, el primer sumando de la ecuación (21) representa una contribución decreciente a la evolución de la amplitud de la componente que viaja en el eje TE ocasionada por un acoplamiento de potencia de esta componente hacia la componente que viaja en el eje TM. Esta disminución está indicada, por supuesto, por el signo negativo del primer término de la ecuación (21) (en efecto, el signo positivo del coeficiente  $\kappa_{TE-TM}$  permite que el término en cuestión conserve el signo negativo).

Por otra parte, el acoplamiento que acaba de ocurrir de la componente que viaja en el eje TE hacia la componente que viaja en el eje TM debe estar considerado en la evolución de esta última, es decir en el primer término de la ecuación (22).

Debido a que se ha efectuado un acoplamiento de potencia hacia la componente del eje TM, éste debe representar una contribución creciente a la evolución de la amplitud de esta componente. Para tal efecto, el primer término de la ecuación (22) debe ser positivo y para que esto suceda el coeficiente de acoplamiento  $\kappa_{TM-TE}$  debe ser negativo.

De manera análoga, si el coeficiente  $\kappa_{TE-TM}$  fuera negativo, el coeficiente  $\kappa_{TM-TE}$  tendría que ser positivo.

Ahora se explicará la relación inversa que presentan las evoluciones de los coeficientes de acoplamiento con la potencia del haz de control incidente. En primer término, el que los coeficientes deban ser de signos opuestos impone que un coeficiente crezca y que el otro decrezca conforme aumente la potencia del haz de control. El problema es definir cual crece o decrece y porqué. Para definirlo, debe señalarse que la guía de onda del amplificador posee un guiado preferencial para el modo TE debido a que éste observa un mejor confinamiento y una mayor amplificación que el modo TM. Esto implica que la potencia guiada en el eje TM sea más propensa a acoplarse a la otra componente porque está menos confinada, por lo tanto, el coeficiente de acoplamiento  $\kappa_{TM-TE}$  debe ser creciente con respecto al coeficiente  $\kappa_{TE-TM}$ . Esta cualidad se hará más evidente conforme se aumente la potencia del haz de control ya que ésta provocará un aumento del índice de refracción de la región activa que producirá un funcionamiento multimodo cada vez más exacerbado que favorecerá el acoplamiento *TM-TE*.

Por último, se abordará la característica que tiene que ver con los valores que adquieren los coeficientes de acuerdo al estado de polarización lineal de entrada del haz de sonda.

Para comenzar el análisis, considérense los factores de acoplamiento cuando el haz de sonda incide en el AOS con una polarización lineal inclinada a  $0^\circ$ , es decir, coincidiendo con el eje propio TE de la guía de onda (figura 26 (a)). Esta polarización incidente implica que la amplitud de la componente  $E_x$  del campo eléctrico de la sonda sea igual a 1 ( $A_x(0) = 1$ ) en unidades normalizadas, mientras que la amplitud de la componente  $E_y$  sea igual a cero ( $A_y(0) = 0$ ).

Por tal motivo a la entrada del amplificador toda la potencia está contenida en el eje TE. Sin embargo, a medida que el haz de sonda se propaga a lo largo del AOS, parte de su potencia se acopla al modo TM, en función de la magnitud de la perturbación que el haz de control ejerce sobre el medio amplificador.

Por ejemplo, el primer punto de las curvas de la figura 26 (a) representa el valor del factor de acoplamiento entre los modos TE y TM y viceversa cuando la potencia del haz de control es la más baja del estudio, es decir, cuando su influencia es la más débil. En este caso hay un valor del coeficiente  $\kappa_{TE-TM}$  que es seis órdenes de magnitud más grande que el coeficiente  $\kappa_{TM-TE}$ . Para explicar la drástica diferencia en magnitudes entre los coeficientes de acoplamiento se propone un argumento físico.

Desde un punto de vista físico, si el haz de sonda incide con una polarización TE y la acción del haz de control es débil, el acoplamiento de potencia hacia el eje TM será pobre por el guiado preferencial del modo TE sobre el modo TM que la guía de onda produce y por la poca perturbación ejercida por el haz de control. Así el acoplamiento que se efectúa es prácticamente en su totalidad de la componente  $E_x$  hacia la componente  $E_y$  ( $\kappa_{TE-TM}$ ), ya que es en la componente  $E_x$  donde se encuentra contenida la mayor parte de la potencia. Por lo tanto, la contribución del acoplamiento que pueda existir del eje TM hacia el TE es casi nula ya que bajo estas condiciones prácticamente no hay potencia sobre el eje TM que pueda acoplarse hacia el eje TE.

Análogo al análisis anterior es aquél en el que el haz de sonda incide con una polarización lineal coincidente con el eje de propagación TM (figura 26 (c)). En este caso la potencia va inicialmente contenida sobre la componente que viaja por el eje TM. Bajo estas condiciones, se esperaría que el coeficiente  $\kappa_{TM-TE}$  fuera seis órdenes de magnitud más grande que el coeficiente  $\kappa_{TE-TM}$ . Sin embargo, la diferencia es de siete órdenes de magnitud. Este hecho sólo confirma que la componente guiada en el eje TM es más propensa a acoplarse y que el guiado se realiza de manera preferencial sobre el eje TE de la guía de onda.

Finalmente, véanse las curvas de la figura 26 (b). Éstas representan los coeficientes de acoplamiento hacia los modos TM y TE, respectivamente, cuando el haz de sonda incide con una polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ . En este caso las

componentes de polarización incidentes son prácticamente de la misma amplitud. En este sentido, si los ejes propios TE y TM de la guía de onda del dispositivo guiaran igual se esperaría que los acoplamientos TE-TM y TM-TE fueran del mismo valor pero, por supuesto de signos opuestos. Sin embargo, el coeficiente de acoplamiento  $\kappa_{TM-TE}$  es ligeramente mayor que el coeficiente  $\kappa_{TE-TM}$  independientemente de la potencia del haz de control. Esto corrobora lo que se ha dicho acerca de que el guiado se realiza de manera preferencial sobre el eje TE de la guía de onda del amplificador.

Ahora que se ha expuesto e interpretado el comportamiento de los coeficientes de acoplamiento en función del estado de polarización de entrada del haz de sonda y de la potencia del haz de control, conviene analizar el efecto de la polarización de entrada del haz de control sobre estos coeficientes.

Para tal efecto se presenta la figura 27. En ella se muestran los factores de acoplamiento para el haz de sonda cuando éste es insertado al AOS con una polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ , en conjunto con un haz de control insertado con diferentes polarizaciones lineales inclinadas a:  $0^\circ$ ,  $47^\circ$  y  $90^\circ$ .

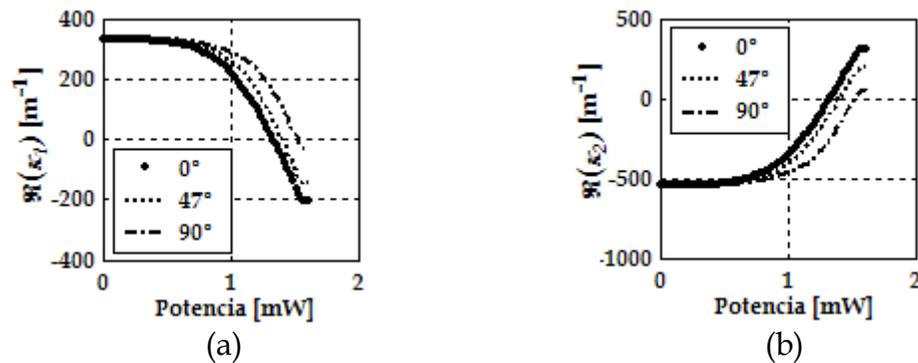


Figura 27: Factores de acoplamiento (a)  $\kappa_{TE-TM}$  y (b)  $\kappa_{TM-TE}$  para el haz de sonda cuando éste es insertado al AOS con una polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ , en conjunto con un haz de control de potencia variable insertado con diferentes polarizaciones lineales inclinadas a:  $0^\circ$ ,  $47^\circ$  y  $90^\circ$ .

La polarización del haz de control que causa el mayor efecto sobre un haz de sonda que se propaga en un AOS, es aquella lineal que coincide con el eje TE. Esto se debe a que el haz de control se confina y se amplifica mejor en el eje TE, provocando con esto una mayor perturbación en el medio amplificador. De este modo, la polarización que causa el menor efecto sobre el haz de sonda, es aquella lineal coincidente con el eje TM. Por supuesto, una mayor perturbación se traduce en un mayor acoplamiento y viceversa, e implícitamente se traduce también en una mayor o menor rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS.

Es así, que las curvas de la figura 27 que corresponden a una polarización lineal inclinada a  $0^\circ$  del haz de control, descienden o ascienden más que las correspondientes a una polarización lineal inclinada a  $90^\circ$ . Es decir, con la misma

potencia del haz de control, se produce un mayor o un menor acoplamiento si la polarización de éste es lineal inclinada a  $0^\circ$  o a  $90^\circ$ , respectivamente. Desde luego, un caso intermedio es cuando la polarización del haz de control es lineal inclinada a  $47^\circ$ .

Con esto se da por terminado el análisis de las componentes reales de los factores  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$ , por lo que ahora se estudiarán sus componentes imaginarias.

## V.2.2 Análisis de las componentes imaginarias de los factores de acoplamiento $\kappa_1$ y $\kappa_2$

En este apartado se analizarán los términos de ganancia efectiva del acoplamiento del modo TE al TM y viceversa. Éstos han sido denotados como:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} g_{TE-TM} \\ & \frac{1}{2} g_{TM-TE} \end{aligned} \quad (75)$$

El factor de un medio en el conjunto de ecuaciones (75) es parte de la derivación de las ecuaciones (21) y (22) del capítulo II. Por lo tanto en este apartado se hará alusión a todo el término, sin hacer una distinción especial por el factor de un medio.

De la misma manera que en el estudio anterior, el análisis se hará para polarizaciones representativas de los haces de sonda y de control.

En la figura 28 se muestran los factores de ganancia efectiva cuando el haz de sonda es introducido con estados de polarización lineales inclinados a  $0^\circ$ ,  $47^\circ$  y  $90^\circ$ , en conjunto con un haz de control de potencia variable y de polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ .

Como se observa, todas las curvas de la figura 28 comparten la misma forma, independientemente de los estados de polarización incidentes. De manera general un factor de ganancia efectiva, es aquel representado por un término de amplificación asociado a una componente de polarización que primero se transportó y amplificó sobre un eje de propagación para después acoplarse y amplificarse en el otro eje. Por lo tanto, su comportamiento es similar al que exhibe una ganancia modal del AOS, como se observa en las curvas de la figura 28. Es decir, a baja potencia del haz de control, la componente de polarización del haz de sonda que se acopla se amplifica fuertemente dado que el haz de control no consume una gran cantidad de portadores. Sin embargo, a medida que el haz de control aumenta en potencia, consume más portadores dentro de la región activa del AOS, quedando menos de éstos que puedan ser usados para la amplificación de la componente de interés del haz de sonda. De ahí que las curvas de ganancia de la figura 28 observen un comportamiento descendente con la potencia.

El signo negativo asociado a las ganancias se entiende a partir de las ecuaciones (21) y (22) del capítulo II. En ellas, el factor de ganancia efectiva se considera en el tercer sumando, el cual establece que una parte de la evolución de la amplitud de

la componente en cuestión del campo eléctrico de la señal de sonda, está regida por la porción de ésta componente que se acopla hacia la otra y que se amplifica con un término de ganancia efectiva. Por lo tanto, representa una disminución en la componente de polarización que originó el acoplamiento, lo cual se indica mediante el signo negativo del factor de ganancia efectiva.

Finalmente, el análisis para los valores de las ganancias efectivas está directamente relacionado con el efectuado para los valores de los factores de acoplamiento. Como se puede apreciar en la figura 28 (a), el factor de ganancia efectiva para el acoplamiento TE-TM ( $g_{TE-TM}$ ) es dominante sobre el factor  $g_{TM-TE}$  para el acoplamiento TM-TE debido al estado de polarización de entrada del haz de sonda. Una situación inversa sucede con los valores de las curvas de la figura 28 (c), aunque en este caso la diferencia de magnitudes entre las ganancias efectivas  $g_{TE-TM}$  y  $g_{TM-TE}$  es de seis órdenes, a diferencia del primer caso en donde esta diferencia era de cinco órdenes de magnitud.

En resumen, los valores de las ganancias efectivas vuelven a ser un reflejo del guiado preferencial sobre el eje TE que ejerce la guía de onda del dispositivo. Por tal motivo se ha podido establecer que el factor de ganancia efectiva  $g_{TM-TE}$  es mayor que el factor  $g_{TE-TM}$ . Esta apreciación se confirma cuando el haz de sonda incide con una polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ . En efecto, en este caso (figura 28 (b)) nuevamente el factor  $g_{TM-TE}$  resulta ser mayor que el factor  $g_{TE-TM}$ .

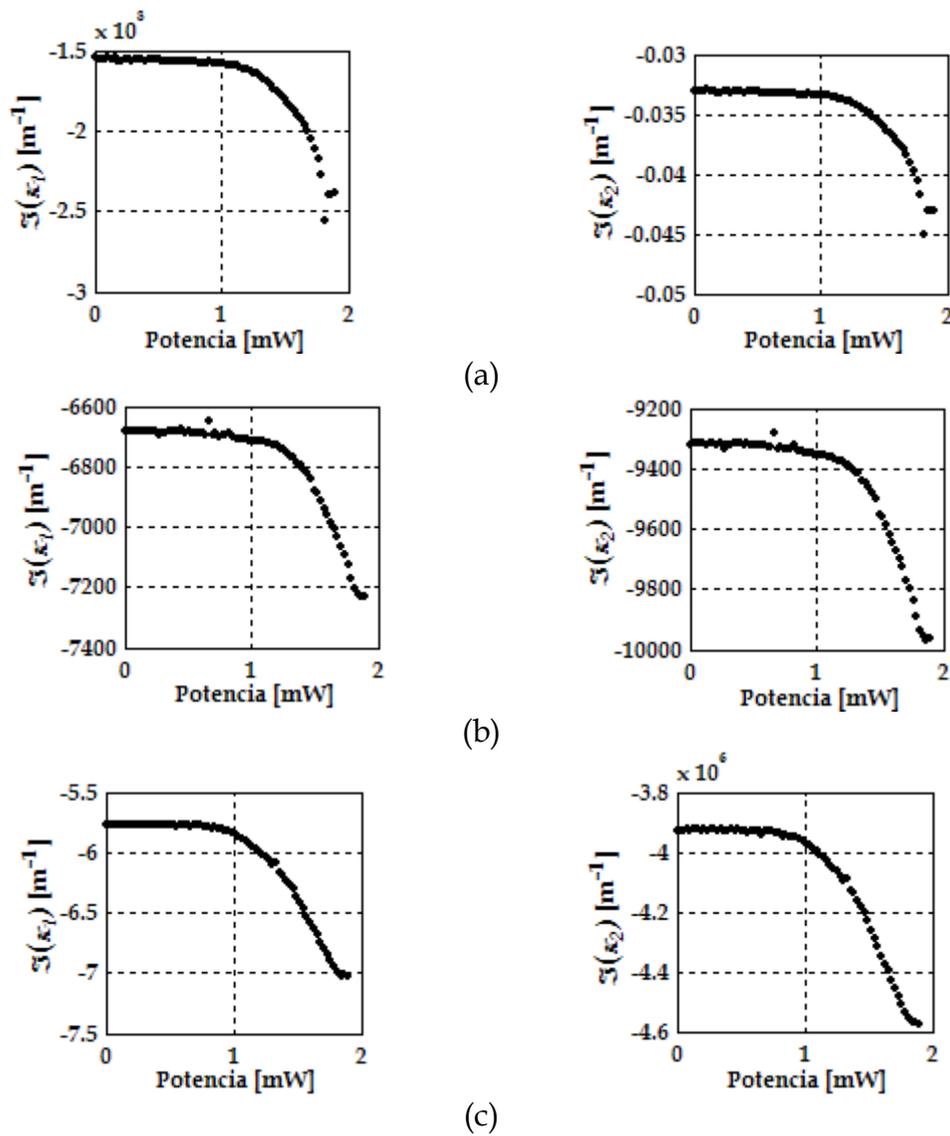


Figura 28: Factores de ganancia efectiva  $0.5g_{TE-TM}$  (columna 1) y  $0.5g_{TM-TE}$  (columna 2) cuando el haz de sonda es insertado al AOS con estados de polarización lineales inclinados a (a)  $0^\circ$ , (b)  $47^\circ$  y (c)  $90^\circ$ , en conjunto con un haz de control de potencia variable y de polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ .

Por último se analizará la influencia del estado de polarización del haz de control sobre los factores de conversión de ganancia efectiva. En la figura 29 se

demuestra que esta influencia es análoga a la ejercida sobre los coeficientes de acoplamiento.

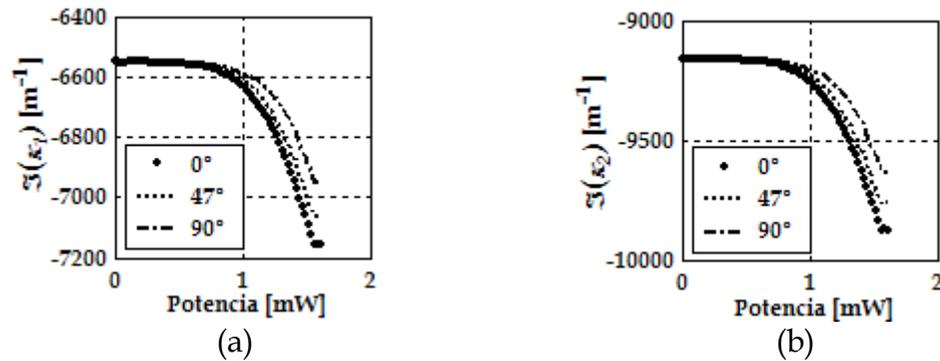


Figura 29: Factores de ganancia efectiva (a)  $0.5g_{TE-TM}$  y (b)  $0.5g_{TM-TE}$  para el haz de sonda cuando éste es insertado al AOS con una polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ , en conjunto con un haz de control de potencia variable insertado con diferentes polarizaciones lineales inclinadas a:  $0^\circ$ ,  $47^\circ$  y  $90^\circ$ .

De hecho, como se puede apreciar en las curvas de la figura 29, cuando la polarización del haz de control es lineal orientada a  $0^\circ$ , este haz causa un mayor consumo de portadores y por tanto, la mayor supresión de la ganancia. Esto sucede porque el haz de control se propaga con una mayor ganancia y con un mayor confinamiento cuando viaja por el eje TE lo que se traduce en una disminución más pronunciada en los factores de ganancias efectivas. Una situación inversa sucede cuando el haz de control se introduce con una polarización lineal inclinada a  $90^\circ$ , y por supuesto, la situación intermedia se tendrá cuando el haz de control es introducido con una polarización lineal inclinada a  $47^\circ$ .

Las interpretaciones presentadas acerca de los coeficientes de acoplamiento y de los factores de ganancia efectiva para los acoplamientos del modo TE hacia el modo TM y viceversa, demuestran la consistencia del modelo fenomenológico propuesto. Por lo tanto, ahora se abordará la validación del propio modelo.

### **V.3 Validación del modelo fenomenológico de la modulación cruzada de la polarización**

El objetivo de este apartado es el de validar el modelo fenomenológico propuesto en el capítulo IV. Una manera de hacerlo sería comparando los resultados obtenidos con el modelo propuesto con los propuestos por otro modelo reportado en la literatura. Sin embargo, debido a que, a nuestro conocimiento, no existe un modelo semejante reportado en la literatura, la validación del modelo se hará contrastando sus resultados con aquellos obtenidos experimentalmente durante la realización de este trabajo.

Para efectuar la comparación de los resultados del modelo propuesto con los datos experimentales es importante considerar que en la realización de los experimentos existen dos tipos de errores: los errores sistemáticos y los aleatorios. Los errores sistemáticos pueden controlarse mediante la mejora del procedimiento experimental. Sin embargo, los errores aleatorios surgen de la incertidumbre en el método de medición provocada ya sea por la precisión del aparato o por

fluctuaciones aleatorias demasiado rápidas. De este modo, si se logran aislar del experimento los errores sistemáticos sólo se tendrán presentes los errores aleatorios.

Bajo esta perspectiva, cabe hacer notar que durante la realización experimental llevada a cabo en este trabajo, se aislaron en lo posible los errores sistemáticos, sin poder eliminar, por supuesto, los errores aleatorios. Por lo tanto, para la comparación de los resultados experimentales con los arrojados por el modelo propuesto, se hizo una selección de los experimentos realizados en las mejores condiciones posibles. Misma selección que se efectuó para el desarrollo del modelo fenomenológico. Como se recordará, la selección se hizo en base a un compromiso entre dos parámetros, es decir, se eligieron las mediciones que presentaron la mayor rotación de la polarización del haz de sonda con la mayor estabilidad posible en la medición.

Teniendo en mente lo anterior, la validación del modelo se hará en función de lo siguiente. Como se sabe, el objetivo del modelo es predecir el estado de polarización de un haz de sonda a la salida de un AOS perturbado por un haz de control para diferentes potencias de este haz y para diversas polarizaciones lineales de entrada de ambos haces. Lo anterior permite que el modelo prediga la rotación de la polarización que sufre el haz de sonda cuando la potencia del haz de control es variada en un intervalo dado.

Por lo tanto, la validación del modelo se hará, por un lado, mediante una estimación del error que se obtiene en la predicción del estado de polarización del haz de sonda a la salida del amplificador, para lograr este fin, los estados de polarización serán representados en la esfera de Poincaré. Por otro lado, la validación del modelo se realizará estimando el error que se obtiene en la predicción de la rotación de la polarización que sufre el haz de sonda por la acción de la XPolM inducida por la potencia máxima del haz de control.

### **V.3.1 Estimación del error obtenido en la predicción del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control**

Para estimar el error obtenido en la predicción del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, fue primero necesario simular los estados de polarización lineales de los haces de control y de sonda incidentes al AOS y las potencias de entrada de estos haces. En otras palabras, se emularon las condiciones iniciales del experimento, las cuales se aplicaron al modelo para obtener los parámetros de Stokes del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control.

Posteriormente, los resultados de cada experimento fueron comparados con los resultados correspondientes producidos por el modelo. Para esto, se graficó en la esfera de Poincaré tanto los estados de polarización experimentales, como los

obtenidos por el modelo. Por ejemplo, en la figura 30 se muestran dos evoluciones de los estados de polarización del haz de sonda a la salida del AOS. Una está compuesta por los resultados experimentales y la otra por los resultados del modelo, cuando el haz de sonda es introducido con una polarización lineal inclinada a  $74^\circ$  en conjunto con el haz de control cuya polarización lineal fue orientada a  $90^\circ$  y cuya potencia fue variada de  $-33.4$  a  $2.1$  *dBm*. En la figura 30, cada punto o cruz representa un estado de polarización asociado a una potencia del haz de control.

Ahora, para estimar el error absoluto que se presenta al efectuar la predicción del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, se obtiene la diferencia entre el estado de polarización adquirido experimentalmente y aquél arrojado por el modelo. Para ello, primero es necesario recordar que los estados de polarización, tanto teóricos como experimentales, se encuentran representados en la superficie de la esfera de Poincaré, ya que los experimentos se realizaron con un DOP cercano al 100%, como se discutió en el capítulo III. Esta aproximación implica que la distancia que existe entre cada punto que representa a un estado de polarización y el centro de la esfera tiene un valor unitario. Entonces, usando esta consideración y la ley de los cosenos, se encuentra el espaciamiento en grados que hay entre un punto que representa a una polarización experimental y uno que define a una polarización emanada del modelo, teniendo como punto de referencia el centro de la esfera. De esta manera, la separación en grados entre una curva y

otra proporciona una estimación del error que se presenta al efectuar la predicción del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS.

Por supuesto, la estimación del error se hace para cada estado de polarización experimental asociado a una potencia del haz de control. En la figura 31 se muestra para el ejemplo tratado, la distancia angular que existe entre las evoluciones experimental y teórica del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS.

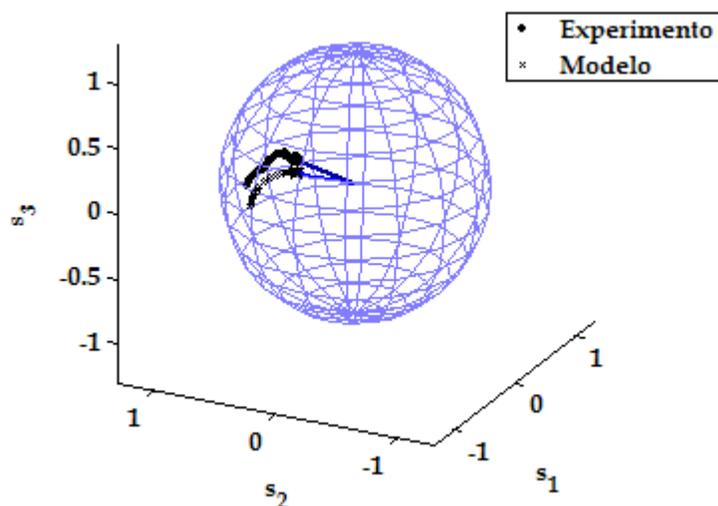


Figura 30: Representación en la esfera de Poincaré del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control. El haz de sonda es introducido con una polarización lineal inclinada a  $74^\circ$ , en conjunto con el haz de control cuya polarización lineal fue orientada a  $90^\circ$  y cuya potencia fue variada de  $-33.4 \text{ dBm}$  a  $2.1 \text{ dBm}$ . En la figura las flechas apuntan a los estados de polarización que fueron obtenidos con la menor potencia del haz de control.

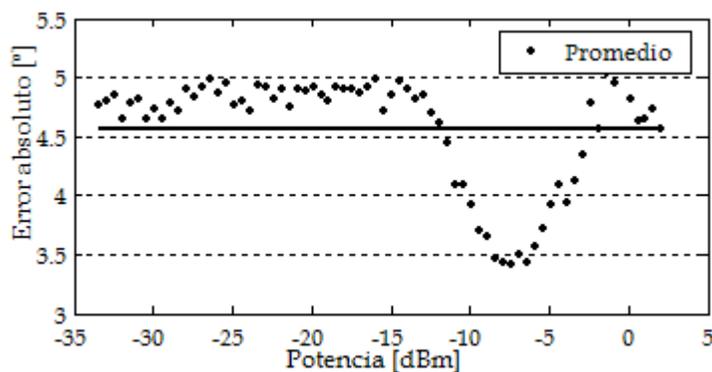


Figura 31: Evolución del error absoluto que se presenta en la predicción del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por un haz de control de potencia variable. La polarización lineal del haz de sonda a la entrada del AOS es inclinada a  $74^\circ$ , mientras que la del haz de control es inclinada a  $90^\circ$ .

Por motivos de simplificación y debido a que no hay una relación aparente entre el error absoluto y la potencia del haz de control, se considera un error absoluto promedio para cada experimento, como lo muestra la curva de error absoluto promedio para el ejemplo anterior en la figura 31.

De este modo, si se obtiene la distancia angular promedio que existe entre las evoluciones (con respecto a la potencia del haz de control) experimental y teórica del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS para todos los experimentos, es posible generar una gráfica tridimensional de la evolución del error absoluto con respecto a las polarizaciones de los haces de sonda y de control. Esta gráfica se presenta en la figura 32.

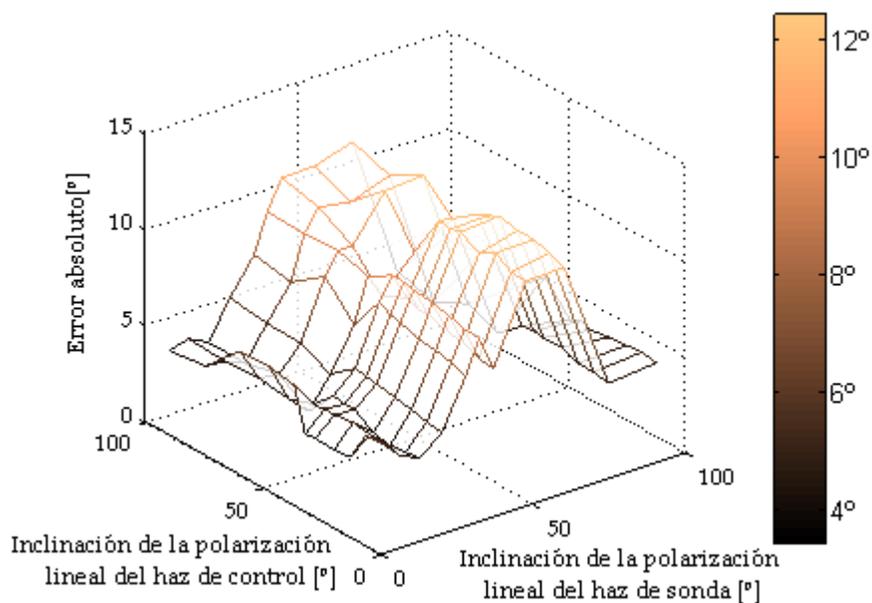


Figura 32: Evolución del error absoluto con respecto a las polarizaciones lineales de entrada de los haces de sonda y de control.

Es importante observar que en la figura 32 la evolución del error es analizada solamente para polarizaciones lineales de los haces de sonda y de control inclinadas entre  $0^\circ$  y  $90^\circ$ . Lo anterior se debe al hecho de que las polarizaciones lineales de estos haces inclinadas entre  $90^\circ$  y  $360^\circ$  producen resultados redundantes.

De acuerdo a la gráfica de la figura 32, se observa que el error es más grande cuando el haz de sonda es introducido con una polarización lineal inclinada cerca de  $45^\circ$ .

Ahora bien, una gráfica simplificada extraída de la figura 32 se presenta en la figura 33, en la cual se representan los errores máximos y mínimos que deben

esperarse en la predicción del estado de polarización de un haz de sonda, al atravesar un AOS perturbado por un haz de control con polarización lineal y con potencias entre  $-33.4$  y  $4.1$  dBm. Cabe mencionar que los errores máximos y mínimos se generan porque el modelo proporciona una predicción del estado de polarización del haz de sonda con una precisión que depende de la polarización lineal de entrada del haz de control.

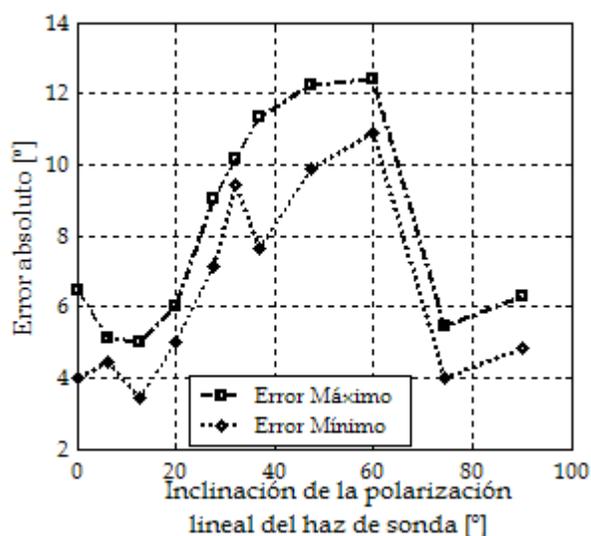


Figura 33: Errores máximos y mínimos esperados en la predicción del estado de polarización de un haz de sonda, usando el modelo fenomenológico que describe el efecto de la XPolM.

Las curvas de la figura 33 indican que al predecir la localización en la esfera de Poincaré del estado de polarización de un haz de sonda a la salida de un AOS perturbado por un haz de control con polarización lineal y con potencia entre  $-33.4$  y  $4.1$  dBm, utilizando el modelo fenomenológico propuesto, debe esperarse un

error máximo de  $\pm 12.4^\circ$  y un error mínimo de  $\pm 3.4^\circ$ . Sin embargo, si se desea estimar el error máximo y mínimo para un estado de polarización lineal de entrada particular del haz de sonda, se debe recurrir a las curvas de la figura 33. O bien, debe recurrirse a la figura 32 para predecir el error en la determinación del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, a partir de una combinación específica de polarizaciones de los haces de sonda y de control.

Las gráficas de las figuras 32 y 33 muestran que el modelo ofrece resultados satisfactorios en cuanto a la predicción del estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control. Sin embargo, el parámetro que generalmente es de interés en las aplicaciones que se basan en el fenómeno de la XPolM, es el de la rotación de la polarización que sufre el haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control. Por lo tanto, resulta también de gran importancia validar los resultados del modelo fenomenológico en términos de la rotación de la polarización, lo cual se abordará en el apartado siguiente.

### **V.3.2 Estimación del error obtenido en la predicción de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control**

Como se recordará, en el capítulo III se definió el concepto de rotación de la polarización así como la manera de cuantificarla, del mismo modo, se estableció que el “cero de rotación” lo provoca la potencia mínima del haz de control. De esta

manera en este apartado, las rotaciones de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS provocadas por la potencia máxima del haz de control (cuantificadas tomando como referencia al “cero de rotación”), serán estudiadas. Lo anterior es debido a que en este trabajo en particular las rotaciones máximas de polarización que sufrió el haz de sonda se observaron para la potencia máxima del haz de control.

Es así que la estimación del error obtenido en la predicción de la rotación de la polarización del haz de sonda, consistió en comparar las rotaciones de los estados de polarización experimentales con las proporcionadas por el modelo. Esto es, se calculó, tanto para el caso experimental como para el teórico, la rotación de la polarización que sufre un haz de sonda, con un cierto estado de polarización lineal de entrada dentro de un AOS perturbado por un haz de control que posee un estado de polarización lineal de entrada y una alta potencia. En las figuras 34 y 35 se muestran las rotaciones de los estados de polarización del haz de sonda (experimentales y teóricos) en función de diferentes estados de polarización lineales de entrada del haz de control de alta potencia.

En la figura 35, donde se muestra la rotación de la polarización obtenida mediante el modelo, se observa por supuesto, una simetría perfecta de la evolución de este parámetro alrededor de una polarización lineal inclinada a  $180^\circ$  de los haces de control y de sonda. Sin embargo, en la figura 34, que muestra la rotación de la polarización obtenida experimentalmente, dicha simetría no es perfecta. Esto

se debe a que las condiciones experimentales fueron diferentes para cada uno de los cuadrantes de inclinación de la polarización del haz de sonda, siendo en algunos casos, como en los cuadrantes I y II, mejores que en el resto. De ahí que la selección de experimentos para el desarrollo y validación del modelo se haya basado en las polarizaciones lineales del haz de sonda con inclinaciones cuyos valores se encuentran representados en los cuadrantes I ( $0^\circ$  a  $90^\circ$ ) y II ( $90^\circ$  a  $180^\circ$ ).

En la figura 35, se observa también que los máximos de rotación de polarización del haz de sonda se producen cuando el haz de control presenta una polarización lineal coincidente con el eje TE. Por otra parte, los mínimos de rotación se producen cuando el haz de control presenta una polarización lineal coincidente con el eje TM. Esta situación es consistente con la teoría del capítulo II y con lo demostrado experimentalmente en el capítulo III. Así mismo, observando la figura 35, se encontró que teóricamente, el valor máximo de rotación de la polarización del haz de sonda se presenta cuando los haces de control y de sonda poseen una polarización lineal de entrada inclinada a  $0^\circ$  y  $45^\circ$ , respectivamente.

Este hecho demuestra que en la manifestación de la XPolM, el fenómeno dominante es el de la birrefringencia inducida, que como se recordará, en el capítulo II se estudió que éste se maximizaba para polarizaciones lineales de entrada inclinadas a  $45^\circ$ .

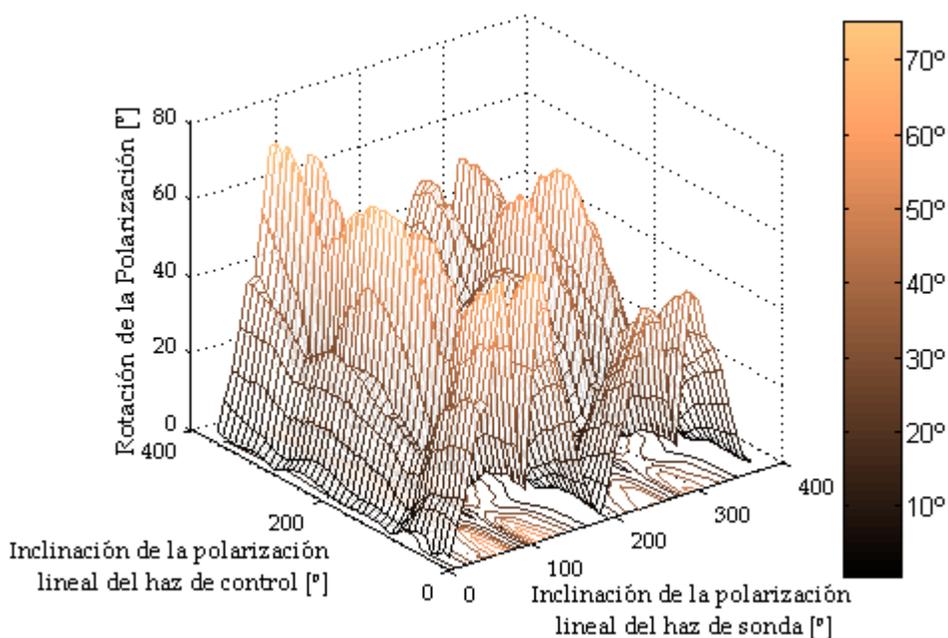


Figura 34: Resultados experimentales de la rotación del estado de polarización del haz de sonda en función de diferentes estados de polarización lineales del haz de control de alta potencia.

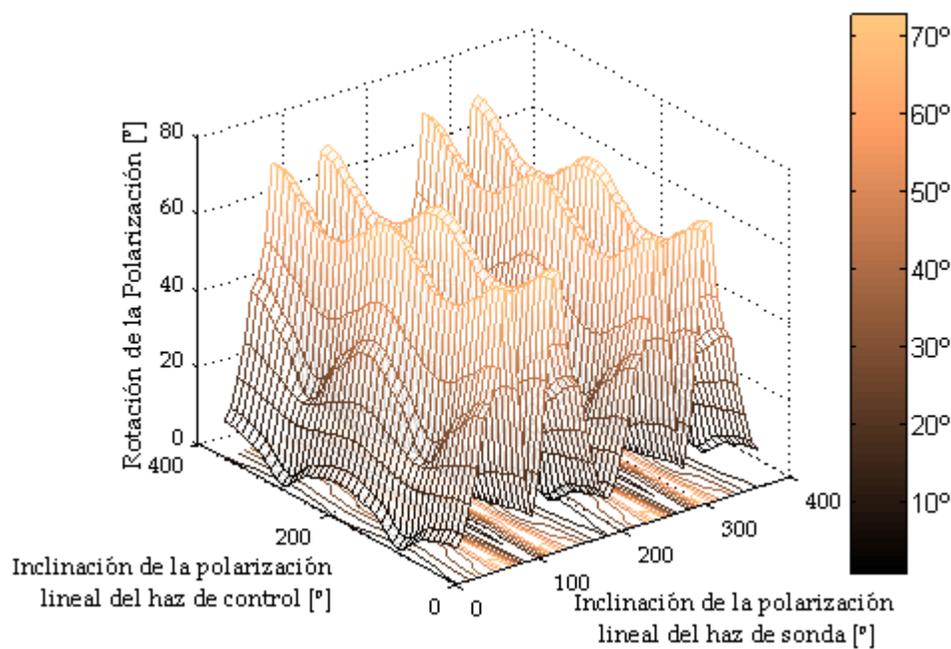


Figura 35: Resultados teóricos de la rotación del estado de polarización del haz de sonda en función de diferentes estados de polarización lineales del haz de control de alta potencia.

Con las observaciones antes hechas se puede estar seguro de que el modelo propuesto predice atinadamente el efecto de la modulación cruzada de la polarización, sin embargo éste aún no se ha validado en términos de la rotación de la polarización. Para llevar a cabo esta tarea, se restan las gráficas de la figura 34 y 35, obteniendo una estimación del error absoluto obtenido en la predicción de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del amplificador. En la figura 36 se presenta el resultado obtenido al efectuar la sustracción de la evolución de la rotación de la polarización del haz de sonda determinada experimentalmente con aquella obtenida mediante el modelo. Dada la periodicidad del fenómeno, en este cálculo sólo se consideró, como en la validación anterior, un sólo cuadrante de la inclinación de la polarización lineal de los haces de sonda y de control.

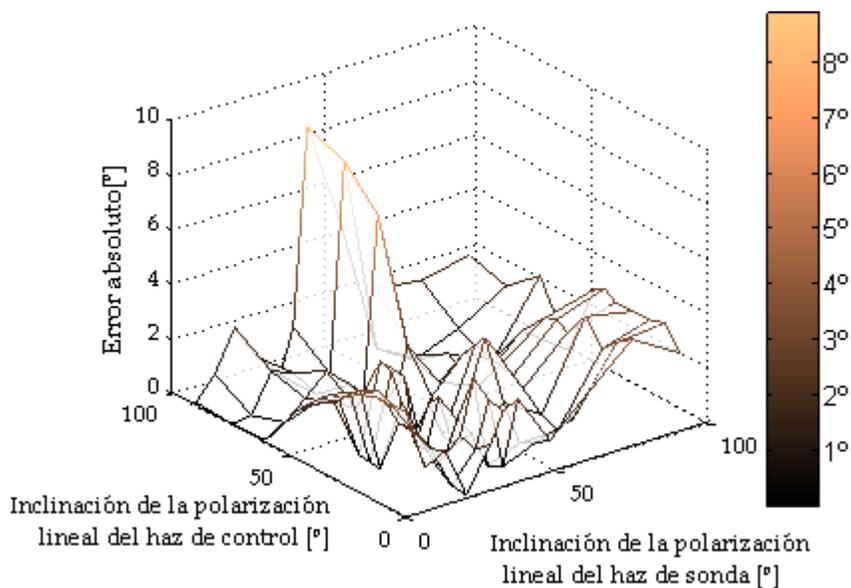


Figura 36: Evolución del error obtenido en la predicción de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control.

A partir de las gráficas de las figuras 34 y 36 y usando la expresión (76), es posible conocer la evolución del error relativo obtenido en la predicción de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control. El resultado de llevar a cabo este cálculo para un sólo cuadrante de la inclinación de la polarización lineal de los haces de sonda y de control se presenta en la figura 37.

$$e_{\text{relativo}} = \frac{|Valor_{\text{experimental}} - Valor_{\text{teórico}}|}{Valor_{\text{experimental}}} \times 100 \quad (76)$$

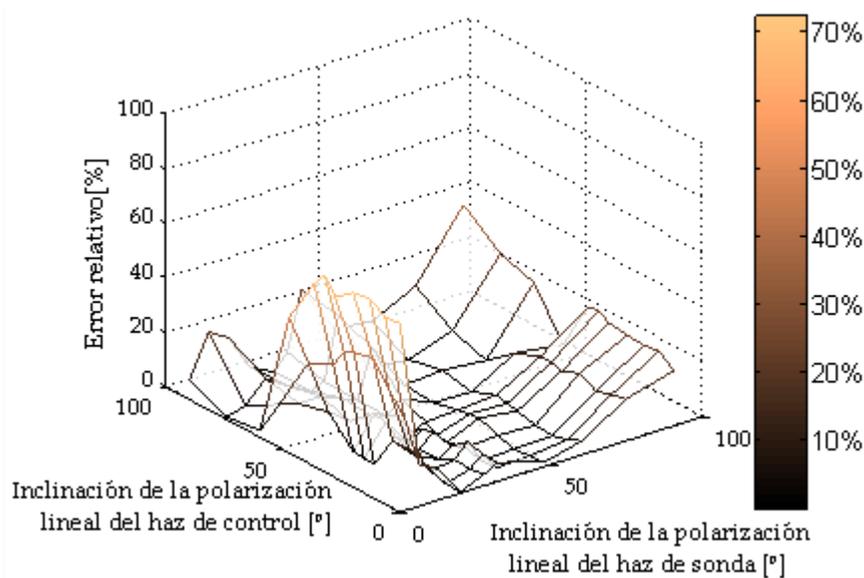
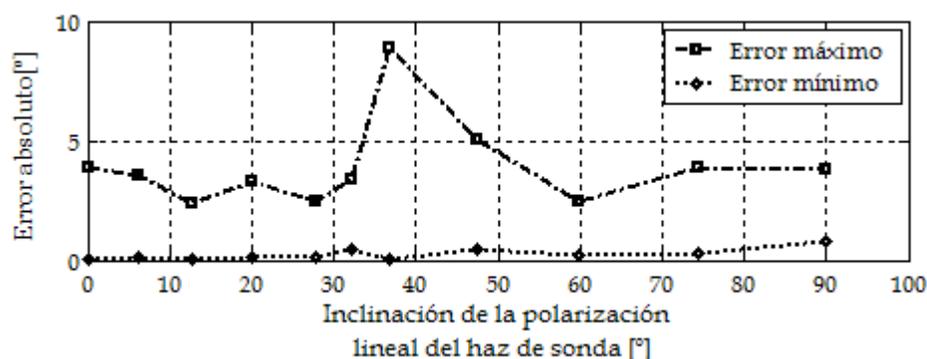
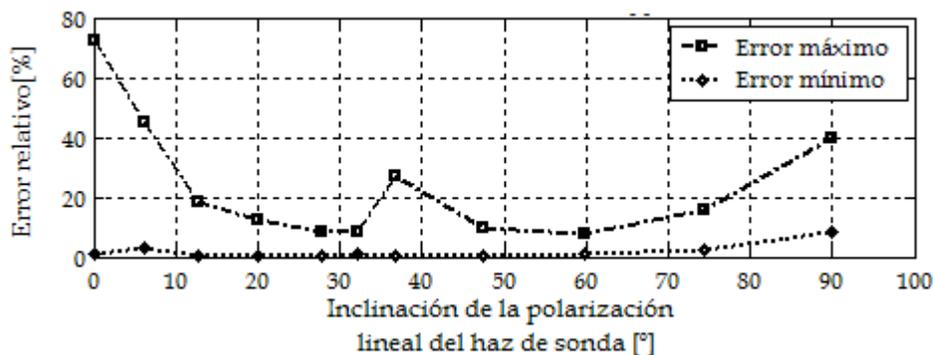


Figura 37: Evolución del error relativo obtenido en la predicción de la rotación de la polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control.

Mediante las gráficas de las figuras 36 y 37 se pueden generar curvas de error máximo y mínimo para la polarización lineal del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control. Estas curvas se muestran en la figura 38.



(a)



(b)

Figura 38: Errores máximos y mínimos (a) absolutos y (b) relativos esperados en la predicción de la rotación de la polarización de un haz de sonda, usando el modelo fenomenológico de la XPolM.

La figura 38 (a) proporciona la información sobre los errores máximos y mínimos que deben esperarse en la predicción de la rotación de la polarización de un haz de sonda a la salida del AOS perturbado por un haz de control, al usar el

modelo fenomenológico de la XPolM. La figura 38 (b), por su parte, proporciona la misma información pero en valores porcentuales.

De la misma manera, si se desea estimar el error, que se obtiene para una combinación particular de estados de polarización de los haces de sonda y de control, deberá acudir a las gráficas de las figuras 36 o 37.

Como se observa en el conjunto de gráficas de las figuras 36 a 38, el error es mayor para polarizaciones lineales de entrada del haz de sonda inclinadas a  $0^\circ$  y  $90^\circ$ , llegando a tomar valores de error relativo del 72% y 39%, respectivamente. Probablemente esto sea producto de la consideración de que la diferencia entre las ganancias materiales modales sea constante y de un valor cercano a cero, ya que es posible que cuando las polarizaciones lineales de entrada del haz de sonda sean coincidentes con los ejes TE y TM, esta consideración introduzca un mayor error dado el comportamiento que presenta el desfase entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS en estos casos, como se vio en el apartado V.1. Sin embargo, cabe destacar que excluyendo los valores de errores relativos correspondientes a las polarizaciones lineales del haz de sonda inclinadas a  $0^\circ$  y  $90^\circ$ , el error porcentual promedio es del 16%. Esto resulta importante porque en el uso del fenómeno de la XPolM, la característica que generalmente se busca es la mayor rotación en el estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control. En este sentido, el modelo ofrece una buena estimación de la rotación de la polarización en la región (alrededor de los  $45^\circ$ )

donde la polarización lineal del haz de sonda produce la característica antes mencionada. Por esta razón el modelo fenomenológico de la XPolM puede considerarse como confiable en la predicción de la rotación de la polarización del haz de sonda.

## V.4 Discusión

En este capítulo se presentó un análisis detallado de los parámetros que se han considerado como los más trascendentales en la realización de este trabajo. Estos son los factores de acoplamiento que actúan sobre las componentes de polarización del haz de sonda y el desfaseamiento que existe entre estas componentes a la salida del medio amplificador, los cuales permiten explicar la manifestación de la XPolM mediante la teoría de modos acoplados.

El análisis de estos coeficientes se realizó, interpretando y evaluando tanto su parte real como su parte imaginaria. El estudio por separado de cada una de estas partes facilitó la comprensión del comportamiento de los factores de acoplamiento.

El análisis del desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control se realizó observando su evolución con respecto a la potencia del haz de control, encontrando que éste parámetro tiene una contribución importante en la manifestación de la XPolM.

Por otra parte, se demostró la validez del modelo fenomenológico propuesto para predecir la acción de la modulación cruzada de la polarización. Para tal efecto, se compararon los resultados proporcionados por el modelo, de la rotación de los estados de polarización del haz de sonda a la salida del AOS y de la rotación de éstos en función de la polarización del haz de control, con los resultados experimentales.

El comportamiento de la XPolM descrito por el modelo fenomenológico es congruente con la teoría y experimentos que se expusieron en los capítulos II y III. Se demostró que la manifestación del fenómeno de la XPolM se maximiza cuando se presenta simultáneamente a la entrada del AOS una polarización lineal del haz de sonda inclinada a  $45^\circ$  y una polarización lineal del haz de control coincidente con el eje TE. De igual modo, un resultado no menos importante, es que el efecto del fenómeno se minimiza con una polarización lineal del haz de sonda coincidente con el eje TE y una polarización lineal del haz de control coincidente con el eje TM. Con lo anterior se demostró que el fenómeno dominante en la manifestación de la XPolM es la birrefringencia inducida y consecuentemente la modificación de las ganancias modales, mientras que el que menos contribuye es la modificación de los ejes propios.

Por último, es importante mencionar que el análisis realizado en este capítulo hace evidente que el modelo fenomenológico de la XPolM describe adecuadamente el comportamiento del fenómeno, considerando en su formulación los fenómenos

que lo gobiernan (birrefringencia inducida, modificación de las ganancias modales y modificación de los ejes propios). La birrefringencia inducida y la modificación de las ganancias modales se consideran dentro del término de desincronismo ( $\delta$ ) en la parte real e imaginaria de este parámetro, respectivamente, mientras que la modificación de los ejes propios es considerada por los coeficientes de acoplamiento que existen entre los modos de propagación de la guía de onda del AOS.

# VI

## Conclusiones

Este trabajo ha tenido como objetivo principal el estudio teórico y experimental del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización en un amplificador óptico de semiconductor empleando la teoría de modos acoplados. La motivación de este trabajo fue la gran cantidad de funciones optoelectrónicas basadas en el fenómeno de la XPolM que se pueden desarrollar utilizando amplificadores ópticos de semiconductor. De ahí que se haya considerado importante modelar su manifestación dentro de los AOSs.

Los resultados más importantes generados por este trabajo de tesis son los siguientes:

Se proporcionaron las bases teóricas que permiten la comprensión del fenómeno de la XPolM. Así mismo, se explicaron los fenómenos involucrados en su manifestación.

Se realizó un banco experimental confiable que permitió caracterizar el fenómeno de la XPolM para polarizaciones lineales de entrada de los haces de sonda y de control, así como corroborar la teoría presentada. Del mismo modo, el estudio experimental permitió la determinación de parámetros importantes como la diferencia de fase entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, la diferencia existente entre los valores de los índices efectivos para los modos TE y TM, las constantes de propagación de estos modos, y sus ganancias.

En su conjunto, los estudios teórico y experimental permitieron realizar observaciones importantes sobre la manifestación del fenómeno de la XPolM. En particular se establecieron las orientaciones de las polarizaciones lineales de entrada de los haces de sonda y de control, y la potencia de este último haz que maximizan o minimizan la acción del fenómeno de la XPolM sobre un haz de sonda a la salida del AOS utilizado.

Se estudió el fenómeno de la modulación cruzada de la polarización utilizando la teoría de modos acoplados, lo cual permitió derivar las expresiones que predicen la manifestación del fenómeno bajo estudio.

Se presentó un análisis detallado de los factores de acoplamiento que actúan sobre las componentes de polarización del haz de sonda y del desfase que existe entre estas componentes a la salida del medio amplificador. Estos

parámetros fueron fundamentales para que por medio de la teoría de modos acoplados se pudiera explicar la manifestación de la XPolM.

Se presentó un modelo fenomenológico, validado experimentalmente, basado en la teoría de modos acoplados, que predice el efecto de la modulación cruzada de la polarización sobre un haz de sonda, considerando las orientaciones lineales de entrada de los haces de sonda y de control así como la potencia de éste último. El modelo no es adecuado para todos los entornos posibles de manifestación del fenómeno de la XPolM, sino para condiciones limitadas de longitudes de onda de los haces de sonda y de control, e incluso de AOS. Sin embargo, permite tener una excelente comprensión del fenómeno y en esta tesis se planteó el procedimiento a seguir para poder aplicarlo a cualquier amplificador óptico de semiconductor masivo.

Se demostró que el modelo fenomenológico describe adecuadamente el fenómeno de la XPolM considerando el estado de polarización del haz de sonda y la potencia y estado de polarización del haz de control. El modelo predice el estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control, con un error no mayor a  $\pm 12.4^\circ$ . Es decir, si esto se representa en la esfera de Poincaré se obtiene la región en la que se encontrará el estado de polarización del haz de sonda a la salida del AOS. Con respecto a la predicción de la rotación del estado de polarización del haz de sonda a la salida del amplificador, el error porcentual promedio es del 16% para las polarizaciones lineales de entrada del haz

de sonda que sufren las mayores rotaciones de la polarización y las que además son de mayor interés para el desarrollo de funciones optoelectrónicas.

El modelo fenomenológico de la XPolM considera en su formulación los fenómenos que lo gobiernan (birrefringencia inducida, modificación de las ganancias modales y modificación de los ejes propios). Lo anterior se esclarecerá a continuación.

Por una parte los coeficientes de acoplamiento del modo TE al TM y viceversa, resultan como consecuencia de la perturbación de los ejes propios de la guía de onda del medio amplificador. Esto es porque el incremento de la potencia del haz de control provoca un aumento paulatino del valor del índice de refracción de la región activa que produce un funcionamiento multimodal que desprovee a la guía de onda de ejes propios, lo que favorece el acoplamiento entre los modos de polarización.

Por otra parte, en el término de desincronismo se incluyen los fenómenos restantes. La parte real del desincronismo ( $\Delta\beta$ ) está asociada a la birrefringencia inducida por el haz de control de alta potencia, mientras que la parte imaginaria del mismo término ( $\Delta g$ ), está asociada a la modificación de las ganancias modales del AOS efectuada por la perturbación del haz de control sobre el medio amplificador. Es importante notar que en este trabajo, es posible que debido a que se consideró que el parámetro  $\Delta g$  es constante y de un valor cercano a cero, el modelo produjo errores del 72% y 39% en la predicción de la rotación de la

polarización para polarizaciones lineales de entrada del haz de sonda orientadas a  $0^\circ$  y  $90^\circ$ , respectivamente. Sin embargo, como ya se mencionó, los resultados que arroja el modelo en la predicción de la rotación de la polarización del haz de sonda en el resto de los estados de polarización de entrada de este haz, demuestran que el uso del modelo es confiable para el desarrollo de funciones optoelectrónicas, ya que para su realización, generalmente se busca la mayor rotación de la polarización del haz de sonda.

Finalmente, se propuso un formalismo que trata al AOS y al fenómeno de la XPolM de manera original y que pretende en un futuro derivar a una teoría que llenará un hueco que existe en la literatura especializada actual.

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

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

- Se realizó un estudio teórico del fenómeno de la modulación cruzada de la polarización bajo la perspectiva de modos acoplados el cual permitió comprender el fenómeno y explicar su manifestación.
- Se realizó un banco experimental que permitió caracterizar el fenómeno en cuestión, así como formular el modelo fenomenológico de la XPolM.

- Se generó un modelo fenomenológico de la XPolM basado en la teoría de modos acoplados, que predice la acción de la XPolM sobre un haz de sonda introducido al AOS con diversas polarizaciones lineales en conjunto con un haz de control de polarización lineal y potencia variable.
- Se efectuó un análisis del desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS utilizado y de los coeficientes de acoplamiento entre los modos de propagación TE y TM, los cuales permiten entender con mayor profundidad el fenómeno y explicar su manifestación desde un punto de vista de acoplamiento modal.
- Se obtuvieron las ecuaciones (21) y (22) cuya solución predice la manifestación de la XPolM. La solución de estas ecuaciones se realizó de forma fenomenológica, sin embargo, éstas pueden resolverse en un futuro numéricamente para obtener resultados formales con un método general.

Por lo pronto, se recomienda como trabajo futuro inmediato la realización de un modelo formal partiendo del modelo fenomenológico propuesto en este trabajo de tesis. El nuevo modelo deberá considerar las longitudes de onda de los haces de control y de sonda, la variación de la diferencia de las ganancias modales del AOS con la perturbación del haz de control y se deberá proponer una expresión para el desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda en términos de la longitud de acoplamiento.

Se recomienda también que partiendo de los modelos fenomenológicos de los coeficientes de acoplamiento y desfaseamiento entre componentes de polarización del haz de sonda a la salida del AOS, se propongan modelos formales que justifiquen teóricamente el comportamiento que presentan estos parámetros experimentalmente.

## Bibliografía

- Collet, E. 1993. *Polarized Light. Fundamentals and Applications*. Marcel Decker, Inc. New York. 581 p.
- Chuang, S. L. 1995. *Physics of Optoelectronic Devices*. John Wiley & Sons. U.S.A, 717 p.
- Diez S., Schmidt C., Ludwig R., Weber H. G., Doussi re P., y Ducellier T. 1998. *Effect of birefringence in a bulk semiconductor optical amplifier on four-wave mixing*. *IEEE Photonic Tech. Lett.* 10(2): 212-215.
- Dorren H. J. S., Lenstra D., Liu Y., Hill M., y Khoe G. D., 2003. *Nonlinear polarization rotation in semiconductor optical amplifiers: theory and application to all-optical flip-flop memories*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 39(1): 141-147.
- Gustavsson, M. 1993. *Analysis of polarization independent optical amplifiers and filters based on polarization rotation in periodically asymmetric waveguides*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 29(4): 1168-1178.
- ILX. 2000. Disponible en: [ilxlightwave.com](http://ilxlightwave.com). Consultado en: enero, 2005.
- Jae Lee, H., Sohn, M., Kim, K. y Geun Kim, H. 1999. *Wavelength dependent performance of a wavelength converter based on cross-gain modulation and birefringence of a semiconductor optical amplifier*. *IEEE Photonic Tech. Lett.* 11(2): 185-187.
- Manning R. J., Antonopoulos A., Le Roux R., y Kelly A. E. 2001. *Experimental measurement of nonlinear polarisation rotation in semiconductor optical amplifiers*. *Electr. Lett.* 37(4): 229-231.
- Marcuse D. 1991. *Theory of dielectric optical waveguides*. Academic Press, Inc. Segunda Edición. Boston. 380 p.

- Morito, K., Ekawa M., Watanabe T. y Kotaki, Y. 2003. *High-output-power polarization-insensitive semiconductor optical amplifier*. *IEEE Journal of Lightwave Technology*. 21(1): 176-181.
- NewPort. 2003. Disponible en: [www.newport.com](http://www.newport.com). Consultado en: febrero, 2005.
- Nye, J.F. 1985. *Physical Properties of Crystals*. Oxford University Press. New York, 329 p.
- Okamoto K. 2000. *Fundamentals of optical waveguides*. Academic Press, Inc. San Diego, 428 p.
- Patrick D. M., Ellis A. D., Davies D. A. O., Tatham M. C., y Sherlock G. 1994. *Demultiplexing using polarization rotation in a semiconductor laser amplifier*. *Electr. Lett.* 30(4): 341-342.
- Snow P.A., Day I.E., White I.H., Penty R. V., Tsang H. K., Grant R. S., Su Z., Sibbet W., Soole J. B. D., Leblanc H. P., Gozdz A. S., Andreadakis N. C., y Caneau C. 1992. *Demonstration of polarization rotation gate in GaAs/AlGaAs multiquantum well waveguides*. *Electr. Lett.* 28(25): 2346-2348.
- Soto H., Álvarez E., Díaz C. A., Topomondzo J., Erasme D., Schares L., Occhi L., Guekos G., y Castro M. 2004. *Design of an all-optical NOT XOR gate based on cross-polarization modulation in a semiconductor optical amplifier*. *Optics Communications*. 237: 121-131.
- Soto H., Dominguez J. C., Erasme D., y Guekos G. 2001. *Demonstration of an all-optical switch using cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers*. *Microw. and Opt. Tech. Lett.* 29(3): 205-207.
- Soto H., Erasme D., y Guekos G. 1999. *Cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers*. *IEEE Photonic Tech. Lett.* 11(8): 970-972.
- Stephens M. F. C., Asghari M., Penty R. V., y White I. H. 1997. *Demonstration of ultrafast all-optical wavelength conversion utilizing birefringence in semiconductor optical amplifiers*. *IEEE Photonic Tech. Lett.* 9(4): 449-451.
- Tamir T. 1990. *Guided Wave Optoelectronics*. Springer-Verlag. Segunda Edición. Berlin. 418 p.

- Topomondzo J. D. 2004 *Etude des effets de biréfringence induite dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Applications dans les systèmes de communication optiques*. Tesis de Doctorado, École Nationale Supérieure des Télécommunications. Paris. 146 p.
- Verdeyen, J. T. 1995. *Laser Electronics*. Prentice Hall. Tercera Edición. New Jersey. 777p.
- Yariv A. 1989. *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, New York, 676 p.
- Yariv A. y Yeh, P. 1984. *Optical Waves in Crystals*. John Wiley & Sons. New York, 589 p.
- Zhao, M., De Merlier, J., Morthier, G. y Baets, R. 2002. *Dynamic birefringence of the linear optical amplifier and application in optical regeneration*. *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*. 8(6): 1399-1404.
- Zhao, M., De Merlier, J., Morthier, G. y Baets, R. 2003. *All-optical 2R regeneration based on polarization rotation in a linear optical amplifier*. *IEEE Photonic Tech. Lett.* 15(2): 305-307.

# A

## Caracterización de dispositivos

### A.1 Caracterización del AOS

El AOS que se utilizó es uno comercial producido por la compañía OptoSpeed cuyo modelo es el SOA1550CRI/X-150. El AOS tiene una longitud de 1.5 *mm* y opera en la gama de los 1550 *nm*. El dispositivo fue diseñado para tener alta ganancia, dependencia a la polarización baja, bajo rizo y una alta potencia de saturación. Las características de alta ganancia y bajo rizo se logran teniendo una región activa larga inclinada 12° con respecto al plano de inyección óptica, cuyas facetas han sido tratadas con una doble capa de películas antireflejantes.

En este apartado se presenta la caracterización del sistema de inyección y captura en el AOS, describiendo el procedimiento para el cálculo de las pérdidas por inserción y captura de las señales ópticas a la entrada y salida del amplificador.

Además se presenta el espectro de emisión espontánea amplificada del AOS destacando sus principales características.

### **A.1.1 Estimación de las pérdidas por inserción y captura**

Bajo las condiciones de operación del AOS (control de temperatura y corriente de inyección), se calcularon las pérdidas por inserción y captura del arreglo montado. En el arreglo, la inserción y captura se realizan en el espacio libre con el propósito de tener mayor control sobre los estados de polarización de las señales insertadas y capturadas del amplificador. La inserción y captura se hizo mediante dos lentes objetivo F-L10B, con apertura numérica 0.25 (NewPort, 2003).

Ahora, conociendo los perfiles de intensidad de la emisión espontánea amplificada de ambas facetas del amplificador y el perfil gaussiano del lente objetivo, es posible obtener las pérdidas por inserción y captura por medio de una comparación. Por lo tanto, el primer paso es medir el perfil de intensidad de la EEA de ambas facetas del AOS.

La medición del perfil de intensidad de la EEA del AOS se realizó mediante un fotorreceptor Thorlabs DET3-GE conectado a una carga  $Z$  de  $79.2 \Omega$ . La sensibilidad  $S$  del detector es de  $0.75 A/W$  y la superficie de la zona de medición es de  $0.2 \text{ mm}^2$ . En la figura 39 se muestra el esquema experimental para hacer la medición. El experimento se realiza para ambas facetas del amplificador.

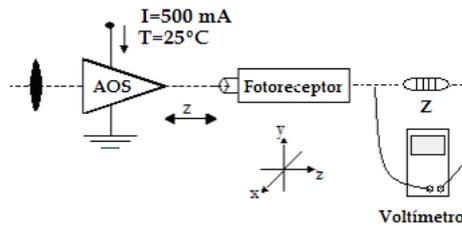


Figura 39: Esquema experimental para la medición del perfil de intensidad de la EEA del AOS en la faceta izquierda.

El fotodetector se fijó sobre un posicionador móvil con tres grados de libertad colocándose a una distancia  $z = 4 \text{ mm}$  en la faceta derecha y  $z = 3 \text{ mm}$  en la faceta izquierda. A continuación, el detector se alinea con el centro de la faceta del amplificador y se realizan las mediciones de voltaje en la carga  $Z$  a medida que el fotodetector es desplazado sobre los ejes  $x$  y  $y$ , respectivamente. Ahora, usando la ecuación (77), es posible calcular la intensidad de la EEA del AOS.

$$I = \frac{i}{\phi \cdot S} = \frac{V}{\phi \cdot S \cdot Z} \quad (77)$$

A partir de los datos experimentales se generan las gráficas de la figura 40. Las gráficas muestran los perfiles gaussianos normalizados de intensidad óptica de la EEA para las mediciones en los ejes  $x$  y  $y$  para ambas facetas del amplificador. La normalización se hizo centrando la máxima intensidad óptica medida en  $z = 0$  y ésta se tomó como referencia para distribuir los valores de intensidad desde un valor mínimo de 0 hasta 1. La normalización se hace con el propósito de evitar recurrir a la sensibilidad del detector.

En las gráficas de la figura 40 se muestran también, en líneas continuas, el perfil gaussiano ideal de cada serie de datos. La expresión que describe la distribución gaussiana ideal se presenta en la ecuación (78):

$$f(x) = e^{\frac{-x^2}{2a^2}} \quad (78)$$

donde  $\sqrt{2}a$  es la distancia 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. Además, para la distribución gaussiana se cumple que:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x)dx = a\sqrt{2\pi} \quad (79)$$

Para obtener el perfil gaussiano ideal fue necesario determinar el parámetro  $a$  que minimizara el error cuadrático entre la serie de mediciones y la expresión ideal. Para determinarlo, se define un parámetro  $a$  experimental y se realiza una optimización alrededor de ese punto.

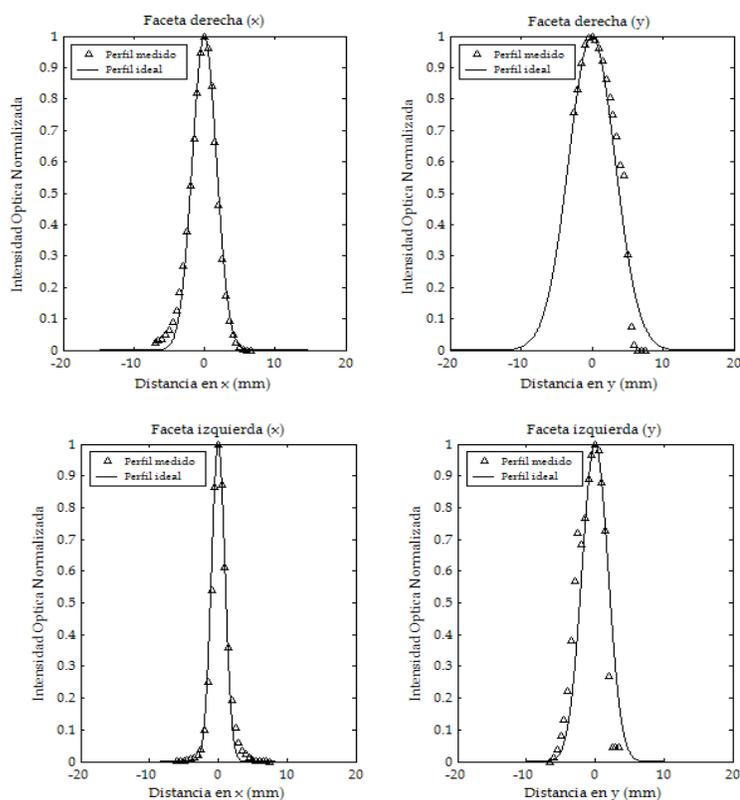


Figura 40: Perfiles gaussianos de intensidad en  $x$  y  $y$  en la faceta derecha e izquierda del AOS.

Los perfiles de intensidad mostrados en la figura 40 corresponden a una distancia  $z$  de las facetas del amplificador, sin embargo, para el cálculo de las pérdidas es necesario trasladar la curva gaussiana a las facetas del amplificador ( $z=0$ ). Para ello, debe hacerse una corrección por la divergencia que sufre el haz al propagarse en  $z$ , como lo ilustra la figura 41.

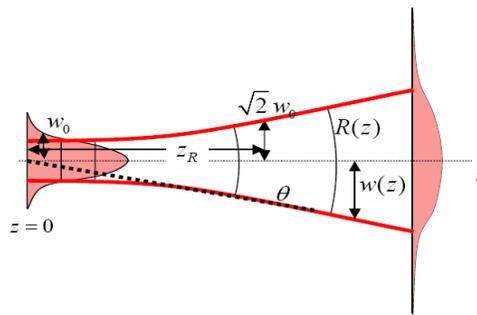


Figura 41: Divergencia de un haz gaussiano propagándose en  $z$  (Verdeyen, 1995).

La ecuación (80) describe la evolución de la amplitud de un haz gaussiano conforme éste se propaga en  $z$ .

$$E(x, y, z) = E_0 \left( \frac{\omega_0}{\omega(z)} \right) \cdot e^{-\left(\frac{r}{\omega}\right)^2} \quad (80)$$

donde  $x, y, z$  son las coordenadas espaciales,  $E_0$  es la amplitud del haz en el origen ( $z=0$ ),  $\omega_0$  es el parámetro gaussiano en  $z=0$  que corresponde a la menor anchura de la gaussiana ("spot size") o bien, donde hay más concentración de energía. Además,  $\omega(z)$  es el "spot size" conforme el haz se propaga en  $z$ , y  $r$  representa la distancia sobre los ejes  $x$  o  $y$ , como se ve en la figura 41 (Verdeyen, 1995). En la figura 41 se observa también que el "spot size" se incrementa a medida que el haz se propaga en  $z$ , expandiéndose de su valor mínimo de  $\omega_0$  por un factor de  $\sqrt{2}$  cuando  $z=z_0$ , según la ecuación (81).

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (81)$$

A medida que el haz se propaga hacia valores grandes de  $z$ , el “spot size” es asintótico a las líneas punteadas, como se ve en la figura 41, lo anterior puede describirse de acuerdo a la ecuación (82) (Verdeyen, 1995).

$$\omega(z \gg z_0) = \frac{\lambda_0 z}{\pi n \omega_0} \quad (82)$$

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

La distribución del campo eléctrico se alarga conforme se propaga en  $z$ . Entonces, bajo la hipótesis de un medio no disipativo o amplificador, la conservación de la energía impone una reducción de la amplitud de la distribución del campo, de un factor  $\omega_0/\omega(z)$ .

La expresión de la potencia óptica transportada estará dada por:

$$P = \frac{1}{2\eta} EE^* = \frac{E_0^2}{2\eta} \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot e^{-\frac{2r^2}{\omega^2}} \quad (83)$$

siendo  $\eta$  la impedancia del medio, en este caso  $120\pi$ .

Ahora, dado que en este caso se cumple la condición de la ecuación (82), puede utilizarse legítimamente para calcular las variaciones que sufre el haz conforme se propaga en  $z$ . Por lo tanto, se hace uso de la ecuación (82) para trasladar los perfiles de intensidad de la EEA desde  $z_1=4 \text{ mm}$  ó  $3 \text{ mm}$ , según sea el caso, a  $0 \text{ mm}$ . Entonces:

$$\omega_1 = \frac{\lambda_0 z_1}{\pi n \omega_0} \quad (84)$$

donde:

$$\omega_1 = \sqrt{2}a \quad (85)$$

$a$  es el parámetro que satisface la gaussiana ideal en  $z_1$  para cada medición en particular. A partir de (84) y (85), puede calcularse el valor del "spot size"  $\omega_0$  del haz gaussiano en el plano de la faceta del amplificador ( $z=0$ ).

$$\omega_0 = \frac{\lambda_0 z_1}{\sqrt{2\pi}ma} \quad (86)$$

De este modo, la gaussiana obtenida en la faceta del amplificador es mucho más estrecha y posee una amplitud  $1/K$ , según la ecuación (83).

$$K = \frac{\omega_0^2}{2\eta\omega^2} \quad (87)$$

Por lo tanto, cabe notar que partiendo de una gaussiana normalizada en  $z_1$ , se obtiene una gaussiana no normalizada en  $z_0$ . Para normalizarla, no solamente basta con multiplicarla por un factor de  $K$ , sino debe considerarse también el alargamiento inducido (conservación de la energía). Entonces, resolviendo la ecuación (88) en función de  $\sigma$ , puede encontrarse el parámetro de la distribución gaussiana normalizada en  $z_0$ , para la dimensión en cuestión.

$$\frac{1}{K} \cdot e^{-\frac{2\sigma^2}{2a^2}} = \frac{1}{e} \Rightarrow \sigma = a\sqrt{1 - \ln(K)} \quad (88)$$

Finalmente, la expresión de la distribución gaussiana de intensidad en  $z=0$  puede escribirse como:

$$f(x) = e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} \quad (89)$$

Con esto ahora pueden estimarse las pérdidas por inserción y captura. Se comenzará por 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 este caso, usando un lente objetivo.

Para la estimación de las pérdidas se llevó a cabo el siguiente procedimiento:

1. Usando la propiedad descrita en (79) y la potencia en  $z=0$  descrita en (89), se calcula la potencia en los perfiles gaussianos de intensidad bidimensionales en  $x$  y en  $y$  para ambas facetas del AOS. A partir de la multiplicación de estas potencias puede encontrarse la potencia total  $P_{Tins}$  en la distribución gaussiana tridimensional de intensidad de EEA de cada una de las facetas.
2. Con el propósito 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 multiplican las potencias en TE ( $P_{TE}$ ) o TM ( $P_{TM}$ ), por los factores de confinamiento correspondientes. En este caso fueron de  $\Gamma_{TE} = 0.43$  y  $\Gamma_{TM} = 0.37$ .
3. Con los valores de potencia de EEA guiada sin pérdidas para cada modo de propagación, se buscan los límites en  $x$  y  $y$  de la distribución gaussiana de intensidad en  $x$  y  $y$  en  $z=0$ , para los cuales la potencia integrada resultante es  $P_{TE}$  y  $P_{TM}$ .

4. Se calcula la potencia total contenida en la distribución gaussiana tridimensional de intensidad del lente objetivo. Para ello, se calcula primero el parámetro  $a$  de los perfiles gaussianos de intensidad en  $x$  y  $y$  del lente objetivo usando la ecuación (90).

$$a = \frac{\lambda}{2\pi NA} \quad (90)$$

donde  $NA$  es el valor de la apertura numérica del lente (0.25) y  $\lambda$  el valor de la longitud de onda del haz que pasa a través del lente. En este caso corresponde al pico de ganancia de la EEA del AOS ubicado en 1557.1  $nm$  según las especificaciones del fabricante. Considerando una simetría en los perfiles gaussianos de intensidad bidimensionales en  $x$  y en  $y$ , se calcula la potencia contenida en ellos ( $P_{obj\_TE}$  y  $P_{obj\_TM}$ ) y la potencia total contenida en el lente objetivo ( $P_{obj}$ ) de manera análoga a como se hizo en el primer paso.

5. Finalmente, se calculan las pérdidas por inserción para el modo de propagación TE y TM por medio de las ecuaciones (91) y (92).

$$L_{ins\_TE} = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{TE\_L}}{P_{obj\_TE}} \right) \quad (91)$$

$$L_{ins\_TM} = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{TM\_L}}{P_{obj\_TM}} \right) \quad (92)$$

Donde  $P_{TE\_L}$  y  $P_{TM\_L}$  es la porción de potencia, de la potencia  $P_{obj\_TE}$  y  $P_{obj\_TM}$  que es insertada sin pérdidas en la faceta del amplificador para los modos

TE y TM, respectivamente. Esto se obtiene integrando los perfiles de intensidad bidimensionales en  $x$  y  $y$  del lente objetivo en los límites encontrados en el paso 3. Se calculan también las pérdidas por inserción totales por medio de (93).

$$L_{ins} = 10 \log_{10} \left( \frac{P_L}{P_{obj}} \right) \quad (93)$$

Donde  $P_L$  es la porción de potencia, de la potencia  $P_{obj}$  que es insertada sin pérdidas en la faceta del amplificador. Es decir, la relación de la potencia contenida en la distribución gaussiana tridimensional del lente objetivo en los límites encontrados en el paso 3, y la potencia total contenida en la misma distribución tridimensional.

Ahora, las pérdidas por captura se definen como la potencia óptica que pierde un haz saliente del amplificador al ser capturado, en este caso, por medio de un lente objetivo.

Para la estimación de las pérdidas por captura se llevó a cabo el siguiente procedimiento:

1. Se calcula la potencia total saliente del AOS ( $P_T$ ). Para ello se obtienen las potencias totales contenidas en los perfiles de intensidad bidimensionales del AOS en  $x$  y en  $y$  usando la ecuación (79), y se multiplican los resultados.
2. Se considera que la mayor parte de la energía de una distribución gaussiana está contenida en los límites en los que el valor de la potencia es 13.5% ( $e^{-2}$ )

de su máximo, o bien entre los límites de  $-2a$  a  $2a$ , según (78). Con la consideración anterior, se calcula la porción de potencia de la potencia total saliente del AOS, que se encuentra en los límites  $-2a$  a  $2a$  en  $x$  y en  $y$ . Esta porción de potencia se considera como la potencia que es capturada sin pérdidas por el lente objetivo ( $P_{cap}$ ).

3. Se calculan las pérdidas por captura de acuerdo a (94).

$$L_{cap} = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{cap}}{P_T} \right) \quad (94)$$

En la tabla VIII se presentan los resultados numéricos de la estimación de las pérdidas por inserción y captura. Los cálculos se hicieron usando la herramienta de programación MATLAB.

Tabla VIII: Pérdidas por inserción y captura en el AOS utilizado.

	Pérdidas por inserción (dB)			Pérdidas por captura (dB)
	Modo TE	Modo TM	Total	
Faceta Derecha	1.918	3.9264	5.8444	4.7068
Faceta Izquierda	1.751	3.4764	5.2274	4.939

### A.1.2 Obtención del espectro de emisión espontánea amplificada del AOS utilizado

La emisión espontánea amplificada (EEA) resulta de la amplificación de la emisión espontánea por la emisión estimulada y es una de las características principales del AOS. Con la polarización del AOS se generan fotones por emisión

espontánea y algunos de ellos son amplificados por emisión estimulada, de ahí que a la salida del AOS se observe el espectro óptico de la EEA.

La EEA puede ser perjudicial en la operación de los AOSs, pues agrega ruido a las señales amplificadas, degradando su relación señal a ruido de salida. Además, consume portadores, limitando la ganancia en pequeña señal. El término ganancia en pequeña señal se refiere a la ganancia máxima que alcanza el amplificador y es lograda con un haz de potencia de entrada pequeña.

De esta manera, resulta interesante obtener el espectro de EEA en cuanto a que provee parámetros importantes sobre el AOS en cuestión, por ejemplo: longitud de onda del pico de ganancia, rizo, ganancia óptica y ancho de banda óptico.

El esquema que se utilizó para realizar la medición del espectro de EEA del AOS es el mostrado en la figura 42.

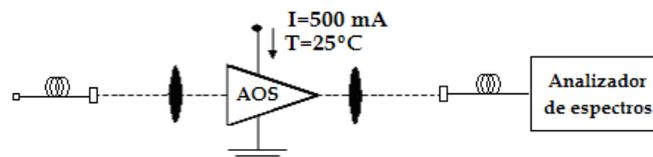


Figura 42: Esquema experimental para la medición del espectro de EEA del AOS, para ambas facetas.

La EEA es capturada por medio de dos lentes objetivo y posteriormente enfocada sobre lentillas de GRIN las cuales se encuentran conectadas a fibras

ópticas estándar. Para la medición, el amplificador es polarizado con 500 *mA* y controlado en temperatura a 22°C.

En la figura 43 se muestran los espectros de emisión espontánea amplificada de ambas facetas del AOS. La medición se realizó con una resolución de 0.1 *nm* y una sensibilidad de -65 *dBm* en un analizador de espectros ópticos HP70951. Las gráficas son obtenidas por medio de LabView y accedendo al analizador de espectros a través de su puerto GPIB, para la adquisición de datos.

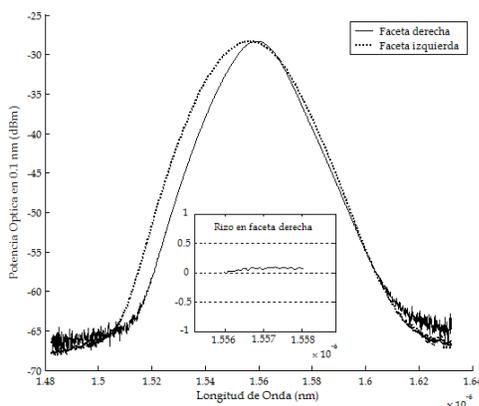


Figura 43: Espectros de EEA de ambas facetas del AOS. Espectro de rizo en las proximidades del pico de EEA para la faceta derecha.

En la figura 43 se observa un corrimiento y amplitudes ligeramente diferentes entre los espectros de EEA de las facetas del AOS porque las películas antireflejantes en las facetas no son iguales. En la misma figura se muestra también el espectro de rizo en las proximidades del pico de EEA de una de las facetas del AOS. El rizo es producto de la reflectividad residual en las facetas del AOS así que

es deseable que sea el menor posible para que la amplificación sea lo más uniforme posible.

Como ya se dijo, a partir de estas mediciones es posible obtener parámetros importantes del AOS, éstos se presentan en la tabla IX. En los experimentos, la faceta izquierda fue usada como la entrada del AOS.

Tabla IX: Datos del espectro de EEA del AOS.

	Medidos (I = 500 mA, T = 22°C)		Especificaciones (I = 500 mA, T = 20°C)
	Faceta derecha	Faceta izquierda	
$\lambda_{\text{pico}}$ (nm)	1560.4	1556.9	1557.1
$\lambda_{\text{central}}$ (nm)	1559.25	1556.65	1557.3
Ancho de banda (nm)	19.1	25.1	26.6
Rizo (dB)	0.1	0.1	0.1
Ganancia en pequeña señal (dB)	33		33.1

En la tabla IX,  $\lambda_{\text{pico}}$  representa al valor de la longitud de onda pico de ganancia y  $\lambda_{\text{central}}$  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 se calcula como la diferencia entre las longitudes de onda a izquierda y derecha que se encuentran a  $-3$  dB de la longitud de onda del pico de ganancia. Las diferencias entre los datos obtenidos experimentalmente y los presentados en las especificaciones se atribuyen a que se efectuaron bajo condiciones diferentes.

## A.2 Caracterización del EDFA

Para poder hacer uso del EDFA (NP2000-PS) es necesario medir su espectro de EEA. A partir de éste es posible conocer el intervalo de longitudes de onda que pueden ser amplificadas de manera adecuada por el dispositivo. La figura 44 muestra el esquema experimental para la medición del espectro de EEA del EDFA.

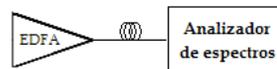


Figura 44: Esquema experimental para la medición del espectro de EEA del EDFA.

La figura 45 muestra el espectro de EEA del EDFA medido experimentalmente. La medición se hizo con una resolución de  $0.08 \text{ nm}$  y una sensibilidad de  $-65 \text{ dBm}$ . La figura muestra mayor uniformidad en la amplificación en el intervalo que va de los  $1540 \text{ nm}$  a  $1560 \text{ nm}$ .

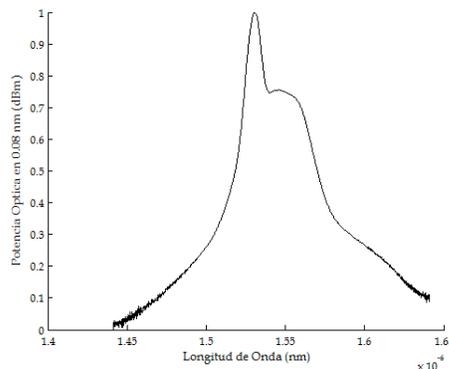


Figura 45: Espectro de EEA del EDFA.

### A.3 Caracterización de láseres sintonizables

Se caracterizaron dos láseres sintonizables de cavidad externa, los cuales proveerán la señal de prueba y control. La caracterización se hizo con la finalidad de observar la calidad de su ancho de banda de operación.

La caracterización consistió en medir la potencia óptica de salida de los láseres a través del analizador de espectros para diferentes longitudes de onda. Los láseres fueron polarizados con 80 mA de corriente directa. Las mediciones se hicieron con una resolución de 0.08 nm y una sensibilidad de -65 dBm.

La figura 46 muestra la emisión de los láseres sintonizables en el intervalo comprendido entre los 1530 nm y 1570 nm.

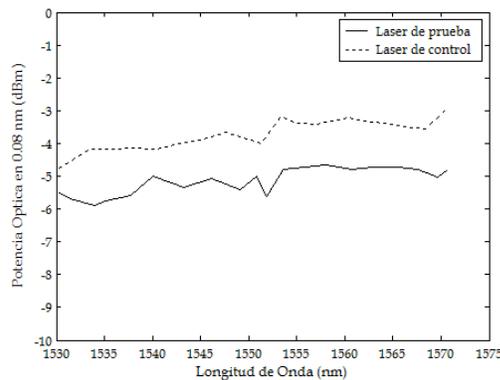


Figura 46: Emisión de láseres sintonizables.

## **A.4 Caracterización de dispositivos controladores de polarización**

En esta sección se muestran las caracterizaciones de los dispositivos controladores de polarización, los cuales fueron: polarizadores, controladores de polarización y placas retardadoras.

### **A.4.1 Polarizadores**

Un polarizador lineal es un dispositivo que a su salida presenta una polarización lineal transmitiendo solo la componente del campo eléctrico incidente que es paralela a su eje de transparencia, mientras que la componente perpendicular es absorbida o reflejada en otro ángulo.

El principal criterio de calidad para los polarizadores es la tasa de extinción. La tasa de extinción se define como la relación entre la potencia en el nivel alto con la potencia en el nivel bajo.

La tasa de extinción fue medida haciendo incidir una polarización coincidente con el eje de transparencia del polarizador, la potencia es medida a la salida, a esta potencia se le denomina potencia de paso. A continuación, el polarizador es rotado a la polarización en la cual se impide el paso en la mayor cantidad posible de la potencia óptica incidente e igualmente se mide la potencia, esta vez es la potencia de rechazo. La relación de las potencias de paso y de rechazo proporcionan la tasa

de extinción del dispositivo. En este trabajo se utilizaron dos polarizadores Newport GM-1RA cuya tasa de extinción fue de 40 dB ( $\varepsilon = 10^{-4}$ ).

## A.4.2 Controladores de polarización

Los controladores de polarización usados están basados en fibra óptica y consisten de 3 rollos de fibra monomodo. Estos controladores se basan en la rotación de los ejes rápido y lento del rollo con respecto al campo eléctrico de la señal entrante cuando la fibra es rotada.

El dispositivo es un arreglo de 3 rollos de fibra ( $\lambda/4$ ,  $\lambda/2$  y  $\lambda/4$ ). 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.

Para caracterizar el funcionamiento del dispositivo, se le introdujo una señal óptica y a través de la manipulación de los rollos se obtuvieron polarizaciones específicas a la salida (lineal, circular y elíptica). Los estados de polarización fueron medidos por medio del analizador de polarización HP8509B. Los controladores introdujeron pérdidas de 2 dB aproximadamente.

### A.4.3 Placas retardadoras

Las placas retardadoras son hechas de materiales birrefringentes de modo que causan diferentes orientaciones de la polarización de la señal óptica incidente. Una placa retardadora  $\lambda/4$  convierte una polarización lineal a una polarización circular o viceversa, mientras que 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.

La caracterización de las placas retardadoras consistió en hacerles incidir una señal óptica con estado de polarización lineal y midiendo su polarización a la salida a medida que la placa era rotada. Los resultados corroboran la teoría presentada.

## A.5 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 bien, acopla dos haces hacia la misma salida, cuando un haz es insertado en la faceta de reflexión y otro en la faceta de transmisión. Es en este último sentido en el que se usará en el experimento.

La caracterización del divisor de haz se dividió en dos partes. La primera parte consistió en determinar las pérdidas que produce el dispositivo sobre una señal

óptica que se propaga en transmisión o en reflexión. La segunda parte consistió en observar el efecto del dispositivo sobre las polarizaciones lineales de las señales entrantes.

La caracterización completa se hizo de acuerdo al esquema experimental mostrado en la figura 47.

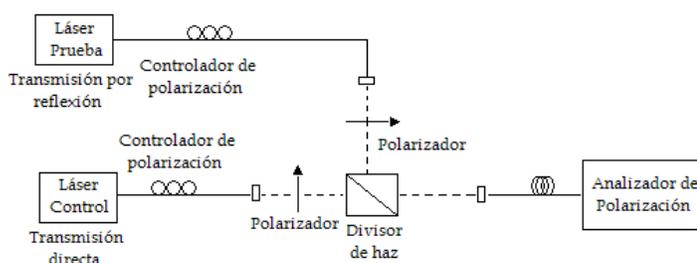


Figura 47: Esquema experimental para la caracterización del divisor de haz.

Los haces de control y de prueba se alinean con las facetas correspondientes. A continuación se coloca una fibra óptica con lentilla de GRIN a la salida del controlador de polarización con el propósito de medir el estado de polarización en ese punto por medio del analizador de polarización HP8509B. Para llevar a cabo esta tarea es necesario tomar en cuenta la birrefringencia inducida por la fibra en la trayectoria al analizador. Con ello el propósito es trasladar el punto de medición del analizador de espectros hasta el punto de interés. Este procedimiento se denomina comúnmente como marco de referencia de polarización y es en este sentido en el que se usará en el escrito. Ahora bien, con el marco de referencia a la salida del controlador de polarización, se ajusta una polarización circular con el

propósito de tener una potencia constante a la salida del polarizador. Se retira la lentilla de GRIN y se coloca un medidor de potencia en espacio libre a la salida del polarizador. El polarizador es rotado  $360^\circ$  registrándose las mediciones en el medidor de potencia. Se confirmaron potencias iguales para todas las polarizaciones lineales.

Ahora el medidor de potencia se coloca después del divisor de haz y se realiza la misma operación con el polarizador. Los resultados mostraron que el dispositivo no presenta pérdidas dependientes a la polarización.

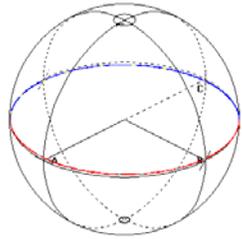
Todo el procedimiento descrito se repite para la trayectoria en reflexión, encontrando el mismo resultado.

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

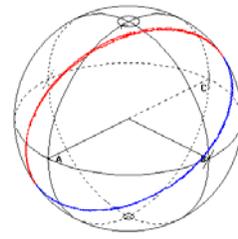
Para la segunda parte de la caracterización se genera un marco de referencia en la trayectoria de salida del divisor de haz. A continuación se insertaron polarizaciones lineales de  $0^\circ$  a  $360^\circ$  en la entrada del divisor, haciendo uso del polarizador correspondiente. Posteriormente, se midieron las polarizaciones de salida por medio del analizador de polarización.

De igual manera, para la medición en transmisión directa el láser de prueba permanece apagado, y para la medición en reflexión, el láser de control es el que se apaga.

La figura 48 muestra las polarizaciones medidas en su representación en la esfera de Poincaré, a la salida del divisor de haz.



(a)



(b)

Figura 48: Efectos del divisor de haz sobre las polarizaciones lineales de entrada, cuando se utiliza la transmisión directa (a) o la transmisión por reflexión (b).

# B

## Programas para la búsqueda de soluciones de los coeficientes de acoplamiento $\kappa_1$ y $\kappa_2$

En este apéndice se presentan los programas necesarios para la obtención de soluciones para los coeficientes de acoplamiento  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$  mediante Mathematica v. 5.1, utilizando la información experimental. Para ello, las mediciones experimentales son tratadas mediante MATLAB v. 6.5 para generar los parámetros de entrada al sistema de ecuaciones cuyas soluciones se buscan. Después los parámetros se introducen y se procesan en Mathematica v. 5.1 para encontrar las soluciones numéricas.

Así, primero se presenta el programa en *AxAyOut.m* que recibe y trata las mediciones experimentales para ser procesadas en Mathematica v. 5.1. Posteriormente se presenta el programa en *Kappas.nb* que busca las soluciones numéricas de los coeficientes de acoplamiento.

**AxAyOut.m**

```

%%%%%%%% PROGRAMA PARA GENERAR LAS CONSTANTES NECESARIAS PARA
%%%%%%%% EL CALCULO DE K1 Y K2 EN MATHEMATICA
%%%%%%%% Se generan también los archivos de texto con los resultados para ser procesados
%%%%%%%% en Mathematica
tic;
clear; clc;
% Polarizaciones de la sonda I y III
son = [0,10,20,30,40,45,50,60,70,80,180,190,200,210,220,225,230,240,250,260,360];
% Polarizaciones de la sonda II y IV
% son = [100,110,120,130,135,140,150,160,170,280,290,300,310,315,320,330,340,350];
% son = [90,270];
% Polarizaciones del control
ctrl = [0,10,20,30,40,45,50,60,70,80,90,100,110,120,130,135,140,150,160,170,180 ...
190,200,210,220,225,230,240,250,260,270,280,290,300,310,315,320,330,340,350,360];
for s = 1:length(son)
for j = 1:length(ctrl)
clear Ax Ay
%lambda = 1556; % Longitud de onda [nm]
lambda = 1562; % Longitud de onda [nm]
long = ['PB ' num2str(lambda)];
sonda = [num2str(son(s)) 'PB'];
polsonda = son(s);
directorio_e = ['D:\TESIS\Programas para la adquisicion de datos del AE\ ...
Archivos de texto\Lambda' long '\ ' sonda];
cd(directorio_e);
z = [sonda int2str(ctrl(j)) '.txt'] %% Se genera el nombre de archivo que se
va a leer

%%%%%%%% LECTURA DEL ARCHIVO DE TEXTO
ban1=0;
cont=0;
nombre=fopen(z); %se abre el archivo

while ban1~=1
lin=fgets(nombre);
if isstr(lin)
cont=cont+1;
if cont==1
ban1=1;
end
end
end
end
%*****%

```

```

[paras,cuenta]=fscanf(nombre,'%g, %g, %g, %g, %g');
ca_so=size(paras);%observa si existen espacios en blanco
if ca_so(1)<=0 %y en caso afirmativo recorre los renglones necesarios.
    lin=fgets(nombre);
else
    ban1=0;
end
fclose(nombre);
np1=cuenta/5;
for nq=1:1:np1
    for r=1:1:5
        k=5*(nq-1)+r;
        ps(nq,r)=paras(k,1);
    end
end
numero_de_muestras=np1;
S=ps;
S0s=S(:,1);          % Parametros de Stokes originales
S1s=S(:,2);
S2s=S(:,3);
S3s=S(:,4);
DOP=S(:,5);
Sn1=S1s./S0s;        % Parametros de Stokes originales normalizados
Sn2=S2s./S0s;
Sn3=S3s./S0s;
S0dB = 10.*log10(S0s)+8.7068; % Se suman las perdidas por captura
S0 = (10.^(S0dB./10));
S1 = Sn1.*S0;        % Parametros de Stokes desnormalizados
S2 = Sn2.*S0;        % al S0 que considera las perdidas
S3 = Sn3.*S0;        % por captura

%%%          Calculo del desfaseamiento

s2r=str2num(sprintf('%9.3f',S2)); % Redondear a 3 digitos significativos
s3r=str2num(sprintf('%9.3f',S3)); % Redondear a 3 digitos significativos
delta1=rad2deg(atan(s3r./(s2r+eps)));
    delta = zeros(size(delta1)); % Se obtiene el valor adecuado de delta segun los
                                % signos de S3 y S2
for d=1:length(delta1)
    if s2r(d)>=0
        delta(d) = delta1(d);
    else
        delta(d) = 180 + delta1(d);
    end
end
end

```

```

%% %% %           Calculo de Ax y Ay

for m=1:length(delta);
    q1=cos(deg2rad(delta(m))); q = str2num(sprintf('%9.3f',q1));
    if abs(q) == 0;
        Ax(m)=sqrt((S0(m) + S1(m))./2); % Calculo de componentes cuando
        Ay(m)=sqrt((S0(m) - S1(m))./2); % delta es 90 0 270
    else
        C0=-(S2(m)).^2./(4.*(cos(deg2rad(delta(m))))).^2);
        Pol_Ay=[1 0 S1(m) 0 C0]; % Polinomio para determinar Ay en otro caso
        r=(roots(Pol_Ay))';
        if isreal(r(1,:))==1
            Ay(m)=r(1,find(real(r(1,:)) > 0));
        elseif find(r(1,:) == 0)
            Ay(m) = 0;
        else
            Ay(m)=r(1,(find(imag(r(1,:)) == 0 & real(r(1,:)) >= 0)));
        end

        if Ay(m)==0 % Calculo de Ax
            Ax(m)=sqrt(S1(m)+Ay(m).^2);
        else
            Ax(m)=(S2(m))./(2.*Ay(m).*cos(deg2rad(delta(m))));
        end
    end
end

Ax=Ax'; % Vector de la componente Ax
Ay=Ay'; % Vector de la componente Ay

%% %% %           Desfasamiento de acuerdo al cuadrante de la sonda

L = 1.5e-3; % Longitud del AOS [m]
if delta(1)<0
    delta0 = delta;
    delta(find(delta>0)) = delta(find(delta>0))-360;
    delta = delta + 360; % para 90 y 270
    %delta = delta+180; % para 1556 nm, para cuadrantes I y III
else
    delta0 =delta;
    %delta = delta-180; % para 1562 nm, para sonda en
    % cuadrantes II y IV, en el resto delta = delta
    delta =delta; % para los cuadrantes I y III de 1562 nm y II y IV de 1556
end
end

```

```

dfi = deg2rad(delta);          % Desfasamiento fi_x - fi_y [rad] (debe ser -delta y lo
cambie a delta)
dBeta = dfi./L;                % Constante de propagacion diferencial [1/m]

%%% Determinacion de las constantes a, b, c
if lambda == 1556
    Gte=13.3812;                % Ganancia TE de simple paso en dB para 1556nm
    Gtm=13.0518;                % Ganancia TM de simple paso en dB para 1556nm
elseif lambda == 1562
    Gte = 13.4071;              % Ganancia TE de simple paso en dB para 1562nm
    Gtm = 14.1583;              % Ganancia TM de simple paso en dB para 1562nm
end
alfa=5000;                     % Valor tipico de perdidas por metro
fTE=0.43; fTM=0.37;            % Factores de confinamiento TE y TM
gte=(alfa*L + log(Gte))/(fTE*L); % Ganancia material TE
gtm=(alfa*L + log(Gtm))/(fTM*L); % Ganancia material TM
dg=(-gte+gtm)/2;

c1=(dBeta./2) + (dg./2)*i;
a1=Ax./(exp(-i.*L.*dBeta./2).*exp((gte+gtm).*L./4));
b1=Ay./(exp(i.*L.*dBeta./2).*exp((gte+gtm).*L./4));
ar=real(a1)'; ai=imag(a1)';
br=real(b1)'; bi=imag(b1)';
cr=real(c1)'; ci=imag(c1)';

%%% Potencia de entrada al AOS considerando perdidas por insercion
Ax0=[0.63606,0.6293,0.60881,0.57397,0.5237,0.4923,0.45641,0.37015,0.26355,0.1379,0.0007
0092];
Ay0=[0.0000069621,0.069588,0.13896,0.20782,0.27559,0.30874,0.34111,0.40207,0.4541,0.49
045,0.50371];

%%% Generacion de la matriz con los datos a exportar

% De acuerdo al estado de polarizacion de entrada de la sonda se
% define la potencia de entrada
mp = [0,180,360,0; 10,170,190,350; 20, 160, 200, 340; 30, 150, 210, 330; 40, 140, 220, 320; ...
45, 135, 225, 315; 50, 130, 230, 310; 60, 120, 240, 300; 70, 110, 250, 290; 80, 100, 260, 280;
90,270,90,90];
for ip = 1:11;
    n1 = find(polsonda==mp(ip,:));
    if n1 ~= 0
        n = ip;
    end
end
end
AX0=Ax0(n)*ones(size(ar));

```

```
AY0=Ay0(n)*ones(size(ar));
M=[ar; ai; br; bi; cr; ci; AX0; AY0];
z1 = ['D:\TESIS\Parametros de Stokes\Progs Mathematica\Texto a
importar\KLambda' long '\K' sonda '\K' sonda int2str(ctrl(j)) '.txt'];
save(z1,'M','-ascii')
end
end
toc;
```

**Kappas.nb**

```
f[k1_, k2_, c_, Ax_, Ay_, A_] :=
```

$$\frac{1}{\sqrt{c^2 + k1 k2}}$$

$$\left( Ax \sqrt{c^2 + k1 k2} \cos\left[\sqrt{c^2 + k1 k2} \cdot 0.0015\right] - i (-Ax c + Ay k1) \sin\left[\sqrt{c^2 + k1 k2} \cdot 0.0015\right] \right) - A$$

```
g[k1_, k2_, c_, Ax_, Ay_, B_] :=
```

$$\frac{1}{\sqrt{c^2 + k1 k2}}$$

$$\left( Ay \sqrt{c^2 + k1 k2} \cos\left[\sqrt{c^2 + k1 k2} \cdot 0.0015\right] + i (-Ay c - Ax k2) \sin\left[\sqrt{c^2 + k1 k2} \cdot 0.0015\right] \right) - B$$

```
ctrl = {0, 10, 20, 30, 40, 45, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 110, 120, 130, 135, 140, 150, 160, 170,
180, 190, 200, 210, 220, 225, 230, 240, 250, 260, 270, 280, 290, 300, 310, 315, 320,
330, 340, 350, 360};
```

```
Clear[raices, data, A, B, w, x, y, sim, solf, solg]
```

```
raices[n_, S_] :=
```

```
Module[{data, A, B, w, x, y, sim, solf, solg},
```

```
data =
```

```
Import[
```

```
"D:\\TESIS\\Parametros de Stokes\\Progs Mathematica\\Texto a importar
```

```
\\KLambdaPB 1562\\K" <> ToString[S] <> "PB\\K" <> ToString[S] <>
```

```
"PB" <> ToString[n] <> ".txt", "List"];
```

```
A = Table[data[[i]] + data[[i+72]] i, {i, 1, 72}];
```

```
B = Table[data[[i]] + data[[i+72]] i, {i, 145, 216}];
```

```
w = Table[data[[i]] + data[[i+72]] i, {i, 289, 360}]; x = Table[data[[i]], {i, 433, 504}];
```

```
y = Table[data[[i]], {i, 505, 576}];
```

```
sim = {k1, k2} /. Table[
```

```
FindRoot[{f[k1, k2, w[[i]], x[[i]], y[[i]], A[[i]] == 0, g[k1, k2, w[[i]], x[[i]], y[[i]], B[[i]] == 0},
```

```
{{k1, -10 - 40 i}, {k2, 10 - 40 i}}, MaxIterations -> 10000000, AccuracyGoal -> 50],
```

```
{i, 1, 72}];
```

```
solf =
```

```
Chop[Table[{f[k1, k2, w[[i]], x[[i]], y[[i]], A[[i]] /. k1 -> sim[[i,1]] /. k2 -> sim[[i,2]], {i, 1, 72}]]];
```

```
solg =
```

```
Chop[Table[{g[k1, k2, w[[i]], x[[i]], y[[i]], B[[i]] /. k1 -> sim[[i,1]] /. k2 -> sim[[i,2]], {i, 1, 72}]]];
```

```
Return[{{Re[#_1], Im[#_1], Re[#_2], Im[#_2]} & /@ sim, Flatten[solf], Flatten[solg]}
```

```
];
```

```

Clear[grabar, resultado]
grabar[n_, S_] :=
  Module[{resultado},
    Print["Polarización Control: ", n, "\t Polarización Sonda: ", S];
    resultado = raices[n, S];
    Export[
      "D:\\TESIS\\Parametros de Stokes\\Progs2 Matlab\\Texto a importar\\
      RLambdaPB 1562\\R" <> ToString[S] <> "PB\\R" <> ToString[S] <> "PB" <>
      ToString[n] <> ".dat", resultado[1]];
    Export[
      "D:\\TESIS\\Parametros de Stokes\\Progs2 Matlab\\Texto a importar\\
      RLambdaPB 1562\\R" <> ToString[S] <> "PB\\RF" <> ToString[S] <>
      "PB" <> ToString[n] <> ".dat", resultado[2]];
    Export[
      "D:\\TESIS\\Parametros de Stokes\\Progs2 Matlab\\Texto a importar\\
      RLambdaPB 1562\\R" <> ToString[S] <> "PB\\RG" <> ToString[S] <>
      "PB" <> ToString[n] <> ".dat", resultado[3]];
    Return[];
  ];
grabar[#,0]&/@ctrl;

```

# C

## Programas para la generación de los parámetros de Stokes teóricos del haz de sonda a la salida del AOS perturbado por el haz de control

El propósito de este apéndice es presentar los dos programas utilizados para la generación de los parámetros de Stokes teóricos del haz de sonda saliente del AOS perturbado por la XPolM. El primer programa (*stokesmath.m*) fue generado en MATLAB v. 6.5 y proporciona las condiciones iniciales a las ecuaciones (41) y (42). El segundo programa (*generastokes.nb*), creado en Mathematica v. 5.1, usa el modelo empírico de la XPolM para la generación de los parámetros de Stokes teóricos bajo las condiciones iniciales propuestas.

### *stokesmath.m*

```

%% %% PROGRAMAMA PARA GENERAR LOS PARAMETROS DE ENTRADA
%% %% PARA LA GENERACION DE LOS PARAMETROS DE STOKES
%% %% TEORICOS EN MATHEMATICA
clear; clc;

```

```

lambda =1562;
%Sonda =
%[0,10,20,30,40,45,50,60,70,80,90,180,190,200,210,220,225,230,240,250,260,270,360];
Sonda = [100,110,120,130,135,140,150,160,170,280,290,300,310,315,320,330,340,350];
bomba = [360];
L = 1.5e-3;
if lambda == 1556
    Gte=13.3812;           % Ganancia TE de simple paso en dB para 1556nm
    Gtm=13.0518;          % Ganancia TM de simple paso en dB para 1556nm
elseif lambda == 1562
    Gte = 13.4071;        % Ganancia TE de simple paso en dB para 1562nm
    Gtm = 14.1583;        % Ganancia TM de simple paso en dB para 1562nm
end
alfa=5000;                % Valor tipico de perdidas por metro
fTE=0.43; fTM=0.37;       % Factores de confinamiento TE y TM
gte=(alfa*L + log(Gte))/(fTE*L); % Ganancia material TE
gtm=(alfa*L + log(Gtm))/(fTM*L); % Ganancia material TM

% Polarizacion real de la sonda y control en radianes
pol = deg2rad([0, 6.3102, 12.858, 19.904, 27.755, 32.093, 36.774, 47.367, 59.87, 74.296, 89.95]');
polrealI = [0, 6.3102, 12.858, 19.904, 27.755, 32.093, 36.774, 47.367, 59.87, 74.296, 90]';
polrealII = flipud(180-polrealI(1:10));
polrealIII = 180+polrealI(2:11);
polrealIV = flipud(360-polrealI(1:10));
polc = cat(1,polrealI,polrealII,polrealIII,polrealIV);
polcr = deg2rad(polc);
% Matriz de conversion de polarizaciones
polideal = [0,10,20,30,40,45,50,60,70,80,90,100,110,120,130,135,140,150,160,170,180 ...
190,200,210,220,225,230,240,250,260,270,280,290,300,310,315,320,330,340,350,360]';
mat_pol = [polideal polcr];
% Determinaremos las componentes de polarizacion segun la senal de sonda
% asi como su estado de polarizacion
for s=1:length(Sonda)
    % Estado de polarizacion real de la sonda
    sondareal(s)=mat_pol((find(Sonda(s)==mat_pol(:,1))),2);
    % Componentes de polarizacion de la sonda
    mp = [0,180,360,0; 10,170,190,350; 20, 160, 200, 340; 30, 150, 210, 330; 40, 140, 220, 320;
45, 135, 225, 315; 50, 130, 230, 310; 60, 120, 240, 300; 70, 110, 250, 290; 80, ... 100, 260, 280;
90,270,90,90];
    for ip = 1:11;
        n1 = find(Sonda(s)==mp(ip,:));
        if n1 ~= 0
            n(s) =ip;
        end
    end
end
end

```

```

end
Ax0=[0.63606,0.6293,0.60881,0.57397,0.5237,0.4923,0.45641,0.37015,0.26355,0.1379,0.0007009
2];
Ay0=[0.0000069621,0.069588,0.13896,0.20782,0.27559,0.30874,0.34111,0.40207,0.4541,0.49045
,0.50371];
AX0=Ax0(n);    %Componentes de polarizacion de sonda
AY0=Ay0(n);    % a la entrada del AOS
% Estado de polarizacion real del control
for i=1:length(bomba)
    ctrlreal(i)=mat_pol((find(bomba(i)==mat_pol(:,1))),2);
end
thetag = [0; 10; 20; 30; 40; 45; 50; 60; 70; 80; 90];
mc = [0,180,360,0; 10,170,190,350; 20, 160, 200, 340; 30, 150, 210, 330; 40, 140, 220, 320;
45, 135, 225, 315; 50, 130, 230, 310; 60, 120, 240, 300; 70, 110, 250, 290; 80 ... 100, 260, 280;
90,270,90,90];
    for ic = 1:11;
        n1 = find(bomba(1)==mc(ic,:));
        if n1 ~= 0
            n = ic;
        end
    end
    ind = find(thetag==mc(n,1));
    mdB = [-31.4; -31.44; -31.56; -31.757; -32.027; -32.185; -32.356; -32.718; -33.066; -33.328;
-33.426];
    MdB = [4.1; 4.0599; 3.9401; 3.7428; 3.4734; 3.3151; 3.1443; 2.7819; 2.4338; 2.1723;
2.0736];
    mW = 10.^(mdB./10);
    MW = 10.^(MdB./10);
    pot = linspace(mW(ind),MW(ind),72); % Potencia de la senal de control

% Generacion de la matriz con los datos de entrada para obtener los
% parametros de Stokes teoricos
datosin=[sondareal AX0 AY0 gte gtm ctrlreal pot];
d=['D:\TESIS\Parametros de Stokes\Progs Mathematica\Texto a importar
\coefsonda62\ctrl' num2str(bomba) 'cuad2,4.txt']
save(d,'datosin','-ascii')

```

*generastokes.nb*

```

ctrl = 0;
Clear[fexp, fexp2, fexp3, pol9, pol10]
fexp[a_, b_, x_] := a eb x;
fexp2[a_, b_, c_, d_, e_, x_] := a + b ec x + d ee x;
fexp3[a_, b_, c_, x_] := a + b ec x;
pol9[p1_, p2_, p3_, p4_, p5_, p6_, p7_, p8_, p9_, p10_, x_] :=
  p1 x9 + p2 x8 + p3 x7 + p4 x6 + p5 x5 + p6 x4 + p7 x3 + p8 x2 + p9 x + p10;
pol10[p1_, p2_, p3_, p4_, p5_, p6_, p7_, p8_, p9_, p10_, p11_, x_] :=
  p1 x10 + p2 x9 + p3 x8 + p4 x7 + p5 x6 + p6 x5 + p7 x4 + p8 x3 + p9 x2 + p10 x + p11;
Clear[data, Am1r, Bm1r, Ad1r, Bd1r, κ1r, Am1i, Bm1i, Ad1i, Bd1i, κ1i, Am2r,
  Bm2r, Ad2r, Bd2r, κ2r, Am2i, Bm2i, Ad2i, Bd2i, κ2i, Amin, Bmin, Δφ]
data =
  Import[
    "D:\\\\TESIS\\\\Parametros de Stokes\\\\Progs Mathematica\\\\Texto a
      importar\\\\coefsonda62\\\\ctrl" <> ToString[ctrl] <> "cuad1,3.txt", "List"];
num = 23;
θs = Table[data[[i]], {i, 1, num}];
θc = data[[3 num + 3]];
pot = Table[data[[i]], {i, 3 num + 4, Length[data]};
Acm1r = 651.104654920484`;
Adm1r = -1174.9046840304031`;
Aem1r = -1.2835328145735843`;
Afm1r = -1174.904636221538`;
Agm1r = -1.2835328059417248`;
Am1r = Table[fexp2[Acm1r, Adm1r, Aem1r, Afm1r, Agm1r, Abs[Sin[θs[[i]]]],
  {i, 1, num}];
Bcm1r = -1.5528188704707044^8;
Bdm1r = 1.5528245983161446^8;
Bem1r = -3.2468626545727697^-6;
Bfm1r = 2203.337637242244`;
Bgm1r = -43.061382182838884`;
Bm1r = Table[fexp2[Bcm1r, Bdm1r, Bem1r, Bfm1r, Bgm1r, Sin[θs[[i]]2], {i, 1, num}];
κ1rmin = Table[Am1r[[i]] + Bm1r[[i]] Sin[θc]2, {i, 1, num}];
Acd1r = -389.1697875214063`;
Add1r = 2507.6851992485754`;

```

```

Aed1r = -1.8476755253114112`;
Ad1r = Table[fexp3[Ac1r, Add1r, Aed1r, Abs[Sin[θs[i]]]], {i, 1, num}];
Bcd1r = -2.7593338057328606`^8;
Bdd1r = 2.7593394440569824`^8;
Bed1r = -1.8887239118497448`^-6;
Bfd1r = 9553.787814420439`;
Bgd1r = -75.74107925378313`;
Bd1r = Table[fexp2[Bcd1r, Bdd1r, Bed1r, Bfd1r, Bgd1r, Sin[θs[i]]2], {i, 1, num}];
κ1rdiff = Table[Ad1r[i] + Bd1r[i] Cos[θc]2, {i, 1, num}];
b1r = 1.262 + 0.702 Cos[θc]2;
c1r = 9.873 + 1.388 Sin[θc]2;
κ1r = Table[Table[ $\frac{1}{1 + \left(\frac{\text{pot}[i]}{\text{blr}}\right) \text{clr}}$  κ1rdiff[j] + κ1rmin[j], {i, 1, 72}], {j, 1, num}];
Acm1i = 2371.5402551072566`;
Adm1i = -27318.174460209422`;
Aem1i = -2.0342335163327827`;
Afm1i = -73190.20581655017`;
Agm1i = -36.98199607428694`;
Am1i = Table[fexp2[Acm1i, Adm1i, Aem1i, Afm1i, Agm1i, Sin[θs[i]]2], {i, 1, num}];
Bcm1i = -3.3831819428242314`^8;
Bdm1i = 7406.849626537668`;
Bem1i = -64.91784134643376`;
Bfm1i = 3.383188255518352`^8;
Bgm1i = -1.863814698037162`^-6;
Bm1i = Table[fexp2[Bcm1i, Bdm1i, Bem1i, Bfm1i, Bgm1i, Sin[θs[i]]2], {i, 1, num}];
κ1imin = Table[Am1i[i] + Bm1i[i] Sin[θc]2, {i, 1, num}];
Ac1i = -4.799168925659093`^7;
Add1i = 4.7992009970243365`^7;
Aed1i = -5.924987995235281`^-6;
Afd1i = 4616.105499099093`;
Agd1i = -5.317472479686378`;
Ad1i = Table[fexp2[Ac1i, Add1i, Aed1i, Afd1i, Agd1i, Abs[Sin[θs[i]]]], {i, 1, num}];
Bcd1i = -3.288919285701151`^8;
Bdd1i = 3.288928614365864`^8;
Bed1i = -2.597421364781449`^-6;

```

```

Bfd1i = 9683.280963928168`;
Bgd1i = -18.69524349908647`;
Bd1i = Table[fexp2[Bcd1i, Bdd1i, Bed1i, Bfd1i, Bgd1i, Abs[Sin[ $\theta_{s[i]}$ ]]], {i, 1, num}];
 $\kappa_{1\text{diff}}$  = Table[Ad1i $_{[i]}$  + Bd1i $_{[i]}$  Cos[ $\theta_c$ ]2, {i, 1, num}];
b1i = 1.325 + 0.6845 Cos[ $\theta_c$ ]2;
c1i = 10.7 + 4.98 Sin[ $\theta_c$ ]2;
 $\kappa_{1i}$  = Table[Table[ $\frac{1}{1 + (\frac{\text{pot}_{[i]}}{b_{1i}})^{c_{1i}}}$   $\kappa_{1\text{diff}[j]} + \kappa_{1\text{min}[j]}$ , {j, 1, num}], {i, 1, 72}];

 $\kappa_1 = \kappa_{1r} + i \kappa_{1i}$ ;
Acm2r = 35.66123693533316`;
Adm2r = -811.9681132349757`;
Aem2r = -4.174663912869502`;
Am2r = Table[fexp3[Acm2r, Adm2r, Aem2r, Cos[ $\theta_{s[i]}$ ]2], {i, 1, num}];
Bcm2r = -3.65577246328532`*^6;
Bdm2r = 3.656283149275199`*^6;
Bem2r = -0.00014174319422188662`;
Bfm2r = 1216.541443876409`;
Bgm2r = -5.084497227903914`;
Bm2r = Table[fexp2[Bcm2r, Bdm2r, Bem2r, Bfm2r, Bgm2r, Cos[ $\theta_{s[i]}$ ]2], {i, 1, num}];
 $\kappa_{2r\text{max}}$  = Table[Am2r $_{[i]}$  + Bm2r $_{[i]}$  Cos[ $\theta_c$ ]2, {i, 1, num}];
Acd2r = -1.528477458395782`*^8;
Add2r = 413158.93795798`;
Aed2r = -104.60542599858282`;
Afd2r = 1.5284866183833894`*^8;
Agd2r = -5.9928597367229954`*^-6;
Ad2r = Table[fexp2[Acd2r, Add2r, Aed2r, Afd2r, Agd2r, Cos[ $\theta_{s[i]}$ ]2], {i, 1, num}];
Bcd2r = -3.566407625848041`*^6;
Bdd2r = 1327.9884936432506`;
Bed2r = -5.576271351111335`;
Bfd2r = 3.5669812373149176`*^6;
Bgd2r = -0.0001383794057291121`;
Bd2r = Table[fexp2[Bcd2r, Bdd2r, Bed2r, Bfd2r, Bgd2r, Cos[ $\theta_{s[i]}$ ]2], {i, 1, num}];
 $\kappa_{2r\text{diff}}$  = Table[Ad2r $_{[i]}$  + Bd2r $_{[i]}$  Cos[ $\theta_c$ ]2, {i, 1, num}];
b2r = 1.262 + 0.702 Cos[ $\theta_c$ ]2;
c2r = 9.873 + 1.388 Sin[ $\theta_c$ ]2;

```

$$\kappa_{2r} = \text{Table}\left[\text{Table}\left[\frac{-1}{1 + \left(\frac{\text{pot}_{[i]}}{b_{2r}}\right) c_{2r}} \kappa_{2r_{\text{dif}}[j]} + \kappa_{2r_{\text{max}}[j]}, \{i, 1, 72\}\right], \{j, 1, \text{num}\}\right];$$

$\text{Acm2i} = 5.011314317678181 \cdot 10^7;$   
 $\text{Adm2i} = -5.0131064344360776 \cdot 10^7;$   
 $\text{Aem2i} = -0.0003414436417413482;$   
 $\text{Afm2i} = -37057.31154695415;$   
 $\text{Agm2i} = -11.23125668323897;$   
 $\text{Am2i} = \text{Table}[\text{fexp2}[\text{Acm2i}, \text{Adm2i}, \text{Aem2i}, \text{Afm2i}, \text{Agm2i}, \text{Cos}[\theta_{s[i]}]^2], \{i, 1, \text{num}\}];$   
 $\text{Bcm2i} = -3.956826604717465 \cdot 10^6;$   
 $\text{Bdm2i} = 1786.9354343987188;$   
 $\text{Bem2i} = -7.604654900990376;$   
 $\text{Bfm2i} = 3.9574391889682366 \cdot 10^6;$   
 $\text{Bgm2i} = -0.00014908501944560122;$   
 $\text{Bm2i} = \text{Table}[\text{fexp2}[\text{Bcm2i}, \text{Bdm2i}, \text{Bem2i}, \text{Bfm2i}, \text{Bgm2i}, \text{Cos}[\theta_{s[i]}]^2], \{i, 1, \text{num}\}];$   
 $\kappa_{2i_{\text{min}}} = \text{Table}[\text{Am2i}_{[i]} + \text{Bm2i}_{[i]} \text{Sin}[\theta_c]^2, \{i, 1, \text{num}\}];$   
 $\text{Acd2i} = -3.465633715202974 \cdot 10^7;$   
 $\text{Add2i} = 485499.73856969894;$   
 $\text{Aed2i} = -101.00846884686091;$   
 $\text{Afd2i} = 3.4656937413460076 \cdot 10^7;$   
 $\text{Agd2i} = -0.000016553880609852486;$   
 $\text{Ad2i} = \text{Table}[\text{fexp2}[\text{Acd2i}, \text{Add2i}, \text{Aed2i}, \text{Afd2i}, \text{Agd2i}, \text{Cos}[\theta_{s[i]}]^2], \{i, 1, \text{num}\}];$   
 $\text{Bcd2i} = -4.580487938345253 \cdot 10^6;$   
 $\text{Bdd2i} = 4.58107428443122 \cdot 10^6;$   
 $\text{Bed2i} = -0.00012414450541285824;$   
 $\text{Bfd2i} = 1764.7984419743218;$   
 $\text{Bgd2i} = -7.6503560197252956;$   
 $\text{Bd2i} = \text{Table}[\text{fexp2}[\text{Bcd2i}, \text{Bdd2i}, \text{Bed2i}, \text{Bfd2i}, \text{Bgd2i}, \text{Cos}[\theta_{s[i]}]^2], \{i, 1, \text{num}\}];$   
 $\kappa_{2i_{\text{dif}}} = \text{Table}[\text{Ad2i}_{[i]} + \text{Bd2i}_{[i]} \text{Cos}[\theta_c]^2, \{i, 1, \text{num}\}];$   
 $b_{2i} = 1.325 + 0.6845 \text{Cos}[\theta_c]^2;$   
 $c_{2i} = 10.7 + 4.98 \text{Sin}[\theta_c]^2;$   
 $\kappa_{2i} = \text{Table}\left[\text{Table}\left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\text{pot}_{[i]}}{b_{2i}}\right) c_{2i}} \kappa_{2i_{\text{dif}}[j]} + \kappa_{2i_{\text{min}}[j]}, \{i, 1, 72\}\right], \{j, 1, \text{num}\}\right];$

$\kappa_2 = \kappa_{2r} + i \kappa_{2i};$   
 $\text{pot} = \text{Table}[\text{data}_{[i]}, \{i, 3 \text{ num} + 4, \text{Length}[\text{data}]\}];$   
 $\text{Ap1m} = 24071.43248403159;$

```

Ap2m = -106843.60811755694`;
Ap3m = 199329.40065395745`;
Ap4m = -203056.1272951995`;
Ap5m = 122748.20384577522`;
Ap6m = -44703.73776355406`;
Ap7m = 9439.710217911716`;
Ap8m = -1022.2933915728389`;
Ap9m = 39.00312293233087`;
Ap10m = -0.7540535402228442`;
Amin =
  Table[pol9[Ap1m, Ap2m, Ap3m, Ap4m, Ap5m, Ap6m, Ap7m, Ap8m,
    Ap9m, Ap10m, xamin] /. xamin -> Abs[Sin[theta_s[[i]]], {i, 1, num}];
Bp1m = -1018.718033257889`;
Bp2m = 11618.3205114388`;
Bp3m = -34075.12715704135`;
Bp4m = 44989.06092454655`;
Bp5m = -30544.81393705074`;
Bp6m = 10528.790934628681`;
Bp7m = -1504.7010913331114`;
Bp8m = 2.184803458601152`;
Bp9m = 5.750035083246575`;
Bp10m = 1.8679966751369497`;
Bmin =
  Table[pol9[Bp1m, Bp2m, Bp3m, Bp4m, Bp5m, Bp6m, Bp7m, Bp8m, Bp9m,
    Bp10m, xbmin] /. xbmin -> Abs[Sin[theta_s[[i]]], {i, 1, num}];
Delta_phi_min = Table[Amin[[i]] + Bmin[[i]] Sin[theta_c]^2, {i, 1, num}];
Ap1d = 96063.99722445906`;
Ap2d = -519340.73847348575`;
Ap3d = 1.2040371140511937`^6;
Ap4d = -1.5644726638152173`^6;
Ap5d = 1.2499694326867615`^6;
Ap6d = -634021.9639051553`;
Ap7d = 203257.81316619704`;
Ap8d = -39484.16596044621`;
Ap9d = 4165.780867671704`;
Ap10d = -173.44512953428196`;

```

```

Ap11d = 0.19131253384023564` ;
Adif =
  Table[pol10[Ap1d, Ap2d, Ap3d, Ap4d, Ap5d, Ap6d, Ap7d, Ap8d, Ap9d,
    Ap10d, Ap11d, xadif] /. xadif -> Abs[Sin[theta_s[[i]]], {i, 1, num}];
Bp1d = -1018.718033257889` ;
Bp2d = 11618.3205114388` ;
Bp3d = -34075.12715704135` ;
Bp4d = 44989.06092454655` ;
Bp5d = -30544.81393705074` ;
Bp6d = 10528.790934628681` ;
Bp7d = -1504.7010913331114` ;
Bp8d = 2.184803458601152` ;
Bp9d = 5.750035083246575` ;
Bp10d = 1.8679966751369497` ;
Bdif =
  Table[pol9[Bp1d, Bp2d, Bp3d, Bp4d, Bp5d, Bp6d, Bp7d, Bp8d, Bp9d, Bp10d,
    xbdif] /.
    xbdif -> Abs[Sin[theta_s[[i]]], {i, 1, num}];
Delta_phi_dif = Table[Adif[[i]] + Bdif[[i]] Cos[theta_c]^2, {i, 1, num}];
bdfi = 1.272 + 0.7003 Cos[theta_c]^2;
cdfi = 10.1 + 2.577 Sin[theta_c]^2;

```

Para I y III cuadrante de polarización del haz de sonda en 1562 nm:

$$\Delta\phi = \text{Table}\left[\text{Table}\left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\text{pot}[[i]]}{\text{bdfi}}\right)^{\text{cdfi}}} \Delta\phi_{\text{dif}}[[j]] + \Delta\phi_{\text{min}}[[j]], \{i, 1, 72\}\right], \{j, 1, \text{num}\}\right];$$

Para II y IV cuadrante de polarización del haz de sonda en 1562 nm:

$$\Delta\phi = \text{Table}\left[\text{Table}\left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\text{pot}[[i]]}{\text{bdfi}}\right)^{\text{cdfi}}} \Delta\phi_{\text{dif}}[[j]] + \Delta\phi_{\text{min}}[[j]] + 3.14159, \{i, 1, 72\}\right], \{j, 1, \text{num}\}\right];$$

Clear[f, g]

f[k1\_, k2\_, c\_, Ax\_, Ay\_] :=

$$\left( \text{Ax} \text{Cos}\left[\sqrt{c^2 + k1 k2} 0.0015\right] - i (-\text{Ax} c + \text{Ay} k1) \frac{1}{\sqrt{c^2 + k1 k2}} \text{Sin}\left[\sqrt{c^2 + k1 k2} 0.0015\right] \right)$$

g[k1\_, k2\_, c\_, Ax\_, Ay\_] :=

$$\left( \text{Ay} \text{Cos}\left[\sqrt{c^2 + k1 k2} 0.0015\right] + i (-\text{Ay} c - \text{Ax} k2) \frac{1}{\sqrt{c^2 + k1 k2}} \text{Sin}\left[\sqrt{c^2 + k1 k2} 0.0015\right] \right)$$

```

Clear[stokes, data, Axout, Aayout, S0, S1, S2, S3, dop]
stokes[s_, bomba_] :=
Module[{data, num, AX0, AY0, gte, gtm, pot, ΔG, factorA, factorB, c, Axout,
  Aayout, S0, S1, S2, S3, dop},
  data =
  Import[
    "D:\\TESIS\\Parametros de Stokes\\Progs Mathematica\\Texto a importar
    \\coefsonda62\\ctrl" <> ToString[bomba] <> "cuad1,3.txt", "List"];
  num = 23;
  θs = Table[data[[i]], {i, 1, num}];
  AX0 = Table[data[[i]], {i, num + 1, 2 num}];
  AY0 = Table[data[[i]], {i, 2 num + 1, 3 num}];
  gte = data[[3 num + 1]];
  gtm = data[[3 num + 2]];
  θc = data[[3 num + 3]];
  pot = Table[data[[i]], {i, 3 num + 4, Length[data]}];
  ΔG = (gtm - gte)/2;
  factorA = e $\frac{0.0015 (gte+gtm)}{4}$ ;
  factorB = e $\frac{0.0015 (gte+gtm)}{4}$ ;
  Δβ =  $\frac{\Delta\phi_{[s]}}{0.0015}$ ;
  c =  $\frac{\Delta\beta + i \Delta G}{2}$ ;
  Axout = TableForm[
    Table[{factorA Abs[f[κ1[[s,i]], κ2[[s,i]], c[[i]], AX0[[s]], AY0[[s]]]}, {i, 1, 72}]];
  Aayout = TableForm[Table[{factorB Abs[g[κ1[[s,i]], κ2[[s,i]], c[[i]], AX0[[s]], AY0[[s]]]}, {i, 1, 72}]];
  S0 = Table[Axout[[1,i]]2 + Aayout[[1,i]]2, {i, 1, 72}];
  S1 = Table[Axout[[1,i]]2 - Aayout[[1,i]]2, {i, 1, 72}];
  S2 = Table[2 Axout[[1,i]] Aayout[[1,i]] Cos[Δφ[[s,i]]], {i, 1, 72}];
  S3 = Table[2 Axout[[1,i]] Aayout[[1,i]] Sin[Δφ[[s,i]]], {i, 1, 72}];
  dop = 100 Table[ $\frac{\sqrt{S1[[i]]^2 + S2[[i]]^2 + S3[[i]]^2}}{S0[[i]]}$ , {i, 1, 72}];
  Return[
    {Flatten[S0], Flatten[S1], Flatten[S2], Flatten[S3], Flatten[dop]}];

```

```

sonda = {0, 10, 20, 30, 40, 45, 50, 60, 70, 80, 90, 180, 190, 200, 210, 220, 225, 230, 240,
         250, 260, 270, 360};
indice = {1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23};
Clear[grabar, resultado]
grabar[s_, bomba_] :=
Module[{resultado},
  Print["Sonda: ", sonda[[s]], "\t Control: ", bomba];
  resultado = Transpose[PadLeft[stokes[s, bomba], {5, 73}, {0, 0, 0, 0, 0}]];
  Export[
    "D:\\TESIS\\Programas para la adquisicion de datos del AE\\Archivos de
      texto\\TLambdaPB 1562\\ctrl" <> ToString[bomba] <> "\\T" <>
    ToString[sonda[[s]]] <> "PB" <> ToString[bomba] <> ".txt", resultado, "CSV"];
  Return[];
];
grabar[#,10]&/@indice;

```