

**Centro de Investigación Científica y de
Educación Superior de Ensenada**



**Estudio de la Modulación Cruzada de la Polarización Sobre la
Mezcla de Cuatro Ondas Dentro de un Amplificador Óptico de
Semiconductor**

TESIS

DOCTORADO EN CIENCIAS

MILKA DEL CARMEN ACOSTA ENRIQUEZ

ENSENADA BAJA CFA, MEXICO JULIO DE 2006

TESIS DEFENDIDA POR
Milka del Carmen Acosta Enríquez
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



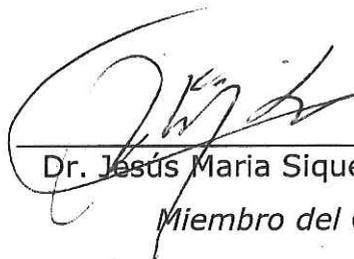
Dr. Horacio Soto Ortiz
Director del Comité



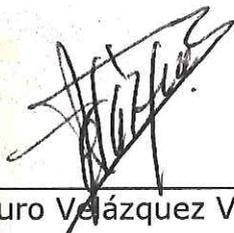
Dr. Arturo Arvizu Mondragón
Miembro del Comité



Dr. Serguei Miridonov
Miembro del Comité



Dr. Jesús María Siqueiros Beltrones
Miembro del Comité



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



Dr. Raúl Ramón Castro Escamilla
Director de Estudios de Posgrado

7 de Julio del 2006

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



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

**ESTUDIO DE LA MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN SOBRE LA
MEZCLA DE CUATRO ONDAS DENTRO DE UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE
SEMICONDUCTOR.**

TESIS

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

Presenta:

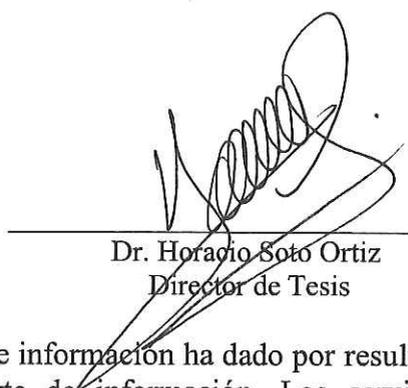
MILKA DEL CARMEN ACOSTA ENRÍQUEZ

Ensenada, Baja California, México, 7 de Julio del 2006.

RESUMEN de la tesis de **Milka del Carmen Acosta Enríquez**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de **DOCTOR EN CIENCIAS** en **ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES**. Ensenada, Baja California, México. Julio 2006.

EFFECTO DE LA MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN SOBRE LA MEZCLA DE CUATRO ONDAS DENTRO DE UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR.

Aprobado por:



Dr. Horacio Soto Ortiz
Director de Tesis

El avance en las tecnologías de telecomunicaciones e información ha dado por resultado la modificación de las redes de acceso y transporte de información. Los servicios demandados en la actualidad son muy diferentes a los que existían cuando se instauraron las primeras redes de fibra óptica, esto ha generado la necesidad de aumentar la capacidad y el ancho de banda estas redes ya instaladas.

La multicanalización por división de longitud de onda (WDM, Wavelength Division Multiplexing) es una tecnología que permite aumentar la capacidad de las redes de alto tráfico a nivel mundial. Los esquemas WDM emplean convertidores de longitud de onda que permiten trasladar la longitud de onda de una señal de información a otra que no se encuentre utilizada por el canal de transmisión.

Así, este trabajo se enfoca principalmente al estudio de la mezcla de cuatro ondas (FWM), desarrollada dentro de un amplificador óptico de semiconductor (AOS), con la cual se pueden implementar convertidores de longitud de onda. Las ventajas de esta clase de convertidores radican principalmente en que estos son transparentes al formato de modulación de la señal de datos y pueden compensar la dispersión cromática que sufre la señal de información al propagarse a través de una fibra óptica estándar.

En general, la mezcla de cuatro ondas se observa cuando una señal de bomba y una señal de sonda se introducen simultáneamente dentro de la región activa de un AOS. Cuando ambas señales tiene el mismo estado de polarización, baten entre sí y modulan la ganancia y el índice de refracción de la región activa del AOS a la frecuencia de desacuerdo. Estas modulaciones actúan en la amplitud y la fase de las señales de bomba y de sonda generando la señal conjugada y otros armónicos de modulación. En el caso de los convertidores de longitud de onda que emplean FWM, la señal de sonda representa la señal de información y la señal conjugada es la señal convertida.

Por otra parte, para evaluar la eficiencia de los convertidores de longitud de onda se utiliza el parámetro denominado eficiencia de conversión, el cual es la razón entre la potencia de salida de la señal conjugada y la potencia de entrada de la señal de sonda. En el caso de los convertidores de longitud de onda basados en FWM, este parámetro es nulo o se

degrada cuando los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda son ortogonales o diferentes entre sí, respectivamente. Esto representa un serio problema ya que la señal de sonda, la cual es la señal de datos, posee un estado de polarización aleatorio. Para solucionar este inconveniente se han propuesto varios esquemas insensibles al estado de polarización de la señal de datos. Sin embargo, se ha demostrado que cuando dos haces se introducen a un AOS, sus estados de polarización pueden ser modificados por el efecto de la Modulación Cruzada de la Polarización (XPolM). En consecuencia, es necesario considerar la acción de este efecto para estimar la eficiencia de conversión de los convertidores de longitud de onda basados en FWM.

De esta forma, el análisis del efecto que la XPolM ejerce sobre la eficiencia de conversión de un proceso de FWM desarrollado dentro de un AOS constituye una de las partes principales de este trabajo de tesis.

Para llevar a cabo este trabajo se desarrolló e implementó, en un lenguaje de programación de alto nivel, un modelo semi-clásico del proceso de mezcla de cuatro ondas con señales de entrada de polarización arbitraria. En este modelo se incluyó el desacuerdo en polarización inducido por el efecto de la XPolM por medio de una expresión heurística. Dicha expresión describió el desacuerdo en polarización en función de la frecuencia de desacuerdo, la potencia total y los estados de polarización de las señales de entrada al AOS.

Por otro lado, se diseñó e implementó una configuración experimental para desarrollar el proceso de FWM dentro de un AOS. El experimento se realizó para dos señales de entrada, una de bomba y una de sonda, copolarizadas linealmente con inclinaciones de 0, 45, 90 y 135 grados respecto al eje propio TE no perturbado de la región activa del amplificador y para frecuencias de desacuerdo de entre 0.1 y 3.5 THz. Además, se implementó un esquema experimental para medir los estados de polarización de salida de las señales de bomba y de sonda y se evaluó el impacto de la XPolM sobre el proceso de FWM.

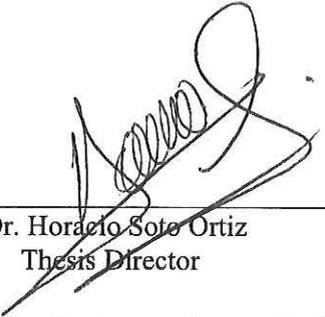
Finalmente, empleando el resultado del análisis teórico y experimental del efecto de la XPolM sobre la eficiencia de conversión, se desarrolló una aplicación práctica innovadora de un convertidor de longitud de onda basado en el proceso de FWM asistido por un interferómetro de Sagnac y un polarizador. El interferómetro de Sagnac se empleó para filtrar las señales de bomba y de sonda y el polarizador se utilizó para separar las señales conjugada y engendrada.

Palabras clave: Modulación Cruzada de la Polarización, Mezcla de Cuatro Ondas, Amplificador Óptico de Semiconductor, eficiencia de conversión, Interferómetro de Sagnac.

ABSTRACT of the thesis presented by **Milka del Carmen Acosta Enríquez** as a partial requirement in order to obtain the **DOCTOR IN SCIENCES DEGREE** in **ELECTRONICS AND TELECOMMUNICATIONS**. Ensenada, Baja California, Mexico. July 2006.

CROSS POLARIZATION MODULATION EFFECT ON A FOUR WAVE MIXING PROCESS IN A SEMICONDUCTOR OPTICAL AMPLIFIER.

Approved by:



Dr. Horacio Soto Ortiz
Thesis Director

Network access and information transport have been modified by the increasing and advance in telecommunication and information technologies. The present telecommunications services are quite different of those on the first fiber optic networks. Therefore, there the necessity exists of a bandwidth increment in the optical networks installed some years ago.

Wavelength Division Multiplexing (WDM) is a technology that allows increasing the network capacity and the bandwidth in the high traffic links to a world-wide level. In this kind of technology, wavelength converters have great importance because of their use in the conversion or transference from a carrier wavelength of an information channel to another different carrier.

With this in mind, this work has been focused in the study of the Four Wave Mixing (FWM) process developed within a Semiconductor Optical Amplifier (SOA) for implementing all-optical wavelength converters. The main advantages of these wavelength converters are their transparency to the modulation format, their broad range of wavelength conversion, and their possibility of compensate the chromatic dispersion of the optical fibers.

In general terms, the FWM phenomenon is observed when two optical beams, one of them called pump and another probe, are simultaneously launched into the SOA active region. In fact, when both signals have the same state of polarization, a gain and refractive index modulation at detuning frequency in the SOA active region is generated by the mixing between each other. This modulation process affects the amplitude and phase of the pump and probe signals, generating the so-called conjugate signal and others modulation harmonics. In this way, for the FWM-based wavelength converters, the probe beam represents the information signal and the conjugated beam represents the wavelength converted signal.

On the other hand, in order to evaluate the wavelength converters efficiency, the “efficiency conversion” parameter is defined. This parameter is the ratio of the conjugated signal at the SOA output to the probe signal at the SOA input. For the FWM-based wavelength converters, this parameter is null or degraded when the polarization-states of the pump and probe signals are orthogonal or mismatched, respectively. Evidently, this represents a serious problem in a real communication system due to the random polarization-state of the information channel (probe signal). In order to overcome this problem, several schemes with conversion efficiencies insensitive to the input state of polarization of the probe signal have been implemented. Nevertheless, it has been demonstrated that when two beams are introduced into a SOA, their polarization-states can be

modified by the cross-polarization modulation (XPoIM) effect. Consequently, in order to have a good estimation of the conversion efficiency of a FWM process, it is necessary to consider the influence of the XPoIM effect.

In this way, the analysis of cross-polarization modulation effect on the conversion efficiency of a FWM process developed into a SOA constitutes one of the main goals of this thesis work. Firstly, a semi-classic model for the FWM process was developed and implemented in a high level programming language with input signals of arbitrary linear polarization-states. In addition, the polarization mismatch between the pump and probe signals induced by the XPoIM, was considered through the addition of a heuristic expression. This expression considers the polarization mismatch according to the detuning frequency, the total power and the polarization-states of the pump and probe signals at AOS input.

On the other hand, in order to observe the FWM process in the SOA, an experimental setup was designed and implemented. The experiment was achieved for two input signals (pump and probe), whose polarization-states were linearly co-polarized at 0, 45, 90 and 135 degrees, with respect to the non-perturbed TE eigenaxis of the SOA active region and at detuning frequencies ranged for 0.1 to 3.5 THz. Moreover, in order to measure the polarization-state of the pump and probe signals at the SOA output, an additional experimental setup was implemented. This additional setup allows us to evaluate the impact of the XPoIM effect over the FWM process into the SOA.

Finally, taking into account the analysis of the theoretical and experimental results for the XPoIM effect on the conversion efficiency, an innovating and practical application of a wavelength converter based on the FWM process, attended by a Sagnac interferometer and a polarizer, was developed. The Sagnac interferometer allows us to filter the pump and probe signals and the polarizer allows us to separate the conjugated and engendered signals.

Keywords: Cross-Polarization Modulation, Four Wave Mixing, Semiconductor Optical Amplifier, conversion efficiency, Sagnac Interferometer.

AGRADECIMIENTOS.

A Dios. *“Cuando me parece que voy a tropezar, tu misericordia Señor me fortalece. Cuando se multiplican mis preocupaciones, tus consuelos son mi delicia”*.

A mi familia por la disponibilidad de vivir esta experiencia a mi lado.

A mi Director de tesis **Dr. Horacio Soto Ortiz** por la oportunidad de trabajar con él. Muchas gracias por su enseñanza, su paciencia y su apoyo que me han permitido concluir esta meta.

A los miembros del comité de tesis **Dr. Serguei Miridonov**, **Dr. Jesús M. Siqueiros** y **Dr. Arturo Arvizu Mondragón** por sus valiosas observaciones y contribuciones al desarrollo de este trabajo de tesis.

Al **Dr. Francisco Javier Mendieta** por sus valiosas observaciones y contribuciones al desarrollo de este trabajo de tesis

Al personal del CICESE por su apoyo y consejos para el desarrollo de este trabajo. Particularmente agradezco el apoyo de los investigadores: **Dr. Raúl Rangel Rojo**, **Dr. Santiago Camacho** y **Dra. Diana Tentori**.

Al apoyo de los técnicos: **Ricardo Chávez**, **Ricardo Núñez**, **Miguel Farfán**, **Marco García**, **Jessica Ángel**, **Javier Dávalos** y los empleados del Taller de Mecánica Fina.

A todas las personas, familiares y amigos, que me han apoyado con sus comentarios positivos y buenos consejos para obtener finalmente una feliz realización de mi trabajo.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por la oportunidad de realizar mis estudios de maestría y doctorado.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría y doctorado.

DEDICATORIA.

*A mi querido esposo **Hector**, eres muy importante en mi vida. Agradezco tu apoyo en los momentos más difíciles, por ser mi mejor amigo y compañero en esta vida. Te amo.*

*A mi hija **María Fernanda** dedico este trabajo con todo mi amor.*

*A mis padres **Elvia** y **Eleazar** con gran amor y respeto. Gracias por el amor y apoyo incondicional que siempre me han brindado.*

*A mi abuela **María del Carmen** (†), su ejemplo de superación lo llevaré conmigo siempre.*

*A mis hermanos **Eleazar** y **Eulices** por su cariño.*

CONTENIDO	Página
I. INTRODUCCIÓN.....	1
I.1. ANTECEDENTES.....	1
I.2. OBJETIVOS PRINCIPALES.....	7
I.3. DISTRIBUCIÓN DE ESTE TRABAJO DE TESIS.....	9
II. CONCEPTOS GENERALES.....	11
II.1. INTRODUCCIÓN.....	11
II.2. EL AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR.....	11
II.2.1. PROPIEDADES NO LINEALES DE LOS AMPLIFICADORES ÓPTICOS DE SEMICONDUCTOR.....	13
II.2.1.1. MODELO DE LORENTZ.....	15
II.2.1.2. SUSCEPTIBILIDAD ELÉCTRICA.....	16
II.3. MEZCLA DE CUATRO ONDAS DENTRO DE UN AOS.....	20
II.4. MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN DENTRO DE UN AOS.....	28
II.4.1. PERTURBACIÓN DE LA BIRREFRINGENCIA ESTRUCTURAL.....	29
II.4.2. DESBALANCE DE LAS GANANCIAS MODALES.....	32
II.4.3. MODIFICACIÓN DE LOS EJES PROPIOS DE LA GUÍA DE ONDA ACTIVA DEL AOS.....	33
II.5. XPOLM Y FWM DENTRO DEL AOS.....	35
II.6. EL INTERFERÓMETRO DE SAGNAC.....	36
II.6.1. ANTECEDENTES.....	36
II.6.2. PRINCIPIO DE OPERACIÓN DEL INTERFERÓMETRO DE SAGNAC.....	37
III. ESTUDIO SEMI-CLÁSICO DEL PROCESO DE MEZCLA DE CUATRO ONDAS DENTRO DE UN AOS.....	43
III.1. INTRODUCCIÓN.....	43
III.2. MODELO MATEMÁTICO DE LA MEZCLA DE CUATRO ONDAS DENTRO DE UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR.....	45
III.2.1. ECUACIONES DE EVOLUCIÓN.....	46
III.2.2. MEZCLA DE CUATRO ONDAS.....	65

CONTENIDO (CONTINUACIÓN)	Página
III.3. ESQUEMA EXPERIMENTAL.....	72
III.4. ANÁLISIS DE RESULTADOS.....	74
III.5. CONCLUSIONES.....	81
IV. ESTUDIO TEÓRICO DEL PROCESO DE MEZCLA DE CUATRO ONDAS DESARROLLADO DENTRO DE UN AOS CONSIDERANDO BATIMIENTOS CRUZADOS.....	84
IV.1. INTRODUCCIÓN.....	84
IV.2. MODELO TEÓRICO.....	84
IV.3. ANÁLISIS DE RESULTADOS.....	89
IV.4. CONCLUSIONES.....	92
V. ESTUDIO TEÓRICO DEL PROCESO DE MEZCLA DE CUATRO ONDAS DENTRO DE UN AOS CONSIDERANDO EL EFECTO DE LA MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN.....	94
V.1. INTRODUCCIÓN.....	94
V.2. MODELO TEÓRICO Y ANÁLISIS DE RESULTADOS.....	95
V.3. CONCLUSIONES.....	105
VI. ESQUEMA EXPERIMENTAL DE UN CONVERTIDOR DE LONGITUD DE ONDA EMPLEANDO FWM DENTRO DE UN AOS ASISTIDO POR UN INTERFERÓMETRO DE SAGNAC Y UN POLARIZADOR	107
VI.1. INTRODUCCIÓN.....	107
VI.2. MODELO MATEMÁTICO.....	108
VI.2.1. CÁLCULO DE LA SEÑAL ENGENDRADA Y EL DESACUERDO EN POLARIZACIÓN INDUCIDO ENTRE LAS SEÑALES CONJUGADA Y ENGENDRADA.....	109
VI.3. ESQUEMAS EXPERIMENTALES.....	118
VI.4. ANÁLISIS DE RESULTADOS.....	123
VI.5. CONCLUSIONES.....	132
VII. CONCLUSIONES.....	134
REFERENCIAS.....	144
APÉNDICE: LISTADO DEL PROGRAMA IMPLEMENTADO EN MATLAB VERSIÓN 6.5.....	153

LISTA DE FIGURAS

Figura		Página
1	Proceso de FWM insensible a la polarización con bombas copolarizadas. Los incisos a y b muestran los estados de polarización de las señales de entrada y el espectro de frecuencias a la salida del AOS respectivamente.	6
2	Estructura del Amplificador óptico de Semiconductor utilizado en este trabajo.	13
3	Espectro de frecuencias de la mezcla de cuatro ondas en el AOS.	26
4	Esquema de un interferómetro de Sagnac de fibra óptica con un AOS contenido dentro de su anillo.	38
5	Esquema experimental empleado para determinar la potencia y los estados de polarización de las señales conjugada, de bomba y de sonda a la salida del AOS.	73
6	Eficiencia de conversión teórica y experimental del proceso de FWM en función de la frecuencia de desacuerdo. Las gráficas a y b muestran las eficiencias de conversión para señales de entrada de bomba y de sonda copolarizadas linealmente con una inclinación de 0 y 90 grados respectivamente. Los puntos representan la eficiencia de conversión experimental y la línea indica la eficiencia de conversión teórica obtenida con el modelo matemático utilizado.	75
7	Evoluciones de los estados de polarización de las señales de bomba (línea punteada) y de sonda (línea continua) a la salida del AOS, que se presentan cuando la frecuencia de desacuerdo es fluctuada de 0.1 a 3.5 THz. En esta gráfica los ejes S1, S2 y S3 contienen los posibles valores de los parámetros de Stockes normalizados que describen a los diferentes estados de polarización de salida.	76
8	Eficiencia de conversión experimental del proceso de FWM en función de la frecuencia de desacuerdo. Las gráficas a y b muestran las eficiencias de conversión para señales de entrada de bomba y de sonda copolarizadas linealmente con una inclinación de 45 y 135 grados respectivamente.	77

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

Figura		Página
9	Evoluciones de los estados de polarización de las señales de bomba (línea punteada) y de sonda (línea continua) a la salida del AOS, que se presentan cuando la frecuencia de desacuerdo es fluctuada de 0.1 a 3.5 THz. En esta gráfica los ejes S1, S2 y S3 contienen los posibles valores de los parámetros de Stockes normalizados que describen a los diferentes estados de polarización de salida.	79
10	Eficiencia de conversión teórica y experimental del proceso de FWM en función de la frecuencia de desacuerdo. Las gráficas a y b muestran las eficiencias de conversión para señales de entrada de bomba y de sonda copolarizadas linealmente con una inclinación de 45 y 135 grados respectivamente. Los puntos representan la eficiencia de conversión experimental y la línea punteada indica la eficiencia de conversión teórica obtenida con el modelo matemático que incluye el efecto de los batimientos cruzados	90
11	Datos experimentales del desacuerdo en polarización inducido por la XPolM ($\Delta\mathcal{G}_M/2$) en función de la frecuencia de desacuerdo (Ω), para señales de entrada copolarizadas linealmente con inclinaciones de 0 (círculos), 90 (cuadrados), 45 (rombos) y 135 (triángulos) grados. Las gráficas a y b representan potencias totales de entrada de 5.2 y 1.85 dBm respectivamente.	99
12	Resultados experimentales e interpolaciones de los valores de las pendientes obtenidas para distintos estados de polarización y potencias totales de entrada. Los puntos y cuadrados muestran los resultados experimentales para baja y alta potencia respectivamente. Las líneas punteada y continua muestran las interpolaciones para baja y alta potencia respectivamente.	100
13	Eficiencia de conversión teórica y experimental del proceso de FWM en función de la frecuencia de desacuerdo. Las gráficas a y b muestran las eficiencias de conversión para las señales de entrada de bomba y de sonda copolarizadas linealmente con una inclinación de 0 y 90 grados respectivamente. Los puntos representan la eficiencia de conversión experimental y la línea continua indica la eficiencia de conversión teórica obtenida con el modelo matemático que incluye el desacuerdo en polarización inducido por la XPolM.	103

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

Figura		Página
14	Eficiencia de conversión teórica y experimental del proceso de FWM en función de la frecuencia de desacuerdo. Las gráficas a y b muestran las eficiencias de conversión para las señales de entrada de bomba y de sonda copolarizadas linealmente con una inclinación de 45 y 135 grados respectivamente. Los puntos representan la eficiencia de conversión experimental, la línea continua indica la eficiencia de conversión teórica obtenida con el modelo matemático que incluye el desacuerdo en polarización inducido por la XPolM y la línea punteada indica la eficiencia de conversión teórica cuando no se considera el desacuerdo en polarización inducido.	103
15	Esquema experimental empleado para medir los espectros de potencia y los estados de polarización de las señales de bomba, de sonda, conjugada y engendrada a la salida del AOS.	120
16	Esquema experimental empleado para separar la señal conjugada de la señal engendrada producto del FWM y de las señales de bomba y de sonda, empleando un interferómetro de Sagnac y un polarizador.	121
17	Resultados experimentales e interpolaciones de los valores del desacuerdo en polarización de salida entre las señales de bomba y de sonda para distintos estados de polarización y potencias totales de entrada. Las líneas con puntos muestran los resultados experimentales para baja y alta potencia respectivamente. Las líneas continuas muestran las interpolaciones para baja y alta potencia empleando el modelo teórico que incluye el efecto de la XPolM.	124
18	Espectro de salida del AOS para el proceso de FWM cuyas señales de entrada presentaron estados de polarización lineal con inclinaciones de 70 y 110 grados para las señales de sonda y de bomba respectivamente.	128
19	Espectro de salida del interferómetro de Sagnac para el proceso de FWM cuyas señales de entrada presentaron estados de polarización lineal con inclinaciones de 70 y 110 grados para las señales de sonda y de bomba respectivamente.	129
20	Espectro de salida del interferómetro de Sagnac y del polarizador para el proceso de FWM cuyas señales de entrada presentaron estados de polarización lineal con inclinaciones de 70 y 110 grados para las señales de sonda y de bomba respectivamente.	131

LISTA DE TABLAS

TABLA	Página
I Degradación de la eficiencia de conversión y desacuerdos en polarización de las señales conjugada y engendrada a la salida del AOS para diferentes combinaciones de los estados de polarización de entrada de las señales de bomba y de sonda.	127

I. INTRODUCCIÓN.

I.1. ANTECEDENTES.

El avance en las tecnologías de telecomunicaciones e información aunado al proceso de globalización mundial, ha dado por resultado la modificación de las redes de acceso y transporte de información que dan servicio a diversos nichos de mercado (Yoon *et al.*, 2005; McCoy *et al.*, 2005). De hecho, los servicios demandados en la actualidad son muy diferentes a los que existían cuando se instauraron las primeras redes de fibra óptica, lo cual ha motivado la necesidad de aumentar la capacidad y el ancho de banda de las fibras instaladas (Zhang y Hayee, 2005; Cao *et al.*, 2005; Lemoff *et al.*, 2005; Kikuchi *et al.*, 2005).

En particular, la multicanalización por división de longitud de onda (WDM, *Wavelength Division Multiplexing*) es una tecnología que se ha desarrollado como una respuesta natural para aumentar la capacidad de las redes de alto tráfico a nivel mundial (Pellegrini *et al.*, 2005; ; Ji Li y Yeung, K.L., 2005; Louchet *et al.*, 2005). El esquema WDM consiste en dividir el espectro de transmisión de la fibra óptica en un número determinado de bandas discretas (longitudes de onda), manteniendo un ancho de banda de guarda entre ellas para evitar interferencias (Ellis y Gunning, 2005; Clarke *et al.*, 2005; Charrua y Cartaxo, 2005). Así mismo, WDM es una tecnología que permite que diferentes protocolos de transmisión y aplicaciones convivan juntos, ya que es un medio de transporte transparente (Fouli y Rusch, 2005; Paradiso *et al.*, 2005; Xie, 2005).

Para evitar conflictos en los nodos, los esquemas WDM emplean convertidores de longitud de onda que permiten trasladar la longitud de onda de una señal de información a otra que no se encuentre utilizada por ningún canal de transmisión. Cabe mencionar que en algunos esquemas, la longitud de onda de la señal determina la trayectoria y el destino final de la información (Yagi *et al.*, 2005; Li y Li-Jin, 2005)

Los convertidores de longitud de onda idealmente deben presentar una alta confiabilidad, bajo consumo de potencia, fácil implementación, fácil operación, insensibilidad a la polarización de la señal de entrada, rápida respuesta y transparencia al formato de modulación de los datos (Onohara *et al.*, 2005; Tang *et al.*, 2005; Nishida *et al.*, 2005). Existen diversas técnicas para llevar a cabo la conversión de la longitud de onda, sin embargo, los convertidores pueden clasificarse básicamente en dos tipos: *convertidores electro-ópticos* y *convertidores opto-electrónicos*.

Los *convertidores electro-ópticos* consisten, de manera general, de un fotodetector, un amplificador electrónico, posiblemente de un regenerador de señal y finalmente de un láser modulado externamente sintonizado a la longitud de onda deseada. Dentro de las ventajas que presentan los convertidores electro-ópticos figuran las siguientes: son insensibles a la polarización de la señal de datos, presentan alta eficiencia de conversión, trabajan con señales de entrada de muy baja potencia óptica, tienen un amplio alcance dinámico de entrada y no necesitan filtrado óptico para las señales de salida. Sin embargo, no ofrecen transparencia al formato de modulación de la señal de información, ya que funcionan empleando el esquema de detección directa de la señal de entrada, además su paso por el dominio eléctrico limita su velocidad de respuesta.

Debido a estas limitaciones, la atención general se ha desviado hacia los *convertidores opto-electrónicos*, los cuales son capaces de trabajar con altas tasas de bit y algunos proporcionan transparencia al formato de modulación de la señal de información. Por estas razones, los convertidores opto-electrónicos son una opción altamente rentable para el mercado WDM. Dentro de la categoría de convertidores de longitud de onda opto-electrónicos se encuentran los que emplean las no linealidades de los Amplificadores Ópticos de Semiconductor (AOS). Entre las principales ventajas de estos convertidores se puede mencionar que son compactos, de bajo consumo de energía y por ser de tecnología de semiconductor se pueden integrar y producir masivamente con una relativa facilidad (Armstrong *et al.*, 2005).

Dentro de los fenómenos que se explotan para implementar a los convertidores de longitud de onda opto-electrónicos empleando AOS's se encuentran la modulación cruzada de la ganancia (XGM, *cross gain modulation*) (Joon-Hank *et al.*, 2000; Seo *et al.*, 2002; Bilenca *et al.*, 2003), la modulación cruzada de la fase (XPM, *cross phase modulation*) (Sales *et al.*, 2001; Ho-Jin Song *et al.*, 2004), la mezcla de cuatro ondas (FWM, *four wave mixing*) (Dar-Zu Hsu *et al.*, 2004; Contestabile *et al.*, 2004; Zhihong *et al.*, 2004) y la modulación cruzada de la polarización (XPoLM, *cross polarization modulation*) (Liu *et al.*, 2003; Mishra *et al.*, 2004), entre otras (Qasaimeh, 2004).

El trabajo presente se centra principalmente en los convertidores de longitud de onda basados en la mezcla de cuatro ondas, desarrollada dentro de un AOS, debido a que estos permiten una estricta transparencia al formato de modulación de la señal de datos. Así mismo, en este tipo de convertidores, la tasa de bit de la señal por convertir no está limitada

por el tiempo de respuesta del amplificador. Lo anterior implica que estos convertidores pueden operar a velocidades mayores que aquéllos basados en la modulación cruzada de la ganancia y la modulación cruzada de la fase (Lacey *et al.*, 1996). Además los convertidores basados en la mezcla de cuatro ondas permiten compensar la dispersión cromática que sufre la señal de información al propagarse a través de una fibra óptica estándar (Inoue *et al.*, 2002; Argyris *et al.*, 2003).

En general, la mezcla de cuatro ondas se observa en un AOS cuando dos señales, una potente llamada de bomba con frecuencia óptica ω_0 y una débil llamada de sonda con frecuencia óptica ω_1 , se introducen dentro del amplificador. La señal de sonda representa la señal de entrada al convertidor. Si ambas señales tienen el mismo estado de polarización, al reunirse en la entrada del AOS, producen un batimiento de intensidad con una frecuencia de desacuerdo ($\Omega = \omega_0 - \omega_1$). Dicho batimiento modifica la densidad de portadores y la distribución de energía de éstos de manera dinámica a través de la modulación de los mecanismos no lineales del AOS. Esta modulación modifica la ganancia y el índice de refracción del medio, modulando la amplitud y la fase de las señales de bomba y de sonda, lo cual produce armónicos de modulación cuya frecuencia óptica se encuentra separada de estas señales por un valor igual al de la frecuencia de desacuerdo. El armónico de modulación generado del lado de la señal de bomba que se encuentra en una posición opuesta a la ubicación de la señal de sonda se le denomina señal conjugada, porque es el complejo conjugado de la señal de sonda. En nuestro caso particular esta señal conjugada representará a la señal de salida del convertidor. La relación de la potencia de la señal

conjugada a la salida del AOS entre la potencia de la señal de sonda a la entrada del amplificador es conocida como la eficiencia de conversión.

Para que la eficiencia de conversión sea máxima, los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda deben ser iguales. Si los estados de polarización de estas señales son ortogonales o diferentes, la eficiencia del convertidor es nula o disminuye, según sea el caso. Evidentemente, esto representa un serio problema ya que la señal de información que proviene del canal óptico de transmisión presenta un estado de polarización arbitrario a la entrada del convertidor.

Con el fin de solucionar este problema, se han desarrollado varios esquemas que permiten que la conversión de la longitud de onda basada en la mezcla de cuatro ondas dentro de un AOS sea insensible a la polarización (Lacey et al., 1998; Schiffini et al., 2002). Los métodos propuestos son la implementación de la mezcla de cuatro ondas en esquemas de diversidad de polarización o bien con bombas ortogonales o copolarizadas. Por ejemplo, el método de FWM con bombas copolarizadas consiste, de manera general, en hacer incidir dentro de un AOS una señal de información o sonda con polarización arbitraria, es decir, la señal presenta componentes en el modo TE y el modo TM de la guía de onda activa del AOS que fluctúan en el tiempo (ver figura 1a) (Lacey et al., 1998). También inciden dos señales de bomba de mayor intensidad que la sonda, de igual polarización, de manera que se encuentren acopladas a uno de los modos de la guía de onda activa del AOS (el modo TE o eje x), la frecuencia de desacuerdo entre las bombas es de $\omega_2 - \omega_1$, tal que sea el desacuerdo deseado en la conversión de la señal de información.

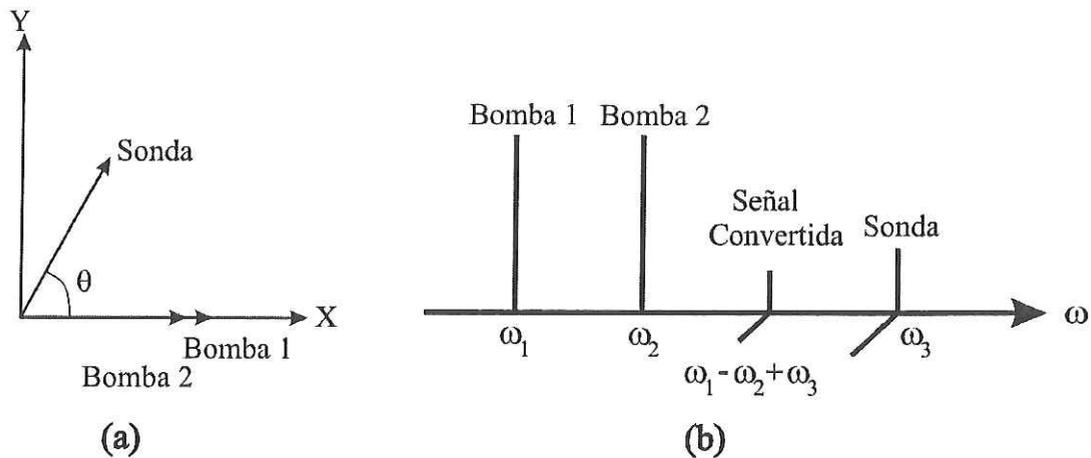


Figura 1. Proceso de FWM insensible a la polarización con bombas copolarizadas. Los incisos a y b muestran los estados de polarización de las señales de entrada y el espectro de frecuencias a la salida del AOS respectivamente.

Dentro del amplificador las señales de bomba batan entre sí y producen una modulación del medio amplificador debido a los fenómenos no lineales (CDP, SHB y CH) a la frecuencia de desacuerdo $\omega_2 - \omega_1$, esta modulación del medio amplificador produce que se generen armónicos de modulación a esta frecuencia de desacuerdo. En este caso la señal convertida se hará presente a la frecuencia $\omega_2 - \omega_1 + \omega_3$, como se muestra en la figura (b). Cabe mencionar que para que este proceso sea eficiente, es necesario que el AOS empleado presente ganancias insensibles a la polarización (Lacey *et al.*, 1998).

Por otro lado, recientemente se ha demostrado que cuando se introducen dos haces dentro de un AOS, los estados de polarización de dichos haces pueden modificarse debido a un fenómeno llamado “modulación cruzada de la polarización” (XPolM) (Soto *et al.* 1999; Soto *et al.*, 2001; Soto *et al.*, 2004). Como consecuencia, es también necesario considerar el efecto de este fenómeno sobre las polarizaciones de las señales que intervienen en el

proceso de conversión para poder estimar con mayor precisión la eficiencia de un convertidor basado en la mezcla de cuatro ondas.

De hecho la XPolM es observada cuando una fluctuación de la potencia o de la longitud de onda de un haz afecta la polarización de otro introducido simultáneamente dentro de un AOS. Así, el fenómeno de la modulación cruzada de la polarización estará siempre presente dentro de un AOS en el momento en que en éste se efectúe un proceso de mezcla de cuatro ondas. Por esta razón, esta tesis es consagrada a analizar el efecto que la Modulación Cruzada de la Polarización ejerce sobre la eficiencia de conversión de un proceso de Mezcla de Cuatro Ondas (FWM) desarrollado dentro de un AOS. Además, en este trabajo se presenta un innovador esquema de conversión de la longitud de onda basado en la mezcla de cuatro ondas que permite la obtención de la señal conjugada (señal convertida) libre de las señales que intervienen en el proceso de conversión. Para tal efecto se utiliza un interferómetro de Sagnac y un polarizador que eliminan a las señales de bomba y de sonda y a la señal engendrada del proceso de FWM a la salida del convertidor, respectivamente.

Cabe mencionar que este trabajo se desarrolló en el Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones del CICESE, dentro del grupo de funciones opto-electrónicas con dispositivos activos de semiconductor.

I.2. OBJETIVOS PRINCIPALES.

El objetivo general de este trabajo es el de realizar un análisis del efecto de la Modulación Cruzada de la Polarización sobre la eficiencia de conversión de un proceso de Mezcla de Cuatro Ondas desarrollado dentro de un AOS. Para este fin, es necesario comprender,

generar y modelar el proceso de FWM y evaluar tanto teórica como experimentalmente de qué manera los mecanismos que rigen a la Modulación Cruzada de la Polarización intervienen en el desempeño de este proceso.

Los objetivos particulares que contempla este trabajo son los siguientes:

Determinación experimental de los estados de polarización de las señales involucradas en un proceso de FWM desarrollado dentro de un AOS para diferentes frecuencias de desacuerdo y potencias de las señales de entrada.

Realización de un modelo matemático que considere el efecto de la Modulación Cruzada de la Polarización para predecir el desempeño de un proceso de FWM desarrollado dentro de un AOS.

Determinación teórica y experimental de la degradación de la eficiencia de conversión de un proceso de FWM producida por la XPolM.

Estudio teórico y experimental de un convertidor de longitud de onda basado en un interferómetro de Sagnac con un AOS y un polarizador que permita aislar la señal conjugada de las señales de bomba, sonda y engendada.

Es importante mencionar que el desarrollo de estos objetivos constituye una aportación original, ya que actualmente no se ha reportado en la literatura especializada un modelo que considere el efecto de la Modulación Cruzada de la Polarización para estimar el desempeño del proceso de Mezcla de Cuatro Ondas. Así mismo, tampoco se tienen antecedentes de la realización de convertidores de longitud de onda que empleen interferómetros de Sagnac en

conjunto con polarizadores para aislar a la señal conjugada o convertida de todas las demás que intervienen en un proceso de FWM.

I.3. DISTRIBUCIÓN DE ESTE TRABAJO DE TESIS.

La primera parte del Capítulo II está dedicada a la revisión de los conceptos generales que permiten introducir al lector al principio de operación de un AOS. Posteriormente se describen el proceso de Mezcla de Cuatro Ondas desarrollado dentro de un AOS y los mecanismos físicos que lo gobiernan. En la parte final de éste capítulo, se plantean los fenómenos físicos que son responsables de la Modulación Cruzada de la Polarización.

El Capítulo III está dedicado a la descripción de un modelo matemático semi-clásico destinado a predecir el desempeño de un proceso de Mezcla de Cuatro Ondas dentro de un AOS. Posteriormente se plantea un esquema experimental para evaluar los resultados del modelo antes mencionado, para lo cual se presenta una comparación entre los resultados teóricos y experimentales obtenidos.

El Capítulo IV está dedicado a la descripción de un modelo matemático destinado a predecir el desempeño de un proceso de Mezcla de Cuatro Ondas dentro de un AOS cuando se incluye el efecto de las componentes cruzadas de los campos eléctricos que intervienen en dicho proceso. Posteriormente se realiza una comparación de los resultados del modelo antes citado con los resultados experimentales obtenidos con el esquema experimental que se describe en el capítulo III.

El Capítulo V está dedicado a la descripción de un modelo matemático destinado a predecir el desempeño de un proceso de Mezcla de Cuatro Ondas dentro de un AOS cuando se

incluyen los efectos de las componentes cruzadas de los campos eléctricos que intervienen en el proceso y cuando se considera también el efecto de la Modulación Cruzada de la Polarización. Además, al igual que en el capítulo IV se presenta una comparación de los resultados del modelo matemático con los resultados experimentales obtenidos utilizando el banco experimental descrito en el capítulo III.

En el capítulo VI se detalla el esquema experimental de un convertidor de longitud de onda que emplea un AOS asistido de un interferómetro de Sagnac y de un filtro polarimétrico. Por otra parte, se modela el convertidor de longitud de onda antes descrito utilizando la función de transferencia del interferómetro de Sagnac y el modelo matemático presentado en el capítulo V.

Finalmente en el Capítulo VII se presentan las conclusiones de este trabajo de tesis.

II. CONCEPTOS GENERALES.

II.1. INTRODUCCIÓN.

En este capítulo se expone el principio de operación de un amplificador óptico de semiconductor y se describen algunas de sus propiedades no lineales. A continuación se describe cómo se lleva a cabo el proceso de mezcla de cuatro ondas dentro de un AOS, así como el proceso de modulación cruzada de la polarización. Finalmente se presenta brevemente el principio de operación de un interferómetro de Sagnac.

II.2. EL AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR.

El AOS es un dispositivo activo que consta de varias capas de materiales semiconductores, sus facetas de entrada y salida están tratadas con películas antirreflejantes que permiten que el dispositivo se comporte como un amplificador de onda progresiva.

En particular, el amplificador óptico de semiconductor empleado para el desarrollo de este trabajo presenta una estructura de tipo “risco” (ver fig. 2). La luz es guiada a través de la región activa por medio de una guía de onda formada por saltos de índices efectivos. De hecho, en la parte superior a la región activa está el *revestimiento* que es un material tipo p de $InGaAsP$, en la parte inferior se encuentra el *substrato* compuesto de material tipo n de InP . La *región activa*, que representa a la zona donde se confina y amplifica la luz que pasa a través del amplificador, está compuesta por un material semiconductor *intrínseco* de $InGaAsP$ (Eckner, 1998).

Es importante mencionar que tanto la brecha de energía prohibida del material semiconductor del revestimiento como la del sustrato son mayores que la brecha de energía prohibida de la región activa. Lo anterior genera un pozo de potencial en las bandas de conducción y de valencia que produce un confinamiento de portadores a lo largo de toda la región activa.

Como se puede observar en la figura 2, la estructura del AOS utilizado en este trabajo no es simétrica en las coordenadas x y y , por tal motivo, el confinamiento de fotones en estas direcciones tampoco lo es. En consecuencia, la ganancia modal del AOS, así como el perfil transversal modal del campo eléctrico son dependientes de la polarización (Schreieck, 2001). Cabe mencionar que teóricamente es posible lograr una estructura asimétrica en las coordenadas x y y similar a la mostrada en la fig. 2, en la cual el confinamiento en ambas direcciones sea el mismo. No obstante, los dispositivos reales siempre presentan una diferencia en ambos confinamientos.

Por otra parte, con el objeto de reducir al máximo la reflectividad de las facetas del AOS utilizado en este trabajo, estas poseen películas antirreflejantes de óxido de silicio. Además, la región activa del dispositivo presenta 7 grados de inclinación con respecto a la normal para evitar reflexiones provenientes del sistema óptico de inyección y recuperación (Schreieck, 2001).

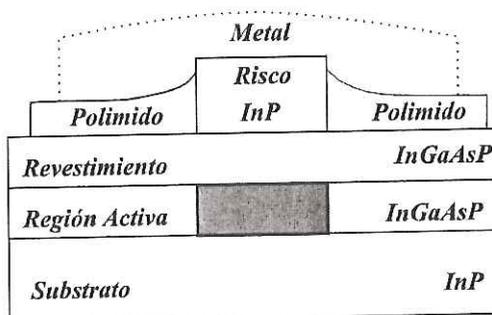


Figura 2. Estructura del Amplificador Óptico de Semiconductor utilizado en este trabajo.

Los amplificadores ópticos de semiconductor pueden emplearse para diversas aplicaciones aprovechando sus propiedades lineales y no lineales. En el caso de las aplicaciones que explotan las características no lineales de los AOS, como en el caso donde se utiliza la mezcla de cuatro ondas, el amplificador generalmente funciona en el régimen de ganancia saturada (Kothari y Blumenthal, 1996). La saturación de la ganancia ocurre cuando el amplificador presenta una ganancia no lineal, es decir, que la potencia de la señal óptica de salida no se incrementa linealmente con un incremento en la potencia de la señal óptica de entrada. En el siguiente punto se describen las propiedades no lineales de los AOS.

II.2.1. PROPIEDADES NO LINEALES DE LOS AMPLIFICADORES ÓPTICOS DE SEMICONDUCTOR.

La descripción de algunos de los procesos no lineales que intervienen en un AOS es un punto clave de esta tesis, ya que a partir de dichos procesos se derivan los fenómenos que permiten realizar la conversión de la longitud de onda de la señal de información en el dominio completamente óptico.

Los primeros fenómenos no lineales de interés para el presente trabajo son aquéllos que producen una polarización inducida en el material. En particular, estos fenómenos no lineales se manifiestan dentro de los AOS como una respuesta a un campo óptico intenso.

Una forma de explicar estos fenómenos no lineales es empleando la teoría de propagación lineal de un campo electromagnético en la materia. Para esto es necesario emplear las ecuaciones macroscópicas de Maxwell (Soto, 1996). En estas ecuaciones, la polarización total es expresada por una componente de susceptibilidad lineal que describe las propiedades lineales del medio semiconductor (Boyd, 1992). En el caso de las propiedades no lineales, las componentes de polarización están caracterizadas por una sumatoria de susceptibilidades ópticas (Milonni, 1988).

Para analizar el material semiconductor se considera que éste está formado por un conjunto de partículas cargadas más o menos ligadas a la red cristalina, entre ellas se pueden reconocer a iones, electrones ligados y portadores libres. Cuando se aplica un campo eléctrico, las partículas cargadas (principalmente los portadores libres) se alejan de su posición de equilibrio produciendo una polarización en el medio (Boyd, 1992). Si el campo aplicado no es lo suficientemente intenso como para vencer a la fuerza de enlace de las partículas con la red, entonces se tendrán pequeños desplazamientos de las cargas (positivas de un lado y negativas del otro). Estos desplazamientos forman momentos dipolares eléctricos inducidos, es decir, que el efecto del campo eléctrico sobre el material semiconductor es el de inducir una polarización en éste (Milonni, 1988). Para analizar la formación de estos dipolos en el semiconductor se emplea el modelo de Lorentz que se describe a continuación.

II.2.1.1. MODELO DE LORENTZ.

El modelo de la oscilación del electrón se le llama comúnmente *Modelo de Lorentz* de un átomo, y representa la forma en la cual un átomo responde a una perturbación. Lorentz asumió que cada electrón en un átomo presenta una posición de equilibrio cuando no existen fuerzas externas. Bajo la influencia de un campo electromagnético, cada electrón experimenta una fuerza llamada *fuerza de Lorentz* y se desplaza de su posición de equilibrio. De acuerdo a Lorentz, el desplazamiento dará lugar inmediatamente a una nueva fuerza mediante la cual la partícula será atraída hacia su posición original. Esta nueva fuerza es apropiadamente conocida como *fuerza elástica* (Milonni, 1988).

Este modelo es equivalente a considerar el movimiento de las partículas de la forma siguiente:

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = eE(R, t) - k_s x \quad (1)$$

Donde m es la masa de la partícula, e es la carga de la partícula, $k_s x$ es la fuerza elástica que une a la partícula con la red cristalina, en la cual k_s es la constante elástica y x es la posición de la partícula, $E(R, t)$ es el campo aplicado y t es el tiempo. La Ecuación fundamental de Lorentz que se obtiene a partir de esta ecuación del movimiento de las partículas es la siguiente (Milonni, 1988)

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_0^2 \right) x = \frac{e}{m} E(R, t) \quad (2)$$

Donde la frecuencia de oscilación natural del electrón está definida por $\omega_0 = \sqrt{k_s/m}$. En este modelo, cuando un campo electromagnético es aplicado, cada electrón en el átomo se desplaza una distancia x desde su posición original y cada átomo presenta un momento dipolar $p=ex$ (la carga del electrón e es negativa, y p apunta desde la carga negativa hacia la positiva) (Milonni, 1988). Si la densidad de átomos se denota como N , entonces la densidad de momentos dipolares es N veces el momento dipolar individual de cada átomo. Esto es, se tiene una densidad de polarización inducida en el medio por el campo, como se muestra en la ecuación siguiente (Milonni, 1988):

$$P = Np = Nex \quad (3)$$

II.2.1.2. SUSCEPTIBILIDAD ELÉCTRICA.

Cuando se hace incidir en el medio semiconductor una onda plana monocromática polarizada linealmente, su campo eléctrico puede ser representado de la manera siguiente:

$$E(z, t) = \hat{\varepsilon} E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (4)$$

donde k es la constante de propagación, E_0 es la amplitud del campo eléctrico en función del tiempo t y la posición z . El vector unitario $\hat{\varepsilon}$ especifica la polarización de la onda en el plano x - y , normal al eje z .

Si esta representación del campo eléctrico de la onda plana monocromática es utilizada en la ecuación del modelo fundamental de Lorentz se obtiene que:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \omega_0^2 x = \hat{\varepsilon} \frac{e}{m} E_0 \cos(\omega t + kz) \quad (5)$$

En particular, esta ecuación tiene la solución siguiente:

$$x = \hat{\varepsilon} \left(\frac{\frac{eE_0}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \cos(\omega t - kz) \quad (6)$$

y en algunas ocasiones es conveniente escribirla en la forma siguiente

$$x = \frac{p}{e} \quad (7)$$

donde el momento dipolar inducido p del átomo por el campo E está dado por la expresión siguiente (Milonni, 1988)

$$p = \alpha E = \hat{\varepsilon} \left(\frac{\frac{e^2 E_0}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \cos(\omega t - kz) \quad (8)$$

donde α es la polarizabilidad electrónica definida por:

$$\alpha(\omega) = \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (9)$$

Por lo tanto se puede expresar la densidad de momento dipolar de la manera siguiente:

$$P = Np = N\alpha(\omega)E = \hat{\varepsilon} \left(\frac{\frac{Ne^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (10)$$

En otras palabras, ésta es la predicción de la polarización inducida hecha por el modelo de Lorentz cuando se hace incidir una onda plana monocromática en un medio, que contiene un número N de moléculas por unidad de volumen.

En algunas ocasiones es común utilizar la *susceptibilidad eléctrica* $\chi(\omega)$ en lugar de la polarizabilidad $\alpha(\omega)$. De este modo, la densidad de polarización en función de la susceptibilidad eléctrica está definida por la ecuación

$$P = \varepsilon_0 \chi E \quad (11)$$

La relación entre $\alpha(\omega)$ y $\chi(\omega)$ es obtenida por comparación y es

$$\chi(\omega) = \frac{N\alpha(\omega)}{\varepsilon_0} \quad (12)$$

Aparte del factor dimensional $\frac{1}{\varepsilon_0}$, la única diferencia física entre χ y α es que χ es directamente asociada con un medio (proporcional a N) y α es característica de un oscilador simple (Milonni, 1988). Así en el modelo de Lorentz, $\chi(\omega)$ está en realidad determinada por:

$$\chi(\omega) = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \sum_{i=1}^z \frac{1}{\omega_i^2 - \omega^2} \quad (13)$$

donde $\omega_i = \sqrt{\frac{k_i}{m}}$ es la frecuencia natural de oscilación del i ésimo electrón oscilador.

Como ya se mencionó, la polarización inducida es proporcional a la amplitud del campo eléctrico aplicado. De manera que cuando la intensidad del campo eléctrico aplicado a un

material aumenta, la relación entre la densidad de polarización y el campo eléctrico deja de ser lineal. Bajo este escenario, generalmente es posible expandir en una serie de potencias la función que relaciona la polarización inducida con el campo eléctrico de la manera siguiente (Boyd, 1992):

$$P = \epsilon_0 \chi E + \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 + \dots \quad (14)$$

donde el primer término describe la densidad de polarización lineal y domina cuando el campo eléctrico es pequeño, los términos segundo y tercero (densidad de polarización no lineal) describen los efectos no lineales de segundo y tercer orden y así sucesivamente.

Es importante notar que se ha considerado que dentro de un AOS, la mayoría de los portadores son libres, de manera que la polarización inducida por un campo electromagnético cambia cuando se invierte la dirección del campo eléctrico antes mencionado. Bajo este contexto, la propagación de la luz en un medio no lineal se describe por la ecuación de onda derivada de las ecuaciones de Maxwell, en la cual está presente la densidad de polarización del medio. Debido a que dicha polarización puede ser descrita como la suma de las polarizaciones lineal y no lineal, se considera que la polarización no lineal actúa como una fuente de radiación en el medio no lineal (Milonni, 1988).

Por otro lado, existen varios fenómenos que se derivan de las distintas susceptibilidades no lineales de alto orden. Por ejemplo, para un medio gobernado por una no linealidad de segundo orden, los fenómenos que pueden presentarse son la generación de segundo armónico (Sugita *et. al.*, 2004; Lu *et. al.*, 2004; Nishida *et. al.*, 2005), amplificación paramétrica (Rabiei y Gunter, 2005), etc.

En el caso particular de los AOS's cuya región activa es un medio que tiene una susceptibilidad dominante de tercer orden, la cual se produce principalmente por las partículas ligadas, los fenómenos que se hacen presentes son principalmente la generación de tercer armónico, la auto modulación de fase (Tiemeijer *et. al.*, 1996), la conjugación de la fase óptica (Xuefeng y Zongyan, 2005), la mezcla de cuatro ondas (Inoue *et. al.*, 2002; Mikoulis *et. al.*, 2004; Porzi *et. al.*, 2005), entre otros. En particular, en este trabajo es importante comprender como se desarrolla el proceso de FWM dentro de un AOS por lo que a continuación se hará una descripción de éste.

II.3. MEZCLA DE CUATRO ONDAS EN UN AOS.

La mezcla de cuatro ondas se ha observado en medios pasivos, como por ejemplo en fibras ópticas (Zhang y Sharma, 2003), y en medios activos como en la región activa de los AOSs, entre otros medios (Pei *et. al.*, 2005; Lee *et. al.*, 2005; Leesti *et. al.*, 2005; Chow *et. al.*, 2005).

En algunas ocasiones, el proceso de FWM no es deseado como en el caso de la propagación de canales WDM en fibras ópticas (Fonseca *et. al.*, 2004; Ho y Wang, 2005; Awaji *et. al.*, 2005; Neokosmidis *et. al.*, 2005). Sin embargo, en nuestro caso particular resulta benéfico, ya que nos interesa una señal producto de este proceso que es el complejo conjugado de la señal de entrada, la cual nos permitirá realizar un convertidor de longitud de onda.

Para describir el proceso de mezcla de cuatro ondas dentro de un amplificador óptico de semiconductor, primero se considera que este dispositivo se encuentra eléctricamente polarizado y que en su región activa se ha establecido una inversión de población.

Posteriormente se hacen incidir las señales de bomba (de frecuencia óptica ω_0) y de sonda (de frecuencia óptica ω_l) dentro del amplificador, las cuales al propagarse dentro de la región activa se amplifican y consumen portadores. Ahora bien, en la mezcla de cuatro ondas, la señal de bomba es más intensa que la señal de sonda. De hecho, generalmente la señal de bomba satura fuertemente al medio, así que el consumo de portadores con energía $\hbar\omega_0$ es mayor que el de portadores con energía $\hbar\omega_l$. Es decir, que bajo la acción de una señal de bomba potente, el medio deja de comportarse como si fuera ensanchado homogéneamente. Este fenómeno sucede porque antes de que la corriente de inyección pueda suministrar al siguiente portador, son consumidos una gran cantidad de electrones con energías de transición iguales a la energía de los fotones de la bomba. Es interesante notar que estos electrones que se consumen son proporcionados por las colisiones portador-portador, que se efectúan con un tiempo característico de 50 femtosegundos, y que se suscitan entre los electrones cuya energía se encuentra representada en la banda de conducción. Sin embargo, cuando la tasa de consumo de estos electrones supera a la tasa de electrones que suministran las colisiones portador-portador, se forma un hoyo en la distribución energética de los portadores de la banda de conducción alrededor de una energía igual a la de los fotones de la bomba. Este hoyo espectral que se produce por una carencia de electrones en una gama infinitesimal de energías centrada en la energía de los fotones de la bomba genera evidentemente una discontinuidad en el espectro de ganancia del amplificador. Al evento de formar el hoyo espectral y tratarlo de llenar con portadores provenientes de las colisiones portador-portador se le conoce como el mecanismo del hoyo espectral (SHB por sus siglas en inglés).

En cuanto a las colisiones portador-portador, como es sabido, son procesos en los que intervienen dos electrones, uno que gana energía y otro que la pierde. Los portadores que ganan energía generalmente interactúan con la red cristalina del semiconductor a través de colisiones portador-fonón. Es decir, que su exceso de energía es disipado en “quantums” de vibración. Las colisiones portador-fonón se efectúan en un tiempo característico de 650 femtosegundos.

De esta descripción se desprende que la formación del hoyo espectral y el intento de “tapar” a éste por medio de las colisiones portador-portador incrementan la energía promedio de las distribuciones de energía de los portadores. En efecto, se consumen portadores de baja energía y se generan portadores de alta energía. A este fenómeno se le conoce también como calentamiento de portadores dado que se considera que los portadores calientes son los portadores de mayor energía cinética. En contraparte, las colisiones portador-fonón enfrían la distribución energética de los portadores o bien disminuyen la energía promedio de ésta, dado que al disipar fonones se crean portadores de baja energía.

Al calentamiento seguido por el enfriamiento de la distribución de energía de los portadores se le conoce como el mecanismo del calentamiento de portadores (CH por sus siglas en inglés) y como es de esperarse modifica el espectro de ganancia del medio amplificador. Este mecanismo, a diferencia de el del hoyo espectral, también modifica espectralmente el valor del índice de refracción de una manera significativa. Como ya se estableció con anterioridad, todos los eventos antes descritos se llevan a cabo antes de que la densidad de corriente pueda suministrar al siguiente electrón. Cuando esto sucede hay un nuevo

portador que contribuye a normalizar la distribución de energía de los portadores. De hecho, estos nuevos portadores suplirán a algunos de los consumidos por la amplificación de las señales de bomba y de sonda a través del mecanismo de la emisión estimulada.

Es importante notar que el tiempo promedio que tarda la corriente de inyección en suministrar a un nuevo portador está ligado con el tiempo promedio de vida de los portadores en la banda de conducción. En efecto, en un sistema no perturbado por haces ópticos, el tiempo promedio de arribo de los nuevos portadores es similar al tiempo promedio de vida que tienen los electrones en la banda de conducción (200 picosegundos) antes de sufrir una transición a la banda de valencia a través del mecanismo de la emisión espontánea.

Como ya se estableció, para realizar la mezcla de cuatro ondas dentro de un AOS es necesario introducir simultáneamente una señal de bomba y otra de sonda dentro del amplificador. Al hacer coincidir en tiempo y espacio los campos eléctricos de estas señales interfieren en función de su acuerdo en polarización y generan un batimiento que se manifiesta en la intensidad total de ambas señales. Este batimiento en intensidad se efectúa a una frecuencia cuyo valor es igual a la diferencia que existe entre las frecuencias ópticas de los haces de sonda y de bomba, y se le denomina frecuencia de desacuerdo.

Al haber una fluctuación de intensidad dentro del amplificador habrá también un consumo de portadores que varía en el tiempo, lo cual modifica la ganancia y el índice de refracción del medio. Estas fluctuaciones producen un cambio en la amplitud y en la fase de las señales de bomba y de sonda, lo que genera que haya un consumo variable de portadores y por lo tanto una emisión estimulada que fluctúa en el tiempo. Lo anterior produce que el

hoyo espectral generado por la bomba cambie de profundidad, dado que cuando hay una menor intensidad dentro del AOS, los electrones de baja energía suministrados por las colisiones portador-portador lo podrán “tapar” de manera más eficiente. A todo el conjunto de efectos que permite la creación de un hoyo espectral cuya profundidad fluctúa en el tiempo se le conoce como el mecanismo dinámico del hoyo espectral (DSHB). Evidentemente este mecanismo produce una discontinuidad que fluctúa en profundidad dentro del espectro de ganancia del amplificador.

De manera similar, al fluctuar en el tiempo el consumo de portadores dentro del amplificador, el efecto de las colisiones portador-fonón sobre la temperatura de la distribución de energía de los portadores será variante en el tiempo. A este mecanismo se le conoce como calentamiento dinámico de los portadores (DCH). Al calentarse y enfriarse dinámicamente la distribución de la energía de los portadores se fluctúa dinámicamente los espectros de ganancia y de índice de refracción del medio.

Así mismo, al presentarse una intensidad que fluctúa en el tiempo dentro del amplificador, el consumo de portadores cambia en el tiempo, dado que la densidad de corriente es constante. A este mecanismo se le conoce como pulsación de la densidad de portadores (CDP por sus siglas en inglés) y claramente modifica de manera dinámica a la ganancia y al índice de refracción del medio.

Es claro que si la frecuencia de desacuerdo es muy elevada ($f \gg 1.5\text{GHz}$) el mecanismo que tiene mayor capacidad de respuesta para modular la ganancia del medio es el DSHB. No obstante en términos absolutos este mecanismo se manifiesta de manera débil, lo cual produce una modulación poco profunda de la ganancia de la bomba. Por otra parte, si la

frecuencia de desacuerdo es moderada ($f \approx 1.5\text{GHz}$), el mecanismo del DCH podrá también cooperar preponderantemente en la modulación de la ganancia y del índice de refracción que observan tanto la bomba como la sonda. Dado que en términos absolutos el mecanismo del DCH produce una profundidad de modulación en la ganancia mayor que aquella producida por el DSHB, éste mecanismo se vuelve dominante. Finalmente, cuando la frecuencia de desacuerdo es inferior al inverso del tiempo promedio de vida de los portadores, el mecanismo que dominará las fluctuaciones de ganancia y de índice de refracción será el de la CDP. En efecto, la manifestación de la CDP es muy intensa dado que a diferencia del DSHB y del DCH, en esta pulsación no solamente hay un cambio de energía de los portadores sino que también hay un consumo y reabastecimiento de éstos.

Es importante señalar que la contribución en el cambio de ganancia que provocan los mecanismos del DSHB y del DCH se le conoce como supresión no lineal de la ganancia. Sin embargo, sin importar el origen de estos cambios en la ganancia y en el índice de refracción, estos actúan dinámicamente sobre las amplitudes y las fases de las señales de bomba y de sonda generándose armónicos de modulación en ambos lados de las señales de bomba y de sonda, cada uno de ellos a la frecuencia de desacuerdo entre la señal de bomba y de sonda.

En la figura 3 se muestra el espectro de frecuencias del proceso de mezcla de cuatro ondas desarrollado dentro de un AOS. El armónico de modulación generado junto a la bomba del lado opuesto a la sonda se le conoce como *señal conjugada*, debido a que es el complejo conjugado de la señal de sonda. El armónico de modulación generado junto a la sonda del lado opuesto a la bomba se le conoce como *señal engendrada*.

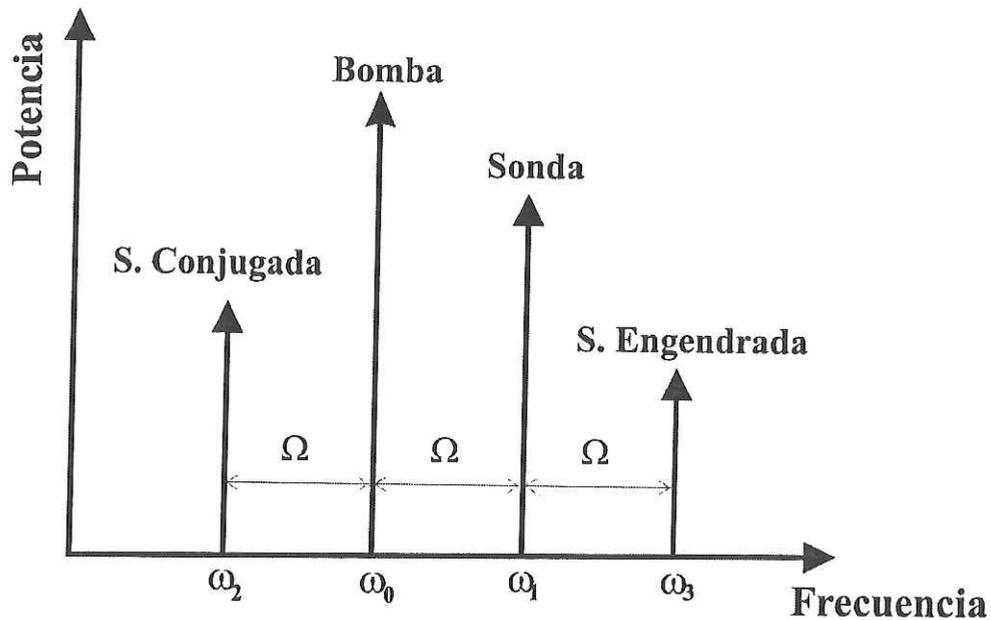


Figura 3. Espectro de frecuencias de la mezcla de cuatro ondas en el AOS

Como se mencionó anteriormente, para describir el proceso de FWM dentro de un AOS se considera que se hacen incidir dos señales, una de bomba y una de sonda dentro del amplificador. Si se considera que la intensidad total a la entrada del AOS es determinada por la ecuación siguiente:

$$I(z,t) = I_0(z,t) + I_1(z,t) + 2\sqrt{I_0(z)I_1(z)} \cos(\Delta\omega t) \cdot \cos(\mathcal{G}/2) \quad (15)$$

donde $I_0(z,t)$ e $I_1(z,t)$ representan a las intensidades de los campos eléctricos de las señales de bomba y de sonda respectivamente, z es la coordenada en la dirección de propagación de estos campos eléctricos dentro de la guía de onda del AOS, $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_1$ es la frecuencia de desacuerdo entre las señales de bomba y de sonda, y \mathcal{G} es la distancia angular de separación en la representación de Poincaré de los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la entrada del AOS. El último término del lado derecho de la

ecuación anterior representa el batimiento de ambas señales de entrada, el cual oscila a una frecuencia de desacuerdo $\Delta\omega$. Dicho término determina la sensibilidad del batimiento a la polarización de las señales de bomba y de sonda. En particular, cuando las componentes del campo eléctrico de las señales de bomba y de sonda son ortogonales no existe batimiento.

Es importante mencionar que al tener un batimiento dentro del medio semiconductor se produce, según el modelo de Lorentz, una oscilación del conjunto de dipolos que componen al medio.

Cuando estos dipolos oscilan de manera coherente (con la misma fase), los campos que irradian individualmente interfieren constructivamente e inducen una polarización dentro del medio. Esta polarización estará regida por una susceptibilidad que, como ya se explicó, se puede descomponer en varios términos. De manera notable se tendrán el término lineal y el de tercer orden, el cual regirá a una componente de polarización inducida no lineal. Esta polarización no lineal, genera dos campos eléctricos separados una frecuencia igual a la de batimiento de la frecuencia óptica de las señales de bomba y de sonda. Nuevamente, al campo eléctrico que se observa al lado de la bomba pero que no se encuentra traslapado con el de la señal de sonda se le conoce como señal conjugada.

En esta descripción, las partes real e imaginaria de las susceptibilidades, lineal y de tercer orden, están directamente relacionadas con el índice de refracción y la ganancia que observa la señal conjugada. De esta manera, la susceptibilidad lineal se puede asociar a la ganancia material lineal y la susceptibilidad de tercer orden se puede descomponer en tres términos, los cuales corresponden a las contribuciones al índice de refracción y a la ganancia de la CDP, el DCH y el DSHB, al cambio no lineal del índice de refracción y de

la ganancia. Evidentemente, cada una de estas contribuciones cuenta con su correspondiente “frecuencia de corte” gobernada por el tiempo de vida de los portadores y los tiempos característicos en los que se llevan a cabo las colisiones portador-fonón y portador-portador, respectivamente.

II.4. MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN DENTRO DE UN AOS.

Como ya se mencionó anteriormente, el batimiento que desencadena los fenómenos no lineales que generan al proceso de FWM dentro de los AOSs depende de los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda. Cuando los estados de polarización de estas señales de entrada son diferentes, la amplitud del batimiento se degrada y cuando son ortogonales ésta se vuelve nula. Esto representa un serio problema para los convertidores de longitud de onda basados en FWM, ya que generalmente el estado de polarización de la señal de entrada fluctúa en el tiempo y esto afecta a la eficiencia de conversión, la cual se define como la razón entre la potencia de la señal conjugada a la salida del convertidor y la potencia de la señal de sonda a la entrada de este dispositivo.

Para resolver este problema se han propuesto diversos esquemas que presentan una gran insensibilidad a la polarización de la señal de entrada. Algunos de estos métodos son convertidores basados en la mezcla de cuatro ondas con dos bombas ortogonales o copolarizadas y convertidores en esquemas de diversidad de polarización. A pesar de estas soluciones, recientemente se ha demostrado que cuando dos haces se introducen simultáneamente dentro de un AOS, sus estados de polarización son modificados en función de la densidad de fotones instantánea que existe dentro del medio amplificador. El

fenómeno responsable de este efecto es llamado la Modulación Cruzada de la Polarización (XPolM, por sus siglas en inglés) (Soto *et al.*, 1999). Como consecuencia, es necesario considerar el efecto que tiene este fenómeno sobre la eficiencia de conversión de los convertidores de longitud de onda que emplean la mezcla de cuatro ondas, aún cuando éstos tengan una arquitectura que los vuelva insensibles a los cambios de polarización de la señal de entrada.

Específicamente, la modulación cruzada de la polarización (XPolM) se define como el cambio en el estado de polarización que sufre una señal óptica debido a un cambio en la potencia, en la longitud de onda o en la polarización de otra señal que se propaga simultáneamente con ésta dentro de un AOS (Soto *et. al*, 1999).

La XPolM está regida por tres fenómenos importantes: la modificación de los ejes propios de la guía de onda activa del AOS, la perturbación de la birrefringencia estructural y el desbalance de las ganancias modales. A continuación se detallan cada uno de éstos fenómenos.

II.4.1. PERTURBACIÓN DE LA BIRREFRINGENCIA ESTRUCTURAL.

La guía de onda activa del amplificador óptico de semiconductor utilizado en este trabajo presenta una estructura que no es simétrica respecto de los ejes x y y . Como se puede apreciar en la figura 2, en el eje y , el semiconductor que forma a la región activa está delimitado por varias capas de materiales semiconductores cuyos índices de refracción tienen valores inferiores al de la región antes mencionada. Por otra parte, en el eje x , el semiconductor que forma a la región activa está delimitado solamente por el aire. Así,

cuando un haz es introducido dentro del amplificador, parte de la luz será guiada por la región activa y parte será propagada por los materiales que rodean a ésta. Si el haz incidente tiene la longitud de onda adecuada, así como la inclinación y polarización idóneas, se formará un modo de propagación en donde las partes guiada y evanescente de la luz viajarán a la misma velocidad a pesar de que éstas se propaguen por medios con índices de refracción locales diferentes. Lo anterior significa que en la guía de onda del AOS cada modo tiene asociado un índice efectivo que rige su velocidad de propagación. Ahora bien, la estructura del amplificador no es simétrica respecto de los ejes x y y , es natural pensar que hay índices efectivos diferentes para los modos TE y TM, lo cual se conoce como birrefringencia estructural. Cabe mencionar que el valor de los índices efectivos depende, entre otras cosas, del valor de los índices locales, de la estructura y de las dimensiones físicas de las capas que la componen. De esta manera, hay fabricantes que logran crear estructuras no simétricas en los ejes x y y con índices de refracción para los modos TE y TM muy similares. En nuestro caso, el AOS utilizado presenta una birrefringencia estructural moderada, la cual produce diferentes constantes de propagación para los modos TE y TM.

Por otra parte, al inyectar un haz de potencia considerable dentro de la región activa del AOS, éste se amplifica por emisión estimulada, la cual, aunada a la emisión espontánea, produce una distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores y, por consiguiente una distribución longitudinal no homogénea del índice local de refracción de la región activa (Soto *et. al*, 2004). Lo anterior provoca claramente que en cada sección infinitesimal que se considere dentro de la guía de onda haya un índice efectivo diferente

para el modo en cuestión. Nuevamente dado que la estructura del AOS no es simétrica en los ejes x y y , es de esperarse que el cambio local del índice de refracción de la región activa impacte de manera diferente en el valor del índice efectivo para los modos TE y TM, lo cual se conoce como birrefringencia inducida. Es importante señalar que aún cuando la estructura del AOS produzca una birrefringencia estructural nula, siempre se tendrá una birrefringencia inducida cuando se tenga una distribución longitudinal no homogénea del índice local de refracción de la región activa. En efecto, al tener una estructura no simétrica, los cambios locales de índice de refracción siempre afectarán de manera diferente a los índices efectivos para los modos TE y TM. Por consiguiente, si el estado de polarización del haz de entrada es lineal con una inclinación diferente a 0 o 90 grados, éste será modificado a un estado de polarización elíptico a la salida del amplificador. Este fenómeno puede modificar a la salida del amplificador el estado de polarización de un segundo haz de potencia baja (el cual se estima no perturba a la guía de onda) introducido dentro del amplificador de manera simultánea con una polarización lineal con una inclinación diferente a 0 o 90 grados. En efecto, cuando el primer haz está presente dentro del amplificador, el estado de polarización del segundo haz, a la salida del amplificador, es modificado por la birrefringencia inducida. Sin embargo, cuando se apaga el haz potente, la birrefringencia inducida es drásticamente reducida y el estado de polarización del segundo haz, a la salida del AOS, recobra el estado de polarización impuesto por la birrefringencia estructural (perturbada únicamente por la emisión espontánea amplificada).

II.4.2. DESBALANCE DE LAS GANANCIAS MODALES.

El fenómeno de desbalance de las ganancias modales está íntimamente ligado con el de la birrefringencia inducida. De hecho si hay dos índices efectivos TE y TM debido a la birrefringencia estructural, hay forzosamente dos factores de confinamiento TE y TM diferentes. Así, si la birrefringencia inducida modifica a la relación existente entre los índices efectivos TE y TM, también modificará la relación que hay entre los factores de confinamiento para los modos TE y TM. Ahora bien, dado que la ganancia de simple paso guarda una relación exponencial con el factor de confinamiento, el cambiar la relación entre los factores de confinamiento TE y TM produce un desbalance de las ganancias modales TE y TM.

Al igual que la birrefringencia inducida, este fenómeno puede generar modificaciones del estado de polarización a la salida del amplificador de un segundo haz de baja potencia introducido dentro del amplificador con dos componentes de polarización. Efectivamente, cuando el primer haz está presente dentro del AOS, el estado de polarización del segundo haz, a la salida del amplificador, se modifica por el fuerte desbalance que sufren las ganancias modales. Sin embargo, cuando se suprime el primer haz, el desbalance de las ganancias modales se reduce drásticamente y el estado de polarización del segundo haz, a la salida del AOS, recupera la polarización impuesta por las ganancias modales que produce la guía de onda del AOS perturbada por la emisión espontánea amplificada.

II.4.3. MODIFICACIÓN DE LOS EJES PROPIOS DE LA GUÍA DE ONDA ACTIVA DEL AOS.

El fenómeno de la modificación de los ejes propios puede ser interpretado de la manera siguiente: cuando se introduce un haz dentro de la región activa de un AOS, éste es progresivamente amplificado por la emisión estimulada, la cual en conjunto con la emisión espontánea amplificada, produce una distribución longitudinal no homogénea del índice de refracción de la región activa. Si el consumo de portadores producido por la amplificación del haz es más fuerte que el provocado por la emisión espontánea, entonces el valor del índice de refracción, a la salida del amplificador, será mayor que el de la entrada. Si la potencia del haz de entrada es relativamente alta, entonces los cambios en la densidad de portadores y en el índice de refracción son mucho más significativos, obteniéndose una distribución longitudinal de índice de refracción con valores lo suficientemente altos como para sostener un comportamiento multimodal. Es decir, que la guía de onda es capaz de soportar modos de orden superior. Debido a que en algunas estructuras, la región activa de los amplificadores ópticos de semiconductor se encuentra inclinada para reducir las reflexiones hacia las fibras de inserción y extracción, los modos de orden superior TE_{00} , TE_{01} y TE_{10} pueden ser excitados a la entrada del amplificador. Como cada uno de estos modos viaja a una velocidad diferente, éstos se propagan con diferentes constantes de propagación, lo que produce que interfieran entre sí dentro de la guía de onda (Soto *et. al*, 2004). Esto provoca una interferencia dinámica de los modos en la guía de onda, produciendo una distribución transversal no homogénea de la intensidad del campo eléctrico total cuyo valor máximo se propaga a lo largo de la guía de onda en forma de zigzag. En la referencia (Soto *et. al*, 2004) se asume que el valor máximo de intensidad del

campo eléctrico total se propaga dentro de la guía de onda del amplificador zigzagueando simultáneamente en las direcciones vertical y horizontal, describiendo una trayectoria cuasi-helicoidal. Lo anterior produce un camino cuasi-helicoidal de máximo consumo de portadores y por tanto de máximo valor de índice de refracción, lo cual produce que se pierdan los ejes propios de la guía de onda. Es decir, la adición coherente de los modos excitados con diferentes constantes de propagación resulta en una guía de onda desprovista de ejes propios TE y TM, de manera que no pueden ser definidos ejes propios de polarización lineal, como sucede en los materiales que presentan una actividad óptica.

Por lo tanto, si un haz se introduce dentro del AOS con una polarización lineal paralela a los ejes TE y TM, entonces este estado de polarización no será conservado a la salida del AOS, debido a la modificación de los ejes propios. Esta modificación de los ejes propios produce una rotación del estado de polarización a la salida del AOS debido a que el campo eléctrico de entrada que está contenido únicamente en una componente será distribuido progresivamente en dos nuevas componentes alineadas con los nuevos ejes propios.

Es interesante notar que si un segundo haz se introduce simultáneamente dentro del AOS con una polarización lineal coincidente con los ejes TE y TM y con una potencia lo suficientemente débil para no producir una modificación fuerte de la guía, su estado de polarización también cambiará a la salida del AOS. Esto se debe a que la guía de onda se encuentra desprovista de ejes propios de polarización lineal mientras el primer haz que la perturba está presente dentro del AOS. Sin embargo, cuando el haz perturbador es apagado, el estado de polarización del segundo haz a la salida del AOS recobra su estado lineal de

entrada ya que la guía de onda del amplificador recupera sus ejes propios de polarización lineal (Soto *et. al*, 2004).

Es importante mencionar que estrictamente hablando los fenómenos de perturbación de la birrefringencia estructural, desbalance de las ganancias modales y modificación de los ejes propios están presentes al mismo tiempo en el AOS cuando un haz lo suficientemente potente perturba la guía de onda del amplificador. En este caso, éstos fenómenos se estudiaron de manera independiente para comprenderlos con mayor claridad. Sin embargo, la modificación del estado de polarización que sufre un haz de potencia débil cuando el haz perturbador afecta al medio semiconductor, es el resultado de todas las contribuciones de los efectos antes mencionados. Es decir, que la manifestación de la XPolM es regida en forma conjunta por los tres fenómenos estudiados en este capítulo.

II.5. XPolM Y FWM DENTRO DEL AOS.

Como se puede deducir de las discusiones anteriores, la XPolM modifica los estados de polarización de las señales que viajan dentro de la región activa de un AOS en función de su potencia. Por otra parte, la eficiencia de un proceso de FWM depende del acuerdo en polarización que presentan las señales que lo producen. Por tal motivo, se considera necesario incluir el efecto de la XPolM en los modelos que predicen el desempeño del proceso de FWM dentro de un AOS. Así, en los siguientes capítulos se desarrollará un análisis del impacto de la XPolM sobre el desempeño del proceso de FWM, y se obtendrá una técnica que permitirá modelarlo y predecirlo.

II. 6. EL INTERFERÓMETRO DE SAGNAC.

II.6.1. ANTECEDENTES.

En particular, en el proceso de mezcla de cuatro ondas se tiene la dificultad de separar a la señal conjugada de las demás señales que intervienen en el proceso cuando las longitudes de onda de las señales de bomba y de sonda se encuentran muy cercanas entre sí (Mori *et al.*, 1995; Mori *et al.*, 1996; Leuthold *et al.*, 1998). No obstante, justo en estas condiciones es cuando la señal conjugada se manifiesta con una mayor potencia y de ahí que exista un interés por desarrollar técnicas que permitan aislar a la señal conjugada de todas las demás. Para tal efecto, se han desarrollado, por ejemplo, diversas técnicas interferométricas de filtrado reportadas por: Yu y Jeppesen, 2000, Shibata *et al.*, 2002 y Nielsen *et al.*, 2003.

Cabe mencionar que cuando las longitudes de onda de las señales de bomba y de sonda están muy cercanas entre sí, no sólo la señal conjugada se genera con mayor potencia, sino que también la señal engendrada lo hace, al igual que otros armónicos de modulación resultantes de la mezcla de cuatro ondas. Así, a pesar de que ya existen arreglos interferométricos que permiten filtrar a la señal conjugada de las señales de bomba y de sonda, bajo las condiciones antes mencionadas, éstos no son capaces de eliminar a las otras señales generadas por el proceso de FWM. En particular, en éste trabajo se estudiará la manera de filtrar las señales de bomba, sonda y engendrada de la señal conjugada de un proceso de FWM. Para tal efecto se utilizará un AOS asistido de un interferómetro de Sagnac y un polarizador. En este esquema original, el interferómetro aislará a la señal

conjugada de las señales de bomba y de sonda, mientras que el polarizador eliminará a la señal engendrada.

Por estas razones es muy importante conocer el principio de operación de un interferómetro de Sagnac para posteriormente estar en posibilidad de describir el proceso de filtrado de las señales de bomba y de sonda.

II.6.2. PRINCIPIO DE OPERACIÓN DEL INTERFERÓMETRO DE SAGNAC.

Un interferómetro es un instrumento óptico que inicialmente divide a una señal óptica en dos partes empleando por ejemplo un divisor de haz. Posteriormente las señales son retardadas haciéndolas recorrer distancias distintas. Enseguida, dichas señales se vuelven a unir con el fin de obtener una interferencia que puede ser constructiva o destructiva (Saleh y Teich, 1991). Algunos tipos comunes de interferómetros son el Michelson, el Mach-Zehnder y el interferómetro de Sagnac.

Este trabajo se concentra principalmente en el interferómetro de Sagnac, el cual es un interferómetro de trayectoria común donde dos haces recorren el mismo sendero óptico pero en direcciones opuestas (Hariharan P., 1992).

Para comprender la operación del interferómetro de Sagnac primero se analizará la superposición de dos ondas planas, cada una de intensidad I_0 , propagándose en la dirección z . En este análisis preliminar se asumirá que una onda es retardada con respecto a la otra al recorrer una distancia d mayor, tal que $E_1 = I_0^{1/2} \exp(-jkz)$ y $E_2 = I_0^{1/2} \exp(-jk(z-d))$.

Así, la intensidad resultante de la suma de las dos señales es:

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{d}{\lambda} \right) \right] \quad (16)$$

Esta ecuación representa la dependencia de la intensidad total I con respecto al retardo d . Si el retardo es múltiplo de λ se tiene interferencia constructiva completa y entonces la intensidad total es $I = 4I_0$. Por otro lado, si d es un entero impar múltiplo de $\frac{\lambda}{2}$, se tiene interferencia destructiva completa y la intensidad total es cero.

Por otra parte, en la figura 4 se muestra el esquema de un interferómetro de Sagnac de fibra óptica con un AOS dentro de su anillo. Este sistema permite aislar, en un puerto de salida del acoplador a las señales conjugada y engendrada producidas por un proceso de FWM desarrollado dentro del amplificador, de las señales de bomba y de sonda.

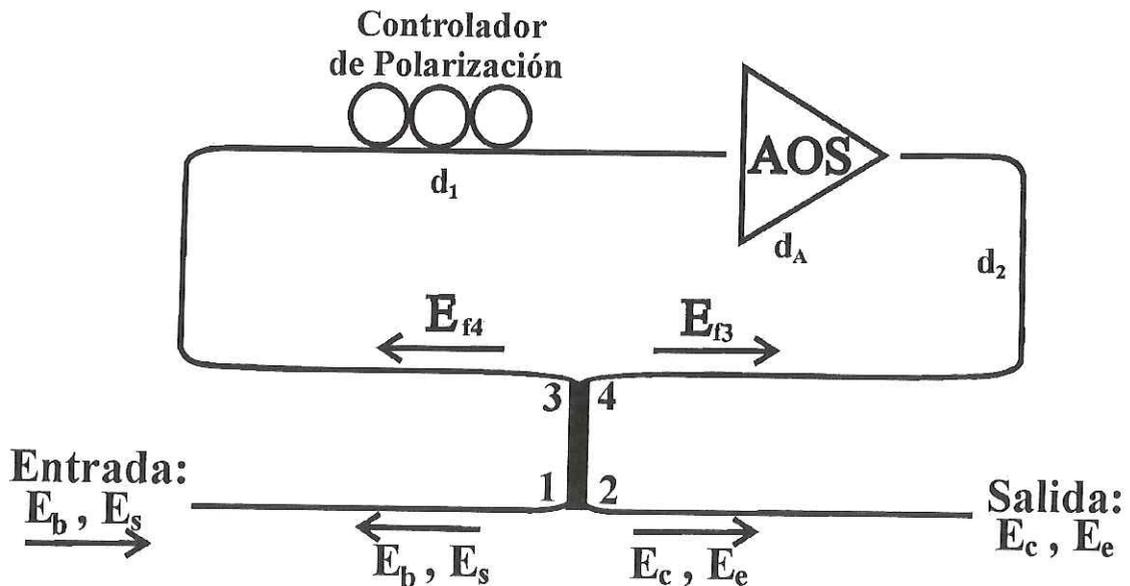


Figura 4. Esquema de un interferómetro de Sagnac de fibra óptica con un AOS contenido dentro de su anillo.

En esta figura, las literales E_b y E_s que se encuentran entrando al puerto 1 del acoplador 50/50 representan respectivamente a las amplitudes complejas de las señales de bomba y de sonda que mas tarde producirán procesos de FWM dentro del AOS. Al salir del acoplador, la potencia de estas señales es dividida en dos partes iguales. Así, la mitad de su potencia pasa a través del puerto 3 y la otra mitad a través del puerto 4 del acoplador. Como consecuencia se tienen, dentro del anillo que forma al interferómetro de Sagnac, dos conjuntos de señales, uno que se propaga en el sentido de las manecillas del reloj (E_{f4}) y otro que se propaga en sentido contrario al de las manecillas del reloj (E_{f3}). Es importante notar que en la figura 4, el amplificador óptico de semiconductor no se encuentra a la mitad del anillo que forma al interferómetro. La posición asimétrica del amplificador es muy importante ya que ésta permite generar dos señales conjugadas que al contra-propagarse y llegar al acoplador 50/50 por los puertos 3 y 4 lo puedan hacer con fases diferentes.

En la figura anterior se puede observar que las señales de bomba y de sonda representadas por el conjunto de señales E_{f4} pasan primero por un controlador de polarización y posteriormente por un AOS en donde se genera un proceso de mezcla de cuatro ondas. En cambio, el conjunto de señales E_{f3} primero pasa por el AOS, generando el segundo proceso de mezcla de cuatro ondas y posteriormente por el controlador de polarización.

En esta configuración, las señales de bomba y de sonda son introducidas con frecuencias ópticas ω_b y ω_s respectivamente, y el anillo que forma el interferómetro funciona para estas señales como un lazo de espejo. Es decir, que las señales de bomba y de sonda siempre regresan por el puerto de entrada 1 y nunca pasan a través del puerto 2. Sin embargo, para las ondas producidas por los procesos de FWM, el esquema puede

seleccionar el puerto de salida en función de la diferencia que existe entre las fases de estas ondas generales que se contrapropagan. Por ejemplo, la señal conjugada de frecuencia ω_c creada por el proceso de FWM desarrollado en el sentido de las manecillas del reloj llega al acoplador con una fase de:

$$\phi_{4c} = [2\beta(\omega_b) - \beta(\omega_s)]d_1 + \beta(\omega_c)d_2 \quad (17)$$

Mientras que la señal conjugada creada por el proceso de FWM desarrollado en sentido contrario al de las manecillas del reloj llega al acoplador con una fase de:

$$\phi_{3c} = [2\beta(\omega_b) - \beta(\omega_s)]d_2 + \beta(\omega_c)d_1 \quad (18)$$

Entonces, ambas señales conjugadas interfieren en el acoplador 50/50 con una diferencia de fase de:

$$\Delta\phi_c = [2\beta(\omega_b) - \beta(\omega_s) + \beta(\omega_c)](d_1 - d_2) \quad (19)$$

Similarmente para las señales engendradas se tiene que estas interfieren con una diferencia de fase de:

$$\Delta\phi_e = [2\beta(\omega_s) - \beta(\omega_b) + \beta(\omega_e)](d_2 - d_1) \quad (20)$$

Como se considera que la fibra que compone el anillo es un elemento dispersivo, entonces la constante de propagación puede escribirse de la manera siguiente:

$$\beta(\omega) = \frac{\omega_b n}{c} + \frac{n}{c}(\omega - \omega_b) + \sigma(\omega - \omega_b)^2 \quad (21)$$

Así, para calcular el valor de las distancias d_1 y d_2 necesarias para obtener la interferencia destructiva que se requiere para obtener a la salida del puerto 2 del acoplador las señales

conjugada y engendada, se sustituye la ecuación anterior en las ecuación 19 y reduciendo términos se obtiene, para la diferencia de fase, la expresión siguiente:

$$\Delta\phi_c = \left[-\frac{n}{c}(\omega_s - \omega_b) - \frac{n}{c}(\omega_c - \omega_b) - \sigma(\omega_s - \omega_b)^2 - \sigma(\omega_c - \omega_b)^2 \right] (d_2 - d_1) \quad (22)$$

Si además se sustituye $\omega_c = \omega_b + (\omega_b - \omega_s)$, entonces se obtiene la diferencia de fases necesaria en el acoplador mediante la ecuación siguiente:

$$\Delta\phi_c = \left[-2\sigma(\omega_s - \omega_b)^2 \right] (d_2 - d_1) \quad (23)$$

Similarmente, para la señal engendada se obtiene la ecuación siguiente:

$$\Delta\phi_e = \left[-2\sigma(\omega_b - \omega_s)^2 \right] (d_2 - d_1) \quad (24)$$

Donde $\sigma = -\frac{D\lambda^2}{4c\pi}$ está en función de la dispersión de la fibra empleada: $D = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2}$.

Para este caso se trata de una fibra óptica monomodo SMF-28. De esta forma, por ejemplo, para el caso de una frecuencia de desacuerdo $(\omega_s - \omega_b) = 2\pi \cdot 10^{12}$, se tendría una $\Delta\phi_c = 0.7 (d_1 - d_2)$. Consecuentemente es posible elegir el valor de las distancias d_1 y d_2 que permitan obtener una diferencia de fase múltiplo de π , para que las potencias totales de salida de las señales conjugada y engendada sea por el puerto 2, ya que las señales de salida por los puertos del acoplador están definidas por las expresiones siguientes:

$$P_{1k} = \frac{|E_{f3k} - iE_{f4k}|^2}{2} = P_k \frac{1 + \cos(\phi_k)}{2} \quad (25)$$

$$P_{2k} = \frac{|-iE_{f3k} + E_{f4k}|^2}{2} = P_k \frac{1 - \cos(\phi_k)}{2} \quad (26)$$

Finalmente, es importante mencionar que el controlador de polarización presente en el anillo permite que el estado de polarización de las señales pueda ajustarse para producir la máxima interferencia destructiva posible en el punto 2 del acoplador.

En el capítulo VI se muestran los detalles en la implementación del interferómetro de Sagnac y los resultados experimentales obtenidos. A continuación se mostrará el estudio teórico que describe el proceso de mezcla de cuatro ondas en el amplificador.

III. ESTUDIO SEMI-CLÁSICO DEL PROCESO DE MEZCLA DE CUATRO ONDAS DENTRO DE UN AOS.

III.1. INTRODUCCIÓN.

En éste capítulo se presenta un estudio teórico semi-clásico del proceso de mezcla de cuatro ondas dentro de un amplificador óptico de semiconductor validado por un estudio experimental.

De manera general, los modelos matemáticos semi-clásicos se basan en las ecuaciones de Maxwell y de Schrödinger con los cuales se pueden calcular las susceptibilidades que rigen a las polarizaciones que los haces de entrada inducen en la región activa del AOS bajo estudio. Estas susceptibilidades generalmente se calculan en función de la densidad y de la temperatura de los portadores de la región activa del AOS y permiten determinar la ganancia y el índice de refracción que afectan a las señales que intervienen en el proceso analizado, en este caso el de FWM.

En particular en este trabajo se ha elegido un modelo semi-clásico que considera a los principales fenómenos no lineales que contribuyen en la manifestación del proceso de mezcla de cuatro ondas. Tales fenómenos son la pulsación de la densidad de portadores, el calentamiento de portadores y el hoyo espectral (Mecozzi y Mork, 1997). En principio, el modelo se basa en el formalismo de la matriz de densidad mediante el cual se derivan ecuaciones de evolución para la densidad y la temperatura de los portadores, considerando que el medio es no dispersivo. Lo anterior da como resultado un modelo sencillo en comparación con aquéllos que están basados en las ecuaciones de Bloch. Por otra parte, el

estudio experimental propuesto en este trabajo permite determinar la potencia y los estados de polarización de salida de las señales conjugada, de bomba y de sonda, para diferentes estados de polarización lineales de entrada de las señales de bomba y de sonda. Con éstos resultados es entonces posible determinar experimentalmente la eficiencia de conversión del proceso de FWM desarrollado dentro del AOS bajo estudio y compararla con el resultado teórico proporcionado por el modelo antes mencionado.

Específicamente, en el apartado III.2 se describe el modelo matemático que parte de las ecuaciones de evolución de las densidades local y total así como de la temperatura de los portadores en función del tiempo. El análisis se efectúa para cuando la región activa del AOS es perturbada por un haz que se propaga dentro de ésta. Lo anterior permite determinar la ganancia material y el índice de refracción, o bien la susceptibilidad y la ecuación que rigen la propagación del haz perturbador. En seguida, el análisis es extendido para dos haces perturbadores, tomando en cuenta su interacción mutua y con el medio, lo que permite determinar las polarizaciones inducidas y por tanto la fase y la amplitud de los haces que se propagan y que se generan dentro del AOS a través del proceso de FWM.

El parámetro que principalmente interesa analizar es aquel denominado eficiencia de conversión del proceso de FWM, el cual se define como el cociente de la potencia de salida de la señal conjugada entre la potencia de entrada de la señal de sonda. Por lo tanto, dentro del análisis teórico se hace énfasis en la ecuación que define el campo eléctrico de salida de la señal conjugada, cuya potencia es dividida entre la potencia de entrada de la señal de sonda para calcular la eficiencia de conversión teórica.

En el apartado III.3 se muestra el esquema experimental que permite determinar la eficiencia de conversión de un proceso de mezcla de cuatro ondas desarrollado dentro de un AOS. Posteriormente, en el apartado III.4 se analizan los resultados experimentales de la eficiencia de conversión obtenidos para el proceso de FWM desarrollado dentro del AOS bajo estudio y se comparan con los resultados teóricos obtenidos con el modelo matemático propuesto. Finalmente, en el apartado III.5 se presenta la conclusión de este capítulo.

III.2. MODELO MATEMÁTICO DE LA MEZCLA DE CUATRO ONDAS DENTRO DE UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR.

Uno de los métodos más utilizados para estudiar las características dinámicas de los amplificadores ópticos de semiconductor es aquél que ésta basado en la resolución de las ecuaciones de evolución con respecto al tiempo de la densidad y la temperatura de los portadores, cuando el medio es perturbado por una o más ondas ópticas. Las variaciones en la densidad y en la temperatura de los portadores afectan directamente a la ganancia y al índice de refracción de la región activa del amplificador óptico de semiconductor, las cuales a su vez afectan a la amplitud y a la fase de los campos electromagnéticos que se propagan dentro de ésta. En efecto, tanto la densidad como la temperatura de los portadores afectan a la distribución de Fermi, la cual gobierna a la ganancia material y de manera indirecta al índice de refracción a través de la relación de Kramer Kroning.

El planteamiento detallado de un modelo que describa al proceso de mezcla de cuatro ondas dentro de un AOS puede resultar un tanto extenso. Para facilitar su descripción primero se considerará que un campo electromagnético con frecuencia ω_0 se introduce en el

amplificador. Posteriormente, se analizarán las ecuaciones puntuales de evolución con respecto al tiempo de la densidad y la temperatura de los portadores ante la presencia de este campo, con el fin de obtener las evoluciones puntuales de la ganancia material y el índice de refracción del medio amplificador. Una vez que se obtengan las ecuaciones que definen las evoluciones puntuales antes establecidas, se obtendrán las evoluciones con respecto a la distancia de propagación z de la región activa del AOS.

Finalmente, se emplean las ecuaciones obtenidas para las evoluciones de la ganancia material y la fase de un campo óptico cuando éste se propaga dentro de la región activa del AOS y se analiza el caso en donde se introducen dos señales al AOS. En este caso se inserta una señal de bomba y una de sonda, para posteriormente calcular la señal conjugada producida por el proceso de FWM.

III.2.1. ECUACIONES DE EVOLUCIÓN.

Para obtener una descripción de lo que ocurre cuando una onda electromagnética interactúa con un material semiconductor se pueden emplear las ecuaciones de Bloch como soluciones para la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo (Chow *et al.*, 1994). Sin embargo, el empleo de estas soluciones produce expresiones de gran complejidad que dificulta su modelado numérico (Guekos, 1999). Por esta razón es necesario desarrollar modelos simplificados que ayuden a interpretar los resultados experimentales y proporcionen herramientas que permitan la simulación numérica de los diferentes parámetros de los amplificadores ópticos de semiconductor y de los campos electromagnéticos que se propagan a través de su región activa.

Una alternativa es utilizar las ecuaciones de la matriz de densidad, en conjunto con las dispersiones portador-portador y portador-fonón, las cuales son modeladas en función de las distribuciones de Fermi-Dirac y de los tiempos característicos de relajación (Guekos, 1999).

En general, las ecuaciones de la matriz de densidad se formulan en función de los dos parámetros siguientes: 1) La probabilidad de ocupación de un estado cuántico, de vector de onda k , que se encuentra representado en la banda de conducción ($\rho_{c,k}$) o en la de valencia ($\rho_{v,k}$). 2) La amplitud de probabilidad de las transiciones interbanda de los electrones cuya energía se encuentra representada en la banda de conducción ($\rho_{cv,k}$) ó de valencia ($\rho_{vc,k}$) (Uskov *et al.*, 1994).

Para obtener las ecuaciones de evolución de la densidad y la temperatura de los portadores en primer lugar, se designará como densidad de portadores local a la densidad de portadores que se tiene en un intervalo infinitesimalmente pequeño de energías en la banda de conducción o de valencia, cuya energía central de transición coincide con la de los fotones de un campo electromagnético $E(t,z)$ de frecuencia óptica angular ω_0 que se inserta en el AOS. En segundo lugar, para determinar la variación de la densidad de portadores local, se despreciarán a las transiciones interbandas ya que se efectúan en un tiempo del orden de picosegundos, el cual es mucho mayor al tiempo en que se llevan a cabo las transiciones intrabanda (femtosegundos). Por otra parte, se designará como densidad de portadores total al número total de electrones que hay en el volumen de la región activa, cuya energía se encuentra representada en la banda de conducción (Guekos, 1999). En este

último caso lo que interesa es conocer el número total de portadores, por lo que las transiciones de portadores intrabanda, que modifican la energía de los portadores pero no su número, son ignoradas y solamente son consideradas las transiciones interbanda (Mecozzi y Mork, 1997).

El conjunto resultante de ecuaciones de evolución para la densidad de portadores local n_β , la densidad de portadores total N , y las temperaturas de los portadores T_β de la región activa del AOS, se presenta a continuación:

$$\frac{\partial n_\beta}{\partial t} = -\frac{n_\beta - \bar{n}_\beta}{\tau_{1\beta}} - v_g g S \quad (27)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_s} - v_g g S \quad (28)$$

$$\frac{\partial T_\beta}{\partial t} = \left(\frac{\partial U_\beta}{\partial T_\beta} \right)^{-1} \left[\frac{\sigma_\beta N \hbar \omega_0}{g} + \left(\left(\frac{\partial U_\beta}{\partial T_\beta} \right) - E_{\beta,0} \right) \right] v_g g S - \frac{T_\beta - T_L}{\tau_{h\beta}} \quad (29)$$

Donde $\beta=c,v$, representa la banda de conducción o de valencia respectivamente, \bar{n}_β son las densidades de Fermi, $\tau_{1\beta}$ es el tiempo en el que se llevan a cabo las dispersiones portador-portador, v_g es la velocidad de grupo, g es la ganancia material, S es la densidad de fotones. Para la ecuación 28, I es la corriente de alimentación del AOS, e es la carga del electrón, V es el volumen de la región activa y τ_s es el tiempo de vida de los portadores. Por otra parte, para la ecuación 29, U_β es la densidad de energía total para las bandas de conducción y de valencia, σ_β el coeficiente de absorción de portadores libres, $\hbar \omega_0$ es la energía del fotón a

la frecuencia óptica ω_0 , $E_{\beta,0}$ es la energía de transición de los portadores de la banda de conducción o de valencia que interactúan con un campo electromagnético de frecuencia óptica ω_0 , T_L la temperatura de la red cristalina y $\tau_{h\beta}$ es el tiempo en el que se llevan a cabo las dispersiones portador-fonón.

Como ya se estableció anteriormente, para facilitar el estudio del proceso de FWM, primeramente se determinarán los parámetros del medio que afectan la propagación de un solo haz dentro de la región activa de los AOS bajo estudio.

En particular, estamos interesados en estimar los cambios que sufren tanto la amplitud como la fase del haz que se propaga dentro del amplificador. Por tal motivo, será necesario determinar la ganancia material y el índice efectivo que afectan la propagación del haz antes mencionado. El primer parámetro que se determinará será el de la ganancia material, cuya expresión deberá ser en efecto una función de la densidad y la temperatura de los portadores. Es importante observar que la expresión que defina a la ganancia material deberá satisfacer simultáneamente a las ecuaciones de evolución de las densidades local, total y de la temperatura de los portadores (ecs. 27, 28 y 29). Efectivamente, al estar la ganancia material afectando a cada una de las ecuaciones antes mencionadas, es indispensable que la expresión que la defina las satisfaga. Para tal efecto, en primera instancia se propondrá una expresión para la ganancia material que esté constituida por tres contribuciones: 1) la contribución de la ganancia material que hace la inversión de población, 2) la contribución del mecanismo del hoyo espectral y 3) la contribución del mecanismo del calentamiento de portadores.

Estas tres contribuciones pueden ser agrupadas en la ecuación siguiente:

$$g(t) = a(N - N_{tr}) + \frac{a_N}{\nu_g} \sum_{\beta} [(n_{\beta} - \bar{n}_{\beta}) + (\bar{n}_{\beta} - \bar{n}_{\beta,l})] \quad (30)$$

donde a es la ganancia diferencial, N es la densidad de portadores total, $\frac{a_N}{\nu_g}$ es la sección transversal de ganancia, N_{tr} es la densidad de portadores en la transparencia y $\bar{n}_{\beta,l}$ es la densidad de portadores local evaluada a la temperatura de la red cristalina.

Como se puede observar en esta ecuación, las contribuciones a la ganancia material que hacen la inversión de población, el mecanismo del hoyo espectral y el mecanismo del calentamiento de portadores, respectivamente, quedan definidas de la manera siguiente:

$$g_l(N) = \frac{a_N}{\nu_g} (\bar{n}_{c,l} + \bar{n}_{v,l} - N_0) = a(N - N_{tr}) \quad (31)$$

$$\Delta g_{\beta} = \frac{a_N}{\nu_g} \Delta n_{\beta} = \frac{a_N}{\nu_g} (n_{\beta} - \bar{n}_{\beta}) \quad (32)$$

$$\Delta g_{\beta,h} = \frac{a_N}{\nu_g} \Delta n_{\beta,h} = \frac{a_N}{\nu_g} (\bar{n}_{\beta} - \bar{n}_{\beta,l}) \quad (33)$$

Como ya se mencionó, la ecuación 30 debe satisfacer simultáneamente a las ecuaciones 27, 28 y 29. Sin embargo, es interesante notar que las contribuciones que constituyen a la ganancia material están expresadas en función de diferencias que indican que tanto se aleja un parámetro de otro. Por ejemplo, la contribución de la inversión de población es una función de la diferencia que existe entre las densidades de portadores actual y en la transparencia ($N - N_{tr}$). La contribución del mecanismo del hoyo espectral es una función

de la diferencia que existe entre la densidad local y la densidad de Fermi ($n_\beta - \bar{n}_\beta$) para cada banda. Finalmente, las contribuciones del mecanismo del calentamiento de portadores es una función de la diferencia que existe entre la densidad de Fermi y la densidad de portadores local evaluada a la temperatura de la red ($\bar{n}_\beta - \bar{n}_{\beta,l}$) para cada banda.

Así, con la finalidad de facilitar la derivación de una expresión para la ganancia material que satisfaga simultáneamente a las ecuaciones 27, 28 y 29 es conveniente que estas últimas sean escritas en función de las diferencias antes mencionadas. Para tal efecto, las ecuaciones 27 y 28 son reestructuradas de la manera siguiente:

$$\frac{\partial(n_\beta - \bar{n}_\beta)}{\partial t} = -\frac{n_\beta - \bar{n}_\beta}{\tau_{1\beta}} - v_g g S(t, z) - \frac{\partial \bar{n}_\beta}{\partial t} \quad (34)$$

$$\frac{\partial(N - N_{tr})}{\partial t} = -\frac{N - N_{tr}}{\tau_s} - v_g g S(t, z) + \frac{I}{eV} - \frac{N_{tr}}{\tau_s} \quad (35)$$

En la ecuación 34, la diferencia entre la densidad de portadores y la densidad de Fermi para cada banda puede ser expresada como:

$$\Delta n_\beta = n_\beta - \bar{n}_\beta \quad (36)$$

Así, sustituyendo 36 en 34 y considerando que la supresión de la ganancia no lineal debida al hoyo espectral puede ser modelada como:

$$\mathcal{E}_{SHB,\beta} = a_N \tau_{1,\beta} \quad (37)$$

Se obtiene la ecuación siguiente:

$$\frac{\partial \Delta n_{\beta}}{\partial t} = -\frac{\Delta n_{\beta}}{\tau_{1\beta}} - \frac{v_g}{a_N} \frac{\epsilon_{SHB,\beta}}{\tau_{1\beta}} gS(t, z) - \left[\frac{\partial(\bar{n}_{\beta} - \bar{n}_{\beta,l})}{\partial T_{\beta}} \frac{\partial T_{\beta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{n}_{\beta,l}}{\partial N} \frac{\partial N}{\partial t} \right] \quad (38)$$

Con el fin de transformar a la ecuación 29, primero se considerará que dentro de la región activa del AOS existe una inversión de población que permite que este dispositivo opere lejos del régimen de transparencia. Lo anterior permite suponer que la absorción de portadores libres es despreciable y entonces la ec. 29 se puede reescribir de la forma siguiente:

$$\frac{\partial T_{\beta}}{\partial t} = -\frac{\Delta T_{\beta}}{\tau_{h,\beta}} + K_{\beta} v_g gS \quad (39)$$

donde:

$$K_{\beta} = \left(\frac{\partial U_{\beta}}{\partial T_{\beta}} \right)^{-1} \left[\frac{\partial U_{\beta}}{\partial T_{\beta}} - E_{\beta,0} \right] \quad (40)$$

Ahora si se define a la diferencia que existe entre la densidad de Fermi y la densidad de portadores local evaluada a la temperatura de la red, para cada banda, como:

$$\Delta n_{\beta,h} = \bar{n}_{\beta} - \bar{n}_{\beta,l} = \frac{\partial \bar{n}_{\beta}}{\partial T_{\beta}} \Delta T_{\beta} = \frac{v_g}{a_N} \frac{\partial g}{\partial T_{\beta}} \Delta T_{\beta} \quad (41)$$

Y se sustituye en la ecuación 39 después de haber multiplicado a ambos lados de esta ecuación por $\frac{\partial \bar{n}_{\beta}}{\partial T_{\beta}} \Delta T_{\beta}$ se obtiene la expresión siguiente:

$$\frac{\partial \Delta n_{\beta,h}}{\partial t} = -\frac{\Delta n_{\beta,h}}{\tau_{h\beta}} - \frac{v_g}{a_N} \frac{\epsilon_{CH,\beta}}{\tau_{h\beta}} gS(t, z) \quad (42)$$

Donde el coeficiente de supresión de ganancia no lineal debido al calentamiento de portadores $\varepsilon_{CH,\beta}$ es definido como:

$$\varepsilon_{CH,\beta} = -a_N K_\beta \tau_{h,\beta} \frac{\partial n_\beta}{\partial T_\beta} = -v_g K_\beta \tau_{h,\beta} \frac{\partial g}{\partial T_\beta} \quad (43)$$

Una vez que las ecuaciones de evolución 28, 27 y 29 han sido transformadas en las ecuaciones 35, 38 y 42 se sustituye en estas últimas las ecuaciones 31, 32 y 33 con el objeto de obtener una serie de ecuaciones que describan las evoluciones en el tiempo de las contribuciones a la ganancia material. Es importante notar que para tener una adecuada estimación de las evoluciones de las contribuciones del hoyo espectral y del calentamiento de portadores es necesario que se consideren las densidades locales de portadores y de Fermi tanto en la banda de conducción como en la de valencia. Por tal motivo, después de efectuar las sustituciones antes indicadas es necesario que ambos lados de las ecuaciones 38 y 42 sean afectadas por una sumatoria sobre β , resultando las expresiones siguientes:

$$\frac{\partial g_l}{\partial t} = -\frac{g_l}{\tau_s} - \frac{1}{S_s \tau_s} gS(t, z) + \frac{a(N_{st} - N_{tr})}{\tau_s} \quad (44)$$

$$\sum_\beta \frac{\partial \Delta g_\beta}{\partial t} = \sum_\beta \left[-\frac{\Delta g_\beta}{\tau_{1\beta}} - \frac{\varepsilon_{SHB,\beta}}{\tau_{1\beta}} gS(t, z) - \left(\frac{\partial g_{\beta,h}}{\partial t} + \frac{a_N}{v_g} \frac{\partial \bar{n}_{\beta,l}}{\partial t} \right) \right] \quad (45)$$

$$\sum_\beta \frac{\partial \Delta g_{\beta,h}}{\partial t} = \sum_\beta \left[-\frac{\Delta g_{\beta,h}}{\tau_{h\beta}} - \frac{\varepsilon_{CH,\beta}}{\tau_{h\beta}} gS(t, z) \right] \quad (46)$$

Para simplificar las ecuaciones 45 y 46 es conveniente notar que si el campo óptico que se propaga dentro del amplificador está presente dentro de este dispositivo por un período

mayor al tiempo promedio en que se llevan a cabo las difusiones portador-portador, los cambios inducidos en la densidad y en la temperatura de los portadores pueden llegar a un cuasi-equilibrio con los valores instantáneos del campo. Por tal motivo, en las ecuaciones 45 y 46 se pueden despreciar los términos que representan derivadas con respecto al tiempo. Una vez efectuadas estas consideraciones, es conveniente despejar de las ecuaciones 44, 45 y 46 las contribuciones g_l , Δg_β y $\Delta g_{\beta,h}$, respectivamente, y suponer que $\tau_{lc} = \tau_{lv}$ y $\tau_{hc} = \tau_{hv}$, resultando las expresiones siguientes:

$$g_l = -\tau_s \frac{dg_l}{dt} - a\tau_s v_g gS(t, z) + \frac{Ia\tau_s}{eV} - N_{ir}a \quad (47)$$

$$\sum_{\beta} \Delta g_{\beta} = -gS(t, z) \sum_{\beta} \mathcal{E}_{SHB,\beta} \quad (48)$$

$$\sum_{\beta} \Delta g_{\beta,h} = -gS(t, z) \sum_{\beta} \mathcal{E}_{CH,\beta} \quad (49)$$

Con el objeto de simplificar aún más el sistema de ecuaciones, se puede sustituir el valor de la contribución de la inversión de población (ec. 31) en el término que contiene la derivada con respecto al tiempo de este parámetro en la ecuación 47. Lo anterior producirá un término que contiene a una derivada de la densidad total de portadores con respecto al tiempo $\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)$, la cual puede ser sustituida por la ecuación 28 resultando en un sistema constituido por las ecuaciones siguientes:

$$g_l = a(N - N_{ir}) \quad (50)$$

$$\sum_{\beta} \Delta g_{\beta} = -gS(t, z) \sum_{\beta} \mathcal{E}_{SHB,\beta} \quad (51)$$

$$\sum_{\beta} \Delta g_{\beta,h} = -gS(t,z) \sum_{\beta} \varepsilon_{CH,\beta} \quad (52)$$

Ahora para encontrar la expresión que defina a la ganancia material y que satisfaga simultáneamente a cada una de las expresiones que comparen al sistema y después a despejar el parámetro “g”. Para tal efecto, es importante notar que según la ecuación 28 (en conjunto con las ecuaciones 31, 32 y 33), la suma de los términos del lado izquierdo de las tres expresiones que componen al sistema de ecuaciones anterior es igual a “g”, por lo que la ganancia material queda definida como:

$$g = \frac{a(N - N_r)}{1 + \varepsilon S(t,z)} \quad (53)$$

donde

$$\varepsilon = \sum_{\beta} (\varepsilon_{SHB,\beta} + \varepsilon_{CH,\beta}) \quad (54)$$

La ganancia material definida por la expresión 53 es un parámetro que tiene unidades de [distancia]⁻¹ y físicamente representa a la cantidad de electrones excitados con los que interactúa el haz para producir emisión estimulada cuando éste se propaga una cierta distancia dentro del medio semiconductor.

De esta manera, para que la ganancia material sea útil para estimar la amplitud del campo eléctrico del haz que se introduce dentro del amplificador, es necesario considerarla dentro de una ecuación de propagación.

Por conveniencia, en este trabajo se empleará la ecuación de propagación de la densidad de fotones que produce el haz inyectado, ya que a través de esta densidad se puede calcular fácilmente la potencia óptica.

Para poder plantear una ecuación de propagación de fotones correcta, es necesario recordar que el AOS contiene una guía de onda en donde la inversión de población se efectúa únicamente en su núcleo o en su región activa. Por lo tanto, la ganancia material no afecta a todos los fotones que se propagan en forma de modo dentro de la guía de onda. Efectivamente, la ganancia material únicamente interactúa con los fotones confinados que se propagan dentro de la región activa. Por esta razón, cuando la ganancia material es utilizada para estimar la amplificación que sufre la densidad de fotones al propagarse dentro de un AOS, ésta es afectada por un factor de confinamiento Γ . Así, si se desprecian las pérdidas internas de la guía de onda del amplificador la ecuación de propagación de la densidad de fotones $S(t, z)$ puede ser establecida de la manera siguiente:

$$\frac{dS(t, z)}{dz} = \Gamma g S(t, z) \quad (55)$$

La cual tiene una solución general de tipo:

$$S(t, z) = S(t, 0) \exp[g_m(t, z)] \quad (56)$$

donde, en nuestro caso, el término exponencial es conocido como la ganancia de simple paso G :

$$G = \exp[g_m(t, z)] \quad (57)$$

y en el parámetro $g_m(t, z)$ es determinado al sustituir en 55 la ecuación 56 e integrar de 0 a z ambos lados de la ecuación resultante, quedando:

$$g_m(t, z) = \Gamma \int_0^z g(t, z') dz' \quad (58)$$

como se puede ver, la ecuación 58, cuando es utilizada en la ec. 56, integra el efecto de la ganancia material sobre la densidad de fotones que se propaga dentro de la región activa del amplificador una distancia z .

Así, para poder estimar la densidad de fotones en cualquier distancia con respecto al punto de inserción, es necesario primero determinar el parámetro g_m , el cual puede ser reescrito en función de los mecanismos que afectan a la ganancia material si en la expresión 58 se sustituyen las ecuaciones 31, 32, 33 y 30, resultando que:

$$g_m(t, z) = h_N + \sum (h_{\beta, h} + h_{\beta}) \quad (59)$$

donde:

$$h_N = \Gamma \int_0^z g_l(N) dz' \quad (60)$$

$$\sum_{\beta} h_{\beta} = \Gamma \int_0^z \sum_{\beta} \Delta g_{\beta} dz' \quad (61)$$

$$\sum_{\beta} h_{\beta, h} = \Gamma \int_0^z \sum_{\beta} \Delta g_{\beta, h} dz' \quad (62)$$

según estas igualdades, para poder determinar a los parámetros h_N , h_{β} y $h_{\beta, h}$ es necesario sustituir en las ecuaciones 60, 61 y 62 las expresiones 50, 51 y 52. Sin embargo, como se

recordará, estas últimas expresiones fueron obtenidas simplificando las ecuaciones 44, 45 y 46, con el fin de encontrar una expresión sencilla para la ganancia material (ec. 53). Por esta razón, con el objeto de generalizar la expresión del parámetro g_m , en lugar de utilizar las expresiones 47, 48 y 49, a continuación se determinarán los parámetros h_N , h_β y $h_{\beta,h}$ sin ninguna simplificación. Para tal efecto, primero se integrará sobre z ambos lados de las ecuaciones 44, 45 y 46 y se agruparán del lado derecho de cada una de éstas, los términos lineales de h_N , h_β y $h_{\beta,h}$, resultando:

$$\frac{dh_N}{dt} + \frac{h_N}{\tau_s} = -\frac{1}{S_s \tau_s} [G(t, z) - 1] S(t, 0) + \frac{g_0(z)}{\tau_s} \quad (63)$$

$$\sum_{\beta} \frac{dh_{\beta}}{dt} + \frac{h_{\beta}}{\tau_{1\beta}} = \sum_{\beta} \left[-\frac{\varepsilon_{SHB,\beta}}{\tau_{1\beta}} [G(t, z) - 1] S(t, 0) - \frac{dh_{\beta,h}}{dt} - y_{\beta} \frac{dh_N}{dt} \right] \quad (64)$$

$$\sum_{\beta} \frac{dh_{\beta,h}}{dt} + \frac{h_{\beta,h}}{\tau_{h\beta}} = \sum_{\beta} \left[-\frac{\varepsilon_{CH,\beta}}{\tau_{h\beta}} [G(t, z) - 1] S(t, 0) \right] \quad (65)$$

donde

$$g_0(z) = a\Gamma \left[\frac{I\tau_s}{eV} - N_{tr} \right] z \quad (66)$$

$$y_{\beta} = \frac{\frac{a_N}{v_g} \frac{d\bar{n}_{\beta,l}}{dt}}{\frac{dg_l}{dt}} = \frac{a_N}{v_g a} \frac{d\bar{n}_{\beta,l}}{dN} \quad (67)$$

$$S_s = \frac{1}{v_g a \tau_s} \quad (68)$$

$$[G(t, z) - 1]S(t, 0) = \Gamma \int_{\beta}^{\infty} gS(t, z') dz' \quad (69)$$

siendo la expresión 68 la densidad de fotones que se tiene en la saturación y la última ecuación el resultado de integrar sobre z ambos lados de la ecuación de propagación 55 y sustituir en el resultado las expresiones 56 y 57.

Con el objeto de convertir las expresiones 63, 64 y 65 en ecuaciones diferenciales lineales fáciles de resolver se multiplican ambos lados de éstas por e^{t/τ_s} , $e^{t/\tau_{1\beta}}$ y $e^{t/\tau_{h\beta}}$ respectivamente.

Lo anterior produce que los términos de la derecha de las ecuaciones resultantes representen respectivamente las derivadas con respecto al tiempo de $e^{t/\tau_s} h_N$, $e^{t/\tau_{1\beta}} h_{\beta}$ y $e^{t/\tau_{h\beta}} h_{\beta,h}$ de esta manera integrando con respecto al tiempo de $-\infty$ a ∞ y en seguida despejando los parámetros h_N , h_{β} y $h_{\beta,h}$ se pueden encontrar las ecuaciones respectivas que los definen. En particular, primero se determinan las expresiones que definen a los parámetros h_N y $h_{\beta,h}$, las cuales se sustituyen en la ecuación que resulta para el parámetro h_{β} , obteniéndose lo siguiente:

$$h_N = g_0(z) - \frac{1}{S_s} \int_{-\infty}^{\infty} Q_S(t-t') [e^{g_m(t',z)} - 1] S(t', 0) dt' \quad (70)$$

$$\sum_{\beta} h_{\beta,h} = \sum_{\beta} \left[- \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_{CH,\beta} Q_{\beta,h}(t-t') [e^{g_m(t',z)} - 1] S(t', 0) dt' \right] \quad (71)$$

$$\sum_{\beta} h_{\beta} = \sum_{\beta} - \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \varepsilon_{SHB,\beta} Q_{1\beta}(t-t') + \varepsilon_{CH,\beta} D_{\beta,h}(t-t') + \frac{1}{S_s} D_s(t-t') \right\} \times (e^{g_m(t',z)} - 1) S(t',0) dt' \quad (72)$$

donde:

$$Q_x(t-t') = \frac{u(t-t')}{\tau_x} \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_x}\right) \quad (73)$$

Este es un parámetro en el cual $x=S$, 1β ó β,h y $N(t-t')$ es la función escalón de Heaviside, la cual es utilizada para que las integrales de las ecuaciones 70, 71 y 72 se puedan evaluar de $-\infty$ a ∞ , a pesar de que las funciones que se están integrando son de interés únicamente en un intervalo de $-\infty$ a un tiempo t .

$$D_{Tx}(t-t') = -\frac{\tau_{1\beta}}{\tau_x - \tau_{1\beta}} [Q_{1\beta}(t) - Q_{Tx}(t)] \quad (74)$$

Con estas expresiones es finalmente posible determinar a los parámetros h_N , $\sum_{\beta} h_{\beta,h}$ y $\sum_{\beta} h_{\beta}$, los cuales a su vez permiten calcular a la ganancia efectiva $g_m(t,z)$ y con ello la densidad de fotones dentro del AOS en una distancia z y un tiempo t .

Si en nuestro análisis forzamos a que el valor absoluto al cuadrado del campo eléctrico del haz inyectado tenga unidades de m^{-3} , entonces la amplitud de este campo es:

$$|E(t,z)|^2 = S(t,z) = S(t,0)G(t,z) \quad (75)$$

y su potencia definida por la expresión siguiente:

$$P(t, z) = \frac{\hbar\omega d w}{\Gamma} v_g S(t, 0) G(t, z) \quad (76)$$

Donde d y w son el espesor y el ancho de la región activa respectivamente y $\hbar\omega$ es la energía de los fotones del haz insertado dentro del AOS.

Para concluir el estudio de la propagación del haz inyectado dentro del AOS, a continuación se analizará el efecto del índice efectivo sobre la fase de éste.

Como ya se estableció, cuando el haz se propaga dentro de la región activa del amplificador se modifican tanto la densidad como la temperatura de los portadores. La variación de estos parámetros provoca una fluctuación en el valor del índice de refracción local de la región activa y consecuentemente en el índice efectivo del modo de propagación. Lo anterior produce una fluctuación en la fase del campo eléctrico del haz que se propaga.

Así, los cambios que sufre la fase del haz que se propaga dentro de la región activa del AOS se pueden asociar a los mecanismos de la inversión de población, hoyo espectral y calentamiento de portadores, los cuales modifican a las densidades antes mencionadas. Sin embargo, por motivos de simplicidad, en este estudio se considerará que el haz que se inserta dentro del AOS tiene una longitud de onda (λ) tal que coincide con aquella del pico de la curva de ganancia del amplificador. Por tal motivo, el hoyo espectral que forma la emisión estimulada en la distribución de energía de los portadores es simétrico y en consecuencia no produce una fluctuación en el valor de los índices de refracción local y efectivo.

En función de estas consideraciones, la ecuación que describe a la fase (ϕ) del campo óptico que se propaga dentro del amplificador puede ser escrita de la manera siguiente:

$$\frac{d\phi(t, z)}{dz} = \Gamma \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dn_e}{dN} \Delta N + \frac{2\pi}{\lambda} \sum_{\beta} \frac{dn_e}{dT_{\beta}} \Delta T_{\beta} \quad (77)$$

Donde n_e es el índice de refracción efectivo del modo de propagación.

Los dos términos del lado derecho de esta ecuación representan respectivamente a los cambios que los mecanismos de la inversión de población y del calentamiento de portadores inducen sobre el índice efectivo. Como ya se mencionó, el efecto del hoyo espectral fue despreciado, el cual es en términos generales insignificante aún cuando la discontinuidad espectral que éste forma no sea simétrica.

Por otra parte, cabe mencionar que los cambios de fase que se producen en el campo eléctrico del haz que se propaga dentro del amplificador están ligados a los cambios que este campo sufre en su amplitud. De hecho, el principio de causalidad a través de la relación de Kramer Kroning permite determinar el cambio que sufre el índice de refracción efectivo cuando se presenta un cambio en la ganancia material. En particular, la utilización de esta relación ha permitido establecer los llamados coeficientes de acoplamiento fase-amplitud definidos como:

$$\alpha_y = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\frac{\partial n_e}{\partial y}}{\frac{\partial g}{\partial y}} \quad (78)$$

donde $y=N, T_c$ o T_v .

Como se puede apreciar estos coeficientes indican qué tanto varía el índice de refracción efectivo cuando la ganancia material es perturbada por un cambio en la densidad de portadores o en la temperatura de éstos.

Ya que en un análisis previo se han derivado a los parámetros que componen a la ecuación que define a la ganancia material, es entonces conveniente expresar a los cambios que sufre la fase del campo óptico que se propaga dentro del AOS en función de estos parámetros. Para tal fin, la ecuación 77 es escrita en función de los coeficientes de acoplamiento definidos anteriormente resultando lo siguiente:

$$\frac{\partial \phi(t, z)}{\partial z} = -\frac{1}{2} \Gamma \left[\alpha_N a \Delta N + \sum_{\beta} \alpha_{T_{\beta}} \frac{\partial g}{\partial T_{\beta}} \Delta T_{\beta} \right] \quad (79)$$

Para definir el primer término del lado derecho de esta ecuación se derivó la expresión 30 de la ganancia material con respecto a la densidad de portadores. En el segundo término simplemente se expresa la derivada de la ganancia material con respecto a las temperaturas de los portadores.

Por otra parte, el cambio en la densidad de portadores (ΔN) depende del grado de inversión de población que la emisión estimulada permita sostener. Dado que en el estudio presente se está analizando la propagación de un haz en un régimen de gran señal, el cambio en la densidad de portadores puede ser referido a la densidad de portadores que se tiene en la saturación (N_{st}), por lo que:

$$\Delta N = N - N_{st} \quad (80)$$

donde

$$N_{st} = \frac{I\tau_s}{eV} \quad (81)$$

De manera equivalente ΔN puede ser escrita como:

$$\Delta N = N - N_{tr} + N_{tr} - N_{st} \quad (82)$$

Si se sustituyen las ecuaciones 82 y 50 en la expresión 79, esta última se puede reescribir de la forma siguiente:

$$\frac{\partial \phi(t, z)}{\partial z} = -\frac{1}{2} \Gamma \left[\alpha_N g_l(N) - \alpha_N g_l(N_{st}) + \sum_{\beta} \alpha_{T_{\beta}} \Delta g_{\beta, h} \right] \quad (83)$$

Donde se ha identificado a $\Delta g_{\beta, h}$ como:

$$\Delta g_{\beta, h} = \frac{\partial g}{\partial T_{\beta}} \Delta T_{\beta} \quad (84)$$

Ahora si se multiplican ambos lados de la ecuación 83 por ∂z y se integran resulta que:

$$\phi(t, z) = \phi(t, 0) - \frac{1}{2} \alpha_N [h_N - g_0(z)] - \frac{1}{2} \sum_{\beta} \alpha_{T_{\beta}} h_{\beta, h} \quad (85)$$

Así, el campo eléctrico que se propaga dentro del amplificador queda completamente definido de la manera siguiente:

$$E(t, z) = E(t, 0) \exp \left[\frac{1}{2} g_m(t, z) + i\phi(t, z) \right] \quad (86)$$

A continuación se emplearán las ecuaciones de evolución para la ganancia y el índice de refracción en la coordenada z para analizar el caso de mezcla de cuatro ondas con dos campos eléctricos, uno de bomba y uno de sonda, de onda continua.

III.2.2. MEZCLA DE CUATRO ONDAS.

Como se mencionó anteriormente, el parámetro que principalmente interesa analizar es la eficiencia de conversión del proceso de mezcla de cuatro ondas, el cual se define como el cociente de la potencia de salida de la señal conjugada entre la potencia de entrada de la señal de sonda. Por lo tanto, es necesario conocer la ecuación que define el campo eléctrico de salida de la señal conjugada cuando el AOS es perturbado por dos haces, uno de bomba y uno de sonda, los cuales generan un proceso de FWM. Para encontrar la expresión que determine la amplitud de la señal conjugada se parte de la consideración de que el campo eléctrico total a la entrada de la guía de onda del AOS bajo estudio tiene la forma siguiente:

$$E(t,0) = E_0(t,0) + E_1(t,0) \quad (87)$$

donde $E_0(t,0) = A_0(0)\exp(j\omega_0 t)$ y $E_1(t,0) = A_1(0)\exp(j\omega_1 t)$, siendo $A_0(0)$ y $A_1(0)$ las envolventes de variación lenta de los dos campos eléctricos de las señales de bomba y de sonda a la entrada del AOS respectivamente (Mecozzi y Mork, 1999). Este campo eléctrico total produce una intensidad total a la entrada del amplificador que puede ser expresada de la forma siguiente:

$$S(t,0) = S_{in} + \Delta S_{in} \exp(-i\Omega t) + \Delta S_{in}^* \exp(i\Omega t) \quad (88)$$

donde los dos últimos términos de esta ecuación representan a la componente de batimiento a la frecuencia de desacuerdo ($\Omega = \omega_0 - \omega_1$) que generan los campos de bomba y de sonda a la entrada del AOS. Específicamente, los parámetros involucrados en la ecuación 88 están determinados por:

$$S_{in}(t) = |A_0(0)|^2 + |A_1(0)|^2 \quad (89)$$

$$\Delta S_{in}(t) = A_0^*(0)A_1(0) \quad (90)$$

Para calcular la amplitud y la fase de los haces que se propagan y que se generan dentro del AOS a través del proceso de FWM, se considera que el campo eléctrico total de entrada es afectado, a su paso por la región activa del amplificador, por la ganancia material y por el índice de refracción efectivo respectivamente. Como se muestra en la ecuación 88, la intensidad total de campo eléctrico está representada por un término en estado estacionario (S_{in}) y un término que describe las variaciones en pequeña señal (ΔS_{in}), oscilando a la frecuencia de desacuerdo Ω . Por consiguiente, tanto la ganancia material como el índice de refracción efectivo, o en su defecto la fase del campo óptico, serán afectados por un término en estado estacionario y uno en pequeña señal como se muestra a continuación:

$$g_m(t, z) = \bar{g}(z) + \Delta g_1(t, z) \quad (91)$$

$$\phi(t, z) = \bar{\phi}(z) + \Delta \phi_1(t, z) \quad (92)$$

siendo:

$$\Delta g_1(t, z) = \Delta g(z) \exp(-i\Omega t) + \Delta g^*(z) \exp(i\Omega t) \quad (93)$$

$$\Delta \phi_1(t, z) = \Delta \phi(z) \exp(-i\Omega t) + \Delta \phi^*(z) \exp(i\Omega t) \quad (94)$$

donde $\Delta g(z)$ y $\Delta \phi(z)$ son las variaciones de pequeña señal que se suscitan en la ganancia y en la fase a la frecuencia de desacuerdo.

Como se mostró en el apartado III.2.1., la ecuación 86 permite calcular el valor del campo eléctrico monocromático, de un haz insertado dentro del AOS, en cualquier posición longitudinal dentro del amplificador. Así, considerando que ahora el campo eléctrico total está compuesto por la suma de dos campos, uno de bomba y otro de sonda, entonces para calcular el campo eléctrico total en función de la posición longitudinal dentro del AOS se sustituyen en la ecuación 86 las expresiones 87, 91 y 92, obteniéndose que:

$$E(t, z) = [A_0(0) + A_1(0)\exp(-i\Omega t)] \exp\left[\frac{1}{2}\bar{g}(z) + i\bar{\phi}(z)\right] \Delta e(t, z) \quad (95)$$

donde

$$\Delta e(t, z) = \exp\left[\frac{1}{2}\Delta g_1(t, z) + i\Delta\phi_1(t, z)\right] \quad (96)$$

De esta manera, para conocer el valor del campo eléctrico total en cualquier punto del amplificador es necesario determinar las expresiones que describen a la ganancia material $g_m(t, z)$ y a la fase $\phi(t, z)$, lo cual se efectuará a continuación.

Primeramente se determinará la expresión que describe a la ganancia material. Para tal efecto, se sustituyen las ecuaciones 91 y 92 en la ecuación 59 como se muestra a continuación:

$$\begin{aligned} \bar{g}(z) + \Delta g_1(t, z) &= g_0 - \varepsilon_{tot} \\ &\times \left[\int_{-\infty}^{\infty} (R_{tot}(t-t')) \left[e^{\bar{g}(z) + \Delta g_1(t', z)} - 1 \right] \left(S_{in} + \Delta S_{in} e^{-i\Omega t} + \Delta S_{in}^* e^{i\Omega t} \right) dt' \right] \end{aligned} \quad (97)$$

donde

$$R_{tot}(t) = Q_S(t) + \sum_{\beta} D_S(t) + Q_{1\beta}(t) + Q_{\beta,h}(t) + \sum_{\beta} D_{\beta,h}(t) \quad (98)$$

$$\varepsilon_{tot}(t) = \frac{1}{S_s} + \sum_{\beta} \varepsilon_{CH,\beta} + \varepsilon_{SHB,\beta} \quad (99)$$

Como se puede apreciar, la ecuación 97 está constituida por dos parámetros: una ganancia material estacionaria ($\bar{g}(z)$) y una ganancia material que fluctúa en pequeña señal ($\Delta g_1(t, z)$). Para identificar a estos parámetros primero es necesario simplificar el término $[e^{\bar{g}(z) + \Delta g_1(t', z)} - 1]$. Para esto se considera que la función $\Delta g_1 \ll 1$ (Guekos, 1999), por lo que la exponencial se puede representar a través de una serie en donde el término de primer orden es el más significativo, de tal manera que $e^{\Delta g_1(t, z)} \approx 1 + \Delta g_1(t, z)$. Si esta aproximación es sustituida en la ec. 98, esta puede ser escrita en la forma siguiente:

$$\begin{aligned} \bar{g}(z) + \Delta g_1(t, z) = g_0 - \varepsilon_{tot} \int_{-\infty}^{\infty} (R_{tot}(t-t') [e^{\bar{g}(z)} - 1] S(t', 0)) dt' \\ + \varepsilon_{tot} \int_{-\infty}^{\infty} (R_{tot}(t-t') e^{\bar{g}(z)} \Delta g_1(t', z) S(t', 0)) dt' \end{aligned} \quad (100)$$

A partir de la ecuación anterior es posible separar la componente de ganancia estacionaria $\bar{g}(z)$ de la componente variable en pequeña señal $\Delta g_1(t, z)$ por asociación de términos, obteniéndose las ecuaciones siguientes:

$$\bar{g}(z) = g_0 - \varepsilon_{tot} [e^{\bar{g}(z)} - 1] S_{in}(t) \int_{-\infty}^{\infty} R_{tot}(t-t') dt' \quad (101)$$

$$\begin{aligned} \Delta g_1(t, z) = & -\varepsilon_{tot} \int_{-\infty}^{\infty} R_{tot}(t-t') \left[e^{\bar{g}(z)} - 1 \right] \Delta S_{in}(t') e^{-i\Omega(t-t')} dt' \\ & - \varepsilon_{tot} \int_{-\infty}^{\infty} R_{tot}(t-t') e^{\bar{g}(z)} \Delta g_1(t') S_{in}(t') e^{-i\Omega(t-t')} dt' \end{aligned} \quad (102)$$

Debido a que las variaciones de $\Delta g_1(t, z)$ y $\Delta S_{in}(t')$ provocadas por el batimiento de las señales de entrada a la frecuencia de desacuerdo Ω son más lentas que las variaciones temporales de los campos ópticos, entonces los parámetros $\Delta g_1(t, z)$ y $\Delta S_{in}(t)$ en conjunto con los parámetros $S_{in}(t)$ y $\bar{g}(z)$ se pueden sacar de la integral del término del lado derecho de la ecuación 102 obteniéndose que:

$$\Delta g_1(t, z) = -\frac{\varepsilon_{tot} \tilde{R}_{tot}(-\Omega) \left[e^{\bar{g}(z)} - 1 \right] \Delta S_{in}(t)}{1 + \varepsilon_{tot} \tilde{R}_{tot}(-\Omega) e^{\bar{g}(z)} S_{in}(t)} \quad (103)$$

donde $\tilde{R}_{tot}(-\Omega)$ es la transformada de Fourier de $R_{tot}(t)$ definida por la ecuación siguiente:

$$\tilde{R}_{tot}(-\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\Omega t) R_{tot}(t) dt \quad (104)$$

De esta manera, después de aplicar 104 a 98, $\tilde{R}_{tot}(-\Omega)$ queda definida de la forma siguiente:

$$\tilde{R}_{tot}(-\Omega) = \sum_{\beta} \frac{1}{(1-i\Omega\tau_s)(1-i\Omega\tau_{1\beta})} + \frac{1}{(1-i\Omega\tau_{\beta,h})(1-i\Omega\tau_{1\beta})} + \frac{1}{(1-i\Omega\tau_{1\beta})} \quad (105)$$

Hasta aquí las expresiones 101 y 103 permiten calcular \bar{g} y $\Delta g_1(t, z)$, ahora es necesario obtener la expresión para la variación de la fase. Para esto se sustituyen las ecuaciones 88 y 92 en 85, y se resuelven igual que para la ecuación 103 obteniéndose la expresión siguiente:

$$\Delta\phi_1(t, z) = \frac{1}{2} \left[e^{\bar{g}(z)} - 1 \right] \Delta S_{in}(t) + e^{\bar{g}(z)} S_{in}(t) \Delta g_1(t) \left[\frac{\alpha_N}{S_s} \tilde{R}_N(-\Omega) + \sum_{\beta} \varepsilon_{CH, \beta} \alpha_{T\beta} \tilde{R}_{T\beta}(-\Omega) \right] \quad (106)$$

Si se sustituye la ecuación 103 en la expresión anterior se obtiene:

$$\Delta\phi_1(t, z) = \frac{1}{2} \frac{[e^{\bar{g}(z)} - 1] \Delta S_{in}(t)}{1 + \varepsilon_{tot} \tilde{R}_{tot}(-\Omega) e^{\bar{g}(z)} S_{in}(t)} \left[\frac{\alpha_N}{S_s} \tilde{R}_N(-\Omega) + \sum_{\beta} \varepsilon_{CH, \beta} \alpha_{T\beta} \tilde{R}_{T\beta}(-\Omega) \right] \quad (107)$$

Ahora ya se tienen las ecuaciones que determinan la ganancia y la variación de la fase para el campo eléctrico total de entrada al amplificador. Por lo que el siguiente paso es determinar la amplitud de la señal conjugada, la cual se produce principalmente por el término de batimiento. Para tal efecto se considerará que la potencia de la señal de bomba es mucho mayor que la señal de sonda por lo que se obtiene la expresión siguiente:

$$A_c(t, z) = A_0(0) \left[\frac{1}{2} \Delta g^*(t, z) + i \Delta \phi^*(t, z) \right] \exp \left[\frac{1}{2} \bar{g}(z) + i \bar{\phi}(z) \right] \quad (108)$$

Si en la ecuación anterior, que determina a la amplitud de la señal conjugada en función de la ganancia y la variación de la fase, se sustituyen las expresiones que definen a la ganancia material y a la fase, tanto en estado estacionario como en pequeña señal, se obtiene la expresión siguiente:

$$A_c(t, z) = -\frac{1}{2} [e^{\bar{g}(z)} - 1] \exp \left[\frac{1}{2} \bar{g}(z) + i \bar{\phi}(z) \right] A_0^2(0) A_1^*(0) \frac{\tilde{R}(-\Omega)}{Z(-\Omega)} \quad (109)$$

donde:

$$\begin{aligned} \tilde{R}(\Omega) = & \frac{(1-i\alpha_N)}{S_s} \sum_{\beta} \frac{1}{(1-i\Omega\tau_s)(1-i\Omega\tau_{1\beta})} \\ & + \sum_{\beta=c,v} \left[(1-i\alpha_{T\beta}) \varepsilon_{CH,\beta} \frac{1}{(1-i\Omega\tau_{\beta,h})(1-i\Omega\tau_{1\beta})} + \varepsilon_{SHB,\beta} \frac{1}{(1-i\Omega\tau_{1\beta})} \right] \end{aligned} \quad (110)$$

$$Z(\Omega) = 1 + \varepsilon_{tot} \tilde{R}_{tot}(\Omega) e^{\bar{\varepsilon}(z)} S_{in}(t) \quad (111)$$

Para finalizar, se derivará una expresión para la eficiencia de conversión del proceso de FWM la cual está determinada por el cociente de la potencia óptica de la señal conjugada a la salida de la región activa del AOS y la potencia óptica de señal de sonda a la entrada de este dispositivo. En consecuencia, entonces este parámetro es determinado por la ecuación siguiente (Guekos, 1999):

$$\eta(\omega) = \frac{|A_c(L)|^2}{|A_1(0)|^2} = \frac{1}{4} G \left(\ln \frac{G_0}{G} \right)^2 \left[\frac{1}{1 + |A_1(0)|^2 / |A_0(0)|^2} \right]^2 \frac{|\tilde{R}(-\Omega)|^2}{\varepsilon_{tot}^2} \quad (112)$$

Con esto se concluye el modelo matemático que permite determinar la eficiencia de conversión de un proceso de mezcla de cuatro ondas desarrollado dentro de un AOS. Es importante mencionar que este modelo matemático es únicamente aplicable a señales de entrada cuyo estado de polarización es lineal y orientado en la misma dirección en la que se encuentra uno de los ejes propios de la guía de onda del AOS (TE ó TM).

Para concluir este apartado se mencionará que en el siguiente punto se mostrará el esquema experimental que permitió estimar la eficiencia de conversión de un proceso de mezcla de cuatro ondas desarrollado dentro de un AOS con señales de bomba y de sonda de onda continua.

III.3. ESQUEMA EXPERIMENTAL.

Con el fin de determinar la eficiencia de conversión del proceso de FWM dentro de un AOS para distintos estados de polarización de entrada de las señales de bomba y de sonda, y de observar el efecto de la XPolM en el proceso de FWM, se realizó el experimento siguiente:

Primeramente se inyectaron dos señales, una de bomba y otra de sonda dentro de un AOS mediante un acoplador 50/50 y una fibra polarizante. Los estados de polarización de estas señales en la entrada del amplificador fueron copolarizados linealmente con inclinaciones de 0, 45, 90 y 135 grados con respecto al eje no perturbado TE de la guía de onda del AOS.

El AOS empleado tiene una longitud de 500 μm y se polarizó con una corriente de alimentación de 110 mA, lo cual produjo una curva de ganancia centrada en 1520 nm. Las potencias de las señales de bomba y de sonda, considerando las pérdidas por inyección en la guía de onda del AOS, fueron $P_0=1.5$ dBm para la señal de bomba y $P_1=-9$ dBm para la señal de sonda.

Para realizar un estudio del proceso de FWM con frecuencias de desacuerdo de entre 0.1 y 3.5 THz, la longitud de onda de la señal de sonda se mantuvo fija en 1552 nm y la longitud de onda de la señal de bomba fue desplazada desde 1551 a 1525 nm.

En la figura 5 se muestra el esquema experimental empleado para medir la potencia y los estados de polarización de las señales conjugada, de bomba y de sonda a la salida del amplificador.

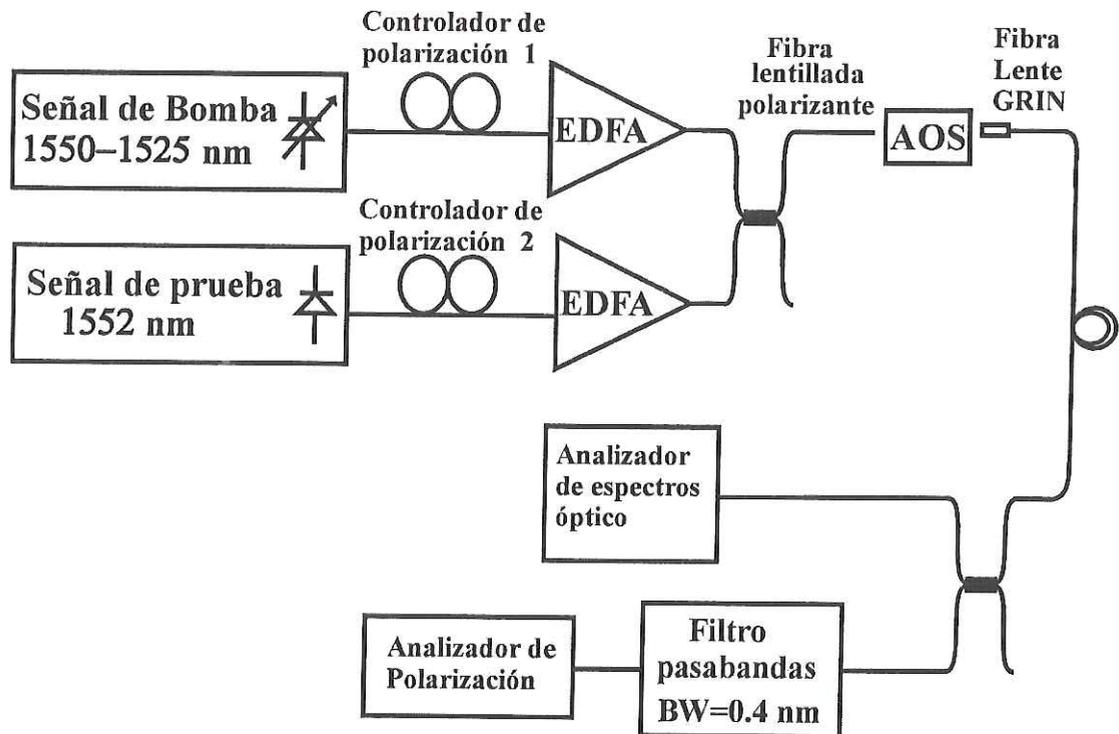


Figura 5. Esquema experimental empleado para determinar la potencia y los estados de polarización de las señales conjugada, de bomba y de sonda a la salida del AOS.

En el experimento las señales de bomba y de sonda se generaron y se amplificaron utilizando dos láseres sintonizables New Focus 6262 y dos amplificadores de fibra impurificada con erbio, uno de marca Scientific Atlanta Atx22-R2 y el otro de marca Nuphoton Technologies NP2000-PS.

Para asegurar los mismos estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la entrada del AOS, después de ser controladas en polarización e insertadas en un acoplador 50/50, éstas se introdujeron dentro de una fibra lentillada polarizante Thorlabs FS-PZ-7626, la cual fue rotada para generar los estados de polarización lineal empleados para este experimento.

Posteriormente, las potencias de las señales conjugada, de bomba y de sonda se determinaron a la salida del AOS utilizando un analizador de espectros óptico HP70951B. Por otra parte, los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la salida del amplificador se estimaron empleando un analizador de polarización HP8509B. Para tal efecto, fue necesario sintetizar un filtro pasabanda de 0.4 nm de ancho de banda, utilizando dos filtros pasa-banda sintonizables TBF-1550-1.0 en cascada.

En el siguiente apartado se muestran y se discuten los resultados obtenidos con el experimento antes descrito.

III.4. ANÁLISIS DE RESULTADOS.

En la figura 6 se muestran los resultados de las eficiencias de conversión obtenidas para los experimentos realizados con señales de bomba y de sonda copolarizadas linealmente a la entrada del AOS con una inclinación de 0 y 90 grados. En esta figura, los puntos indican los resultados experimentales y las líneas continuas representan a los resultados obtenidos utilizando el modelo matemático descrito en el apartado III.2. En general, los valores de los parámetros empleados en el modelo fueron los utilizados en la referencia Mecozzi y Mork, 1997 pero considerando una sección transversal $\Phi = 0.2 \mu m^2$, un factor de confinamiento TE $\Gamma(0^\circ) = 0.43$ y un factor de confinamiento TM $\Gamma(90^\circ) = 0.38$. Cabe mencionar que estos factores de confinamiento fueron calculados en la referencia Alvarez *et. al.*, 2003 para una guía de onda de InGaAsP/InP de 500 μm de longitud similar a la utilizada en este trabajo.

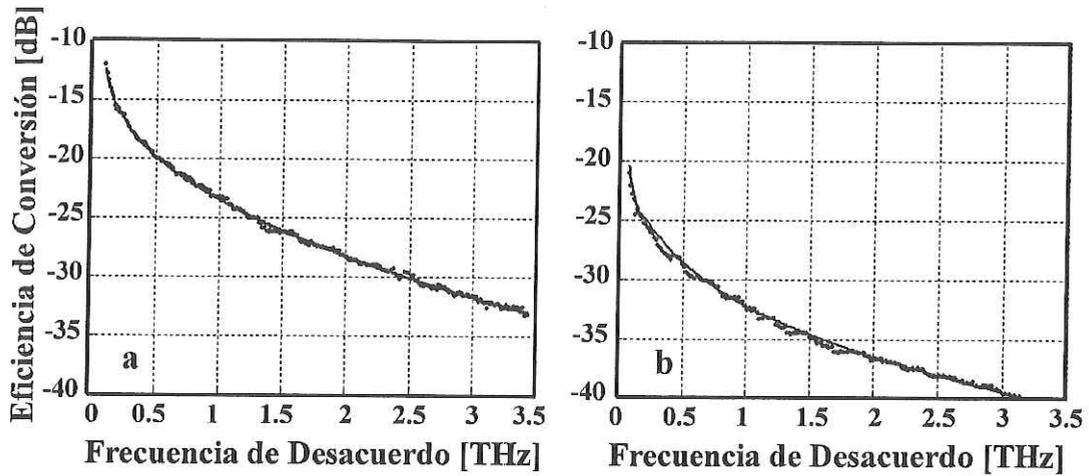


Figura 6. Eficiencia de conversión teórica y experimental del proceso de FWM en función de la frecuencia de desacuerdo. Las gráficas **a** y **b** muestran las eficiencias de conversión para señales de entrada de bomba y de sonda copolarizadas linealmente con una inclinación de 0 y 90 grados respectivamente. Los puntos representan la eficiencia de conversión experimental y la línea indica la eficiencia de conversión teórica obtenida con el modelo matemático utilizado.

Es importante notar que la eficiencia de conversión obtenida para señales de bomba y de sonda copolarizadas linealmente a la entrada del amplificador con una orientación de 0 grados es mayor que la eficiencia de conversión obtenida para estados lineales de polarización de estas señales orientadas a 90 grados. Esto se debe a que el amplificador empleado presenta una diferencia de 5 dB entre las ganancias TE y TM cuando opera en el régimen de saturación. Lo anterior es corroborado por la buena aproximación que existe entre los resultados teóricos y los experimentales ya que el cálculo teórico se realizó con valores de 27 y 22 dB, para las ganancias de simple paso para los modos TE y TM respectivamente.

Por otra parte, en los esquemas de la figura 7 se muestran, en la representación de Poincaré, las evoluciones de los estados de polarización de las señales de bomba (línea punteada) y de sonda (línea continua) a la salida del amplificador que se obtienen al fluctuar las frecuencias de desacuerdo en el par de experimentos antes mencionados. Las flechas indican el sentido de la evolución de los estados de polarización cuando el desacuerdo en frecuencia aumenta de 0.1 a 3.5 THz.

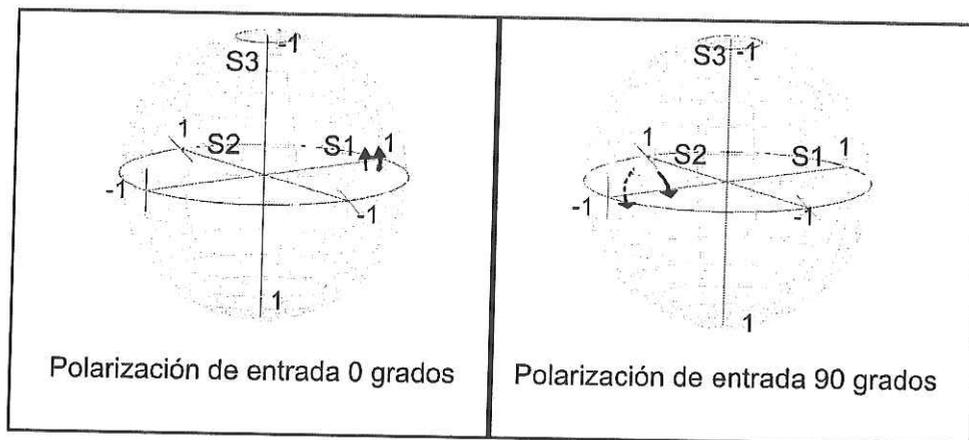


Figura 7. Evoluciones de los estados de polarización de las señales de bomba (línea punteada) y de sonda (línea continua) a la salida del AOS, que se presentan cuando la frecuencia de desacuerdo es variada de 0.1 a 3.5 THz. En esta gráfica los ejes S1, S2 y S3 contienen los posibles valores de los parámetros de Stokes normalizados que describen a los diferentes estados de polarización de salida.

En esta última figura es posible notar que los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda no se conservan a la salida del AOS. Esto demuestra que existe una perturbación de los ejes propios de la guía de onda del amplificador, lo cual puede interpretarse como una evidencia de un acoplamiento de potencia entre los modos TE-TM y

TM-TE. Sin embargo, a pesar de que existen fluctuaciones en los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la salida del AOS, estos estados permanecen relativamente cercanos entre sí para todas las frecuencias de desacuerdo estudiadas.

De manera similar a lo presentado anteriormente, en la figura 8 se muestran los resultados de la eficiencia de conversión para los experimentos realizados con señales de bomba y de sonda copolarizados linealmente a la entrada del AOS con una inclinación de 45 y 135 grados. Es importante mencionar que el modelo matemático expuesto en el punto III.2 no permite corroborar los resultados experimentales de la figura 8 ya que éste se puede utilizar únicamente cuando a la entrada del AOS, las señales de bomba y de sonda están copolarizadas linealmente con una orientación paralela a la de los ejes propios no perturbados de la guía de onda del amplificador.

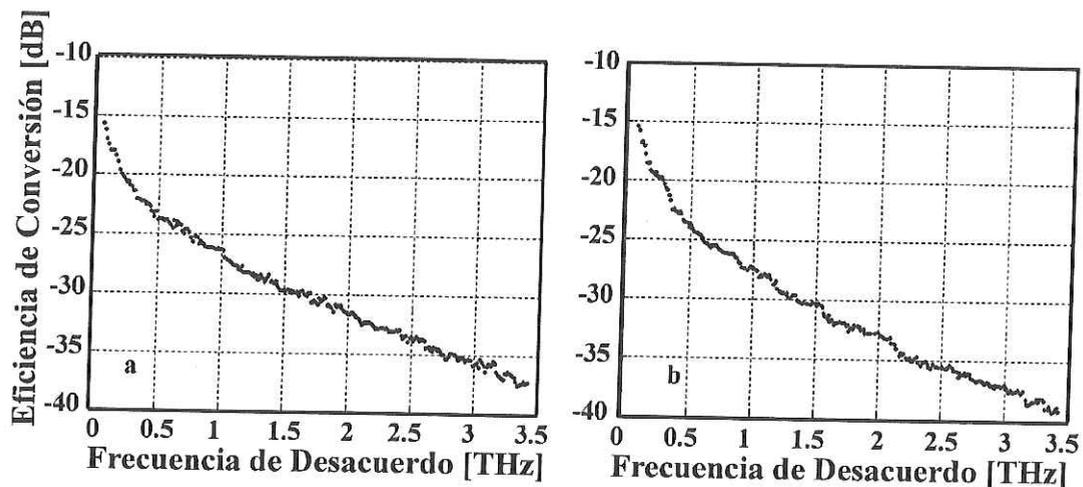


Figura 8. Eficiencia de conversión experimental del proceso de FWM en función de la frecuencia de desacuerdo. Las gráficas **a** y **b** muestran las eficiencias de conversión para señales de entrada de bomba y de sonda copolarizadas linealmente con una inclinación de 45 y 135 grados respectivamente.

En particular, cuando los estados de polarización de los campos eléctricos inyectados dentro del AOS no son lineales y paralelos a los ejes propios de la guía de onda del amplificador se presentan dos componentes de campo eléctrico (E_x y E_y), que interactúan entre sí de manera directa y cruzada (Soto et. al., 2001). La interacción *directa* se manifiesta a través del batimiento que provocan el par de componentes E_x (o E_y) de los campos eléctricos de las señales de bomba y de sonda. Este batimiento modula la ganancia y el índice de refracción del medio y genera entonces armónicos de modulación a los lados de las componentes E_x (o E_y). La interacción *cruzada* se manifiesta por medio de armónicos de modulación que se crean a los lados de las componentes E_y (o E_x) producidas por la modulación del medio que impone el batimiento de las componentes E_x (o E_y) de los campos eléctricos de las señales de bomba y de sonda. De esta manera, cuando el proceso de FWM se lleva a cabo con señales de entrada con estados de polarización no coincidentes con los ejes propios de la guía de onda del AOS, se generan cuatro componentes, dos producto de los *batimientos directos* y dos producto de los *batimientos cruzados*, que contribuyen a la formación del campo eléctrico total de la señal conjugada.

Por consiguiente, es necesario que en los cálculos teóricos se consideraren las componentes cruzadas antes mencionadas para tener una estimación correcta de la eficiencia de conversión cuando el proceso de FWM se desarrolla con señales de entrada copolarizadas linealmente con orientaciones de 45 y 135 grados. Para resolver este requerimiento, en este trabajo se desarrolló un modelo matemático que permite calcular la eficiencia de conversión considerando las componentes cruzadas que se suscitan a los lados de las

componentes E_x y E_y de las señales de bomba y de sonda que intervienen en los procesos antes mencionados. Este modelo matemático es descrito en el capítulo siguiente.

Por otra parte, en la figura 9 se muestran en la representación de Poincaré las evoluciones de los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la salida del AOS para los dos procesos de FWM antes mencionados. Las flechas en los gráficos indican el sentido de la evolución de los estados de polarización de las señales de bomba (trazo punteado) y de sonda (trazo continuo) cuando el desacuerdo en frecuencia aumenta de 0.1 a 3.5 THz.

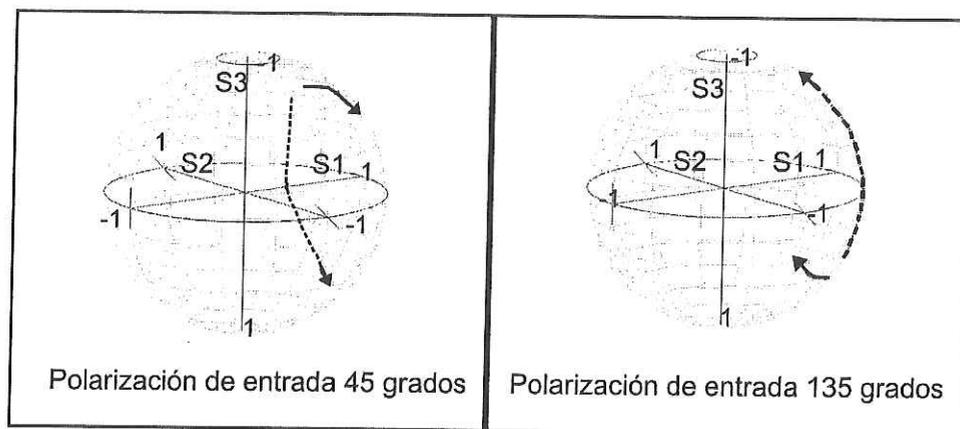


Figura 9. Evoluciones de los estados de polarización de las señales de bomba (línea punteada) y de sonda (línea continua) a la salida del AOS, que se presentan cuando la frecuencia de desacuerdo es variada de 0.1 a 3.5 THz. En esta gráfica los ejes S1, S2 y S3 contienen los posibles valores de los parámetros de Stokes normalizados que describen a los diferentes estados de polarización de salida.

En esta figura se puede observar que los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la salida del AOS divergen considerablemente conforme aumenta la frecuencia de desacuerdo. Por consiguiente, se observa que existe una diferencia significativa entre los

estados de polarización de las señales de bomba y de sonda que inevitablemente degrada la eficiencia de conversión. El cambio de la polarización de salida se atribuye al efecto de la modulación cruzada de la polarización, en este caso gobernado principalmente por el fenómeno de la birrefringencia inducida. Este fenómeno se produce porque la señal de bomba consume una gran cantidad de portadores a lo largo de la región activa, lo cual da como resultado una distribución longitudinal no homogénea de la densidad de portadores y por consiguiente una distribución longitudinal no homogénea de los índices de refracción efectivos para los ejes TE y TM. Esto tiene como consecuencia que las componentes de campo eléctrico x y y observen velocidades de propagación diferentes por la birrefringencia estructural y la inducida, produciéndose un desfaseamiento entre ellas a la salida del AOS. Además, debido a la relación de dispersión (Born y Wolf, 1980), la velocidad de propagación para cada componente está en función de la longitud de onda de cada una de las señales produciéndose una birrefringencia inducida dependiente de la longitud de onda. Debido a esto, en la fig. 9, la evolución del estado de polarización de la señal de bomba (línea punteada) es mayor que la evolución del estado de polarización de la señal de sonda (línea continua).

En resumen, la modulación cruzada de la polarización a través de la birrefringencia inducida afecta significativamente a los procesos de FWM desarrollados con señales de entrada copolarizadas linealmente con orientaciones de 45 y 135 grados. Por tal motivo, es necesario desarrollar una herramienta matemática que permita estimar el efecto de la XPolM dentro del proceso de FWM. Tal herramienta será presentada en el capítulo V.

III.5. CONCLUSIONES.

A partir de la referencia (Mecozzi y Mork, 1999) se desarrolló un modelo teórico semi-clásico que permite el cálculo de las eficiencias de conversión de un proceso de mezcla de cuatro ondas para señales de bomba y de sonda con estados de polarización lineales coincidentes con los ejes propios de la guía de onda del AOS.

Por otra parte, se demostró experimentalmente que en un proceso de mezcla de cuatro ondas desarrollado con señales de entrada copolarizadas linealmente con inclinaciones de 0 o de 90 grados respecto al eje propio no perturbado TE del AOS, los estados de polarización de estas señales no se conservan a la salida del AOS. Esto demuestra que existe una perturbación de los ejes propios de la guía de onda del amplificador, lo cual puede interpretarse como una evidencia de un acoplamiento de potencia entre los modos TE-TM y TM-TE. No obstante, a pesar de que existen fluctuaciones en los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la salida del AOS, estos estados permanecen relativamente cercanos entre sí para todas las frecuencias de desacuerdo estudiadas. Lo anterior justifica el porque se observó una débil degradación de la eficiencia de conversión para los procesos de FWM desarrollados con señales de bomba y de sonda copolarizadas linealmente a la entrada del amplificador con inclinaciones de 0 y 90 grados.

En contraste, en los procesos de FWM desarrollados con señales de bomba y de sonda copolarizadas linealmente a la entrada del amplificador, con inclinaciones de 45 y 135 grados, los estados de polarización de estas señales a la salida del AOS divergen considerablemente conforme aumenta la frecuencia de desacuerdo. Esta evolución que

sufren los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda se atribuye al efecto de la modulación cruzada de la polarización, cuya manifestación es principalmente debida al fenómeno de la birrefringencia inducida. Así mismo se observó que la evolución del estado de polarización de la señal de bomba es mayor que la de la señal de sonda. Esto se debe a que la bomba fue la única señal que se desplazó en longitud de onda y a que la birrefringencia inducida es dependiente de este parámetro.

En consecuencia, se tiene una evolución mayor de los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la salida del amplificador cuando éstas entran copolarizadas linealmente inclinadas a 45 ó 135 grados que cuando su orientación es de 0 ó 90 grados. En efecto, se espera que la eficiencia de conversión para procesos de FWM desarrollados con señales de entrada copolarizadas linealmente con una inclinación de 45 ó 135 grados sea degradada fuertemente en comparación con la que se presenta en procesos con estados de entrada orientados a 0 ó 90 grados.

Por otro lado, se enfatizó en el hecho de que el modelo matemático descrito no es capaz de calcular la eficiencia de conversión cuando los estados de polarización de las señales de entrada no coinciden con los ejes propios de la guía de onda no perturbada del AOS, como es el caso cuando las señales de entrada son copolarizadas linealmente con inclinación a 45 y 135 grados. Por consiguiente, se planteó la necesidad de desarrollar un modelo matemático para el cálculo de la eficiencia de conversión que considere el efecto de las componentes cruzadas de los campos eléctricos que intervienen en un proceso de FWM. Esto con el fin de determinar si la eficiencia de conversión de un proceso de FWM

desarrollado con señales de entrada que no coinciden con los ejes propios de la guía de onda del amplificador es degradada por el efecto de la XPolM.

IV. ESTUDIO TEÓRICO DEL PROCESO DE MEZCLA DE CUATRO ONDAS DESARROLLADO DENTRO DE UN AOS CONSIDERANDO BATIMIENTOS CRUZADOS.

IV.1. INTRODUCCIÓN.

Este capítulo se consagra al desarrollo de un modelo teórico que describe el proceso de FWM cuando éste se lleva a cabo con señales de entrada cuyos estados de polarización no coinciden con los ejes propios de la guía de onda del AOS bajo estudio. Para tal fin, se parte del modelo matemático presentado en el capítulo anterior, incorporando los efectos que cada una de las componentes de los campos eléctricos de las señales de bomba y de sonda generan para así dar lugar al proceso de FWM. En particular, se considerará que cada una de las señales de entrada cuenta con 2 componentes (E_x y E_y) que contribuyen a la formación del campo eléctrico total de la señal conjugada a través de batimientos directos y cruzados. Posteriormente, se comparan los resultados obtenidos utilizando el modelo antes descrito con los resultados experimentales mostrados en el capítulo III. Finalmente, en el apartado IV.4 se presentan las conclusiones de este capítulo.

IV.2. MODELO TEÓRICO.

Para desarrollar un modelo matemático que describa a un proceso de FWM desarrollado con señales de entrada copolarizadas linealmente que no coincidan con las orientaciones de los ejes propios de la guía de onda del AOS, se toman en cuenta los *efectos cruzados* provenientes del batimiento de las componentes E_x del campo eléctrico de las señales de entrada que actúan sobre las componentes E_y de estas señales y viceversa (Soto *et al.*,

2001). Así, el campo eléctrico total de la señal conjugada estará compuesto por cuatro componentes, dos de ellas generadas por los *batimientos directos* y las otras dos producidas por los *batimientos cruzados*.

Para el análisis de las cuatro componentes de la señal conjugada, se considera que las componentes E_{0x} y E_{1x} de las señales de bomba y de sonda, al igual que las componentes E_{0y} y E_{1y} de estas señales batien entre sí y producen las componentes E_{c2x} y E_{c2y} de la señal conjugada con frecuencias $\omega_{2x} = 2\omega_{0x} - \omega_{1x}$ y $\omega_{2y} = 2\omega_{0y} - \omega_{1y}$, respectivamente. De igual manera, cada uno de estos batimientos produce un “*efecto cruzado*” sobre las componentes E_{0y} y E_{0x} respectivamente, produciendo dos armónicos más, E_{c3y} y E_{c3x} , con estados de polarización paralelos a los ejes y y x , los cuales presentan frecuencias $\omega_{3x} = \omega_{0x} + \omega_{0y} - \omega_{1y}$ y $\omega_{3y} = \omega_{0y} + \omega_{0x} - \omega_{1x}$. Sin embargo, como $\omega_{0x} = \omega_{0y}$, entonces se tiene que las frecuencias de las cuatro componentes son iguales.

Con el fin de calcular las envolventes de variación lenta del campo eléctrico de las componentes de la señal conjugada de la manera más general posible, primero se asumirá que cada una de las señales de entrada posee un estado de polarización arbitrario, el cual es distinto de uno lineal orientado a 0 o 90 grados. En el análisis se considerará que la orientación de las componentes E_x de las señales que intervienen en el proceso coincide con la del eje propio TE de la guía de onda y la orientación de las componentes E_y de estas señales coinciden con la del eje TM. Además, se asume que aunque los armónicos generados mediante el proceso de FWM son amplificados a lo largo del AOS, la amplitud de éstos permanece pequeña con respecto a la de las señales de entrada. También se estima

que las frecuencias ópticas de las señales de bomba, de sonda y de los armónicos generados son tan cercanas entre sí, que sus vectores de onda se pueden considerar iguales.

Con base en estas consideraciones y tomando en cuenta que el proceso de FWM está regido principalmente por dos términos de susceptibilidad, una lineal y una de tercer orden, es entonces posible escribir las envolventes de los armónicos A_{c2x} y A_{c3y} , generados por los batimientos directo y cruzado de las componentes E_x , de la forma siguiente (Soto *et al.*, 2001):

$$A_{c2x}(z,t) = \hat{i} \frac{A_{1x}^*(0) \tilde{\chi}(\omega_{2x}; \omega_{0x}, \omega_{0x}, -\omega_{1x})}{\bar{\chi}(\omega_{0x}) - \tilde{\chi}(\omega_{1x}; \omega_{0x}, \omega_{1x}, -\omega_{1x})} \times \left[\exp \left[\frac{i\omega_{0x}\Gamma L}{2c\eta} (\bar{\chi}(\omega_{0x}) - \tilde{\chi}(\omega_{1x}, \omega_{0x}, \omega_{1x}, -\omega_{1x})) \right] - 1 \right] \cos \left(\frac{\Delta\mathcal{G}_{in}}{2} \right) \quad (113)$$

$$A_{c3y}(z,t) = \hat{j} \frac{A_{1y}^*(0) A_{0y}(0) A_{0x}(0)}{|A_{0x}(0)|^2} \frac{\tilde{\chi}(\omega_{3y}; \omega_{0y}, \omega_{0x}, -\omega_{1y})}{\bar{\chi}(\omega_{0y}) - \tilde{\chi}(\omega_{1x}; \omega_{0x}, \omega_{1x}, -\omega_{1x})} \times \left[\exp \left[\frac{i\omega_{0y}\Gamma L}{2c\eta} (\bar{\chi}(\omega_{0y}) - \tilde{\chi}(\omega_{1x}, \omega_{0x}, \omega_{1x}, -\omega_{1x})) \right] - 1 \right] \cos \left(\frac{\Delta\mathcal{G}_{in}}{2} \right) \quad (114)$$

Donde \hat{i} y \hat{j} son los vectores unitarios en las direcciones x y y respectivamente. $\Delta\mathcal{G}_{in}$ es la distancia angular que existe entre los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda, a la entrada del AOS, en la esfera de Poincaré. A_{0x} , A_{1x} , A_{c2x} y A_{c3x} son las envolventes de variación lenta de las componentes E_{0x} , E_{1x} , E_{c2x} y E_{c3x} de los campos eléctricos de las señales de bomba, sonda, conjugada de batimiento directo y conjugada de batimiento cruzado, respectivamente. Γ es el factor de confinamiento, L es la longitud de la región activa, c es la velocidad de la luz en el vacío, η es el índice de refracción efectivo

del modo, $\bar{\chi}(\omega_i)$ es la susceptibilidad lineal ($\chi^{(1)}$) y los parámetros normalizados $\tilde{\chi}(\omega_{im}, \omega_{jn}, \omega_{kn}, \omega_{ln})$ al ser divididos entre $|E_{0x}||E_{0y}|$ representan las susceptibilidades totales de tercer orden ($\chi^{(3)}$) donde $E_{0x,y}$ son las componentes del campo eléctrico de la señal de bomba.

De manera similar, las envolventes A_{c2y} y A_{c3x} de la señal conjugada producidas por los batimientos directo y cruzado de las componentes E_y están determinadas por las expresiones siguientes:

$$A_{c2y}(z, t) = \hat{j} \frac{A_{1y}^*(0) \tilde{\chi}(\omega_{2y}, \omega_{0y}, \omega_{0y}, -\omega_{1y})}{\bar{\chi}(\omega_{0y}) - \tilde{\chi}(\omega_{1y}, \omega_{0y}, \omega_{1y}, -\omega_{1y})} \times \left[\exp \left[\frac{i\omega_{0y}\Gamma L}{2c\eta} (\bar{\chi}(\omega_{0y}) - \tilde{\chi}(\omega_{1y}, \omega_{0y}, \omega_{1y}, -\omega_{1y})) \right] - 1 \right] \cos \left(\frac{\Delta\mathcal{G}_{in}}{2} \right) \quad (115)$$

$$A_{c3x}(z, t) = \hat{i} \frac{A_{1x}^*(0) A_{0x}(0) A_{0y}(0)}{|A_{0y}(0)|^2} \frac{\tilde{\chi}(\omega_{3x}, \omega_{0x}, \omega_{0y}, -\omega_{1y})}{\bar{\chi}(\omega_{0x}) - \tilde{\chi}(\omega_{1y}, \omega_{0y}, \omega_{1y}, -\omega_{0y})} \times \left[\exp \left[\frac{i\omega_{0x}\Gamma L}{2c\eta} (\bar{\chi}(\omega_{0x}) - \tilde{\chi}(\omega_{1y}, \omega_{0y}, \omega_{1y}, -\omega_{0y})) \right] - 1 \right] \cos \left(\frac{\Delta\mathcal{G}_{in}}{2} \right) \quad (116)$$

Por otro lado, como $\omega_{0x} = \omega_{0y}$, $\omega_{1x} = \omega_{1y}$ y $\omega_{2x} = \omega_{2y} = \omega_{3x} = \omega_{3y}$, entonces se puede asumir que $\tilde{\chi}(\omega_{3x}, \omega_{0x}, \omega_{0y}, -\omega_{1y}) \approx \tilde{\chi}(\omega_{2y}, \omega_{0y}, \omega_{0y}, -\omega_{1y})$ y que $\tilde{\chi}^*(\omega_{3y}, \omega_{0y}, \omega_{0x}, -\omega_{1x}) \approx \tilde{\chi}^*(\omega_{2x}, \omega_{0x}, \omega_{1x}, -\omega_{0x})$, por lo que es posible reescribir A_{c3x} y A_{c3y} en función de A_{c2y} y A_{c2x} de la forma siguiente:

$$A_{c3x}(z, t) = \frac{\hat{i} A_{1x}^*(0)}{\hat{j} A_{1y}^*(0)} \cdot A_{c2y}(z, t) \frac{A_{0x}(0)A_{0y}(0)}{|A_{0y}(0)|^2} \quad (117)$$

$$A_{c3y}(z, t) = \frac{\hat{j} A_{1y}^*(0)}{\hat{i} A_{1x}^*(0)} \cdot A_{c2x}(z, t) \frac{A_{0x}(0)A_{0y}(0)}{|A_{0x}(0)|^2} \quad (118)$$

Debido a que las envolventes A_{c2x} y A_{c2y} se obtienen a partir de los batimientos directos, éstas se pueden calcular utilizando el modelo descrito en el punto III.2. En este caso se introducen al modelo únicamente las componentes E_x ó E_y de las señales de entrada, según sea el caso, lo que permite calcular una envolvente A_{cx} ó A_{cy} equivalentes a las que se obtendrían para un proceso de FWM desarrollado con señales de entrada copolarizadas linealmente con una inclinación de 0 ó 90 grados respectivamente. De esta forma, a partir de la ecs. 113 y 115, las envolventes A_{c2x} y A_{c2y} quedan definidas de la manera siguiente:

$$A_{c2x}(z, \omega) = \hat{i} A_{cx}(z, \Omega) \cos\left(\frac{\Delta \mathcal{G}_{in}}{2}\right) \quad (119)$$

$$A_{c2y}(z, \omega) = \hat{j} A_{cy}(z, \Omega) \cos\left(\frac{\Delta \mathcal{G}_{in}}{2}\right) \quad (120)$$

Por lo tanto, las envolventes A_{c3x} y A_{c3y} son expresadas de la forma siguiente:

$$A_{c3x}(z, t) = \frac{\hat{i} A_{1x}^*(0)}{\hat{j} A_{1y}^*(0)} \cdot A_{cy}(z, t) \frac{A_{0x}(0)A_{0y}(0)}{|A_{0y}(0)|^2} \cos\left(\frac{\Delta \mathcal{G}_{in}}{2}\right) \quad (121)$$

$$A_{c3y}(z, t) = \frac{\hat{j} A_{1y}^*(0)}{\hat{i} A_{1x}^*(0)} \cdot A_{cx}(z, t) \frac{A_{0x}(0)A_{0y}(0)}{|A_{0x}(0)|^2} \cos\left(\frac{\Delta \mathcal{G}_{in}}{2}\right) \quad (122)$$

Por consiguiente, la intensidad total de la señal conjugada a la salida del AOS es proporcional a lo expresado en la ecuación siguiente:

$$|A_{cr}(L, \omega)|^2 = |A_{c2x}(L, \omega) + A_{c3x}(L, \omega)|^2 + |A_{c2y}(L, \omega) + A_{c3y}(L, \omega)|^2 \quad (123)$$

Por lo tanto, la expresión para determinar la eficiencia de conversión del proceso de FWM es:

$$\eta(\Omega) = \frac{|A_{cr}(L, \Omega)|^2}{|A_{1x}(0) + A_{1y}(0)|^2} \quad (124)$$

Como ya se estableció, este modelo puede emplearse para señales de bomba y de sonda con polarizaciones arbitrarias de entrada al AOS. Sin embargo, es interesante notar que si las señales de entrada son copolarizadas, el desacuerdo en polarización $\frac{\Delta \mathcal{G}_{in}}{2}$ es cero lo cual simplifica los cálculos. Así mismo, si la polarización de las señales de entrada coincide con los ejes propios de la guía de onda del AOS, las componentes de batimiento cruzado se eliminan automáticamente y el modelo funciona como el presentado en el punto III.2. A continuación se muestran los resultados obtenidos utilizando este modelo y se comparan con los resultados experimentales.

IV.3. ANÁLISIS DE RESULTADOS.

En la figura 10 se muestran los resultados de las eficiencias de conversión obtenidos para los experimentos realizados con señales de bomba y de sonda copolarizadas linealmente a la entrada del AOS con una inclinación de 45 y 135 grados. En esta figura, los puntos

representan a los resultados experimentales y las líneas punteadas muestran los datos proporcionados por el modelo matemático que considera los batimientos cruzados descritos en el apartado anterior. Los valores de los parámetros empleados en el modelo son los mismos que los descritos en el apartado III.3. Sin embargo, es importante mencionar que para los cálculos teóricos de las componentes x y y de la señal conjugada se emplearon los valores de las ganancias de simple paso, los índices de refracción y los factores de confinamiento, que se utilizaron para los procesos de FWM desarrollados con señales de entrada copolarizadas linealmente con una orientación de 0 y de 90 grados respectivamente.

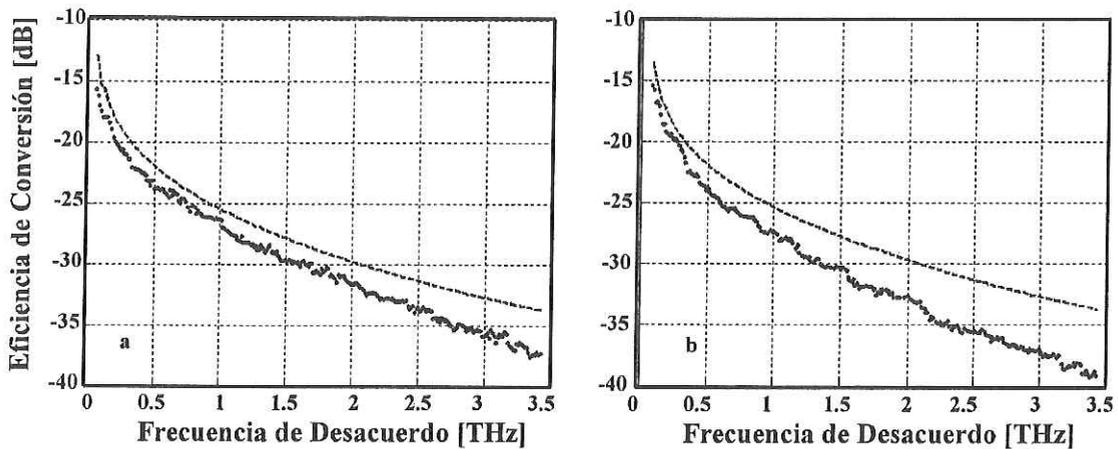


Figura 10. Eficiencia de conversión teórica y experimental del proceso de FWM en función de la frecuencia de desacuerdo. Las gráficas **a** y **b** muestran las eficiencias de conversión para señales de entrada de bomba y de sonda copolarizadas linealmente con una inclinación de 45 y 135 grados respectivamente. Los puntos representan la eficiencia de conversión experimental y la línea punteada indica la eficiencia de conversión teórica obtenida con el modelo matemático que incluye el efecto de los batimientos cruzados.

Como puede observarse, los cálculos teóricos difieren de los resultados experimentales entre 3.7 y 5.6 dBm para la frecuencia de desacuerdo más alta (3.5 THz). Esto se atribuye a que, como se observó en la figura 9, los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la salida del AOS divergen considerablemente conforme aumenta la frecuencia de desacuerdo. Dicha evolución de los estados de polarización inevitablemente induce una degradación en la eficiencia de conversión, debido a que se afecta el apareamiento de las polarizaciones entre las señales de bomba y de sonda. Este apareamiento es indispensable para que se genere un batimiento máximo que produzca un proceso de mezcla de cuatro ondas óptimo. En efecto, el batimiento es el fenómeno responsable de modular la ganancia y el índice de refracción del medio a través de la modulación de distintos mecanismos no lineales que producen a la señal conjugada y a otros armónicos de modulación.

De esta manera, los resultados teóricos de la figura 10 están en concordancia con los resultados obtenidos a través de las mediciones de los estados de polarización de salida de las señales de bomba y de sonda, los cuales indican que se induce un fuerte cambio en los estados de polarización de estas señales a medida que se propagan dentro del amplificador. Así, todo parece indicar que se tiene un efecto significativo de la modulación cruzada de la polarización que actúa sobre las señales de bomba y de sonda.

Por lo tanto, para obtener una mejor estimación de la eficiencia de conversión cuando un proceso de FWM es desarrollado con señales de entrada copolarizadas linealmente con orientaciones de 45 y 135 grados, es necesario incluir en los cálculos teóricos, el desacuerdo en polarización inducido por el efecto de la XPolM sobre las señales de bomba y de sonda. Para satisfacer este requisito, en este trabajo se desarrolló un modelo

matemático que permite calcular la eficiencia de conversión considerando las componentes cruzadas y el desacuerdo en polarización inducido por la XPolM sobre los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda. Este modelo matemático es descrito en el capítulo siguiente.

IV.4. CONCLUSIONES.

En este apartado, se desarrolló un modelo matemático que permite el cálculo de la eficiencia de conversión de un proceso de mezcla de cuatro ondas desarrollado con señales de bomba y de sonda con estados de polarización arbitrarios no coincidentes con los ejes propios de la guía de onda del AOS. Para tal efecto, se consideró que el campo eléctrico de la señal conjugada está formado por cuatro componentes, dos producidas por *batimientos directos* y dos producidas por *batimientos cruzados*.

Se observó que los cálculos teóricos difieren de los resultados experimentales entre 3.7 y 5.6 dBm para la mayor frecuencia de desacuerdo estudiada (3.5 THz). Esto se atribuyó al desapareamiento de los estados de polarización que induce la XPolM en las señales de bomba y de sonda a la salida del AOS, el cual aumenta en función de la frecuencia de desacuerdo. Dicho desapareamiento inevitablemente induce una degradación en la eficiencia de conversión del proceso de FWM.

Asimismo, se observó que el desapareamiento en polarización provocado principalmente por la birrefringencia inducida, es significativo por lo que es necesario introducir dentro del modelo el efecto de la XPolM, lo cual permitirá obtener una buena estimación teórica de la

eficiencia de conversión. Dicho desapareamiento en polarización debe estar en función de la longitud de onda y de la polarización de las señales de entrada, ya que como se mencionó en el capítulo anterior, la birrefringencia inducida depende de estos parámetros.

Por consiguiente, en el siguiente apartado se desarrollará un modelo matemático que permita calcular la eficiencia de conversión de un proceso de FWM, considerando además de los batimientos cruzados, el desapareamiento en polarización que induce la XPolM en los campos eléctricos de las señales de bomba y de sonda.

V. ESTUDIO TEÓRICO DEL PROCESO DE MEZCLA DE CUATRO ONDAS DENTRO DE UN AOS CONSIDERANDO EL EFECTO DE LA MODULACIÓN CRUZADA DE LA POLARIZACIÓN.

V.1. INTRODUCCIÓN.

Como se describe en el capítulo anterior, es necesario incluir en el modelo teórico que permite determinar la eficiencia de conversión del proceso de FWM los batimientos cruzados y el desacuerdo en polarización inducido por el fenómeno de la XPolM. Esta incorporación se debe efectuar con la finalidad de obtener una estimación teórica más precisa de la eficiencia de conversión cuando el proceso de FWM se realiza con señales de entrada con polarizaciones arbitrarias diferentes a aquéllas lineales inclinadas a 0 y 90 grados.

Por esta razón, en este capítulo se efectúan las modificaciones antes mencionadas al modelo del capítulo anterior. Para tal fin, se propone una expresión matemática que describa el desacuerdo en polarización, que induce XPolM, entre los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda. Esta expresión matemática se obtiene a partir de los resultados experimentales mostrados en el capítulo III. De hecho, el desacuerdo en polarización inducido por el efecto de la XPolM, es considerado como un efecto local que actúa a la salida del amplificador. Con esto se busca obtener un modelo teórico que sea capaz de pronosticar la evolución de la eficiencia de conversión para señales de entrada con polarizaciones arbitrarias y específicamente copolarizadas linealmente con una inclinación de 45 y 135 grados.

En particular, en el punto V.2. se realizan las modificaciones propuestas al modelo teórico y se comparan los resultados obtenidos con los resultados experimentales del capítulo III. Finalmente en el apartado V.3 se presenta la conclusión de este capítulo.

V.2. MODELO TEÓRICO Y ANÁLISIS DE RESULTADOS.

Para introducir el desacuerdo en polarización producido por la XPolM en el modelo presentado en el capítulo anterior, se propone asumir que la mayor parte de la señal conjugada se genera al final de la región activa del AOS. Esta consideración es posible ya que en esta región del amplificador es donde las señales de bomba y de sonda tienen su máximo nivel de potencia (Mecozzi *et al.*, 1995). Si se acepta esta hipótesis, entonces la degradación de la eficiencia de conversión provocada por el desacuerdo en polarización inducido por la XPolM en las señales de bomba y de sonda debe ocurrir principalmente a la salida del AOS.

Por consiguiente, el efecto de la XPolM puede ser modelado como un *efecto local* actuando justo antes de la salida del AOS en lugar de un proceso distribuido. Por otra parte, ya que los modelos clásicos, similares al utilizado en el capítulo anterior consideran que la guía de onda del AOS no produce desacuerdos en polarización entre las señales de bomba y de sonda, entonces es posible transportar el efecto total de la XPolM a la entrada del amplificador. Por esta misma razón, se consideró que el desacuerdo en polarización transportado a la entrada del AOS se mantiene a lo largo de la guía de onda hasta la salida del AOS. Esto permite definir el efecto de la XPolM de la manera siguiente:

$$\Delta\mathcal{G}(\Omega) = \Delta\mathcal{G}_m(\Omega) + \Delta\mathcal{G}_M(\Omega) \quad (125)$$

Donde $\Delta\mathcal{G}_m(\Omega)$ es la distancia angular que separa a los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la entrada del AOS y $\Delta\mathcal{G}_M(\Omega)$ es el desacuerdo en polarización total inducido por el efecto de la XPolM transportado a la entrada del AOS para cada frecuencia de desacuerdo. Ambas distancias son representadas en la esfera de Poincaré. El desacuerdo en polarización inducido por el fenómeno de la XPolM ($\Delta\mathcal{G}_M(\Omega)$) es transportado a la entrada del AOS para cada frecuencia de desacuerdo.

Como ya se mencionó anteriormente, en este trabajo todos los experimentos fueron realizados con señales de bomba y de sonda copolarizadas linealmente a la entrada del AOS por lo que el parámetro $\Delta\mathcal{G}_m(\Omega)$ es cero.

Por otro lado, para conocer el desacuerdo en polarización entre las señales de bomba y de sonda es necesario conocer el ángulo, medido en la esfera de Poincaré, entre los estados de polarización de salida de las señales de bomba y de sonda. Cada punto en la esfera de Poincaré cuenta con un único grupo de coordenadas definido por los ejes dimensionales s_1 , s_2 y s_3 . Estas coordenadas son llamadas parámetros de Stokes normalizados. Estos parámetros describen la cantidad de polarización lineal horizontal o vertical (s_1), la cantidad de polarización lineal a 45 o 135 grados (s_2) y la cantidad de polarización circular derecha o izquierda (s_3), y están definidos por las expresiones siguientes:

$$s_{1_{b,s}}(\Omega) = \left[A_{b,s_x}^2(\Omega) - A_{b,s_y}^2(\Omega) \right] \frac{DOP_{b,s}(\Omega)}{s_{0_{b,s}}(\Omega)} \quad (126)$$

$$s_{2_{b,s}}(\Omega) = 2A_{b,s_x}(\Omega)A_{b,s_y}(\Omega) \cos(\Delta\phi_{b,s}(\Omega)) \frac{DOP_{b,s}(\Omega)}{s_{0_{b,s}}(\Omega)} \quad (127)$$

$$s_{3_{b,s}}(\Omega) = 2A_{b,s_x}(\Omega)A_{b,s_y}(\Omega) \sin(\Delta\phi_{b,s}(\Omega)) \frac{DOP_{b,s}(\Omega)}{s_{0_{b,s}}(\Omega)} \quad (128)$$

Donde $s_{0_{b,s}}(\Omega) = [A_{b,s_x}^2(\Omega) + A_{b,s_y}^2(\Omega)]$, $A_{b,s_x}(\Omega)$ y $A_{b,s_y}(\Omega)$ son las magnitudes de las componentes $E_{b,s_x}(\Omega)$ y $E_{b,s_y}(\Omega)$ de los vectores de campo eléctrico correspondientes a las señales de bomba y de sonda a la frecuencia de desacuerdo correspondiente. Además, $\Delta\phi_{b,s} = \Delta\phi_{b,s_x} - \Delta\phi_{b,s_y}$ es la diferencia de fase existente entre las componentes antes mencionadas y $DOP_{b,s}(\Omega)$ es el grado de polarización definido como la razón entre la potencia óptica polarizada y la potencia total.

Para calcular el ángulo de desacuerdo $\Delta\mathcal{G}_M(\Omega)$ es necesario definir como referencia un estado de polarización de salida, en este caso en particular se toma como referencia el estado de polarización de la bomba. Posteriormente, este valor de referencia se compara con las mediciones correspondientes del estado de polarización de sonda a la frecuencia de desacuerdo correspondiente. Para realizar esta comparación se calcula la distancia entre los puntos que representan los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda sobre la esfera de Poincaré para cada frecuencia de desacuerdo empleando la expresión siguiente:

$$c^2(\Omega) = \left(s_{1_b}(\Omega) - s_{1_s}(\Omega)\right)^2 + \left(s_{2_b}(\Omega) - s_{2_s}(\Omega)\right)^2 + \left(s_{3_b}(\Omega) - s_{3_s}(\Omega)\right)^2 \quad (129)$$

Donde $s_{1_{b,s}}(\Omega)$, $s_{2_{b,s}}(\Omega)$ y $s_{3_{b,s}}(\Omega)$ representan los parámetros de Stockes normalizados de las señales de bomba (b) y de sonda (s) correspondientes a cada frecuencia de desacuerdo. Además si se emplea la ley de los cosenos y se considera que el radio de la esfera de Poincaré es igual a uno (DOP=100%), el ángulo de rotación sobre la esfera se puede calcular mediante la ecuación siguiente:

$$\Delta\mathcal{G}_M(\Omega) = \cos^{-1} \left[- \left(\frac{c^2(\Omega)}{2} - 1 \right) \right] \quad (130)$$

Es importante mencionar que el ángulo real de desacuerdo en polarización entre las señales de bomba y de sonda es la mitad de $\Delta\mathcal{G}_M(\Omega)$, es decir $\Delta\mathcal{G}_M(\Omega)/2$.

De esta manera, empleando los resultados de las evoluciones de los estados de polarización para las señales de entrada al AOS mostrados en el capítulo III (figs. 7 y 9) y sustituyéndolos en la ecuación 130, se calcularon los desacuerdos en polarización correspondientes. Los datos experimentales del desacuerdo en polarización que induce la XPolM en las señales de bomba y de prueba respecto a la frecuencia de desacuerdo (Ω) se muestran en la fig. 11. Estos datos fueron obtenidos para señales de entrada copolarizadas linealmente con inclinaciones a 0 (círculos), 90 (cuadrados), 45 (rombos) y 135 (triángulos) grados.

La fig. 11a muestra con líneas continuas la interpolación lineal de los datos experimentales mostrados con símbolos negros para una potencia total de entrada de 5.2 dBm ($P_b = 2.51$ mW y $P_s = 0.79$ mW). La fig. 11b muestra con líneas punteadas la interpolación lineal de

los datos experimentales que son mostrados con símbolos blancos, para una potencia total de entrada de 1.85 dBm ($P_b = 1.41$ mW y $P_s = 0.12$ mW).

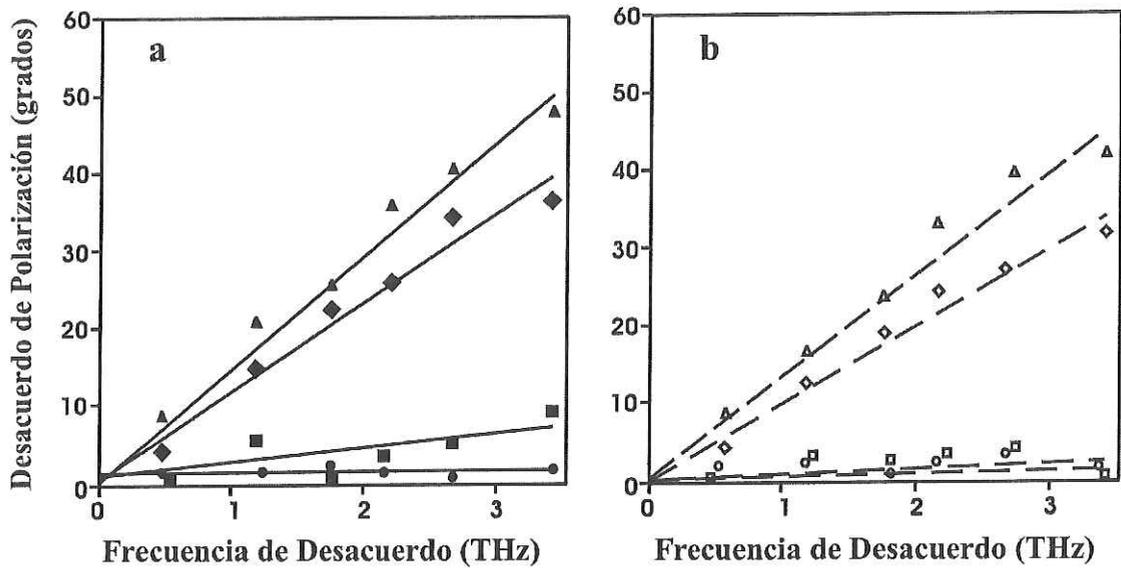


Figura 11. Datos experimentales del desacuerdo en polarización inducido por la XPolM ($\Delta\vartheta_M/2$) en función de la frecuencia de desacuerdo (Ω), para señales de entrada copolarizadas linealmente con inclinaciones de 0 (círculos), 90 (cuadrados), 45 (rombos) y 135 (triángulos) grados. Las gráficas a y b representan potencias totales de entrada de 5.2 y 1.85 dBm respectivamente.

El experimento se llevó a cabo con dos potencias de entrada totales distintas con el fin de estudiar la dependencia del desacuerdo en polarización inducido por la XPolM con la potencia de entrada.

Por otro lado, la representación matemática resultante de las interpolaciones lineales mostradas en las figura 11a y 11b están determinadas por la expresión siguiente:

$$\Delta\vartheta_M(\Omega) = k + m(P_t, \Psi)\Omega \quad (131)$$

donde k es el valor de la ordenada cuando $\Omega = 0$ y $m(P, \Psi)$ es la pendiente para los valores de las dos potencias totales de entrada y para los cuatro estados de polarización lineal de entrada estudiados ($\Psi = 0, 90, 45$ y 135 grados).

Con el fin de observar el cambio de las pendientes, que definen el desacuerdo en polarización, en función de los estados de polarización lineal de entrada se obtiene la figura 12. En esta figura se muestran las interpolaciones de los valores de las pendientes obtenidas para las distintas potencias y estados de polarización de las señales de entrada.

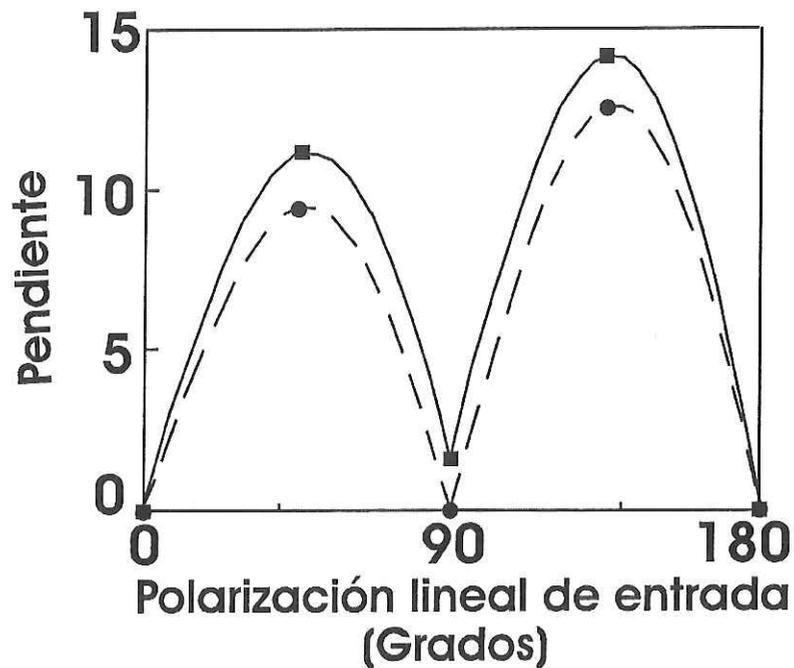


Figura 12. Resultados experimentales e interpolaciones de los valores de las pendientes obtenidas para distintos estados de polarización y potencias totales de entrada. Los puntos y cuadrados muestran los resultados experimentales para baja y alta potencia respectivamente. Las líneas punteada y continua muestran las interpolaciones para baja y alta potencia respectivamente.

Como puede observarse en esta figura, las interpolaciones de los valores de las pendientes pueden interpretarse como el producto del valor absoluto de un seno y una función exponencial mas un término que tome en cuenta la potencia total de entrada. A partir de estos resultados es posible obtener una expresión heurística que describe las evoluciones de las pendientes presentadas en la fig. 12, la cual está determinada por:

$$m(P_i, \Psi) = Q \left[\sin(2\Psi) \exp\left(\frac{\Psi}{H}\right) \right] + 3\sqrt{|\sin(\Psi)|} \left(\frac{P_i}{P_{sat}(\Psi)} \right)^2 \quad (132)$$

En la cual, Q y H son parámetros de ajuste y $P_{sat}(\Psi)$ es la potencia de saturación del AOS definida por la expresión siguiente:

$$P_{sat}(\Psi) = \frac{\hbar\omega \Phi}{\Gamma(\Psi) a \tau_s} \quad (133)$$

donde $\hbar\omega$ es la energía del fotón, Φ es la sección transversal de la guía de onda del AOS, a es la ganancia diferencial y $\Gamma(\Psi)$ es el factor de confinamiento para los modos TE y TM, cuando Ψ es 0 y 90 grados respectivamente. Cabe mencionar que para el cálculo de las interpolaciones se emplearon los valores de los parámetros de ajuste siguientes: $k = 0$, $Q = 8.2$ y $H = 275$ grados.

Para aplicar este modelo en otro AOS es necesario medir el desacuerdo en polarización entre las señales de bomba y de sonda para una frecuencia de desacuerdo determinada y obtener la pendiente de la recta que une el punto medido con el origen. De preferencia es deseable obtener varios puntos para diferentes polarizaciones lineales de entrada y obtener los parámetros de ajuste para la ecuación heurística que describe la evolución de la

pendiente (ec. 132). Posteriormente se sustituyen los parámetros correspondientes al AOS en el modelo teórico que incluye los batimientos cruzados y el efecto de la XPolM.

Por otro lado, considerando los parámetros de ajuste y las expresiones 132 y 131 antes descritas, así como el efecto del desacuerdo en polarización inducido por la XPolM en el proceso de FWM, se calculó la eficiencia de conversión y se comparó con los resultados experimentales. Es importante señalar que para considerar el efecto de la XPolM dentro del modelo teórico que contempla a los batimientos cruzados se utilizó el parámetro $\Delta\mathcal{G}(\Omega)$, en el lugar de la variable $\Delta\mathcal{G}_m$, en las expresiones (119)-(122), que se emplean para el cálculo de las envolventes lentamente variables.

En las figuras 13 y 14 se muestran los resultados experimentales (puntos) y los resultados teóricos, arrojados tanto por el modelo clásico con batimientos cruzados (línea punteada) como por el modelo que incluye el efecto de la XPolM (línea continua).

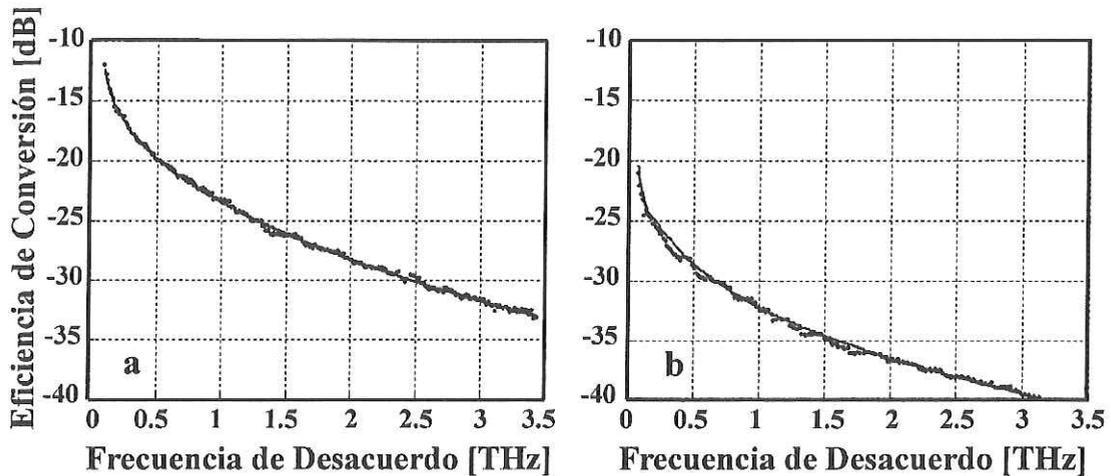


Figura 13. Eficiencia de conversión teórica y experimental del proceso de FWM en función de la frecuencia de desacuerdo. Las gráficas a y b muestran las eficiencias de conversión para las señales de entrada de bomba y de sonda copolarizadas linealmente con una inclinación de 0 y 90 grados respectivamente. Los puntos representan la eficiencia de conversión experimental y la línea continua indica la eficiencia de conversión teórica obtenida con el modelo matemático que incluye el desacuerdo en polarización inducido por la XPolM.

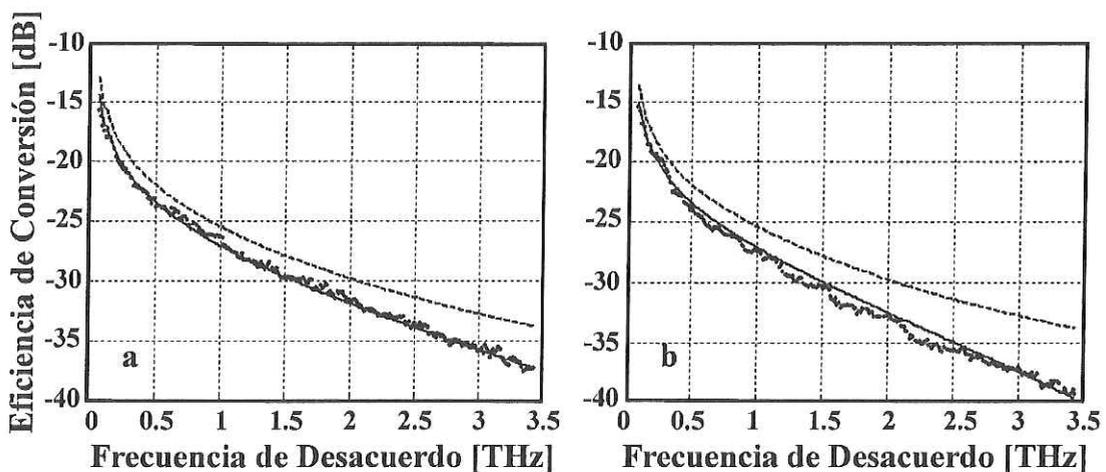


Figura 14. Eficiencia de conversión teórica y experimental del proceso de FWM en función de la frecuencia de desacuerdo. Las gráficas a y b muestran las eficiencias de conversión para las señales de entrada de bomba y de sonda copolarizadas linealmente con una inclinación de 45 y 135 grados respectivamente. Los puntos representan la eficiencia de conversión

experimental, la línea continua indica la eficiencia de conversión teórica obtenida con el modelo matemático que incluye el desacuerdo en polarización inducido por la XPolM y la línea punteada indica la eficiencia de conversión teórica cuando no se considera el desacuerdo en polarización inducido.

Como puede observarse en estas figuras, las eficiencias de conversión calculadas cuando se incluye el efecto de la XPolM para todos los procesos de FWM difieren muy poco de los datos experimentales. Esto demuestra la relevancia del método que permite calcular la eficiencia de conversión.

En las figuras 14a y 14b es posible notar que las eficiencias de conversión para señales de entrada copolarizadas linealmente con orientaciones de 45 y 135 grados difieren hasta por 1.9 dB para una frecuencia de desacuerdo de 3.5 THz. Esto se atribuye, como ya se mencionó anteriormente, a que cuando las señales ópticas se introducen dentro del AOS con polarizaciones lineales orientadas a 45 y 135 grados, se forman dos guías de onda equivalentes, cada una con diferentes valores propios de índices de refracción locales en la región activa. Por lo tanto, cada guía de onda equivalente soporta diferentes modos de propagación con diferentes constantes de propagación e índices efectivos que producen dos diferentes desfases entre las componentes E_x y E_y de las señales ópticas a la salida del AOS. Esto genera dos procesos de FWM con diferentes eficiencias de conversión.

Con esto se concluye el modelo matemático para la descripción del proceso de mezcla de cuatro ondas que incluye el desacuerdo en polarización inducido por el fenómeno de la XPolM para cualquier AOS. Este modelo permite el cálculo de la eficiencia de conversión para señales de bomba y de sonda, con estados de polarización y potencias de entrada al amplificador, arbitrarias. En el capítulo siguiente se mostrará el desarrollo de una

aplicación práctica que utiliza el efecto de la XPolM sobre los haces que intervienen en un proceso de FWM. Dicha aplicación consiste en la instrumentación de un convertidor de longitud de onda basado en el proceso de FWM que permite aislar a la señal conjugada de las señales de bomba, sonda y engendrada.

V.3. CONCLUSIONES.

Se desarrolló un modelo matemático para el cálculo de la eficiencia de conversión de un proceso de FWM que considera, además de los batimientos cruzados, el desacuerdo en polarización que induce la XPolM en las señales de bomba y de sonda. Este modelo permite el cálculo de las eficiencias de conversión del proceso de FWM con señales de bomba y de sonda con estados de polarización de entrada arbitrarios. Para tal efecto, se obtuvo una expresión heurística para calcular el desacuerdo en polarización inducido a partir de los resultados experimentales de los estados de polarización de salida de las señales de bomba y de sonda. Dicha expresión describe la evolución del desacuerdo en polarización producido por la XPolM en función de la potencia total dentro del AOS, el desacuerdo en frecuencia y la separación angular entre los estados de polarización de las señales a la entrada al AOS.

Como ya se mencionó en el capítulo anterior, para los casos en que las señales de bomba y de sonda entran al AOS copolarizadas linealmente con inclinación de 0 y 90 grados el desacuerdo en polarización inducido por el fenómeno de la XPolM es despreciable.

Sin embargo, para los casos en que las señales de bomba y de sonda entran al AOS copolarizadas linealmente con inclinaciones de 45 y 135 grados, el efecto de la XPolM

sobre el desacuerdo en polarización es considerable debido a la birrefringencia inducida. Esto produce un efecto diferente en los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda, el cual se acentúa cuando aumentan las frecuencias de desacuerdo.

El desacuerdo en polarización inducido por la XPolM produce una degradación de la eficiencia de conversión. En el experimento realizado con señales de bomba y de sonda copolarizadas linealmente con inclinación de 45 y 135 grados a la entrada del AOS, la degradación fue de 3.7 y 5.6 dB respectivamente.

Al comparar los resultados teóricos obtenidos con el modelo desarrollado en este capítulo con los resultados experimentales de la eficiencia de conversión, se observó que existe un buen acuerdo entre ellos para todos los casos estudiados. Esto demuestra que para estimar adecuadamente la eficiencia de conversión de un proceso de FWM es importante considerar en el cálculo teórico el desacuerdo en polarización inducido por la XPolM sobre los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda.

VI. ESQUEMA EXPERIMENTAL DE UN CONVERTIDOR DE LONGITUD DE ONDA EMPLEANDO FWM DENTRO DE UN AOS ASISTIDO POR UN INTERFERÓMETRO DE SAGNAC Y UN POLARIZADOR.

VI.1. INTRODUCCIÓN.

Como se mencionó en el apartado II.6, para que la amplitud de la señal conjugada de un proceso de FWM sea importante es necesario que las longitudes de onda de los haces de entrada sean muy cercanas entre sí. No obstante, bajo estas condiciones se tiene el inconveniente de que la señal engendrada se genera también con una potencia significativa. Por esta razón, es de gran interés desarrollar técnicas que permitan aislar a la señal conjugada de todas las demás.

En este capítulo se presenta la aplicación práctica de este trabajo de tesis, la cual se refiere a un convertidor de longitud de onda asistido por un interferómetro de Sagnac y un polarizador. Este convertidor proporciona en su salida una señal conjugada aislada de las señales de bomba, sonda y engendrada. Como se describió en el apartado II.6., el interferómetro de Sagnac permite filtrar a las señales de bomba y de sonda de la señal conjugada mientras que el polarizador se emplea para separar ésta última señal de la señal engendrada. Ahora bien, para poder separar las señales conjugada y engendrada con un polarizador, es necesario conocer teórica y experimentalmente los estados de polarización de éstas señales a la salida del convertidor. En consecuencia, es necesario calcular las envolventes y los estados de polarización de las señales conjugada y engendrada a la salida del convertidor. Para tal efecto, se propone utilizar el modelo matemático que considera a los batimientos cruzados y al efecto de la XPolM para determinar la eficiencia de

conversión de un proceso de FWM. En particular, se propone ampliar este modelo para que sea capaz de determinar también la envolvente y el estado de polarización de la señal engendrada a la salida del AOS utilizado. La descripción del modelo se presenta en el punto VI.2. Cabe mencionar que con el propósito de obtener señales conjugada y engendrada de potencias significativas, y de esta manera poder evaluar con mayor certeza la eficiencia del sistema propuesto, se empleó un AOS de 1.5 mm de longitud. En el apartado VI.3. se describen los esquemas experimentales utilizados para caracterizar al AOS empleado y para obtener las mediciones experimentales de los estados de polarización de salida de las señales conjugada y engendrada. También se describe el esquema del sistema propuesto de conversión de longitud de onda asistido por un interferómetro de Sagnac y un polarizador. Posteriormente, en el apartado VI.4. se realiza el análisis de los resultados experimentales y se utilizan para validar a los resultados teóricos derivados del modelo matemático propuesto. Finalmente, se detallan las conclusiones de esta aplicación.

VI.2. MODELO MATEMÁTICO.

Como se demostró en el capítulo anterior, la XPolM afecta al proceso de FWM al inducir un desacuerdo en los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda. Este desacuerdo en polarización afecta a la eficiencia de conversión de salida del proceso de FWM desarrollado dentro del AOS. Para realizar el cálculo de las amplitudes y los estados de polarización de las señales conjugada y engendrada, se parte de la consideración siguiente: en el proceso de FWM con dos señales, una de bomba y una de sonda, la señal conjugada se genera a partir de un proceso donde intervienen dos fotones de bomba y un

fotón de la señal de sonda. Así mismo, la señal engendada se genera a partir de un proceso donde intervienen dos fotones de la señal de sonda y un fotón de la señal de bomba.

Por otro lado, como ya se estableció, se desea filtrar la señal conjugada de la señal engendada por medio de un polarizador. Para realizar esto, es necesario que los estados de polarización de las señales conjugada y engendada sean muy diferentes entre sí. Por lo que es importante evaluar si el efecto de la XPolM induce un desacuerdo en polarización entre las señales conjugada y engendada que pudiera favorecer la separación de dichas señales por medio de un polarizador. Para poder evaluar teóricamente el desacuerdo en polarización inducido entre las señales conjugada y engendada, es necesario calcular la envolvente lentamente variable de la señal engendada y los estados de polarización de salida para las señales conjugada y engendada. A continuación se muestra como se incluyeron estos cálculos en el modelo matemático que considera los batimientos cruzados y el efecto de la XPolM en el proceso de FWM desarrollado en un AOS.

VI.2.1. CÁLCULO DE LA SEÑAL ENGENDRADA Y EL DESACUERDO EN POLARIZACIÓN INDUCIDO ENTRE LAS SEÑALES CONJUGADA Y ENGENDRADA.

Para realizar el cálculo de la envolvente de la señal engendada, partimos del modelo teórico presentado en el capítulo III. Como se mencionó anteriormente la señal engendada se genera a partir de un proceso donde intervienen dos fotones de la señal de sonda y un fotón de la señal de bomba, de manera que es posible definir la envolvente de la señal engendada de la forma siguiente:

$$A_e(t, z) = [A_1(0)] \left[\frac{1}{2} \Delta g(t, z) + i \Delta \phi(t, z) \right] \exp \left[\frac{1}{2} \bar{g}(z) + i \bar{\phi}(z) \right] \quad (134)$$

La ecuación anterior determina la amplitud de la señal conjugada en función de la ganancia y la variación de la fase, si se sustituyen las expresiones que definen a la ganancia material y a la fase, tanto en estado estacionario como en pequeña señal se obtiene la expresión siguiente:

$$A_e(t, z) = -\frac{1}{2} [e^{\bar{g}(z)} - 1] \exp \left[\frac{1}{2} \bar{g}(z) + i \bar{\phi}(z) \right] [A_1^2(0) A_0^*(0)] \frac{\tilde{R}(\Omega)}{\tilde{Z}(\Omega)} \quad (135)$$

donde los parámetros $\tilde{R}(\Omega)$ y $\tilde{Z}(\Omega)$ están definidos por las ecuaciones 110 y 111. La ecuación anterior permite calcular la envolvente de la señal engendrada cuando los estados de polarización de las señales de entrada coinciden con los ejes propios del AOS. Sin embargo, cuando los estados de polarización de las señales de entrada no coinciden con los ejes propios del AOS, es necesario considerar las componentes de batimientos cruzados.

Con el objetivo de calcular las componentes de batimiento cruzado, al igual que en el capítulo IV, se expresa la envolvente de la señal engendrada en función de los términos de susceptibilidad lineal y de tercer orden. Para derivar la envolvente de la señal engendrada en función de las susceptibilidades, se parte de la definición de la envolvente de campo eléctrico siguiente (Soto *et al.*, 1998):

$$A_j(z, t) = E_j(z, t) e^{-ik_j z} \quad (136)$$

donde $E_j(z, t)$ es el campo eléctrico, k_j es el número de onda, z es la coordenada longitudinal a lo largo de la región activa del AOS y j puede corresponder a la señal de

bomba (0), sonda (1), conjugada (c) ó engendrada (e). Posteriormente, es necesario conocer la ecuación que permita calcular la ecuación de la envolvente de la señal engendrada a lo largo de la región activa del AOS. Por lo tanto es necesario resolver la ecuación de propagación de dicha señal en función de la coordenada longitudinal z . Para esto se parte de la definición de la ecuación de propagación de la envolvente a lo largo de la guía de onda del AOS, la cual está determinada por la ecuación siguiente:

$$\frac{dA_j(z,t)}{dz} = \frac{i\omega_j}{2\varepsilon_0 c \eta} \Gamma P_j(z,t) e^{-ik_j z} \quad (137)$$

donde P_j es la polarización inducida por las señales correspondientes, que esta definida para la señal engendrada por medio de la ecuación siguiente:

$$\begin{aligned} P_e(z,t) = & \varepsilon_0 \bar{\chi}(\omega_e) A_e(z) e^{ik_e z} + \varepsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_e; \omega_1, \omega_1, \omega_0) A_e(z) e^{ik_e z} \\ & + \varepsilon_0 \tilde{\chi}(\omega_e; \omega_1, \omega_1, -\omega_0) \frac{A_1^2(z) A_0^*(z)}{|A_0|^2} e^{i(2k_1 - k_0)z} \end{aligned} \quad (138)$$

Ahora bien, para definir la ecuación de propagación de la señal engendrada en función de la coordenada longitudinal z se sustituye la ecuación 138 en 137 obteniéndose:

$$\begin{aligned} \frac{dA_e(z)}{dz} = & \frac{i\omega_3}{2c\eta} [\bar{\chi}(\omega_e) + \tilde{\chi}(\omega_e; \omega_1, \omega_1, \omega_0)] A_e(z) \\ & + \frac{i\omega_3}{2c\eta} \tilde{\chi}(\omega_e; \omega_1, \omega_1, -\omega_0) \frac{A_1^2(z) A_0^*(z)}{|A_0|^2} e^{i(2k_1 - k_0 - k_e)z} \end{aligned} \quad (139)$$

De esta manera, para calcular la envolvente de la señal engendrada sólo resta resolver la ecuación diferencial 139. Para simplificar el cálculo, se ignora el primer término del lado

derecho de dicha ecuación porque las amplitudes de las señales de bomba y de sonda son mucho mayores que la amplitud de la señal engendrada.

De esta forma, la ecuación que describe la envolvente lentamente variable en el tiempo evaluada en la posición z queda definida por la ecuación siguiente:

$$A_e(z, t) = \hat{i} \frac{A_i^2(0)A_0^*(0)}{A_0^2(0)} \frac{\tilde{\chi}(\omega_e; \omega_1, \omega_1, -\omega_0)}{[\bar{\chi}(\omega_1) + 2\tilde{\chi}(\omega_1; \omega_0, \omega_1, \omega_0)]} \times \left[\exp \left[\frac{i\omega_1 \Gamma L}{2c\eta} (\bar{\chi}(\omega_1) + 2\tilde{\chi}(\omega_1; \omega_0, \omega_1, -\omega_0)) \right] - 1 \right] \quad (140)$$

Descomponiendo la envolvente de la señal engendrada determinada por la ecuación anterior en cuatro componentes, dos generadas por los batimientos directos y las otras dos producidas por los batimientos cruzados. Se asume, al igual que en el capítulo IV, que la orientación de las componentes E_x de las señales que intervienen en el proceso coincide con la del eje propio TE de la guía de onda y que la orientación de las componentes E_y coincide con la del eje TM. También se asume que aunque los armónicos generados mediante el proceso de FWM son amplificadas a lo largo del AOS, la amplitud de éstos permanece pequeña con respecto a la de las señales de entrada. Además se estima que las frecuencias ópticas de las señales de bomba, de sonda y de los armónicos generados son tan cercanas entre sí, que sus vectores de onda se pueden considerar iguales. Para el análisis de las cuatro componentes de la señal conjugada, se considera que las componentes E_{0x} y E_{1x} de las señales de bomba y de sonda, al igual que las componentes E_{0y} y E_{1y} de estas señales batan entre sí y producen las componentes E_{e2x} y E_{e2y} de la señal conjugada con

frecuencias $\omega_{2,x} = 2\omega_{1,x} - \omega_{0,x}$ y $\omega_{2,y} = 2\omega_{1,y} - \omega_{0,y}$, respectivamente. De igual manera, cada uno de estos batimientos produce un “efecto cruzado” sobre las componentes $E_{0,y}$ y $E_{0,x}$ respectivamente, produciendo dos armónicos más, $E_{e3,y}$ y $E_{e3,x}$, con estados de polarización paralelos a los ejes y y x , los cuales presentan frecuencias $\omega_{3,x} = \omega_{0,x} + \omega_{0,y} - \omega_{1,y}$ y $\omega_{3,y} = \omega_{0,y} + \omega_{0,x} - \omega_{1,x}$. Sin embargo, como $\omega_{0,x} = \omega_{0,y}$, entonces se tiene que las frecuencias de las cuatro componentes son iguales. De esta manera, empleando la ecuación 140 se determinan las componentes de batimiento directo señal engendrada generados por los batimientos directo las componentes E_x , de la forma siguiente:

$$A_{e2,x}(z,t) = \hat{i} \frac{A_{1,x}^2(0)A_{0,x}^*(0)}{A_{0,x}^2(0)} \frac{\tilde{\chi}(\omega_{e2,x}; \omega_{1,x}, \omega_{1,x}, -\omega_{0,x})}{\bar{\chi}(\omega_{1,x}) + 2\tilde{\chi}(\omega_{1,x}; \omega_{1,x}, \omega_{0,x}, -\omega_{0,x})} \times \left[\exp\left[\frac{i\omega_{1,x}\Gamma L}{2c\eta} (\bar{\chi}(\omega_{1,x}) + 2\tilde{\chi}(\omega_{1,x}; \omega_{1,x}, \omega_{0,x}, -\omega_{0,x}))\right] - 1 \right] \cos\left(\frac{\Delta\mathcal{G}_{in}}{2}\right) \quad (141)$$

Por otro lado, para determinar la componente de batimiento cruzado de las componentes E_x , se define el efecto del batimiento directo sobre la componente $A_{0,y}$, el cual genera el armónico $A_{e3,y}$ definido por la ecuación siguiente:

$$A_{e3,y}(z,t) = \hat{j} \frac{A_{1,x}(0)A_{1,y}(0)A_{0,y}^*(0)}{A_{0,x}^2(0)} \frac{\tilde{\chi}(\omega_{e3,y}; \omega_{1,y}, \omega_{1,x}, -\omega_{0,y})}{\bar{\chi}(\omega_{1,y}) + 2\tilde{\chi}(\omega_{1,x}; \omega_{0,x}, \omega_{1,x}, -\omega_{0,x})} \times \left[\exp\left[\frac{i\omega_{1,y}\Gamma L}{2c\eta} (\bar{\chi}(\omega_{1,y}) + 2\tilde{\chi}(\omega_{1,x}; \omega_{1,x}, \omega_{0,x}, -\omega_{0,x}))\right] - 1 \right] \cos\left(\frac{\Delta\mathcal{G}_{in}}{2}\right) \quad (142)$$

De manera similar, las envolventes A_{e2y} y A_{e3x} producidas por los batimientos directo y cruzado de las componentes E_y están determinadas por las expresiones siguientes:

$$A_{e2y}(z,t) = \hat{j} \frac{A_{1y}^2(0)A_{0y}^*(0)}{A_{0y}^2(0)} \frac{\tilde{\chi}(\omega_{e2y}; \omega_{1y}, \omega_{1y}, -\omega_{0y})}{\bar{\chi}(\omega_{1y}) + 2\tilde{\chi}(\omega_{1y}; \omega_{1y}, \omega_{0y}, -\omega_{0y})} \times \left[\exp\left[\frac{i\omega_{1y}\Gamma L}{2c\eta} (\bar{\chi}(\omega_{1y}) + 2\tilde{\chi}(\omega_{1y}; \omega_{1y}, \omega_{0y}, -\omega_{0y}))\right] - 1 \right] \cos\left(\frac{\Delta\mathcal{G}_{in}}{2}\right) \quad (143)$$

$$A_{e3x}(z,t) = \hat{i} \frac{A_{1y}(0)A_{1x}(0)A_{0x}^*(0)}{A_{0y}^2(0)} \frac{\tilde{\chi}(\omega_{e3x}; \omega_{1x}, \omega_{1y}, -\omega_{0x})}{\bar{\chi}(\omega_{1x}) + 2\tilde{\chi}(\omega_{1y}; \omega_{0y}, \omega_{1y}, -\omega_{0y})} \times \left[\exp\left[\frac{i\omega_{1x}\Gamma L}{2c\eta} (\bar{\chi}(\omega_{1x}) + 2\tilde{\chi}(\omega_{1y}, \omega_{1y}, \omega_{0y}, -\omega_{0y}))\right] - 1 \right] \cos\left(\frac{\Delta\mathcal{G}_{in}}{2}\right) \quad (144)$$

Por otro lado, como $\omega_{0x} = \omega_{0y}$, $\omega_{1x} = \omega_{1y}$ y $\omega_{2x} = \omega_{2y} = \omega_{3x} = \omega_{3y}$, entonces se puede asumir que $\tilde{\chi}(\omega_{e3x}; \omega_{0x}, \omega_{0y}, -\omega_{1y}) \approx \tilde{\chi}(\omega_{e2y}, \omega_{0y}, \omega_{0y}, -\omega_{1y})$ y que $\tilde{\chi}(\omega_{e3y}, \omega_{0y}, \omega_{0x}, -\omega_{1x}) \approx \tilde{\chi}(\omega_{e2x}, \omega_{0x}, \omega_{1x}, -\omega_{0x})$, por lo que por simplicidad es posible reescribir A_{e3x} y A_{e3y} en función de A_{e2y} y A_{e2x} de la forma siguiente:

$$A_{e3x}(z,t) = \frac{\hat{i}}{\hat{j}} \frac{A_{0x}^*(0)}{A_{0y}^*(0)} \cdot \frac{A_{1x}(0)}{A_{1y}(0)} A_{e2y}(z,t) \quad (145)$$

$$A_{e3y}(z,t) = \frac{\hat{j}}{\hat{i}} \frac{A_{0y}^*(0)}{A_{0x}^*(0)} \cdot \frac{A_{1y}(0)}{A_{1x}(0)} A_{e2x}(z,t) \quad (146)$$

Debido a que las envolventes A_{e2x} y A_{e2y} se obtienen a partir de los batimientos directos, éstas se pueden calcular empleando la ecuación 135 utilizada para calcular la envolvente de

la señal engendrada empleando el modelo teórico presentado en el apartado II.2. En consecuencia, es posible expresar las envolventes A_{e2x} y A_{e2y} en la forma siguiente:

$$A_{e2x}(z, \omega) = \hat{i} A_{ex}(z, \Omega) \cos\left(\frac{\Delta \mathcal{G}_{in}}{2}\right) \quad (147)$$

$$A_{e2y}(z, \omega) = \hat{j} A_{ey}(z, \Omega) \cos\left(\frac{\Delta \mathcal{G}_{in}}{2}\right) \quad (148)$$

Así, si se reescriben las ecuaciones 145 y 146 en función de las ecs. 147 y 148, las primeras adquieren la forma:

$$A_{e3x}(z, t) = \frac{\hat{i} A_{0x}^*(0)}{\hat{j} A_{0y}^*(0)} \cdot \frac{A_{1x}(0)}{A_{1y}(0)} A_{ey}(z, t) \quad (149)$$

$$A_{e3y}(z, t) = \frac{\hat{j} A_{0y}^*(0)}{\hat{i} A_{0x}^*(0)} \cdot \frac{A_{1y}(0)}{A_{1x}(0)} A_{ex}(z, t) \quad (150)$$

Hasta aquí se obtienen las expresiones para el cálculo de las componentes de la envolvente de la señal engendrada. Con estas ecuaciones también se puede calcular la intensidad total de la señal engendrada a la salida del AOS, la cual es proporcional a lo expresado en la ecuación siguiente:

$$|A_{et}(L, \omega)|^2 = |A_{e2x}(L, \omega) + A_{e3x}(L, \omega)|^2 + |A_{e2y}(L, \omega) + A_{e3y}(L, \omega)|^2 \quad (151)$$

Por otro lado, es necesario también conocer los estados de polarización de salida de las señales conjugada y engendrada para determinar la posición del polarizador que permitirá separar la señal conjugada de la señal engendrada.

Hasta aquí se ha descrito el cálculo de la intensidad total de la señal conjugada. Sin embargo, es necesario conocer los estados de polarización de salida de las señales conjugada y engendradora para calcular el desacuerdo en polarización entre ellas a la salida del AOS.

Para obtener los estados de polarización de salida de dichas señales, se calcularon los elementos del vector de Jones a partir de las envolventes para las señales conjugada y engendradora. Estos elementos se obtienen a partir del cálculo de las envolventes de las señales conjugada y engendradora, empleando el modelo matemático que incluye los batimientos cruzados y el efecto de la XPolM.

La metodología empleada para obtener los elementos del vector de Jones fue la siguiente: en primer lugar, a partir de las envolventes lentamente variables, se calcularon las componentes de las amplitudes totales de los campos eléctricos de la forma siguiente:

$$E_{ij} = A_{i2_j} \cos^2(\phi_{i2_j}) + A_{i3_j} \cos^2(\phi_{i3_j}) + 2A_{i2_j} A_{i3_j} \cos(\phi_{i2_j}) \cos(\phi_{i3_j}) \quad (152)$$

donde $i=c$ ó e representa a las señales conjugada o engendradora, $j=x$ ó y indica el eje de orientación de la componente de la envolvente, y A_{i2_j} , A_{i3_j} , ϕ_{i2_j} y ϕ_{i3_j} , son las envolventes y las fases ópticas de las señales conjugada o engendradora debidas a los batimientos directos (2) y cruzados (3) respectivamente.

Posteriormente, con las componentes de los campos eléctricos en x y y para las señales conjugada y engendradora se calcularon obtuvieron los elementos del vector de Jones: E_{ix} , E_{iy} y $\Delta\phi_i = \phi_{iT_x} - \phi_{iT_y}$. Una vez obtenidos estos elementos, se calcularon los parámetros de

Stokes empleando las ecuaciones 128, 129 y 130 del capítulo anterior, como se muestra a continuación:

$$s_{1_{c,e}}(\Omega) = \left[A_{c,e_x}^2(\Omega) - A_{c,e_y}^2(\Omega) \right] \frac{DOP_{c,e}(\Omega)}{s_{0_{c,e}}(\Omega)} \quad (153)$$

$$s_{2_{c,e}}(\Omega) = 2A_{c,e_x}(\Omega)A_{c,e_y}(\Omega)\cos(\Delta\phi_{c,e}(\Omega))\frac{DOP_{c,e}(\Omega)}{s_{0_{c,e}}(\Omega)} \quad (154)$$

$$s_{3_{c,e}}(\Omega) = 2A_{c,e_x}(\Omega)A_{c,e_y}(\Omega)\sin(\Delta\phi_{c,e}(\Omega))\frac{DOP_{c,e}(\Omega)}{s_{0_{c,e}}(\Omega)} \quad (155)$$

Finalmente, se calcula el desacuerdo en polarización para las señales conjugada y engendrada, empleando las ecuaciones 126 y 127, de la forma siguiente:

$$\Delta\mathcal{G}_M(\Omega) = \cos^{-1} \left[- \left(\frac{c^2(\Omega)}{2} - 1 \right) \right] \quad (156)$$

siendo

$$c^2(\Omega) = (s_{1_c}(\Omega) - s_{1_e}(\Omega))^2 + (s_{2_c}(\Omega) - s_{2_e}(\Omega))^2 + (s_{3_c}(\Omega) - s_{3_e}(\Omega))^2 \quad (157)$$

Con esto se concluyen los cálculos de la envolvente de la señal engendrada y el desacuerdo en polarización de las señales conjugada y engendrada. A continuación se muestran los esquemas experimentales empleados para caracterizar un AOS de 1.5 mm e implementar el convertidor de longitud de onda asistido por un interferómetro de Sagnac y un polarizador.

VI.3. ESQUEMAS EXPERIMENTALES.

Con el fin de obtener la señal conjugada, de un proceso de FWM dentro de un AOS, libre de señales de bomba, sonda y engendrada, se realizaron los experimentos siguientes:

Primeramente, se caracterizó el AOS empleado para la implementación del convertidor de longitud de onda con el fin de obtener una expresión para las pendientes de los desacuerdos en polarización, como se demostró en el capítulo V.2. Por lo que fue necesario medir los estados de polarización de salida de las señales de bomba y de sonda para diferentes estados de polarización de las señales de entrada al amplificador. Para esto, se inyectaron al AOS dos señales, una de bomba y una de sonda, mediante lentes objetivo. Las señales de bomba y de sonda se generaron por dos láseres sintonizables New Focus 6262 y por medio de un acoplador 50/50 pasaron a un amplificador de fibra impurificada con erbio NuPhoton Technologies NP2000-PS para después así ser insertadas dentro de una fibra óptica con lente GRIN.

A la salida del EDFA, se fijó en espacio libre el estado de polarización de cada señal de entrada al AOS (bomba y sonda) por medio de un analizador de polarización HP8509B. Por otro lado, también fueron medidos los espectros de potencia para cada una de las señales a la salida del AOS y los estados de polarización de las señales conjugada y engendrada, para este fin se empleó un Analizador de Espectros Óptico HP70951B y el analizador de polarización. Para la medición de los estados de polarización de las señales conjugada y engendrada a la salida del AOS fue necesario emplear dos filtros pasa-bandas sintonizables

TBF-1550-1.0, los cuales se ajustaron de manera que presentaron un ancho de banda de 0.2 nm.

El AOS empleado es de una longitud total de 1500 μm y se le aplicó una corriente de alimentación de 400 mA, lo que produjo un pico de ganancia centrado en 1560 nm. Las potencias de bomba y de sonda, considerando las pérdidas por inyección a la guía de onda del AOS, fueron $P_0 = 6.91$ dBm para la señal de bomba y $P_1 = -7.81$ dBm para la señal de sonda. Las longitudes de onda de las señales de entrada se mantuvieron fijas a 1559.25 nm para la señal de sonda y 1559.68 nm para la señal de bomba, lo que dio como resultado una frecuencia de desacuerdo de 70 GHz.

En la figura 15 se muestra el esquema experimental empleado para medir la potencia de las señales del proceso de Mezcla de Cuatro Ondas el espectro de frecuencias y los estados de polarización de las señales conjugada y engendrada a la salida del amplificador. Como se mencionó, este experimento se hizo con la finalidad de caracterizar el AOS, que fue diferente al utilizado durante la obtención del modelo teórico que incluye el efecto de la XPolM.

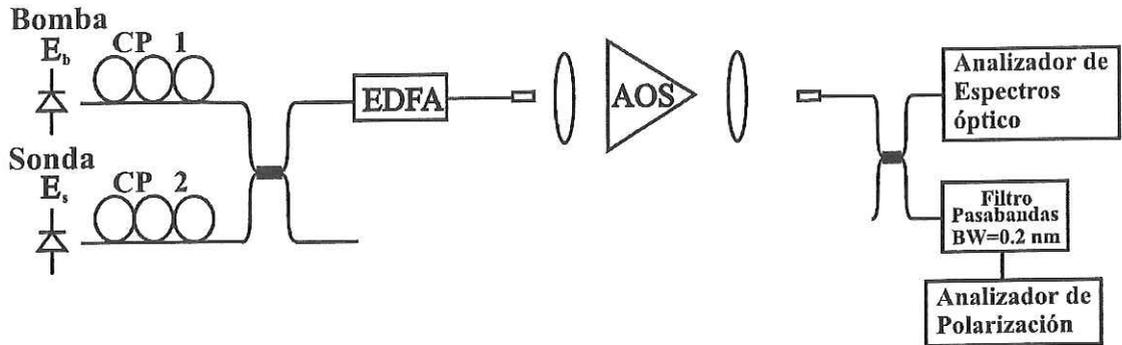


Figura 15. Esquema experimental empleado para medir los espectros de potencia y los estados de polarización de las señales de bomba, de sonda, conjugada y engendada a la salida del AOS.

Por otro lado, con el fin de implementar un esquema que permita filtrar las señales de bomba y de sonda del proceso de mezcla de cuatro ondas, se llevó a cabo un arreglo experimental. Se empleó un interferómetro de Sagnac de fibra óptica con un AOS dentro de su anillo, como se estableció en el capítulo II. Este sistema permite aislar en un puerto de salida del acoplador a las señales conjugada y engendada de las señales de bomba y de sonda en un proceso de FWM desarrollado dentro del AOS.

En la figura 16 se muestra el esquema experimental empleado para separar la señal conjugada de la señal engendada, producto de la mezcla de cuatro ondas y las señales de entrada de bomba y de sonda, empleando un interferómetro de Sagnac y un polarizador. En este arreglo, además de los dispositivos empleados en el esquema de la figura 15, se formó un anillo conectando en el otro brazo del acoplador 50/50 un controlador de polarización $CP3$ y posteriormente otra lente de GRIN para inyectar las señales de bomba y de sonda en las dos caras del amplificador. Los controladores de polarización $CP1$, $CP2$ y $CP3$ permitieron ajustar los estados de polarización de entrada de las señales de bomba y de

sonda en ambas facetas del amplificador. Los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la entrada del amplificador en el sentido contrario a las manecillas del reloj fueron calibrados mediante controladores de polarización $CP1$ y $CP2$. Mientras que los estados de polarización de las señales de entrada en el sentido de las manecillas del reloj fueron calibrados mediante el controlador $CP3$.

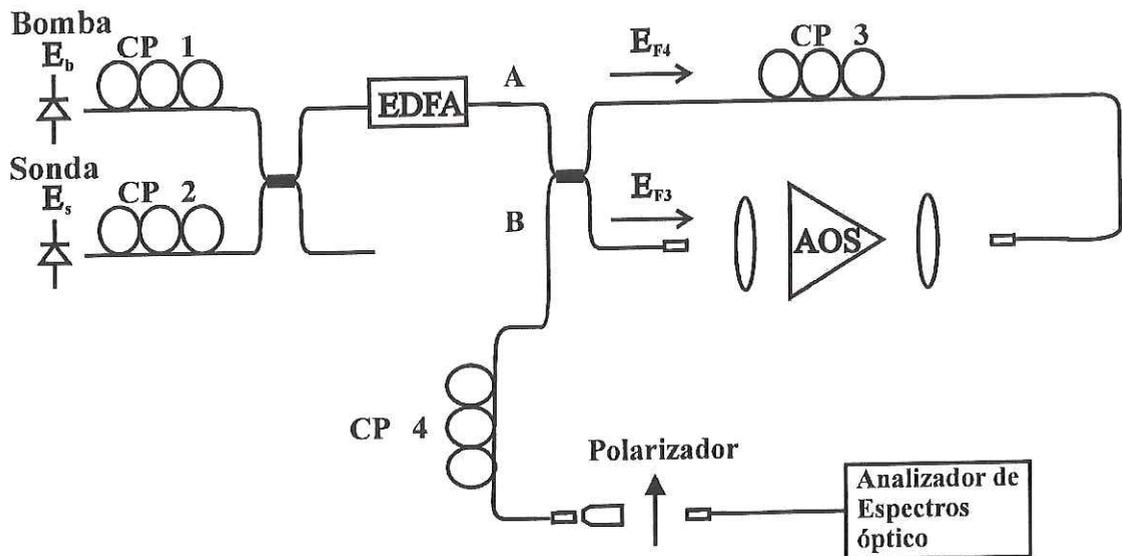


Figura 16. Esquema experimental empleado para separar la señal conjugada de la señal engendrada producto del FWM y de las señales de bomba y de sonda, empleando un interferómetro de Sagnac y un polarizador.

En la figura anterior se puede observar que las señales de bomba (E_b) y de sonda (E_s) representadas por el conjunto de señales E_{F4} pasan primero por un controlador de polarización y posteriormente por un AOS en donde se genera un proceso de mezcla de cuatro ondas. En cambio, el conjunto de señales E_{F3} primero pasa por el AOS, generando el

segundo proceso de mezcla de cuatro ondas y posteriormente por el controlador de polarización.

La fibra óptica que constituye al controlador de polarización posee una constante de propagación $\beta(\omega)$ y un largo d_1 . Por otra parte, la fibra que reúne al AOS con el acoplador 50/50 es del mismo tipo que aquella empleada en el controlador de polarización, por lo que su constante de propagación es $\beta(\omega)$, sin embargo su largo es d_2 . Como ya se estableció en el apartado II.6 las señales de bomba y de sonda se introducen con frecuencias ópticas ω_b y ω_s respectivamente, y el anillo que forma el interferómetro funciona para estas señales como un lazo de espejo. Es decir, que las señales de bomba y de sonda siempre regresan por el puerto de entrada A y nunca pasan a través del puerto B . Sin embargo, para las ondas producidas por los procesos de FWM, el esquema puede seleccionar el puerto de salida en función de la diferencia que existe entre las fases de estas ondas generales que se contrapropagan. Para las señales de este experimento se emplearon las longitudes de onda siguientes: $\lambda_c=1559.3$ nm, $\lambda_b=1559.8$ nm, $\lambda_s=1560.3$ nm y $\lambda_e=1560.85$ nm para las señales conjugada, de bomba, de sonda y engendada, respectivamente. Desafortunadamente, la dispersión que presenta la fibra óptica empleada (SMF-28) no es lo suficientemente grande para filtrar señales con longitudes de onda tan cercanas entre sí por medio de este efecto. Consecuentemente, mediante el controlador de polarización CP 3 se ajustaron los estados de polarización de las señales conjugada y engendada para obtener en el puerto 2 del acoplador la máxima potencia de salida de dichas señales. A continuación se muestran y se discuten los resultados obtenidos mediante los experimentos antes mencionados.

VI.4. ANÁLISIS DE RESULTADOS.

En el experimento que permitió caracterizar el desacuerdo de polarización entre las señales de bomba y de sonda se insertaron las señales copolarizadas linealmente con inclinaciones de 0 a 180 grados, con intervalos de 10 grados entre ellas. Las potencias de entrada al AOS fueron: $P_b = 6.91$ dBm para la señal de bomba y $P_s = -7.81$ dBm para la señal de sonda en el caso de alta potencia, y $P_b = 1.49$ dBm y $P_s = -9.2$ dBm en el caso de baja potencia. En la figura 17 se muestran los resultados obtenidos. Como es posible observar el desacuerdo en polarización es grande a pesar de que la frecuencia de desacuerdo es muy pequeña entre las señales de bomba y de sonda (70GHz).

Estos resultados se atribuyen a que como el AOS empleado es de mayor longitud las señales recorren mayor distancia de propagación y esto induce un mayor desfase mayor entre las componentes de campo eléctrico de las señales de bomba y de sonda. Aunado a esto, la potencia de entrada de la señal de bomba es mucho mayor que la empleada en el experimento con el AOS de 500 μ m y como se mencionó anteriormente el proceso de XPolM está en función de la potencia de las señales de entrada al AOS.

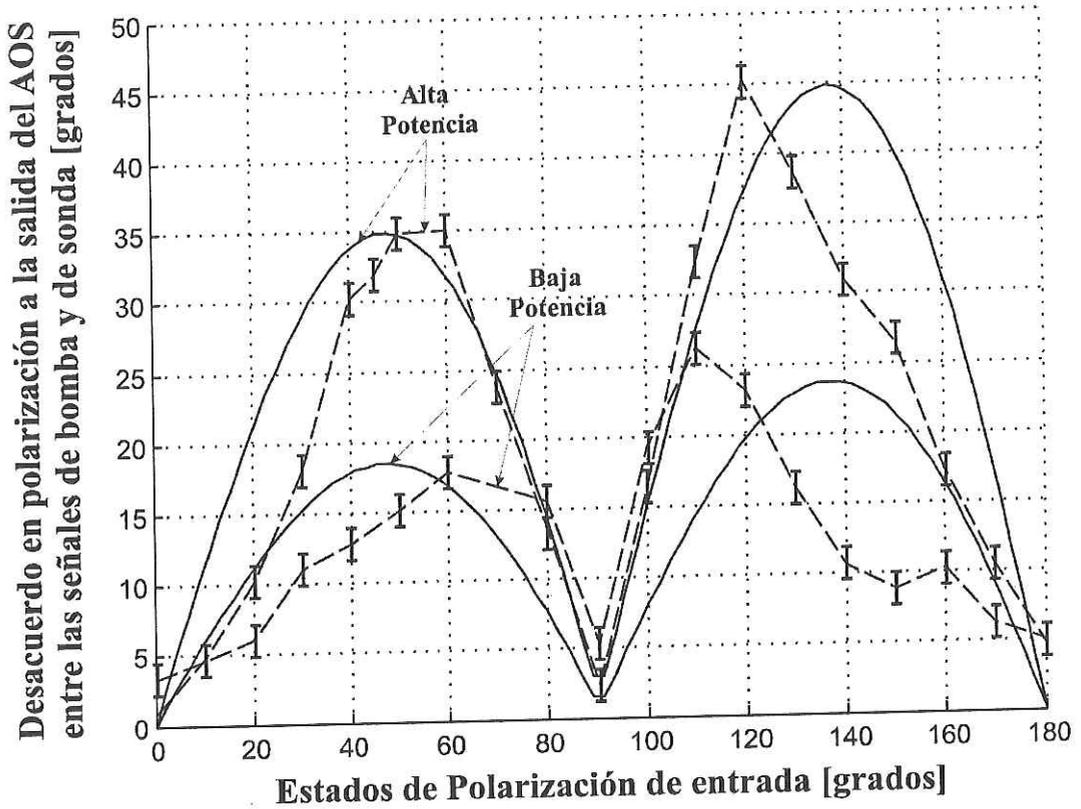


Figura 17. Resultados experimentales e interpolaciones de los valores del desacuerdo en polarización de salida entre las señales de bomba y de sonda para distintos estados de polarización y potencias totales de entrada. Las líneas punteadas muestran los resultados experimentales para baja y alta potencia respectivamente y barras sobre la línea punteada indican los límites superior e inferior para el error en los datos experimentales. Las líneas continuas muestran las interpolaciones para baja y alta potencia empleando el modelo teórico que incluye el efecto de la XPolM.

También en la fig. 17 es posible observar que el pico máximo de desacuerdo experimental se presenta para las polarizaciones de entrada a 60 y 120 grados cuando la potencia es alta y a 60 y aprox. 110 grados cuando la potencia es baja. Esto se atribuye a que las dimensiones de la guía no son iguales en el eje vertical y en el eje horizontal, lo cual tiene como consecuencia que las pérdidas por inserción en el eje vertical sean diferentes a las pérdidas

en el eje horizontal. De hecho el AOS presenta una guía de onda rectangular, la cual provoca mayores pérdidas en el eje vertical que en el eje horizontal. En el caso de baja potencia se tiene una diferencia se observa una asimetría entre los picos de máximo desacuerdo (10 grados de diferencia), así como también es posible observar variación en la polarización de entrada de 160 grados. Estas diferencias se atribuyen principalmente a errores en las mediciones de las polarizaciones de salida de las señales de bomba y de sonda. El porcentaje de error estimado para el desacuerdo en polarización experimental es de 3%, ya que se considera además de la incertidumbre del analizador de polarización (2%), la dependencia en polarización de los filtros empleados para la medición con un valor de (0.1%).

Por su parte, para el ajuste teórico del cálculo del desacuerdo en polarización entre las señales de bomba y de sonda se emplearon, en el modelo matemático que considera el efecto de la XPolM, los parámetros de ajuste siguientes: $k=0$, $H=350$ grados y $Q=60$.

Dentro del esquema de caracterización del AOS se llevó a cabo un experimento para diferentes combinaciones de estados de polarización de entrada de las señales de bomba y de sonda. El objetivo de este análisis fue observar bajo que condiciones de los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda se obtiene el máximo desacuerdo en polarización de las señales conjugada y engendrada con la menor degradación de la eficiencia de conversión de la señal conjugada.

De esta forma, empleando el mismo esquema experimental pero insertando señales de bomba y de sonda no copolarizadas, se observó que la señal conjugada presentó a la salida del AOS un estado de polarización similar al estado de polarización de la señal de bomba.

Del mismo modo, la señal engendrada presentó un estado de polarización similar al estado de polarización de la señal de sonda. Esto se debe a que la señal conjugada esta compuesta por dos fotones de la señal de bomba y un fotón de la señal de sonda, y la señal engendrada está compuesta por dos fotones de la señal de sonda y un fotón de la señal de bomba.

En la tabla 1 se muestran los resultados teóricos y experimentales del desacuerdo en polarización para las señales conjugada y engendrada cuando se introducen al AOS señales de bomba y de sonda no copolarizadas. También en la tabla se muestra la degradación de la eficiencia de conversión correspondiente a cada combinación de estados de polarización de entrada.

Como es posible notar, se realizaron los cálculos teóricos empleando el modelo tradicional que no considera el efecto del desacuerdo de polarización inducido por la XPolM en el proceso de FWM y el modelo que si considera dicho efecto. Cabe mencionar que por simplicidad se le denominó modelo tradicional al modelo teórico del proceso de mezcla de cuatro ondas desarrollado dentro de un AOS que considera los batimientos cruzados.

Tabla I. Degradación de la eficiencia de conversión y desacuerdos en polarización de las señales conjugada y engendada a la salida del AOS para diferentes combinaciones de los estados de polarización de entrada de las señales de bomba y de sonda.

Polarización de Sonda	Polarización de Bomba	Degradación de la eficiencia de Conversión η (TE)- η	$\Delta\theta$ Teórico con el efecto de la XPolM	$\Delta\theta$ Teórico sin el efecto de la XPolM	$\Delta\theta$ Experimental
0	0	0	0	0	5
5	175	-1.1	14	10	15
10	170	-1.1	28	20	26
20	160	-2.7	53	40	51
60	120	-4.9	83	60	81
70	110	-3.1	64	40	68
80	100	-2.7	37	20	42
90	90	-2.2	2	0	5

Como puede observarse en esta tabla el desacuerdo en polarización teórico inducido por la XPolM difiere muy poco del desacuerdo experimental entre las señales conjugada y engendada. El porcentaje de error estimado para el desacuerdo en polarización teórico y experimental es de 3%, ya que se considera el error de estimación de los resultados experimentales de los estados de polarización de bomba y de sonda a la entrada del AOS para el cálculo teórico.

Con base en estos resultados, se seleccionaron los estados de polarización lineal de las señales de bomba y de sonda a la entrada del AOS de 110 y 70 grados respectivamente. Debido a que es bajo esta condición cuando se tiene un desacuerdo en polarización de aprox. 68 grados y una degradación de la eficiencia de conversión de 3 dB.

A continuación, en la figura 18, se muestra el espectro de salida del AOS para el proceso de mezcla de cuatro ondas con estados de polarización lineales de entrada de la señal de

bomba a 110 grados y la señal de sonda a 70 grados. Por otro lado, en la figura 19 se muestra el espectro de frecuencias en el puerto de salida del interferómetro Sagnac.

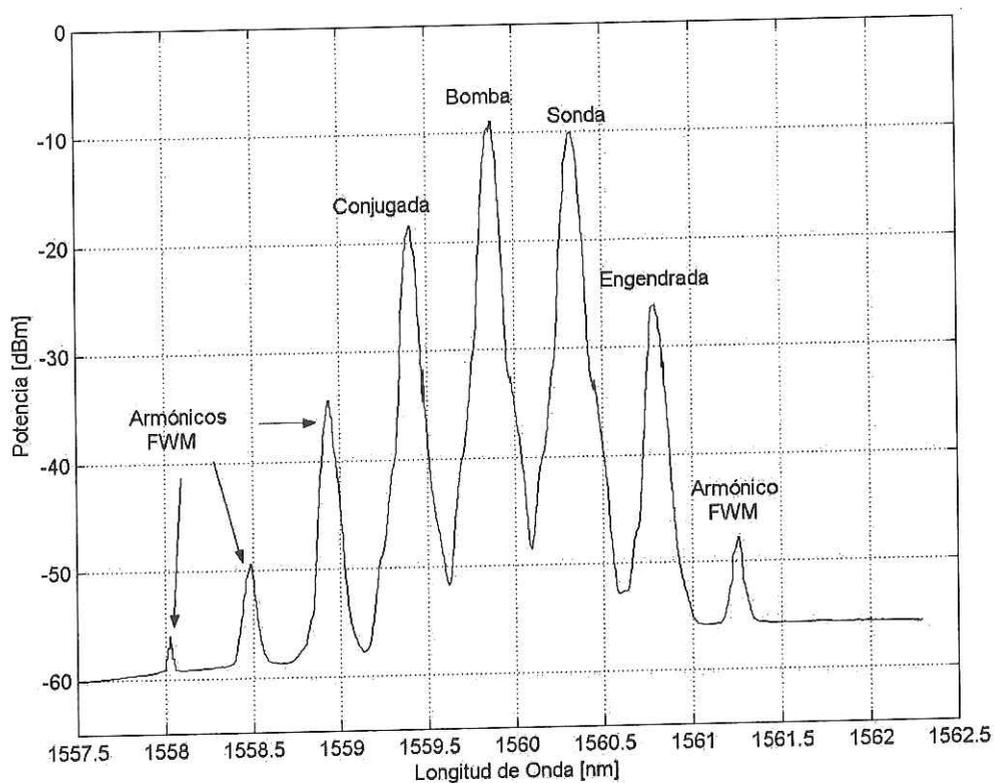


Figura 18. Espectro de salida del AOS para el proceso de FWM cuyas señales de entrada presentaron estados de polarización lineal con inclinaciones de 70 y 110 grados para las señales de sonda y de bomba respectivamente.

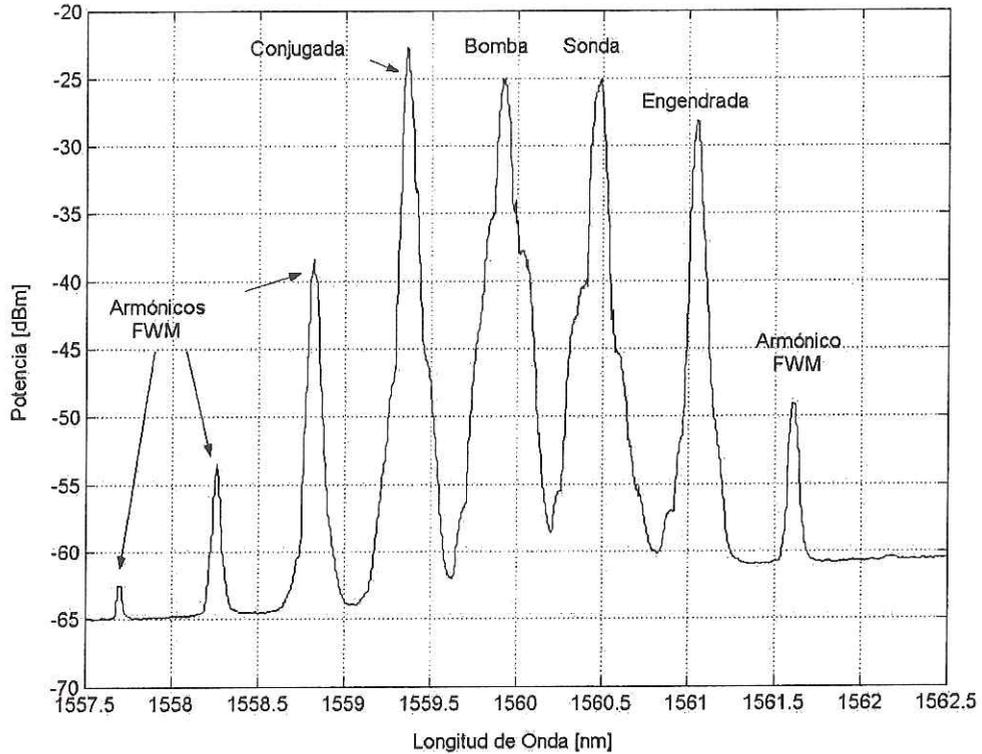


Figura 19. Espectro de salida del interferómetro de Sagnac para el proceso de FWM cuyas señales de entrada presentaron estados de polarización lineal con inclinaciones de 70 y 110 grados para las señales de sonda y de bomba respectivamente.

Comparando las dos figuras se puede observar que en la fig. 18 las potencias de salida del AOS para las señales de bomba, sonda, conjugada y engendada son de: -9, -10.06, -18.41 y -26.22 dBm respectivamente. Por su parte, en la figura 19 las mismas señales después de su paso por el interferómetro de Sagnac presentan potencias de salida de: -25, -25.4, -22.24 y -28.12 dBm respectivamente.

Estos resultados representan una reducción en la potencia de salida de las señales de 16 dB, 15.46 dB, 3.83 dB y 1.9 dB para las señales de bomba, sonda, conjugada y engendada

respectivamente. También es importante mencionar que el interferómetro propuesto fue afectado por una fuerte inestabilidad debida los cambios de temperatura, los cuales inducen esfuerzos sobre los brazos del interferómetro. Estos esfuerzos cambian el estado de polarización de las señales produciendo una modificación de su amplitud cuando cruzan o se generan en el amplificador. De esta manera, las señales que interfieren lo hacen con amplitudes y polarizaciones diferentes en el tiempo, lo que evita tener una interferencia constructiva o destructiva completa. Para compensar estas inestabilidades de polarización se ajustó la polarización de salida mediante los controladores de polarización *CP3* y *CP4*, logrando obtener el resultado mostrado en la fig. 19.

No obstante, aún es necesario filtrar la señal engendrada y reducir más las señales de bomba y de sonda, para esto se propuso emplear un polarizador a la salida del interferómetro. Para filtrar la señal engendrada se colocó el controlador de polarización (*CP4*) en el puerto de salida del interferómetro para ajustar el estado de polarización de la señal conjugada con el eje de transmitancia del polarizador. La figura 20 muestra el aislamiento de la señal conjugada a la salida del polarizador.

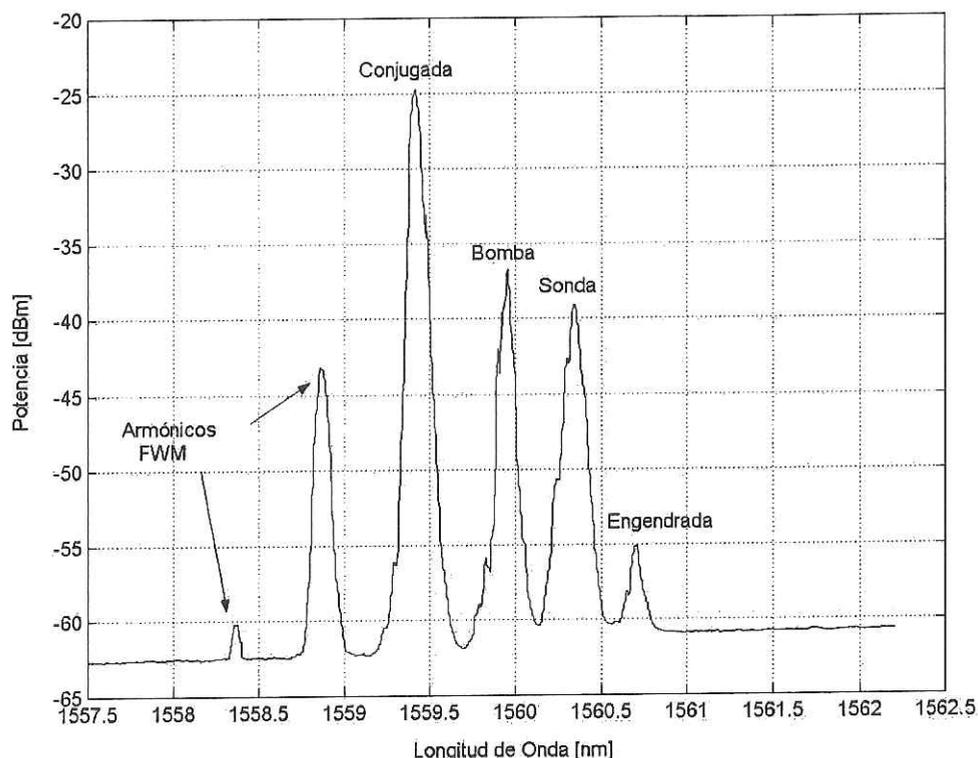


Figura 20. Espectro de salida del interferómetro de Sagnac y del polarizador para el proceso de FWM cuyas señales de entrada presentaron estados de polarización lineal con inclinaciones de 70 y 110 grados para las señales de sonda y de bomba respectivamente.

Como puede observarse en la figura, se obtiene una buena proporción de la señal conjugada (-25dBm) y una reducción considerable de las señales de bomba, de sonda y engendada (-36.72, -39.11 y -55.10 respectivamente). Esto se logró gracias al empleo de el polarizador a la salida y los controladores de polarización *CP3* y *CP4*, los cuales permitieron ajustar el estado de polarización de la señal conjugada para la máxima transmisión a través del polarizador.

VI.5. CONCLUSIONES.

Se estableció una técnica para caracterizar el AOS y conocer el desacuerdo en polarización inducido para las señales de bomba, sonda, conjugada y engendrada en función de los estados de polarización de las señales de entrada al proceso de FWM.

Se observó que el pico máximo de desacuerdo experimental en función de la polarización lineal de las señales copolarizadas de entrada se presentó para las polarizaciones de entrada diferentes a 45 y 135 grados. Esto se debe a que el AOS presenta una guía de onda rectangular, la cual provoca mayores pérdidas en el eje vertical que en el eje horizontal

Se desarrolló un modelo fenomenológico que describe el proceso de FWM en el AOS, el cual incluye el efecto de la XPolM en los cálculos de las potencias de las señales conjugada y engendrada. Este modelo permite obtener los estados de polarización y potencias de salida para las señales conjugada y engendrada para cualquier estado de polarización de entrada de las señales de bomba y de sonda.

Se determinó que el cálculo del desacuerdo en polarización teórico inducido por la XPolM concuerda con el desacuerdo experimental entre las señales conjugada y engendrada.

Además, se obtuvieron los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda óptimos para llevar a cabo el convertidor de longitud de onda asistido por un interferómetro de Sagnac y un polarizador. Los estados de polarización seleccionados de las señales de entrada fueron lineal a 70 grados para la bomba y lineal a 110 grados para la sonda. La selección de estos estados de polarización de entrada se determinó en función del máximo

desacuerdo en polarización observado entre las señales conjugada y engendada, y la menor degradación de la eficiencia de conversión de la señal conjugada.

El interferómetro propuesto fue afectado por una fuerte inestabilidad debido a los cambios de temperatura y el efecto de la XPolM. Los cambios de temperatura afectan el estado de polarización de las señales produciendo una modificación de su amplitud cuando cruzan o se generan en el amplificador.

Se observó una diferencia significativa entre los estados de polarización teóricos de las señales conjugada y engendada empleando el modelo fenomenológico que incluye el efecto de la XPolM y los resultados del modelo que no incluye dicho efecto.

Se reafirmó la importancia de incluir el efecto de la XPolM para un cálculo más eficiente del proceso de la mezcla de cuatro ondas cuando los estados de polarización de las señales a la entrada del amplificador no coinciden con los ejes propios del AOS.

VII. CONCLUSIONES.

En este trabajo se analizó el efecto de la Modulación Cruzada de la Polarización (XPolM) sobre la eficiencia de conversión de un proceso de Mezcla de Cuatro Ondas (FWM), desarrollado dentro de un AOS.

Para comprender la dinámica de los procesos de XPolM y de FWM, se estudiaron los principales mecanismos que desencadenan ambos fenómenos. En el caso del proceso de FWM se estudiaron los mecanismos no lineales que actúan en el medio amplificador, principalmente: la pulsación de la densidad de portadores (CDP), el calentamiento de portadores (CH) y el hoyo espectral (SHB). Por otra parte, para el fenómeno de la XPolM se estudiaron los fenómenos que la rigen, los cuales son: la modificación de los ejes propios de la guía de onda del AOS, la perturbación de la birrefringencia estructural y el desbalance de las ganancias modales.

De igual manera se estudió un modelo matemático semi-clásico que describe el proceso de mezcla de cuatro ondas dentro de un AOS (Mecozzi y Mork, 1999). Con este modelo se calculó la eficiencia de conversión del proceso de FWM cuando las señales de bomba y de sonda a la entrada al amplificador son copolarizadas con estados de polarización lineal coincidentes con los ejes propios de la región activa del AOS. La eficiencia de conversión se determinó como la razón entre la potencia óptica de la señal conjugada a la salida del AOS y la potencia óptica de la señal de sonda a la entrada del AOS.

Para tener un marco de referencia de los resultados teóricos obtenidos a partir de las simulaciones del modelo matemático estudiado se implementó un esquema experimental

para visualizar el proceso de FWM en un AOS. El experimento se realizó para dos señales de entrada, una de bomba y una de sonda, las cuales fueron copolarizadas linealmente con inclinaciones de 0, 45, 90 y 135 grados respecto al eje propio TE no perturbado de la región activa del amplificador.

El AOS empleado tiene una longitud total de 500 μm y se le polarizó con una corriente de alimentación de 110 mA, la cual produjo un pico de ganancia centrado en 1520 nm. Las potencias de las señales de bomba y de sonda, considerando las pérdidas por inyección en la guía de onda del AOS, fueron $P_0=1.5$ dBm para la señal de bomba y $P_1=-9$ dBm para la señal de sonda. La longitud de onda de la señal de sonda se mantuvo fija en 1552 nm y la longitud de onda de la señal de bomba fue desplazada desde 1551 a 1525 nm, para realizar un estudio del proceso de FWM con frecuencias de desacuerdo de entre 0.1 y 3.5 THz. Después de dicha implementación se observó lo siguiente:

Se compararon los resultados teóricos y experimentales de la eficiencia de conversión en función de la frecuencia de desacuerdo mostrando gran concordancia para los procesos de FWM con señales de entrada copolarizadas linealmente con inclinaciones 0 y 90 grados. Sin embargo, el modelo matemático no permitió calcular la eficiencia de conversión cuando los estados de polarización de las señales de entrada no coinciden con los ejes propios de la guía de onda no perturbada del AOS, como es el caso cuando las señales de entrada son copolarizadas linealmente con inclinación a 45 y 135 grados.

Con base en estos resultados se desarrolló un modelo matemático para el cálculo de la eficiencia de conversión, a partir del modelo semi-clásico estudiado, incluyendo el efecto

de las componentes cruzadas de los campos eléctricos que intervienen en un proceso de FWM. De esta manera se calculó la eficiencia de conversión para los procesos de FWM con señales de entrada copolarizadas linealmente con inclinaciones de 45 y 135 grados. Sin embargo, a pesar de esta modificación al modelo matemático, se observó que los cálculos teóricos difieren de los resultados experimentales entre 3.7 y 5.6 dBm para la mayor frecuencia de desacuerdo estudiada (3.5 THz), para señales de entrada copolarizadas linealmente con inclinaciones de 45 y 135 grados.

Debido a la observación anterior se implementó un esquema experimental para medir los estados de polarización de salida de las señales de bomba y de sonda, y de esta forma se evaluó el impacto de la XPolM sobre el proceso de FWM, obteniendo los resultados siguientes:

Para los procesos de FWM desarrollados con señales de entrada copolarizadas linealmente a la entrada del amplificador, con inclinaciones de 0 y 90 grados los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la salida del AOS no se conservan. Esto demostró que existe una perturbación de los ejes propios de la guía de onda del amplificador, lo cual se interpretó como una evidencia de un acoplamiento de potencia entre los modos TE-TM y TM-TE. Sin embargo, a pesar de que existen fluctuaciones en los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la salida del AOS, estos estados permanecen relativamente cercanos entre sí para todas las frecuencias de desacuerdo estudiadas. Como consecuencia se obtuvo una débil degradación de la eficiencia de conversión para los procesos de FWM desarrollados con estas polarizaciones de entrada.

Por otro lado, en los procesos de mezcla de cuatro ondas desarrollados con señales de entrada copolarizadas linealmente a la entrada del amplificador con inclinaciones 45 y 135 grados, los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la salida del AOS discordaron considerablemente conforme aumentó la frecuencia de desacuerdo. Este cambio de los estados de polarización de salida se atribuyó al efecto de la modulación cruzada de la polarización, particularmente al proceso de birrefringencia inducida. Como la señal de bomba fue desplazada en longitud de onda, las componentes de campo eléctrico x y y observaron velocidades de propagación diferentes por la birrefringencia estructural y la inducida, produciéndose un desfaseamiento entre ellas a la salida del AOS. Dichas velocidades de propagación están en función de la longitud de onda de cada una de las señales, teniendo como consecuencia una birrefringencia inducida dependiente de la longitud de onda. Por consiguiente, el cambio inducido en el estado de polarización de salida de la señal de bomba fue mayor que el cambio inducido en el estado de polarización de la señal de sonda.

Además, fue posible notar que cuando las señales de entrada eran copolarizadas linealmente con una orientación de 45 grados, las evoluciones de sus estados de polarización a la salida del AOS fueron diferentes a aquéllos que se obtuvieron cuando estas señales eran copolarizadas linealmente a la entrada con una orientación de 135 grados. Esta diferencia podría atribuirse a que la corriente eléctrica suministrada al AOS induce un campo interno que produce una redistribución de las cargas de enlace que cambia el tensor de permitividad óptica de este cristal (efecto Kerr). Aunado a este efecto, el campo eléctrico de la señal de bomba produce un cambio de la susceptibilidad y el índice de refracción

debido al efecto óptico Kerr. Ambos efectos, Kerr y óptico Kerr, inducen una anisotropía (birrefringencia) en la estructura cristalina que conforma la región activa del AOS. Esto podría derivar que los ejes principales de la elipsoide ya no están a lo largo de los ejes x , y y z del cristal que forma la región activa. Por consiguiente, con base a estas consideraciones, en el caso donde las señales ópticas de entrada son copolarizadas linealmente a 45 y 135 grados, el efecto óptico Kerr induciría en la región activa una birrefringencia del mismo valor pero de signo opuesto. Consecuentemente esta birrefringencia se sumaría o se restaría, según sea el caso, a la birrefringencia inducida por el efecto Kerr. Como resultado, cuando dentro del AOS, las señales ópticas se introducen con polarizaciones lineales orientadas a 45 y 135 grados, se forman dos guías de onda equivalentes, cada una con diferentes valores propios de índices de refracción locales en la región activa. Por lo tanto, cada guía de onda equivalente soportaría diferentes modos de propagación con diferentes constantes de propagación e índices efectivos que producirían dos diferentes desfases entre las componentes E_x y E_y de las señales ópticas a la salida del AOS.

En conclusión, la divergencia que se presentó entre los estados de polarización de las señales de bomba y de sonda a la salida del AOS, la cual aumentó en función de la frecuencia de desacuerdo, indujo una degradación de la eficiencia de conversión. Esta degradación se debió a que el proceso de XPoLM afectó el apareamiento de las polarizaciones entre las señales de bomba y de sonda. El apareamiento en el proceso de mezcla de cuatro ondas es indispensable para que la generación de la componente de batimiento y por consiguiente de la señal conjugada sea máxima. Por esta razón, el modelo

teórico que incluye los batimientos cruzados no fue capaz de generar una buena predicción de la eficiencia de conversión.

Consecuentemente, fue necesario incluir el desacuerdo en polarización inducido por el efecto de la XPolM entre las señales de bomba y de sonda para obtener una buena estimación teórica de la eficiencia de conversión. Se determinó que dicho desacuerdo en polarización debe estar en función de la longitud de onda y de los estados de polarización de las señales de entrada debido a que la birrefringencia inducida es afectada directamente por estos parámetros.

De esta forma, se desarrolló un modelo matemático para el cálculo de la eficiencia de conversión donde además de los batimientos cruzados se consideró el desacuerdo en polarización inducido por la XPolM entre las señales de bomba y de sonda. Este modelo matemático permitió el cálculo de las eficiencias de conversión del proceso de FWM con señales de bomba y de sonda con cualquier estado de polarización de entrada al AOS. Para incluir el desacuerdo en polarización inducido por la XPolM, se formuló una expresión heurística a partir de los resultados experimentales obtenidos de las mediciones de los estados de polarización de salida de las señales de bomba y de sonda. Esta expresión describió el desacuerdo en polarización en función de la frecuencia de desacuerdo por medio de una línea recta cuya pendiente además esta en función de la potencia total y los estados de polarización de las señales de entrada al AOS.

Empleando el modelo que incluye el desacuerdo en polarización inducido por la XPolM se compararon los resultados teóricos con los datos experimentales de la eficiencia de conversión en función de la frecuencia de desacuerdo. Se observó gran concordancia para

los procesos de FWM con señales de entrada copolarizadas linealmente con inclinaciones 45 y 135 grados. De esta forma se llegó a la conclusión de que es necesario incluir en el cálculo de la eficiencia de conversión del proceso de FWM dentro de un AOS el efecto de la XPolM, particularmente cuando los estados de polarización de las señales de entrada al AOS no coinciden con los ejes propios de la región activa del amplificador.

Por otro lado, además del análisis del impacto de la XPolM sobre el proceso de FWM en el AOS, en este trabajo de tesis se desarrolló una aplicación práctica innovadora de un convertidor de longitud de onda basado en el proceso de FWM asistido por un interferómetro de Sagnac y un polarizador. El interferómetro de Sagnac se empleó para filtrar las señales de bomba y de sonda y el polarizador se utilizó para separar las señales conjugada y engendrada. Esta aplicación fue propuesta ya que en el proceso de FWM es difícil separar a la señal conjugada de las demás señales que intervienen en el proceso cuando las longitudes de onda de las señales de entrada son muy cercanas entre sí. Es importante mencionar que es bajo esta condición cuando la señal conjugada se manifiesta con una mayor potencia.

Para llevar a cabo este trabajo se estudió el principio de operación del interferómetro de Sagnac y el efecto del desacuerdo en polarización inducido por la XPolM en el proceso de FWM sobre las señales conjugada y engendrada.

Antes de implementar el interferómetro se estudiaron, teórica y experimentalmente, los estados de polarización de las señales de entrada y de salida del AOS para seleccionar los estados de polarización de entrada más convenientes. Se seleccionó la combinación de estados de polarización de entrada que proporcionaron el máximo desacuerdo en

polarización entre las señales conjugada y engendada y la menor degradación de la eficiencia de conversión de la señal conjugada a la salida del AOS. Para este estudio se realizó el siguiente esquema experimental:

Se insertaron al AOS las señales de bomba y de sonda con estados de polarización diferentes entre sí, a una frecuencia de desacuerdo de 70 GHz. El AOS empleado tiene una longitud total de 1500 μm y se le aplicó una corriente de alimentación de 400 mA, dicha corriente produjo un máximo de ganancia centrado a 1560 nm. Las potencias de bomba y de sonda, considerando las pérdidas por inyección a la guía de onda del AOS, fueron $P_0 = 6.91$ dBm para la señal de bomba y $P_1 = -7.81$ dBm para la señal de sonda.

Se midieron las potencias y los estados de polarización de salida de las señales de bomba, de sonda, conjugada y engendada para diferentes estados de polarización de entrada al amplificador. De esta manera, a partir de los desacuerdos en polarización medidos entre las señales de bomba y de sonda, se obtuvo la expresión matemática correspondiente que permitió describir el efecto de la XPolM para el amplificador empleado en esta aplicación. Empleando dicha expresión se calculó el desacuerdo en polarización teórico entre las señales conjugada y engendada considerando los batimientos cruzados y el efecto de la XPolM en el proceso de FWM.

Los cálculos teóricos de los desacuerdos en polarización de las señales conjugada y engendada se compararon con los resultados experimentales y se observó que difieren muy poco entre sí. Obteniendo como resultado los estados de polarización de las señales de entrada: lineal con inclinación a 70 grados para la bomba y lineal con inclinación a 110

grados para la sonda. Las diferencias que se presentaron entre el resultado teórico y el experimental fueron de hasta 4 grados, lo cual no representó un desajuste significativo. Estas diferencias se atribuyeron principalmente a la incertidumbre que presenta el analizador de polarización empleado para medir los resultados experimentales ($\pm 2\%$ de incertidumbre).

Posteriormente se implementó el interferómetro, el cual proporcionó una reducción de la potencia de las señales en su salida de 16 dBm, 15.46 dBm, 3.83 dBm y 1.9 dBm para las señales de bomba, sonda, conjugada y engendrada respectivamente. Esta reducción en la potencia de las señales de bomba y de sonda representa aproximadamente 32 veces menos la potencia de salida de las mismas señales inmediatamente después del proceso de FWM. Es importante mencionar que el interferómetro propuesto fue afectado por una fuerte inestabilidad debida a los cambios de temperatura, los cuales inducen esfuerzos sobre los brazos del interferómetro. Estos esfuerzos cambiaron el estado de polarización de las señales produciendo una modificación de su amplitud cuando cruzan o se generan en el amplificador. De esta manera, las señales que interfirieron lo hicieron con amplitudes y polarizaciones diferentes en el tiempo, lo que evitó tener una interferencia constructiva o destructiva completa.

Por otro lado, a la salida del polarizador se obtuvo una reducción en las potencias de las señales de bomba, de sonda y engendrada de 11.72, 13.71 y 27 dBm, respectivamente, dando como resultado una potencia de señal conjugada a la salida del polarizador de -25dBm. Esta potencia fue al menos 8 veces mayor que la señal de mayor potencia cercana a ella demostrando un filtrado exitoso de la señal conjugada.

Finalmente, se determinó la importancia de incluir el efecto de la XPolM para obtener un buen ajuste teórico del proceso de la mezcla de cuatro ondas cuando los estados de polarización de las señales a la entrada del amplificador no coinciden con los ejes propios del AOS.

REFERENCIAS.

- Agrawal A., Wang L., Su Y. y Kumar P. 2005. All-Optical Loadable and Erasable Storage Buffer Based on Parametric Nonlinearity in Fiber. *Journal of Lightwave Technology*. 23(7): 2229 - 2238 pp.
- Alvarez E., Soto H. y Torres J. 2003. Investigation of the carrier density dependence on the confinement factor in a bulk semiconductor optical amplifier with a ridge waveguide. *Optics Communications*. 222: 161-167 pp.
- Argyris A., Simos H., Ikiades A., Roditi E. y Syvridis D. 2003. Extinction ratio improvement by four-wave mixing in dispersion-shifted fibre. *Electronics Letters*. 39(2): 230 – 232 pp.
- Armstrong I., Andonovic I., Kelly A.E., Bonthron S., Bebbington J., Michie C., Tombling C., Fasham S. y Johnstone W. 2005. Hybridization Platform Assembly and Demonstration of All-Optical Wavelength Conversion at 10 Gb/s. *Journal of Lightwave Technology*. 23(5): 1852-1859 pp.
- Awaji Y., Sotobayashi H. y Kubota F. 2005. Transmission of 80 gb/s /spl times/ 6 WDM over 100 km using linear optical amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(3): 699-701 pp.
- Battiato J.M. y Stegall D.B. 2005. Interferometric sensor method for writing dual fibre Bragg gratings in Mach-Zehnder add/drop multiplexer. *Electronics Letters*. 41(6): 353-355 pp.
- Bilenca A., Alizon R., Mikhelashvili V., Dahan D., Eisenstein G., Schwertberger R., Gold D., Reithmaier J.P. y Forchel A. 2003. Broad-band wavelength conversion based on cross-gain modulation and four-wave mixing in InAs-InP quantum-dash semiconductor optical amplifiers operating at 1550 nm. *IEEE Photonics Technology Letters*. 15 (4): 563 – 565 pp.
- Boyd Robert W. 1992. *Nonlinear optics*. Academic Press, Inc. San Diego. 439 pp.
- Cao G.B., Gao F., Jiang J. y Zhang, F. 2005. Directional couplers realized on silicon-on-insulator. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(8): 1671 – 1673 pp.
- Contestabile G., Presi M. y Ciaramella E. 2004. Multiple wavelength conversion for WDM multicasting by FWM in an SOA. *IEEE Photonics Technology Letters*. 16 (7): 1775 – 1777 pp.
- Clarke A., Anandarajah P.M., Reid D., Edvell G., Barry L.P. y Harvey J.D. 2005. Optimized pulse source for 40-Gb/s systems based on a gain-switched laser diode in conjunction with a nonlinearly chirped grating. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(1): 196-198 pp.

- Charrua P.M.A. y Cartaxo A.V.T. 2005. Optimized filtering for AMI-RZ and DCS-RZ SSB signals in 40-Gb/s/ch-based UDWDM systems. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(1): 223-225 pp.
- Chow K.K., Shu C., Chinlon Lin y Bjarklev, A. 2005. Polarization-insensitive widely tunable wavelength converter based on four-wave mixing in a dispersion-flattened nonlinear photonic Crystal fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(3): 624-626 pp.
- Chung H.S., Inohara R., Nishimura K. y Usami M. 2005. All-optical multi-wavelength conversion of 10 Gbit/s NRZ/RZ signals based on SOA-MZI for WDM multicasting. *Electronics Letters* 41(7): 432-433 pp.
- Dar-Zu H., San-Liang L., Pei-Miin G., Yu-Min L., Lee S.S.W. y Yuang M.C. 2004. High-efficiency wide-band SOA-based wavelength converters by using dual-pumped four-wave mixing and an assist beam. *IEEE Photonics Technology Letters*. 16 (8): 1903 – 1905 pp.
- Diez S., Schmidt C., Ludwig R., Weber H., Doussière P. y Ducellier T. 1998. Effect of Birefringence in a Bulk Semiconductor Optical Amplifier on Four Wave Mixing. *IEEE Photonics Technology Letters*. 10(2): 212-214 pp.
- Eckner J. 1998. Semiconductor Optical Amplifiers: Optimization of Polarization and Monolithical Integration in Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP. Series in Quantum Electronics. Vol. 8. Ed. Hartung-Gorre Verlag. Konstanz. 202 pp.
- Ellis A.D. y Gunning F.C.G. 2005. Spectral density enhancement using coherent WDM. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(2): 504- 506 pp.
- Fonseca I.E., Ribeiro M.R.N., Almeida R.C. Jr. y Waldman H. 2004. Preserving global optical QoS in FWM impaired dynamic networks. *Electronics Letters*. 40(3): 191-192 pp.
- Fouli K. y Rusch L.A. 2005. Equalization advantages of OFFH-CDMA over WDM in EDFAs. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(2): 507-509 pp.
- Ghiu L.C., Jong K.Y., Soo P.C., Jae L.H. y Chang-Soo P. 2005. Experimental Demnstration of 10 Gb/s Data Format Conversions Between NRZ and RZ using SOA-Loop-Mirror. *Journal of Lightwave Technology*. 23(2): 834-841 pp.
- Guekos G. 1999. *Photonics Devices for Telecommunications*. Ed. Springer Verlag. Berlin. 404 pp.
- Hariharan P. 1991. *Basics of Interferometry*. Academic Press, Inc. San Diego, CA. 213 pp.
- Ho K.P. y Wang H.C. 2005. Comparison of Nonlinear Phase Noise and Intrachannel Four-Wave Mixing for RZ-DPSK Signals in Dispersive Transmission Systems. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(7): 1426-1428 pp.

- Ho-Jin S., Jeong S.L. y Jong-In S. 2005. Error-free simultaneous all-optical upconversion of WDM radio-over-fiber signals. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(8): 1731-1733 pp.
- Huang J. y Casperson L.W. 1993. Gain Saturation in semiconductor lasers. *Optical and Quantum Electronics*. 25: 369-390 pp.
- Inoue J., Sotobayashi H., Chujo W. y Kawaguchi H. 2002. 80 Gbit/s OTDM signal transmission over 208 km standard fibre using midspan optical phase conjugation based on four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers. *Electronics Letters*. 38 (15): 819 – 821 pp.
- Inuk K. y Dreyer K.F. 2003. Sensitive 320 Gbit/s eye diagram measurements via optical sampling with semiconductor optical amplifier-ultrafast nonlinear interferometer. *Electronics Letters*. 39(14): 1081-1083 pp.
- Ji L. y Yeung, K.L. 2005. A novel two-step approach to restorable dynamic QoS routing. *Journal of Lightwave Technology*. 23(11): 3663-3670 pp.
- Joon-Hak B., Soo-Hyung K., Nan K. y Wandeok S. 2000. Improvement of the input power dynamic range for wavelength converters based on cross-gain modulation employing a probe power control loop. *IEEE Photonics Technology Letters*. 12 (3): 275–277 pp.
- Kikuchi, N., Sekine, K., Sasaki, S. y Sugawara, T. 2005. Study on cross-phase modulation (XPM) effect on amplitude and differentially phase-modulated multilevel signals in DWDM transmission. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(7): 1549-1551 pp.
- Kothari N.C. y Blumenthal D.J. 1996. Influence of gain saturation, gain asymmetry, and pump/probe depletion on wavelength conversion efficiency of FWM in semiconductor optical amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 32 (10): 1810-1816 pp.
- Lacey J.P.R., Pendock G.J. y Tucker R.S. 1996. All-optical 1300-nm to 1550-nm wavelength conversion using cross-phase modulation in a semiconductor optical amplifier. *IEEE Photonics Technology Letters*. 8 (7): 885 – 887 pp.
- Lacey J.P.R., Summerfield Mark A. y Madden S.J. 1998. Tunability of Polarization-Insensitive Wavelength Converters Based on Four-Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifiers. *J. Lightwave Technologies*. 16(12): 2419-2427 pp.
- Lal V., Masanovic M.L., Skogen E.J., Raring J.W., Summers J.A., Coldren, L.A. y Blumenthal, D.J. 2005. Quantum-Well-Intermixed Monolithically Integrated Widely Tunable All-Optical Wavelength Converter Operating at 10 Gb/s. *Photonics Technology Letters, IEEE*. 17 (8): 1041-1135 pp.
- Lee J.H., Nagashima T., Hasegawa T., Ohara S., Sugimoto N. y Kikuchi K. 2005. Four-Wave-Mixing-Based Wavelength Conversion of 40-Gb/s Nonreturn-to-Zero Signal Using

- 40-cm Bismuth Oxide Nonlinear Optical Fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(7): 1474-1476 pp.
- Leesti B., Zilkie A.J., Aitchison J.S., Mojahedi M., Wang R.H., Rotter T.J., Chi Yang, Stintz A. y Malloy K.J. 2005. Broad-band wavelength up-conversion of picosecond pulses via four-wave mixing in a quantum-dash waveguide. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(5): 1046-1048 pp.
- Lemoff B.E., Ali M.E., Panotopoulos G., De Groot E., Flower G.M., Rankin G.H., Schmit A.J., Djordjev K.D., Tan M.R.T., Tandon A., Gong W., Tella R.P., Law B., Chia L.-K. y Dolfi D.W. 2005. Demonstration of a compact low-power 250-Gb/s parallel-WDM optical interconnect. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(1) : 220-222 pp.
- Leuthold J., Marom D.M., Cabot S., Jaques J.J., Ryf R. y Giles C. R. 2004. All-Optical Wavelength Conversion Using a Pulse Reformatting Optical Filter. *Journal of Lightwave Technology*. 22(1): 186-192 pp.
- Leuthold J., Moller L., Jaques J., Cabot S., Zhang L., Bernasconi P., Cappuzzo M., Gomez L., Laskowski E., Chen E., Wong-Foy A. y Griffin A. 2004. 160 Gbit/s SOA all-optical wavelength converter and assessment of its regenerative properties. *Electronics Letters*. 40(9): 554-555 pp.
- Li H. y Li-Jin I. 2005. Performance analysis of a limited number of wavelength converters in an optical switching node. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(5): 1130-1132 pp.
- Liu Y., Hill M.T., Tangdiongga E., de Waardt H., Calabretta N., Khoe G.D. y Dorren H.J.S. 2003. Wavelength conversion using nonlinear polarization rotation in a single semiconductor optical amplifier. *IEEE Photonic Technology Letters*. 15(1): 90-92 pp.
- Louchet H., Hodzic A., Petermann K., Robinson A. y Epworth R. 2005. Analytical model for the design of multispan DWDM transmission systems. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(1): 247- 249 pp.
- Lu Y., Dajani I. y Knize R.J. 2004. Second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate single-crystal fibres. *Electronics Letters* 40(13): 795-796 pp.
- Matsuura M. y Kishi N. 2003. All-optical wavelength and pulse-width conversions with a Sagnac interferometer semiconductor-based switch. *Optics Letters*. 28(2): 132-134 pp.
- Martínez J.M., Ramos F. y Marti J. 2004. All-optical packet header processor based on cascaded SOA-MZIs. *Electronics Letters*. 40(14): 894-895 pp.
- McCoy A.D., Horak P., Thomsen B.C., Ibsen M., Mokhtar M.R. y Richardson D.J. 2005. Improving signal quality in a spectrum-sliced WDM system using SOA-based noise reduction. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(1): 241-243 pp.

- Mecozzi A. y Mork J. 1997. Saturation Effects in Nondegenerate Four Wave Mixing Between Short Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers. *IEEE J. Quantum Electron.* 3: 1190-1207 pp.
- Milonni P. W. y Eberly J.H. 1988. *Lasers*. John Wiley, New York. 731 pp.
- Mikroulis S., Bogris A., Roditi E. y Syvridis D. 2004. Investigation of an all-optical wavelength converter with reshaping properties based on four-wave mixing in passive microring resonators. *Journal of Lightwave Technology* 22 (12): 2743-2748 pp.
- Mishra A.K., Yang X. Lenstra D., Khoe G.D. y Dorren H.J.S. 2004. Wavelength conversion employing 120 fs optical pulses in an SOA based nonlinear polarization switch. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* 10(5): 1180-1186 pp.
- Muñoz de la Corte M. y Jaafar M.H. E. 2003. Accurate Noise Characterization of Wavelength Converters Based on XGM in SOAs. 21(1): 182-197 pp.
- Neokosmidis I., Kamalakis T., Chipouras A. y Sphicopoulos T. 2005. New techniques for the suppression of the four-wave mixing-induced distortion in nonzero dispersion fiber WDM systems. *Journal of Lightwave Technology.* 23(3): 1137-1144 pp.
- Nielsen M.L., Nord M., Petersen M.N., Dagens B., Labrousse A., Brenot R., Martin B., Squedin S. y Renaud M. 2003. 40 Gbit/s standard-mode wavelength conversion in all-active MZI with very fast response. *Electronics Letters.* 39(4): 385-386 pp.
- Nishida Y., Miyazawa H., Asobe M., Tadanaga O. y Suzuki, H. 2005. 0-dB wavelength conversion using direct-bonded QPM-Zn : LiNbO₃ / ridge waveguide. *IEEE Photonics Technology Letters.* 17(5): 1049-1051 pp.
- Obermann Kristof. 1999. *All-Optical Wavelength Conversion based on Cross-Gain Modulation and Four Wave Mixing in semiconductor Optical Amplifiers*. Wissenschaft und Technik Verlag. Berlin. 192 pp.
- Onohara K., Awaji Y., Wada N., Kubota F. y Kitayama, K. 2005. Agile and highly efficient wavelength conversion using highly nonlinear fiber for optical code-labeled packets. *IEEE Photonics Technology Letters.* 17(3): 627-629 pp.
- Paradiso L., Boffi P., Marazzi L., Pozzi G., Artiglia M. y Martinelli M. 2005. Electrical spectral technique for measuring cross-phase modulation impact in WDM optical systems. *IEEE Photonics Technology Letters.* 17(1): 160-162 pp.
- Parolari P., Boffi P., Marazzi L. y Martinelli M. 2003. Two-Stage Sagnac Demultiplexer. *Journal of Lightwave Technology.* 21(8): 1808-1812 pp.

- Pei-Li L., De-Xiu H., Xin-Liang Z., Jun C. y Li-Rong H. 2005. Theoretical analysis of tunable wavelength conversion based on FWM in a semiconductor fiber ring laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 41(4): 581-588 pp.
- Pellegrini W., Zweck J., Menyuk C.R. y Holzlohner R. 2005. Computation of bit error ratios for a dense WDM system using the noise covariance matrix and multicanonical Monte Carlo methods. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(8): 1644-1646 pp.
- Peucheret C., Geng Y., Svalgaard M., Zsigri B., Sorensen H.R., Chi N., Deyerl H.-J. Kristensen M. y Jeppesen P. 2005. Direct UV Written Michelson Interferometer for RZ Signal Generation Using Phase-to-Intensity Modulation Conversion. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(8): 1674 - 1676 pp.
- Porzi C., Bogoni A., Poti L. y Contestabile, G. 2005. Polarization and wavelength-independent time-division demultiplexing based on copolarized-pumps FWM in an SOA. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(3): 633-635 pp.
- Qasaimeh O. 2004. Theory of four-wave mixing wavelength conversion in quantum dot semiconductor optical amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*. 16(4): 993-995 pp.
- Rabiei P. y Gunter P. 2005. Dispersion-shifted LiNbO₃ waveguides for wide-band parametric amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(1): 133-135 pp.
- Randel S., Marques de Melo A., Petermann K., Marembert V. y Schubert C. 2004. Novel Échème for ultrafast All-Optical XOR Operation. *Journal of Lightwave Technology*. 22(12): 2808-2815 pp.
- Saleh Bahaa E. A. y Teich Malvin Carl. 1991. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley and Sons, Inc. New York. 966 pp.
- Sales S., Capmany J. y Munoz, P. 2001. Cross-phase wavelength conversion of SCM signals: harmonic and intermodulation distortion analysis. *IEEE Photonics Technology Letters*. 13 (7): 723 - 725 pp.
- Schiffini A., Paoletti A., Griggio P., Minzioni P., Contestabile G., D'Ottavi A. y Martelli E. 2002. 4/spl times/40 Gbit/s transmission in 500 km long, dispersion-managed link, with in-line all-optical wavelength conversion. *Electronics Letters*. 38(24): 1558 - 1560 pp.
- Schreieck Roland Peter. 2001. *Ultrafast Dynamics in InGaAsP/InP Optical Amplifiers and Mode Locked Laser Diodes*. Ph.D. Thesis. Swiss Federal Institute of Technology Zurich. Zurich. 197 pp.
- Seo Y.K., Choi C.S. y Choi W.Y. 2002. All-optical signal up-conversion for radio-on-fiber applications using cross-gain modulation in semiconductor optical amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*. 14 (10): 1448 - 1450 pp.

- Somasiri N. y Azizur Rahman B.M. 2003. Polarization Crosstalk in High Index Contrast Planar Silica Waveguides with Slanted Sidewalls. *Journal of Lighthwave Technologies*.21(1): 54-60 pp.
- Song Ho-Jin, Lee Jeong Seon y Song Jong-In. 2004. Signal up-conversion by using a cross-phase-modulation in all-optical SOA-MZI wavelength converter. *IEEE Photonics Technology Letters*. 16 (2): 593 – 595 pp.
- Song H.-J., Lee J.S. y Song J.-I. 2005. Error-Free Simultaneous All-Optical Upconversion of WDM Radio-Over-Fiber Signals. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(8): 1731-1733 pp.
- Soto H. y Erasme D. 1996. Investigation of nondegenerate four wave mixing in semiconductor optical amplifier through bias current modulation. *Applied Physics Letters*. 68: 3698-3700 pp.
- Soto H., Erasme D. y Guekos G. 1999. Cross-Polarization Modulation in Semiconductor Optical Amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*. 11: 970-972 pp.
- Soto H., Erasme D. y Zitlalpopoca J. 2001. Polarization-Insensitive wavelength conversion with a constant output linear polarization allowing the realization of an active polarization controller. *Microwave Optical Technolgies Letters*. 29: 344-348 pp.
- 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 pp.
- Sugita T., Mizuuchi K., Yamamoto K., Fukuda K., Kai T., Nakayama I. y Takahashi K. 2004. Highly efficient second-harmonic generation in direct-bonded MgO:LiNbO/sub 3/ pure crystal waveguide. *Electronics Letters*. 40(21): 1359-1361 pp.
- Takabayashi K., Takada K., Hashimoto N., Doi M., Tomabechi S., Nakazawa T. y Morito K. 2004. Widely (132 nm) wavelength tunable laser using a semiconductor optical amplifier and an acousto-optic tunable filter. *Electronics Letters*. 40(19): 1187-1188 pp.
- Tanemura T., Suzuki J., Kato K. y Kikuchi, K. 2005. Polarization-insensitive all-optical wavelength conversion using cross-phase modulation in twisted fiber and optical filtering. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(5): 1052-1054 pp.
- Tang R., Devgan P., Voss P.L., Grigoryan V.S. y Kumar P. 2005. In-Line Frequency-Nondegenerate Phase-Sensitive Fiber-Optical Parametric Amplifier. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(9): 1845-1847 pp.

- Tiemeijer L.F., Thijs P.J.A., Van Dongen T., Binsma J.J.M. y Jansen, E.J. 1996. Self-phase modulation coefficient of multiple-quantum-well optical amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*. 8(7): 876-878 pp.
- Uskov A., Mork J. y Mark J. 1994. Wave Mixing in Semiconductor Laser Amplifiers Due to Carrier Heating and Spectral Hole Burning. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 30(8): 1769-1781 pp.
- Watanabe, S. y Chikama, T. 1994. Highly efficient conversion and parametric gain of nondegenerate forward four-wave mixing in a singlemode fibre. *Electronics Letters*. 30(2): 163-164 pp.
- Webb R.P., Manning R.J., Maxwell G.D. y Poustie A.J. 2003. 40 Gbit/s all-optical XOR gate based on hybrid-integrated Mach-Zehnder interferometer. *Electronics Letters*. 39(1): 79-81 pp.
- Born M. y Wolf E. 1980. Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. Oxford: Pergamon. 808 pp.
- Wong H.Y., Tan W.K., Bryce A.C., Marsh J.H., Arnold J.M., Krysa A. y Sorel M. 2005. Current Injection Tunable Monolithically Integrated InGaAs-InAlGaAs Asymmetric Mach-Zehnder Interferometer Using Quantum-Well Intermixing. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(8): 1677 - 1679 pp.
- Xie Chongjin. 2005. A doubly periodic dispersion map for ultralong-haul 10- and 40-gb/s hybrid DWDM optical mesh networks. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(5): 1091-1093 pp.
- Xuefeng T. y Zongyan W. 2005. Suppressing modulation instability in midway optical phase conjugation systems by using dispersion compensation. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(4): 926-928 pp.
- Yagi M., Satomi S., Tanaka S., Ryu S. y Asano, S. 2005. Field trial of automatic chromatic dispersion compensation for 40-Gb/s-based wavelength path protection. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(1): 229-231 pp.
- Yoon-Suk H., Gyo-Sun H., Jin-Young J., Kyung-Goo L., Kyung-Woon S., Sang S.L., Keon Y.Y. y Jae-Seung L. 2005. 1-Tb/s (100/spl times/12.4 gb/s) transmission of 12.5-GHz-spaced ultradense WDM channels over a standard single-mode fiber of 1200 km. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(3): 696-698 pp.
- Yu J. y Jeppesen P. 2000. Wavelength conversion by use of four-wave mixing in a novel optical loop configuration. *Optics Letters*. 25(6): 393-395 pp.
- Zhang J.G. y Sharma A.B. 2003. Fast frequency allocation in WDM systems with unequally spaced channels. *Electronics Letters*. 39(5): 450-452 pp.

Zhang Q. y Hayee M.I. 2005. An SSF Scheme to Achieve Comparable Global Simulation Accuracy in WDM Systems. *IEEE Photonics Technology Letters*. 17(9): 1869-1871 pp.

Zhihong L., Yi D., Jinyu M., Yixin W. y Chao L. 2004. Cascaded all-optical wavelength conversion for RZ-DPSK signal based on four-wave mixing in semiconductor optical amplifier. *IEEE Photonics Technology Letters*. 16(7): 1685–1687 pp.

APÉNDICE: LISTADO DEL PROGRAMA IMPLEMENTADO EN MATLAB VERSIÓN 6.5.

```

% Selecciona la polarizacion de entrada con "polin"
% y carga los valores de los datos
polin=135;
load presenta1.txt
load eficpoltesal.txt
load angulos.txt;
load eficpol45.txt;
load eficpol135.txt;
load eficpoltm.txt;
load eficpolte.txt;
% Para tm
if polin==90
    load efictm4.txt;
    datos=efictm4;
    w=datos(:,1);
    alpha=0;
end

% Para 45 grados
if polin==45
    load efic453.txt;
    datos=efic453;
    w=datos(:,1);
end
% Para te
if polin==0
    load eficte4.txt;
    datos=eficte4;
    w=datos(:,1);
    alpha=0;
end

% Para 135 grados
if polin==135
    load efic1352.txt;
    datos=efic1352;
    w=datos(:,1);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
A1y=sqrt(datos(:,4)).*sin(polin*pi/180).*exp(i*wsonda.*tiempo)
A1x=sqrt(datos(:,4)).*cos(polin*pi/180).*exp(i*wsonda.*tiempo)
A0y=sqrt(datos(:,3)).*sin(polin*pi/180).*exp(i*wbomba.*tiempo)

```

```

A0x=sqrt(datos(:,3)).*cos(polin*pi/180).*exp(i*wbomba.*tiempo)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
Q=8.5;
k=0;
H=275*pi/180;
Ptotal=3.3e-3;
Psat=(0.0397+0.0449)/2;
polentrada=polin*pi/180;
m=Q*(abs(sin(2*polentrada))*exp(polentrada/H))...
+3*(sqrt(abs(sin(polentrada)))*(Ptotal/Psat));
alpha=k+m*(w/1e12);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
xpolm=abs(cos((alpha)*pi/180));
%Parametros fisicos del amplificador.
fconfinx=0.43;
fconfiny=0.38;
longitud=0.5e-3;
anchora=2.8e-6;
largora=0.25e-6;
vgx=3e8/3.56;
vgy=3e8/3.53;
a=1.75e-20;
ay=1.75e-20;
%Tiempos de corte de los fenomenos no lineales CDP, CH y SHB
taos=300e-12;
taochc=650e-15;
taochv=200e-15;
taoshb=50e-15;
%Constantes.
h=6.6262e-34;
v=3e8/1552e-9;
wd=anchora*largora;
%Ganancias no lineales del amplificador.
echc=1.5e-24;
echv=1.0e-24;
eshb=1.0e-24;
atc=3;
atv=3;
an=6;
%Factor de conversion para la densidad de fotones a potencia
kx=h*v*vgx*(wd/fconfinx);
ky=h*v*vgy*(wd/fconfiny);
Ss=1/(vgx*a*taos);
Ssy=1/(vgy*ay*taos);

```

```

Psx=kx*Ss;
Psy=ky*Ssy;
%Escalamiento de las potencias de entrada Watts a m3
A0xm3=(A0x.^2)/kx;
A0ym3=(A0y.^2)/ky;
A1xm3=(A1x.^2)/kx;
A1ym3=(A1y.^2)/ky;
omega=2*pi*w;
%G es la ganancia de simple paso cuando tengo la bomba y la sonda a
%la entrada del AOS y Go es la ganancia de pequeña señal.
Goy=10^((25.51)/10);
Gy=10^((22.8)/10);
Gox=10^((29.6)/10);
Gx=10^((26.2)/10);
%Calculo de las pendientes correspondientes a las frecuencias de corte
%de los fenomenos no lineales
Rn=1./((1-i*omega*taos).*(1-i*omega*taoshb));
Rchc=1./((1-i*omega*taochc).*(1-i*omega*taoshb));
Rchv=1./((1-i*omega*taochv).*(1-i*omega*taoshb));
Rshb=1./(1-i*omega*taoshb);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
etotRtot=((1/Ss)*Rn)+(echc*Rchc)+(echv*Rchv)+((eshb)*Rshb);
etot=(1/Ss)+echc+echv+eshb;
if A1x==0 | A0x==0
    flx=0;
else
    flx=(abs(A0x).^2.*A1x).*xpolm;
end
if A1y==0 | A0y==0
    fly=0;
else
    fly=(abs(A0y).^2.*A1y).*xpolm;
end
Zx=1+(etotRtot.*Gx.*((A0xm3+A1xm3)));
Zy=1+(etotRtot.*Gy.*((A0ym3+A1ym3)));
Rx=(1./Zx).*(((1-i*atc)*echc*Rchc)+((1-i*atv)*echv*Rchv)...
+((eshb)*Rshb)+(((1-i*an)/Ss)*Rn));
Ry=(1./Zy).*(((1-i*atc)*echc*Rchc)+((1-i*atv)*echv*Rchv)...
+((eshb)*Rshb)+(((1-i*an)/Ss)*Rn));
%Calculo componentes de la se~nal cunjugada en X.
pruebax=(1/2)*(Gx-1)*sqrt(Gx).*(Rx./etot);
pruebay=(1/2)*(Gy-1)*sqrt(Gy).*(Ry./etot);
Ac2x=(1/2)*(Gx-1)*sqrt(Gx).*(Rx./etot).*flx;
if A1x==0

```

```

    Ac3x=0;
else
    Ac3x=(A1y./A1x).*Ac2x;
end
Ac2y=(1/2)*(Gy-1)*sqrt(Gy)*f1y.*(Ry./etot);
if A1y==0
    Ac3y=0;
else
    Ac3y=(A1x./A1y).*Ac2y;
end
%Vector de eficiencia de conversion.
Acx=abs(Ac2x).^2+abs(Ac3x).^2+abs(Ac2x).*abs(Ac3x)+abs(Ac2x).*abs(Ac3x);
Acy=abs(Ac2y).^2+abs(Ac3y).^2+abs(Ac2y).*abs(Ac3y)+abs(Ac2y).*abs(Ac3y);
Ac=Acx+Acy;
n=10*log10((Ac)./(abs(A1x).^2+abs(A1y).^2));
figure(1)
hold on;
semilogx(abs(w/1e12),n,'-b');
semilogx(abs(w/1e12),datos(:,2),'r');
grid on;
hold off;

```