

9



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

Facultad de Ingeniería

GENERACION DE MICROONDAS
UTILIZANDO FIBRAS OPTICAS LASER

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:
INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES
P R E S E N T A:

IVAN CRUZ TORRES



DIRECTOR DE TESIS: DR. JUAN HERNANDEZ CORDERO

CIUDAD UNIVERSITARIA Abril de 2002

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Agradecimientos

A mis Padres: Martha y Raymundo por todo su apoyo.

Al Dr. Juan A. Hernández Cordero por su ayuda, consejos, interés, paciencia y sobre todo por su amistad brindada durante el desarrollo de la tesis, ya que sin su colaboración, este trabajo no habría sido posible. En verdad gracias.

A la Universidad Nacional Autónoma de México, a la Facultad de Ingeniería y al Instituto de Investigaciones en Materiales, por abrirme sus puertas y dejarme ser parte de ellos.

A todos los que directa o indirectamente hayan hecho posible que uno de mis sueños se haya hecho realidad.

Prólogo

El objetivo de esta tesis es estudiar las características de las señales heterodinas generadas con fibras ópticas láser y su utilización para la generación de microondas y sensores polarimétricos de fibra óptica. El desarrollo de este proyecto se basa en la investigación bibliográfica, propuesta teórica propia y comparación entre datos teóricos propios y expresiones existentes en la literatura.

El desarrollo de la tecnología basada en sistemas ópticos (fibras ópticas en particular) ha tenido un gran impulso en las últimas décadas y continúa siendo un campo de estudio de gran actividad y aplicación al igual que la electrónica y la computación. Dentro del campo de las fibras ópticas existe una literatura abundante, no así en el estudio de las propiedades de polarización de las fibras ópticas láser y sus aplicaciones. Es por ello mi inquietud de obtener un modelo matemático útil para el análisis de las señales producidas en resonadores basados en fibras ópticas y sus aplicaciones en diversas ramas de la tecnología.

Iván Cruz Torres

Índice

Capítulo 1

Introducción	1
1.1 Conceptos básicos	1
1.1.1 Sistemas de comunicaciones alámbricos e inalámbricos	2
1.1.2 Ecuaciones del electromagnetismo	3
1.1.3 El modo TEM y el análisis de líneas por voltajes y corrientes	5
1.1.4 El modo dominante, los modos superiores y el análisis por campos electromagnéticos	6
1.2 Fuentes de microondas	7
1.2.1 Reseña histórica	7
1.2.2 Mecanismos de operación de algunas fuentes clásicas de microondas	8
1.3 Generación óptica de microondas	11
1.3.1 Fuente de microondas mediante el uso de armónicas en rejillas de fibra	12
1.3.2 Fuente de microondas por medio de mezcla de frecuencias ópticas	13
1.4 Fibras ópticas: conceptos fundamentales	14
1.4.1 Materiales y fabricación	14
1.4.2 Clasificación	22
1.5 Propagación de luz en fibras ópticas	23
1.5.1 Óptica ondulatoria	23
1.6 Dispositivos de fibra óptica	29
1.6.1 Acopladores y distribuidores	30
1.6.2 Filtros	31
1.6.3 Moduladores	32
1.6.4 Amplificadores ópticos	32

Capítulo 2

Fibras ópticas láser	34
2.1 Fundamentos de sistemas láser	34
2.1.1 Funcionamiento del láser	34
2.1.2 Tipos de láser	36
2.2 Sistemas de fibra óptica láser: materiales y fabricación	39
2.2.1 Introducción	39
2.2.2 Cavidad Fabry-Perot	40
2.2.3 Principio de operación de una fibra láser	41
2.2.4 Fabricación	42
2.3 Características y aplicaciones	43
2.3.1 Características	43
2.3.2 Aplicaciones	44
2.4 Conceptos de polarización	45
2.4.1 Polarización lineal	46
2.4.2 Polarización circular	46
2.4.3 Polarización elíptica	46
2.4.4 Representación matricial	47
2.4.5 Matrices de Jones para algunos dispositivos	48
2.5 Polarización en fibras ópticas	48
2.5.1 Modos característicos de polarización	49
2.5.2 Birrefringencia	50
2.6 Efectos de polarización en fibras ópticas láser	51
2.7 Señales heterodinas en fibras láser	52

Capítulo 3

Generación de microondas con fibras ópticas láser	54
3.1 Experimentos existentes sobre sintonización en fibras láser	54
3.2 Resultados existentes sobre sintonización en fibras láser	57
3.2.1 Sintonización de frecuencias por cambios en la longitud de onda	57
3.2.2 Sintonización por cambios en la birrefringencia	59
3.2.3 Conclusiones	59
3.3 Análisis teórico del arreglo planteado anteriormente	60

3.4 Resultados teóricos del análisis matricial para el resonador óptico 63

Conclusiones generales 68

Apéndice A

Propagación de ondas en un medio dieléctrico 70

 A.1 Propagación de ondas en fibras ópticas (óptica geométrica) 74

Apéndice B

Código del programa de simulación para el arreglo óptico 82

Referencias y bibliografía 84

Capítulo 1

Introducción

1.1 Conceptos básicos

En nuestros días, cualquier persona que posea los medios necesarios, puede acceder a los medios de comunicación más modernos y obtener la información deseada de una manera prácticamente inmediata. Esto ha sido casi posible gracias a los increíbles avances que se han obtenido en los campos de la electrónica, la computación, las comunicaciones y la ciencia de materiales.

La complejidad y los cambios constantes requeridos por el mundo contemporáneo generan constantemente nuevas técnicas que ayudan a mejorar y a hacer más eficiente el desempeño de los sistemas de comunicación actuales. Así, se han propuesto técnicas para optimizar el ancho de banda disponible en los medios de transmisión, lo que ha llevado al desarrollo de líneas de transmisión mejoradas, con menores pérdidas y mayor ancho de banda. Además, se han desarrollado novedosos dispositivos que permiten el manejo de mayores cantidades de información de una manera más rápida y eficiente.

Los sistemas de comunicaciones de microondas se han beneficiado de los logros mencionados anteriormente y a pesar de ser sistemas ya bien establecidos, algunos aspectos relacionados con su configuración pueden mejorarse gracias al desarrollo de nuevas tecnologías. El uso de sistemas láser para la generación óptica de microondas, por ejemplo, ha permitido extender los rangos de operación de estos sistemas a frecuencias más altas. De esta manera, nuevas formas

para la generación de microondas pueden esperarse con los avances en la tecnología de sistemas láser.

El presente trabajo propone el empleo de una fibra óptica láser para la generación de microondas. Con esto se pretende utilizar las ventajas ofrecidas por dichos sistemas láser (tamaño compacto, frecuencias altas) para generar frecuencias útiles en el rango de las microondas. Tomando en cuenta lo anterior, es importante entonces conocer las bases del funcionamiento de las líneas de transmisión, especialmente las de las fibras ópticas y el panorama general del funcionamiento de los sistemas de microondas.

1.1.1 Sistemas de comunicaciones alámbricos e inalámbricos

Un sistema de comunicaciones se puede definir como un conjunto de elementos que permiten la transmisión de información de un lugar a otro. Esta transferencia de información se puede llevar a cabo por medios alámbricos o inalámbricos. La decisión de optar por cualquiera de ellos depende de la viabilidad, del costo y de la manera en que se desea transmitir dicha información. Cada uno de ellos presenta ventajas y desventajas, situación que se tiene que analizar muy bien antes de decidir el medio por el cual se van a transmitir los datos de interés.

En los sistemas alámbricos la comunicación entre dos puntos requiere de cables como medio de transmisión, por lo que para hacer llegar la información a más de un punto, es necesario instalar una cantidad de líneas de transmisión acorde al número de puntos de interés. Esto implica una inversión económica mayor, que aumenta al incrementarse el número de puntos destino. Entre los medios alámbricos se encuentran los cables bifilares, los cables coaxiales, las guías de onda, y las fibras ópticas.

Las comunicaciones inalámbricas presentan también ventajas y desventajas. En estas, el medio de transmisión es esencialmente el aire, aunque también se pueden realizar comunicaciones submarinas y espaciales. A diferencia de los sistemas alámbricos, la información se puede hacer llegar a varios puntos sin incrementar el número de medios de transmisión, dado que la propia

naturaleza del medio permite tener una cobertura más amplia. Sin embargo, este tipo de sistemas presenta pérdidas mayores que las de los sistemas alámbricos, debido a que el medio no es estable ya que existe la posibilidad de que se vea afectado por fenómenos meteorológicos.

En general, el análisis teórico de los medios de transmisión anteriormente descritos está basado en la propagación de ondas de carácter electromagnético. El estudio de cada caso particular se basa en simplificaciones de las ecuaciones que describen la propagación de la onda atendiendo a parámetros característicos del sistema (longitud de onda, dimensiones físicas del medio, etc.). Sin embargo, el fenómeno principal es electromagnético por lo que el análisis se puede realizar a partir de las ecuaciones Maxwell.

1.1.2 Ecuaciones del electromagnetismo

El estudio de la propagación de ondas electromagnéticas en las guías de ondas (particularmente en las fibras ópticas) se puede llevar a cabo mediante la solución de las cuatro ecuaciones de Maxwell, considerando las condiciones de frontera adecuadas a la geometría de la guía de onda y los parámetros de los materiales utilizados.

Las ecuaciones de campo en su forma diferencial o puntual son:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (1-2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_v \quad (1-3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-4)$$

donde:

\mathbf{E} = vector de intensidad de campo eléctrico (V/m)

\mathbf{H} = vector de intensidad de campo magnético (A/m)

\mathbf{D} = vector de desplazamiento eléctrico (C/m²)

\mathbf{B} = vector de densidad de flujo magnético (W/m² ó T)

\mathbf{J} = vector de densidad de corriente (A/m²)

ρ_v = densidad volumétrica de carga (C/m^3)

Además, \mathbf{D} y \mathbf{H} están relacionados con \mathbf{E} y \mathbf{B} por medio de los parámetros que caracterizan a la naturaleza electromagnética del material que constituye el medio de propagación. Estas relaciones son:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1-5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1-6)$$

donde ϵ es la permitividad del medio ($\epsilon = K\epsilon_0$, K es la constante dieléctrica del medio y $\epsilon_0 = 8.8541878 \times 10^{-12}$ [C/Nm^2] es la permitividad del vacío), y μ es la permeabilidad magnética del material ($\mu = \mu_0 (1 + \chi_m)$, χ_m es la susceptibilidad magnética del material y $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ [Wb/Am] es la permeabilidad magnética del vacío).

Si el medio es conductor, se debe cumplir asimismo la relación:

$$\mathbf{J}_c = \sigma \mathbf{E} \quad (1-7)$$

donde:

\mathbf{J}_c = vector densidad de corriente de conducción (A/m^2)

σ = conductividad del medio (S/m)

La aportación principal de Maxwell radica en haber resumido y relacionado los trabajos de varios científicos eminentes anteriores a su generación. Desarrollando operaciones vectoriales sencillas, es fácil ver que la primera ecuación representa la Ley de Faraday, que establece que un campo magnético variante con el tiempo produce un campo eléctrico; la segunda ecuación es la Ley generalizada de Ampere que plantea la producción de un campo magnético a partir de un campo eléctrico que está cambiando con el tiempo; la tercera ecuación representa la Ley de Gauss y finalmente, la última ecuación establece la no-existencia de polos magnéticos aislados. Las ecuaciones (1-1) a (1-4), junto con la ecuación de conservación de carga:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1-8)$$

constituyen las bases teóricas para el análisis de problemas de carácter electromagnético.

James Clerk Maxwell dedujo también que la luz es de naturaleza electromagnética y que su velocidad puede ser calculada por medio de experimentos puramente eléctricos y magnéticos. Se relacionó entonces más firmemente el campo de la óptica con la electricidad y el magnetismo. Sin embargo, fue hasta 1887, veinte años después de que Maxwell estableció su teoría, que el físico alemán Heinrich Hertz comprobó lo dicho por Maxwell a través de experimentos de producción y detección de lo que actualmente se llaman ondas de radio por medio de un oscilador de chispa.

1.1.3 El modo TEM y el análisis de líneas por voltajes y corrientes

La distribución del campo eléctrico y magnético varía de acuerdo al medio de propagación, por lo que las líneas que consisten básicamente de dos conductores como las líneas bifilares, los cables coaxiales, la microcinta, las placas paralelas y varias otras estructuras como la triplaca, transmiten la información de manera que tanto el campo eléctrico como el campo magnético de la señal son perpendiculares a la dirección de propagación. Esta forma de distribución del campo electromagnético se denomina modo TEM o modo transversal electromagnético.

La distribución de las líneas de campo eléctrico y magnético vistas de manera transversal es diferente en cada caso, pero el campo eléctrico y el magnético son siempre perpendiculares a la dirección de propagación. También es posible que estas líneas transmitan información con otras distribuciones de campo o modos superiores, pero como generalmente se usan abajo de la frecuencia de corte del primer modo superior, sólo se permite la propagación del modo TEM. Al permitir la propagación en modos superiores, el mecanismo de detección en el otro extremo se complica, ya que al existir modos superiores la potencia total se distribuye en cada uno de ellos, por lo que en la etapa de detección se tendrían que colocar detectores para cada uno de los modos existentes, lo que complicaría y encarecería el sistema de comunicaciones.

Al tener una distribución transversal de los campos eléctrico y magnético, se puede realizar un análisis más simple del comportamiento de éstas líneas de transmisión, ya que se pueden

calcular los parámetros característicos de la línea o cable por unidad de longitud (inductancia L , capacitancia C , resistencia R y conductancia G), y entonces evitar las ecuaciones de Maxwell al introducir los conceptos de voltaje y corriente en lugar de trabajar con distribuciones del campo eléctrico y magnético.

1.1.4 El modo dominante, los modos superiores y el análisis por campos electromagnéticos

Las guía de onda o conductores huecos no pueden transmitir energía electromagnética a frecuencias bajas y tampoco pueden guiarla con una forma o modo de propagación TEM. La explicación a esto tiene su base en el hecho de que la frecuencia mínima permisible está en función de las dimensiones de la guía. Las dimensiones se determinan con la intención de que la propagación de los campos a través de la línea no se vea perturbada, debido a esto, existe una frecuencia mínima a partir de la cual es posible la propagación de señales, a esta frecuencia se le llama frecuencia de corte. Pero la propagación a bajas frecuencias por medio de guías de onda si es posible, solo que las dimensiones necesarias que satisfacen las condiciones de propagación son extremadamente grandes, en consecuencia su uso resulta impráctico y no recomendable.

Conforme la frecuencia se incrementa, aparecen los modos superiores, donde cada modo tiene su propia frecuencia de corte a partir de la cual puede existir. Es decir, si la frecuencia aumenta y alcanza la frecuencia de corte de un modo superior, además de propagarse el modo dominante (o primer modo), se comenzará también a propagar el siguiente modo superior. Entonces, se estarán propagando el primer y el segundo modo de manera simultánea. Pero no necesariamente la propagación se tiene que hacer de manera TEM, sino que además existen además otras distribuciones de campos, donde ya sea el campo eléctrico o el magnético son perpendiculares al eje de la guía, esto es modo TE y modo TM respectivamente. Para el caso de las fibras ópticas, existen además otros modos denominados híbridos (HE y EH) y otros llamados linealmente polarizados (LP). En el primer caso, las componentes de los campos eléctrico y magnético en la

dirección axial sí existen y en el caso de los modos linealmente polarizados no son más que combinaciones de los modos anteriores.

En la figura 1-1 se presentan algunas configuraciones de campos correspondientes a varios modos de propagación.

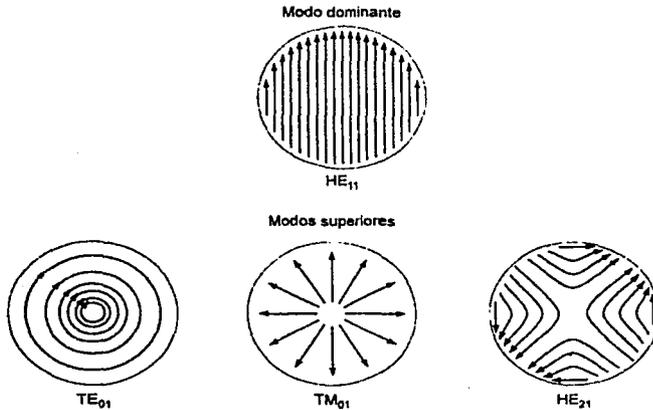


Figura 1-1 Distintos modos de propagación en una fibra óptica

1.2 Fuentes de microondas

1.2.1 Reseña histórica

A raíz de los experimentos llevados a cabo por Hertz en los cuales comprobaba lo expuesto por Maxwell en su teoría electromagnética, se propusieron novedosas formas de transmitir información, una de ellas fue mediante el uso de guías de ondas; sin embargo, en esa época todavía no existían fuentes capaces de generar las altas frecuencias requeridas para una transmisión de este tipo. Fue hasta la concepción del magnetrón a principios del siglo veinte cuando se desarrollan fuentes de microondas confiables. Se concibe entonces la idea de modular

rayos de electrones, lo que conduce a la invención del *klystron*, el cual resulta ser una excelente fuente de potencia de microondas. Mas tarde, usando el principio de cavidad resonante se desarrolla un oscilador de microondas llamado magnetrón. Durante el transcurso de la segunda guerra mundial, los avances en el campo de las microondas se acelera grandemente, por lo que la teoría y la práctica en microondas se constituyen como una disciplina de gran actividad. A principios de los años 60's ocurre otro gran avance en el campo de las microondas al desarrollarse circuitos integrados y fuentes de microondas de estado sólido. Finalmente, con el desarrollo de las comunicaciones vía satélite, los sistemas de microondas se consolidan como una tecnología madura, y se plantean nuevas formas de generación apoyándose esta vez en la manipulación de radiación electromagnética a frecuencias altas como las de la luz.

1.2.2 Mecanismos de operación de algunas fuentes clásicas de microondas

Magnetron

El magnetron es un dispositivo constituido por un ánodo cilíndrico con pequeñas cavidades y un cátodo también de forma cilíndrica en su interior, sumergidos ambos dentro de un campo magnético paralelo al eje del cátodo (ver figura 1-2). En ausencia de un campo magnético, el cátodo emite un flujo de electrones hacia el ánodo de manera axial y uniforme. Pero cuando se aplica un campo magnético, la trayectoria de los electrones hacia el ánodo tiende a curvarse y, si el campo magnético es lo suficientemente intenso la trayectoria se convierte en circular y los electrones ya no llegan al ánodo sino que regresan al cátodo. El ánodo está formado por un número de cavidades resonantes del mismo tamaño y sintonizados a una frecuencia dada, donde cada cavidad tiene un valor determinado de inductancia y capacitancia. Si se hace pasar un rayo de electrones cerca de una de las aberturas de estas cavidades resonantes, se induce energía electromagnética en las cavidades y comienzan a resonar a su frecuencia de oscilación. El campo eléctrico formado dentro de las cavidades sale de ellas y se extiende hacia el espacio entre los

electrodos afectando a su vez la trayectoria de los electrones. Si el conjunto de los efectos electromagnéticos sobre los electrones hacen que disminuyan su velocidad, los electrones pueden ceder su energía a cada una de las cavidades para finalmente llegar al ánodo. Finalmente, la energía de las microondas se extrae por medio de un gancho ubicado en una de las cavidades el cual actúa como colector de energía de microondas.

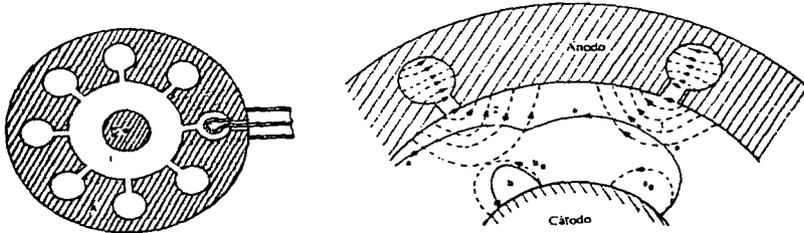


Figura 1-2 Configuración de un magnetrón

Klystron reflex

Este oscilador se constituye de un cañón electrónico, un resonador de cavidad única, un colector y una etapa de realimentación (ver figura 1-3). Su funcionamiento se basa en la generación de un haz de electrones acelerados entre el ánodo y el cátodo y hacerlos pasar a través de la cavidad resonante por medio de una apertura que se encuentra en su parte central. Mediante un campo eléctrico paralelo a la dirección del haz de electrones es posible modular la velocidad de éstos, de manera que cuando la componente del campo eléctrico sea positiva se producirá una aceleración de electrones, mientras que en el caso contrario, se producirá un retardo de electrones. Este fenómeno, conocido como modulación de velocidad del haz electrónico, origina una modulación de densidad de electrones o en otras palabras un hacinamiento de electrones, lo que en un amplificador *klystron* se usa para extraer la potencia de radio frecuencia. Para obtener un oscilador se usa un reflector, por lo que el rayo de electrones pasa por la cavidad resonante

una segunda vez, logrando de esta manera que exista una realimentación positiva y que el arreglo oscile. Las microondas así generadas se extraen por un extremo de la cavidad resonante.

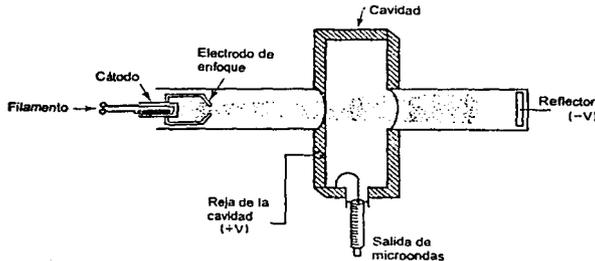


Figura 1-3 Oscilador *klystron* reflex

Oscilador con diodo Gunn

Un oscilador de este tipo está constituido por una cavidad resonante, un dispositivo para acoplar a la cavidad con el diodo, un circuito para polarizar al diodo y un mecanismo para acoplar la potencia proveniente del resonador con el circuito externo (ver figura 1-4). La cavidad resonante puede ser de tipo coaxial o en forma de guía de onda rectangular, siendo esta última la de mayor uso. El dispositivo funciona de la siguiente manera: se aplica un voltaje de DC a un diodo especial, que genera una transferencia de electrones hacia bandas de conducción de alta energía incrementando su masa efectiva y haciendo que su movimiento se vuelva más lento. Esto genera fundamentalmente un efecto de agrupamiento en los niveles de energía altos conforme los electrones se desplazan a lo largo de la juntura semiconductor. Los electrones así agrupados son descargados como un pulso de corriente y el proceso se vuelve a repetir. Si un diodo con estas características se introduce en una cavidad resonante, el grupo de electrones expulsados por el diodo dentro del resonador causará que el sistema oscile produciendo energía de microondas. La frecuencia de oscilación se puede ajustar modificando las dimensiones de la cavidad resonante.

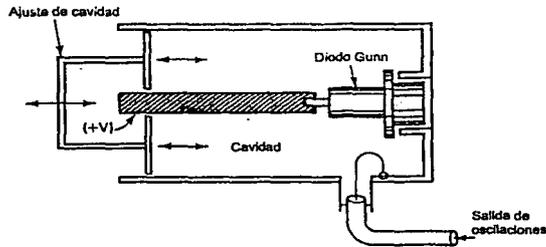


Figura 1-4 Oscilador con diodo Gunn

Oscilador con transistor

Los diseños de osciladores basados en transistores son semejantes a los de osciladores en frecuencias bajas. Las inductancias y capacitancias son proporcionadas por los elementos parásitos de la configuración, además de que varios de los elementos del circuito son secciones de líneas de transmisión.

1.3 Generación óptica de microondas

La generación de señales de microondas por medios ópticos es de gran interés para los sistemas de comunicación móvil de banda ancha de las nuevas generaciones debido a las ventajas que presenta con respecto a otras formas de generación [1]. La importancia de esta tecnología es que ofrece la posibilidad de contar con fuentes compactas y eficientes a frecuencias donde las fuentes eléctricas convencionales son grandes e ineficientes. Adicionalmente, el cambio de frecuencia de oscilación de este tipo de fuentes es relativamente sencillo, con lo que pueden desarrollarse fuentes sintonizables en frecuencia para un ancho de banda amplio dentro del rango de las microondas.

Existen varios métodos para la generación óptica de microondas, los cuales pueden ser divididos en dos grandes grupos: aquellos que usan dos rayos láser separados (técnica de fuente óptica múltiple) y los que usan arreglos especiales a partir de un sólo láser (técnica de fuente óptica única) [2]. Cada técnica presenta características particulares concernientes a la facilidad de modulación y sintonización, además del control del ruido de fase. A continuación se presentan dos técnicas de generación de microondas.

1.3.1 Fuente de microondas mediante el uso de armónicas en rejillas de fibra

En esta técnica catalogada como de fuente óptica única, la fuente es un láser que alimenta con luz un arreglo compuesto por un generador de armónicos y un convertidor de subida de armónicos [3]. La dispersión cromática de una fibra óptica convencional es usada para generar armónicos de alto orden de una señal modulada en frecuencia en un láser de realimentación distribuida a través de una conversión de modulación en fase a modulación en intensidad [4]. En la figura 1-5 se muestra un diagrama de esta técnica, para la generación de armónicos, la salida de un modulador de fase (PM) manejado por un oscilador local (f_{LO}) es lanzada hacia la rejilla de fibra, mientras que en el convertidor de subida de armónicos una señal de frecuencia intermedia modula la intensidad de salida del láser a través de un modulador de intensidad externo (IM), la salida se lanza hacia la rejilla de fibra y después se pasa por una fibra óptica hacia un fotodetector para finalmente amplificar la señal obtenida.

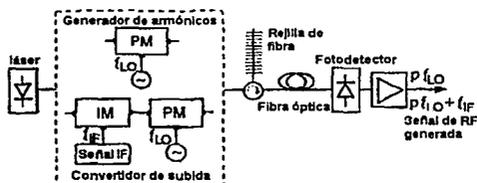


Figura 1-5 Configuración de una fuente de microondas mediante el uso de armónicas en rejillas de fibra.

1.3.2 Fuente de microondas por medio de mezcla de frecuencias ópticas

Esta técnica utiliza dos fuentes láser cuya diferencia en frecuencia corresponde a la frecuencia de microondas deseada [5]. Los dos rayos de luz se mezclan y se pasan a un fotodetector de alta velocidad donde la corriente que se produce contiene información sobre la diferencia de las dos frecuencias ópticas. La señal eléctrica producida de esta forma en el detector se pasa por un amplificador de bajo ruido y posteriormente se radia por medio de una antena.

Esta técnica está limitada solo por el ancho de banda del fotodetector y puede ser implementada con diodos láser semiconductores o con fibras ópticas láser, las cuales ofrecen anchos de banda de emisión más angostos, lo que permite obtener un menor ruido de fase en la señal obtenida [6].

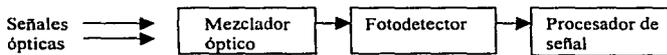


Figura 1-6 Proceso de fotodetección heterodina

En el presente trabajo se propondrá una fuente de microondas sintonizable en función de la longitud de onda y de la birrefringencia de la fibra óptica usada como cavidad láser, se simularán, por medio de un programa de cómputo las propiedades de polarización de una fibra óptica birrefringente y se comentarán algunas de las aplicaciones de este arreglo con base en los resultados que arroja el modelo propuesto.

En el capítulo 2 se verán los conceptos básicos de los sistemas láser y las propiedades de polarización de una fibra óptica láser, para posteriormente, en el capítulo 3 abordar el tema propuesto en este trabajo y finalmente, comentar las aplicaciones de este tipo de configuraciones ópticas en el área de sensores con fibra óptica.

1.4 Fibras ópticas: conceptos fundamentales y dispositivos

1.4.1 Materiales y fabricación

Materiales

Una fibra óptica está formada por dos cilindros concéntricos, donde el índice de refracción del material del cilindro externo es ligeramente menor al del cilindro interno, con lo que se garantiza la propagación de luz en su interior con base en la reflexión total interna.

Dependiendo del tipo de fibra óptica, el perfil del índice de refracción puede presentar distintas configuraciones, por ejemplo, puede ser de perfil gradual o de perfil escalonado, y la elección de uno u otro se hace de acuerdo a la aplicación a la que se le pretenda destinar.

Los materiales usados en la fabricación de fibras ópticas deben satisfacer determinadas características como transparencia en el intervalo de las longitudes de onda de trabajo, poca atenuación, elasticidad suficiente durante el proceso de fabricación, entre otros. Estas restricciones limitan la cantidad de materiales útiles para la fabricación de una fibra. Aunque los vidrios no son los únicos materiales que cumplen las condiciones anteriores, son los que presentan las mejores características. Los vidrios comúnmente usados están formados por mezclas de óxidos metálicos. Los óxidos que pueden tomar un estado vítreo son los óxidos de silicio (SiO_2), de germanio (GeO_2), de fósforo (P_2O_5) y de boro (B_2O_3). Estos elementos son llamados comúnmente *elementos formadores de vidrio*. A éstos últimos es posible agregar otro tipo de óxidos conocidos como *elementos modificadores*, los cuales tienen como objetivo el modificar ciertas propiedades físicas como temperatura de fusión o índice de refracción o, propiedades químicas como solubilidad. Dentro de éste tipo de óxidos se tienen el óxido de sodio (Na_2O), el óxido de calcio (CaO), el óxido de bario (BaO) y el óxido de potasio (K_2O).

Para la fabricación de fibras ópticas, existen dos tipos de vidrios:

El primer tipo es el de sílice o sílice fundido (SiO_2), fabricado de sílice puro y con una temperatura de fusión más elevada de cualquiera de los otros vidrios (2000 °C). Para modificar el índice de refracción se agregan impurezas como óxidos formadores.

El segundo tipo es el vidrio compuesto, fabricado con una mezcla de sílice y otros óxidos formadores y modificadores. La cantidad de óxidos añadidos al sílice, a diferencia del primer tipo, se encuentra en gran cantidad. El vidrio compuesto tiene un índice de refracción más alto que el vidrio de sílice y un punto de fusión más bajo.

Tecnología de fabricación

La fabricación de fibras ópticas tiene como principal objetivo producir fibras con características tales como núcleo y cubierta concéntricas, diámetro constante a lo largo de toda la longitud, perfil de índice adecuado, y baja atenuación, entre otros. Satisfacer todas estas condiciones resulta poco menos que imposible, pero se pueden fabricar fibras que traten de optimizar ciertas características, dependiendo de cada aplicación en particular.

Existen diversos métodos de fabricación, donde cada uno presenta determinadas ventajas y desventajas. De acuerdo a la técnica usada, se puede decir que existen dos grandes técnicas de fabricación. En la primera técnica, inicialmente se fabrica una preforma, es decir, una barra cilíndrica que tiene tanto el mismo perfil de índice de refracción como la misma relación de diámetros entre el núcleo y la cubierta que aquella para la fibra, pero con dimensiones mucho mayores. Posteriormente, se procede con la formación de la fibra, la cual consiste en calentar la preforma, estirla y darle sus dimensiones finales. En la segunda técnica, la formación concéntrica de la fibra así como sus dimensiones se dan de manera simultánea. A continuación se presentan algunos de los métodos de fabricación más populares.

Método del doble crisol

El método del doble crisol consiste de dos etapas: la preparación de los vidrios y la formación de la fibra.

Preparación de los vidrios

Este método utiliza vidrios compuestos, donde la materia prima para fabricar este tipo de vidrios son polvos de sílice muy puro y de carbonatos, los cuales al calentarse a alta temperatura producen óxidos metálicos. Los polvos se mezclan en la proporción adecuada, se colocan en un crisol y se calientan hasta fundirse. Una vez fundido el vidrio se procede a sacarlo por medio de la técnica de extracción, que consiste en templar un germen en la mezcla en fusión y hacerlo subir lentamente. Las fuerzas de capilaridad hacen que el líquido siga a la mezcla hacia una zona más fría donde se solidifica. De esta forma, lentamente se saca todo el vidrio en forma de una barra cilíndrica.

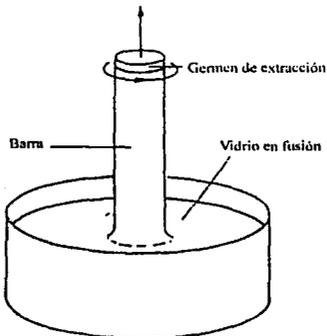


Figura. 1-7 Técnica de extracción (método de doble crisol).

Formación de las fibras

Para darle forma a la fibra se usan dos crisoles concéntricos. Cada uno tiene en el centro de su parte inferior un canal por el cual fluye el vidrio fundido. El crisol interior se llena con el vidrio

que constituirá el núcleo de la fibra y el exterior con el que formará la cubierta. Cuando los vidrios alcanzan su punto de fusión, el vidrio corre por los canales hacia la parte inferior, obteniéndose filamentos de vidrio fundido donde el centro está formado por el vidrio que sale del crisol interior y la cubierta por el vidrio que sale del crisol exterior. Durante todo este proceso, el ambiente que rodea la fabricación de las fibras debe estar muy bien controlado para evitar la contaminación de los vidrios ya sea por humedad o por polvos indeseados. La fibra que se obtiene por medio de este método es de índice escalonado.

La técnica del doble crisol también puede servir para fabricar fibras de índice gradual, para esto, se hace uso del fenómeno físico conocido como intercambio iónico por fusión, que consiste en poner en contacto dos vidrios de composiciones semejantes y calentarlos hasta fundirlos y, formar de esta manera un vidrio de composición intermedia. Hay difusión, porque existe transporte de materia de un vidrio a otro. El índice de refracción se puede controlar si se controla la difusión, es decir, el transporte de materia, el cual depende de la temperatura y de los vidrios. Sin embargo, por este método es muy difícil lograr un perfil óptimo del índice de refracción, ya que el proceso no permite tener un control preciso del flujo de materia a través de los vidrios.

El método del doble crisol tiene la ventaja de que se pueden fabricar fibras de grandes longitudes, con el simple hecho de mantener llenos los crisoles, además de poder elegir diversos tipos de vidrio y obtener distintas aperturas numéricas. También esta técnica permite variar de una manera sencilla los diámetros de los núcleos y de la cubierta. La desventaja es que al usarse polvos, es difícil garantizar una gran pureza lo que se traduce en atenuaciones relativamente altas.

Fibras obtenidas de una preforma

Existen varias maneras de fabricar una preforma. Una de ellas es la conocida como depósito químico en fase vapor ó CVD (*Chemical Vapour Deposition*), el cual consiste en fabricar directamente la preforma por medio de reacciones químicas de productos en fase de vapor. El

material usado es sílice (SiO_2) que contiene diversas impurezas que hacen variar su índice de refracción. Las impurezas son óxidos formadores (B_2O_3 , P_2O_5 , GeO_2 , etc.).

Las técnicas basadas en el método CVD se dividen en dos: en la primera técnica, la reacción química y el depósito de los óxidos formados se realizan en el interior de un tubo de soporte (depósito interno), mientras que en la segunda técnica, los óxidos formados se depositan sobre la superficie exterior de una barra, ya sea sobre la superficie lateral o sobre un extremo (depósito externo).

Preforma obtenida por depósito interno

A esta técnica se le llama comúnmente MCVD (*Modified Chemical Vapour Deposition*) ó IVPO (*Inside Vapour Phase Oxidation*). El método consiste en depositar capas de sílice con impurezas en el interior de un tubo de sílice puro, para lo cual el primer tubo sirve como molde de depósito. El tubo debe tener tolerancias geométricas estrictas, además de ser muy puro para evitar contaminación no deseada.

Para depositar una capa de sílice con impurezas sobre la superficie interna del tubo, se introducen cloruros en forma gaseosa y oxígeno al interior del tubo. Posteriormente, un soplete exterior calienta el gas para acelerar la oxidación de los cloruros, los cuales tienen la forma de pequeños granos que se depositan sobre la parte fría del tubo.

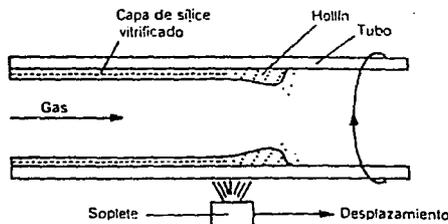


Figura 1-8 Técnica MCVD

El primer efecto de la deposición de silicio en el canal es la reducción de la longitud de onda de la onda de propagación. Esto se debe a que el índice de refracción del silicio es mayor que el del aire. Como resultado, la velocidad de propagación de la onda se reduce y, por lo tanto, la longitud de onda también se reduce. Este efecto es beneficioso porque permite que el canal sea más compacto y eficiente.

El segundo efecto es la modificación del perfil del índice de refracción. Al depositar silicio en el canal, se crea un perfil de índice de refracción que es más plano y uniforme. Esto es importante porque un perfil de índice de refracción plano ayuda a reducir las pérdidas por dispersión y mejora la calidad del modo de propagación.

El tercer efecto es la reducción de las pérdidas por radiación. Al depositar silicio en el canal, se crea una capa de silicio que actúa como una guía de onda adicional. Esto ayuda a confinar la luz en el canal y reduce las pérdidas por radiación. Este efecto es especialmente importante en canales de longitud de onda corta, donde las pérdidas por radiación son más significativas.

En resumen, la deposición de silicio en el canal tiene tres efectos principales: reduce la longitud de onda de la onda de propagación, modifica el perfil del índice de refracción y reduce las pérdidas por radiación. Estos efectos son beneficiosos porque permiten que el canal sea más compacto, eficiente y con menores pérdidas.

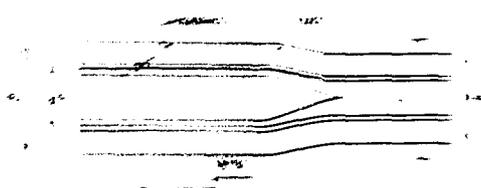


Figura 1. Perfil del índice de refracción de un canal de silicio antes y después de la deposición de silicio.

El segundo efecto de la deposición de silicio en el canal es la modificación del perfil del índice de refracción. Al depositar silicio en el canal, se crea un perfil de índice de refracción que es más plano y uniforme. Esto es importante porque un perfil de índice de refracción plano ayuda a reducir las pérdidas por dispersión y mejora la calidad del modo de propagación.

Una ventaja importante que permite optimizar el perfil del índice de refracción y la velocidad de deposición es el uso de un haz de luz láser en un plasma excitado por microondas. Este método permite depositar silicio de manera controlada y precisa, lo que es esencial para la fabricación de dispositivos de silicio de alta calidad.

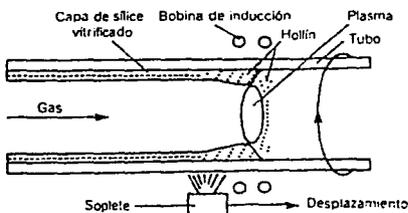


Figura 1-10 Técnica MCVD con plasma

Esta técnica permite depositar más rápidamente capas muy finas (hasta un millar de capas), mientras que al utilizar un soplete, lo común es tener de 50 a 60 capas. El gran número de capas permite obtener un perfil de índice con un mejor grado de control.

Preforma obtenida por depósito externo

Esta técnica se puede clasificar en dos métodos: el OPVO (*Outside Vapour Phase Oxidation*) que consiste en depositar las capas sobre la superficie lateral de la barra, y el VAD (*Vertical Axial Deposition*) que consiste en alargar una barra mediante depósitos en un extremo.

Método OVP

Consiste en depositar las capas en la superficie exterior de una barra de grafito o de sílice. Estos materiales se oxidan con ayuda de un soplete y el hollín constituido por pequeñas partículas de diversos óxidos se deposita capa tras capa. El índice de las capas se controla al cambiar las cantidades de gas que llegan al soplete. (ver figura 1-11)

Una vez depositadas las capas de hollín se procede a un darle un tratamiento con helio o cloro para retirar el agua y después a la vitrificación a alta temperatura para cerrar los poros. Ya vitrificada la preforma, el agujero interior se cierra por retracción en el horno de formación. La preforma así obtenida es más gruesa y larga que la obtenida con el método MCVD. Sin embargo,

el método es delicado porque requiere más operaciones que el método MCVD, aunque tiene la ventaja de no necesitar un tubo de partida que en general es costoso.

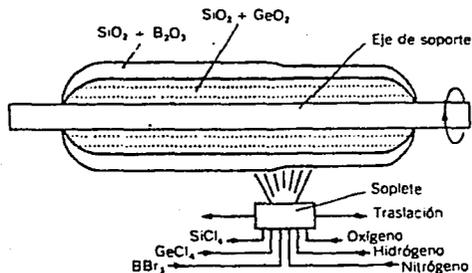


Figura 1-11 Método OVPO

Método VAD

El principio es el mismo que en el método OVPO. El núcleo de la fibra y la cubierta se fabrican al mismo tiempo. El núcleo se forma con un soplete axial mientras que la cubierta se forma con un soplete lateral. (ver figura 1-12)

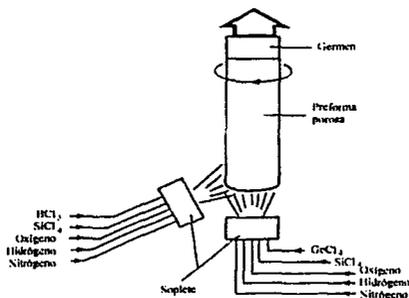


Figura 1-12 Método VAD

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Los hollines emitidos por los dos sopletes se depositan sobre una barra de sílice en rotación que sirve de cebo. Conforme se van depositando los materiales la preforma pasa por un horno donde el hollín formado se deshidrata y vitrifica. Este método tiene la gran ventaja de ser continuo, pero tiene la desventaja en cuanto al control del perfil del índice. Otro inconveniente es la producción de agua que resulta de la reacción de la hidrólisis. Esta agua puede eliminarse por técnicas de deshidratación lo que añade una fase más a la fabricación y aumenta su costo.

Formación de la fibra

El proceso de formación de la fibra consiste en transformar la preforma en fibra. Primero se calienta la preforma a una temperatura tal en que se pueda estirar y finalmente se enrolla en un tambor. Como la fibra se somete a una acción mecánica y está en contacto con el tambor donde es enrollado, es importante que la fibra se recubra con un material protector a la salida del horno. Durante este proceso, la fibra debe tener sus dimensiones bien definidas y constantes. Las dimensiones de la fibra dependen de la temperatura de formación y de la fuerza aplicada a la fibra, por lo que una máquina de formación de fibras debe contener dispositivos que permitan controlar la temperatura del horno en el que se calienta la preforma, controladores de tensión y velocidad para jalar la fibra, y medidores de diámetro para ajustar todos los parámetros anteriores.

1.4.2 Clasificación

Existen principalmente tres tipos de fibras ópticas: monomodo de índice escalonado, multimodo de índice escalonado y multimodo de índice gradual (ver figura 1-13)

Fibras monomodo

La fibra monomodo de índice escalonado tiene un núcleo muy angosto con índice de refracción uniforme.

Fibras de índice escalonado

La fibra multimodo de índice escalonado tiene un núcleo mucho más ancho, aunque también con índice de refracción constante.

Fibras de índice gradual

La fibra multimodo de índice gradual tiene un núcleo ancho, pero en índice de refracción va variando gradualmente hasta alcanzar su máximo en el centro del núcleo. Los valores de los índices de refracción varían generalmente entre 1.0 y 1.5.

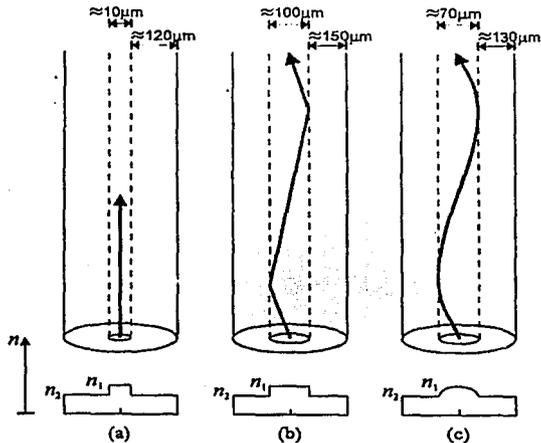


Figura 1-13 Los tres tipos fundamentales de fibra óptica. a) monomodo de índice escalonado, b) multimodo de índice escalonado y c) multimodo de índice gradual.

1.5 Propagación de luz en fibras ópticas

1.5.1 Óptica ondulatoria

La propagación de la luz en una fibra óptica se puede explicar de una manera sencilla, aunque poco completa empleando las leyes de la óptica geométrica, tal y como se muestra en el

apéndice A, sin embargo, este análisis no brinda información suficiente acerca de la naturaleza de estas ondas, como podría ser el transporte de energía. Además, la óptica geométrica no es válida para analizar el comportamiento de las ondas luminosas cuando sus longitudes de onda son del mismo orden que las dimensiones del medio en que se propaga. En este caso ocurren efectos de propagación de la onda que pueden ser descritos resolviendo las ecuaciones de Maxwell y empleando campos electromagnéticos.

Modo de propagación

A diferencia del punto de vista de la óptica geométrica, la naturaleza ondulatoria de la luz da la posibilidad de que existan interferencias entre las diversas ondas que la componen. Cuando las interferencias son constructivas, es decir, que no producen la anulación ya sea del campo eléctrico o magnético, la transferencia de energía se realiza de manera efectiva. Sin embargo, no siempre es posible garantizar que la interferencia sea constructiva, por lo que existirán ciertas ondas que no puedan propagarse. Esto da cabida al concepto de *modo de propagación*, esto es, formas de propagación permitidas de las ondas electromagnéticas en la guía de onda.

Para aclarar este concepto, se presentará un ejemplo sencillo, que consiste en una guía de ondas plana. El centro está formado por una placa de material dieléctrico de espesor a e índice de refracción n_1 , sobre cuyas caras se colocan placas de material dieléctrico con índice de refracción n_2 menor que n_1 , tal y como se muestra en la figura 1-14.

La luz que se propaga, se refleja en A, B, C y así sucesivamente. Consideremos una onda cualquiera que llega al punto A en un instante t . El campo eléctrico E_t se localiza sobre un plano que es perpendicular a la dirección de propagación.

La ecuación del campo eléctrico de esta onda puede escribirse como:

$$E_t = E_o \text{ sen } \omega t \quad (1-9)$$

ó

$$E_t = E_o \text{ sen } 2\pi f t \quad (1-10)$$

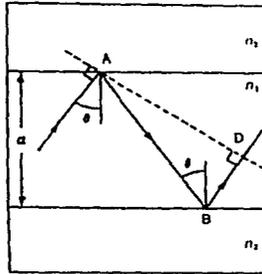


Figura 1-14 Guía de onda con espesor a .

Supongamos que otra onda se propaga siguiendo la misma trayectoria que la onda anterior, pero que ya se encuentra en el punto D. El campo eléctrico se encuentra en el mismo plano que la otra, condición suficiente para asegurar que habrá interferencia de algún tipo. Para que haya propagación de la energía, la interferencia de estas ondas debe ser constructiva, es decir, ambos campos deben estar en fase.

La onda que se encuentra en D ya se reflejó dos veces (en A y B), además de que ya recorrió una distancia ABD. Entonces el campo eléctrico de esta onda puede ser expresando como:

$$E_2 = E_0 \text{ sen } (2\pi ft + \varphi) \quad (1-11)$$

Donde φ es el desfase entre las dos ondas y puede representarse mediante:

$$\varphi = 2\varphi_1 + \varphi_2 \quad (1-12)$$

φ_1 desfase introducido por una reflexión

φ_2 desfase introducido por la diferencia en las distancias recorridas

El desfase φ_2 se puede calcular por medio de la diferencia de distancias que existe entre las dos ondas. Sabemos que la onda se propaga a una velocidad $v = c/n$. Empleando geometría tenemos que $AB = a/\cos\theta$ y $BM = AB\cos 2\theta = (a/\cos\theta)\cos 2\theta$, así que, realizando $AB + BD$ y

considerando identidades trigonométricas como $\cos(2\theta) = \cos^2\theta - \sin^2\theta$ y $\sin^2\theta + \cos^2\theta = 1$, resulta que $ABM = 2a \cos \theta$. El tiempo tomado para recorrer ABM es:

$$\Delta t = \frac{ABM}{v} = \frac{2a \cos \theta}{\frac{c}{n_1}} = \frac{2n_1 a \cos \theta}{c} \quad (1-13)$$

El defasamiento φ_2 es igual a:

$$\varphi_2 = \omega \Delta t = 2\pi f \Delta t = 2\pi \frac{c}{\lambda} \Delta t \quad (1-14)$$

$$\varphi_2 = \frac{4\pi}{\lambda} n_1 a \cos \theta \quad (1-15)$$

El defasamiento total φ es entonces:

$$\varphi = 2\varphi_1 + \frac{4\pi}{\lambda} n_1 a \cos \theta \quad (1-16)$$

Para que la interferencia sea constructiva es imprescindible que el defasamiento sea un múltiplo de 2π .

Entonces:

$$\varphi = 2\varphi_1 + 4\pi n_1 \frac{a}{\lambda} \cos \theta = 2\pi m \quad \text{con } m = 0, 1, 2, \dots \quad (1-17)$$

La ecuación (1-17) pone de manifiesto que no todas las direcciones de propagación son permitidas. Solamente aquellas que cumplan la condición, serán llamadas modos de propagación. A cada valor de m le corresponde un valor de θ y, por lo tanto, un modo.

Analizando la ecuación (1-16) podemos dar conclusiones importantes:

- 1) Para $a/\lambda \gg 1$ existirán más valores posibles de m que satisfagan la ecuación (1-17). Si el miembro derecho de la ecuación aumenta, el número de valores de m que pueden satisfacer la ecuación también aumenta.

Si m aumenta, existe una gran cantidad de ángulos θ posibles, de manera que se puede ver como una pseudocontinuidad y en consecuencia, obtener los mismos resultados que con la óptica geométrica.

2) Por otra parte, se pueden disminuir las dimensiones de la guía, de tal forma que sólo se permita la propagación de un modo. Mediante la óptica geométrica, no es posible llegar a este resultado.

Como nota adicional, es conveniente mencionar que los diversos ángulos θ posibles deben cumplir con la reflexión total interna, por lo cual es necesario que:

$$\theta > \arcsen \frac{n_2}{n_1} \quad (1-18)$$

Observando la ecuación anterior, se puede decir que es posible disminuir el número de modos al disminuir la diferencia entre los índices de refracción, puesto que existe un menor número de ángulos que pueden satisfacer la condición.

El modo $m = 0$ corresponde a la propagación con $\theta = 90^\circ$ (paralela al eje de los planos) y, sin reflexión total. El coeficiente m se llama orden del modo. Los modos que corresponden a valores pequeños de m y que sufren pocas reflexiones totales, se llaman *modos de orden menor*. Los que corresponden a valores grandes de m se llaman *modos de orden superior*.

Debido a la geometría cilíndrica, los modos que se propagan en una fibra óptica siempre tienen componentes de campos eléctricos o magnéticos a lo largo del eje de la fibra. Sin embargo, estas componentes longitudinales son de menor amplitud que las componentes transversales. Además de los modos normales que se propagan en el núcleo, algunos modos (llamados modos de fuga) pueden propagarse si siguen parcialmente las trayectorias helicoidales en el núcleo de la fibra.

Frecuencia normalizada

El parámetro de frecuencia normalizada surge de la necesidad de tener un criterio general para poder decidir y comparar el fenómeno de propagación a través de una fibra óptica. Este parámetro, conocido como *parámetro V* de la fibra, se utiliza para determinar el número de modos que se pueden propagar en una fibra. Se define mediante:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1-19)$$

Donde $2\pi/\lambda = \beta$ es la constante de fase de la onda ($\beta_0 = \omega/v = 2\pi f/v = 2\pi/\lambda$), siendo f la frecuencia y v la velocidad de propagación. En términos de la apertura numérica esto puede expresarse como:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} aAN \quad (1-20)$$

El número de modos que se pueden propagar está dado por:

$$M = \frac{V^2}{2} \quad (1-21)$$

La deducción de este número se realiza a partir del número de modos que emanan de la fuente de luz por ángulo sólido, del área transversal del núcleo de la fibra y del ángulo de aceptación de la misma.

El parámetro V es útil para identificar el número posible de modos de transmisión en una guía de ondas. Se puede demostrar que para valores menores o iguales a 2.405 existe un único modo de propagación, llamado HE_{11} , mientras que para valores superiores es posible la existencia de más modos. El valor de 2.405 se obtiene al obtener resolver la ecuación característica de una fibra óptica, lo cual implica el manejo de funciones de Bessel (ver figura 1-15). De estas funciones, la de orden más bajo presenta el primer cero en 2.405, lo cual representa que solo existe un modo de propagación en la fibra (fibra monomodo). Conforme el valor de V aumenta ($V > 2.405$), el número de modos de propagación también aumenta por lo que estas fibras son llamadas fibras multimodo.

Observando la ecuación (1-19) nos podemos dar cuenta que, manipulando los diversos parámetros involucrados, resulta viable la opción de obtener un mismo valor de V con distintos valores de índices de refracción y del radio de la fibra.

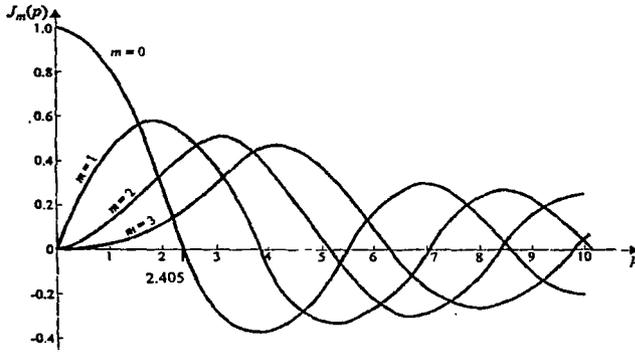


Figura 1-15 Funciones de Bessel de primera clase.

1.6 Dispositivos de fibra óptica

En un inicio, las fibras ópticas fueron concebidas solamente como medios de transmisión, sin embargo, la situación ha cambiado y se han diseñado componentes ópticos basados en fibras monomodo y multimodo. Estos dispositivos pueden ser activos, como por ejemplo, amplificadores, o pasivos, que realizan funciones tales como acoplar, polarizar, filtrar, modular, distribuir, etc. la luz que se les inyecta. Algunos de estos dispositivos son sensibles a la polarización del haz de luz, por lo que se fabrican con fibras ópticas que conservan esta característica.

La mayoría de estos dispositivos son necesarios en sistemas de comunicación por fibras ópticas, así como en sistemas de medición que utilizan sensores de fibras ópticas. Una de las características importantes de estos dispositivos son sus pérdidas pequeñas, ya que deben tener

un acoplamiento perfecto con los empalmes y conectores estándar, tanto para el tamaño del haz de luz como para los intervalos de longitud de onda.

Los dispositivos de fibra óptica pueden clasificarse en dos tipos: activos y pasivos. Los dispositivos activos requieren de algún control o potencia óptica externa. Dispositivos de este tipo son: transformadores de polarización, moduladores y amplificadores ópticos. Los componentes pasivos incluyen acopladores direccionales, polarizadores, filtros.

1.6.1 Acopladores y distribuidores

La capacidad de transferir luz de una fibra óptica a otra es la característica principal de los acopladores de fibra óptica, y se utiliza en diversas aplicaciones. El proceso de fabricación de estos dispositivos se puede realizar mediante la técnica de fusión o adelgazando la estructura de las fibras, o por medio de pulido hasta lograr que los núcleos de las dos fibras estén en contacto. En la figura 1-16 se muestra un acoplador de este tipo.

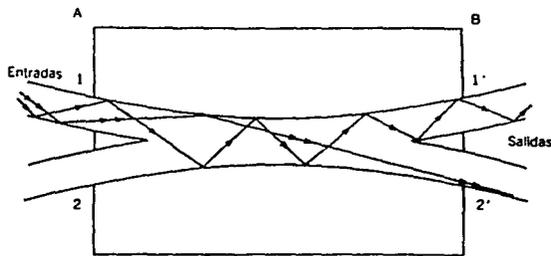


Figura 1-16 Acoplador direccional de pulido.

Las fibras ópticas que se utilizan en los acopladores por medio de la técnica de pulido se fijan sobre bloques de vidrio, los cuales se juntan para acercar los dos núcleos de las fibras pulidas y optimizar su acoplamiento. Las atenuaciones típicas son del orden de 0.1 dB. Este proceso

permite fabricar acopladores capaces de conservar la polarización del haz de entrada por medio del empleo de fibras ópticas de alta birrefringencia.

Con el método de fusión se pueden construir acopladores cónicos. En la región de acoplamiento, las fibras ópticas se estiran hasta el punto donde se tenga la mínima pérdida y el acoplamiento deseado, para posteriormente encapsularse en un material de bajo índice de refracción para mayor estabilidad mecánica y óptica.

Una variante de los acopladores son los distribuidores ópticos, siendo los más comunes los de tres y cuatro vías. Los de tres vías o tipo T tienen una fibra óptica 1-2 y en su recorrido se fija un espejo, el cual sirve para acoplar otra fibra óptica. La conexión de las fibras ópticas a los equipos se realiza por medio de conectores o por una fibra óptica acoplada (*pigtails*). El intervalo de operación de longitud de onda es de 800 a 1300 nm con fibras ópticas de perfil escalonado o gradual. Este tipo de dispositivos se muestra en la figura 1-17.

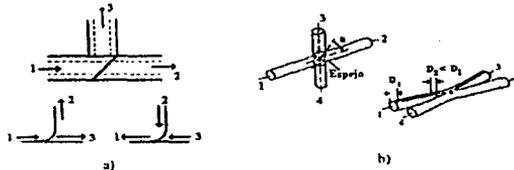


Figura 1-17 Distribuidor óptico de: a) 3 vías y b) 4 vías.

1.6.2 Filtros

Además de los filtros ópticos convencionales, existen dispositivos de fibra óptica que realizan funciones de filtrado. Este tipo de dispositivos se encarga de bloquear o dejar pasar longitudes de onda específicas. Un filtro de tipo paso banda, por ejemplo, se puede construir basándose en la propiedad de absorción, donde un contaminante en la fibra se puede utilizar como un filtro de rechazo, por ejemplo, una impureza OH se puede usar para rechazar radiaciones de longitud de onda de 1400 nm. Recientemente, se han comenzado a utilizar rejillas de Bragg, que son

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

estructuras difractivas fabricadas en el núcleo de la fibra y que permiten filtrar de manera selectiva longitudes con anchos de banda menores a los 0.1 nm [7].

1.6.3 Moduladores

Si se aplica una perturbación a una fibra óptica, la luz en su interior presenta un cambio de fase. La fase de la luz en la fibra puede ser cambiada por ejemplo con la temperatura, por contracción o compresión de la fibra. Estos efectos modifican la fase de la luz en la fibra variando la longitud, el índice de refracción o ambos de manera simultánea. Basado en este principio, un tipo de modulador consiste en una fibra óptica enrollada en un transductor piezoeléctrico cilíndrico, tal como el que se muestra en la figura 1-18.

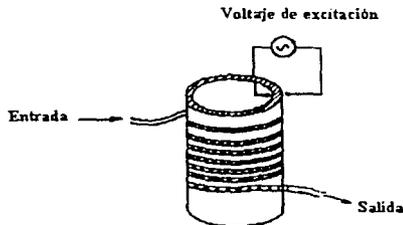


Figura 1-18 Modulador por contracción y expansión con un cilindro piezoeléctrico.

Cuando una señal de voltaje se aplica a través de las paredes del material piezoeléctrico, el cilindro se expande o se comprime causando cambios de fase del haz de luz que se propaga a través de la fibra. Esto debido a las variaciones de la longitud y del índice de refracción de la fibra.

1.6.4 Amplificadores ópticos

Existen principalmente tres tipos de amplificadores ópticos con fibras monomodo: los que se basan en el acoplamiento de campos evanescentes, los que utilizan tierras raras en el núcleo de la

fibra, y finalmente los basados en procesos ópticos no lineales. Las fibras ópticas monomodo contaminadas con tierras raras son atractivas como amplificadores, debido que sus longitudes de interacción con la señal son grandes, lo cual reduce la potencia óptica requerida en la fuente de bombeo. Las fibras ópticas contaminadas con Neodimio (Nd^{3+}) producen radiación láser a 1088 nm. Las fibras contaminadas con Erblio (Er^{3+}) producen el efecto láser en la longitud de onda de 1540nm [8].

Mediante el empleo de elementos basados en fibra óptica como los anteriores, es posible diseñar sistemas láser compactos y totalmente compatibles con los sistemas de fibra óptica actuales, con las características y ventajas que se verán en el siguiente capítulo.

Capítulo 2

Fibras ópticas láser

2.1 Fundamentos de sistemas láser

2.1.1 Funcionamiento del láser

El término láser es un acrónimo para *light amplification by stimulated emission of radiation* (amplificación de luz por la emisión estimulada de radiación). En la naturaleza, cada átomo o molécula puede encontrarse en determinados niveles de energía discretos, aunque normalmente se encuentran en su estado de energía más bajo o fundamental, pero cuando absorben energía por medio de calor, luz, descargas eléctricas, reacciones químicas, etc., pueden pasar a un nivel energético superior o estado excitado. Cuando un átomo o molécula se encuentra en un estado excitado, espontáneamente tiende a volver a su estado fundamental liberando energía ya sea transfiriendo energía a otros átomos o emitiéndola en forma de luz (fotones). Cada fotón tiene una frecuencia característica que es igual a la diferencia de energía entre los niveles de energía que intervienen en el proceso (E_n y E_m) dividida por la constante de Planck (h). La ecuación que describe el proceso está dada por:

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} \quad (2-1)$$

El paso de un estado excitado al fundamental puede no ser directo e ir pasando por estados energéticos intermedios. Los niveles energéticos de cada átomo están bien determinados y por lo tanto, la frecuencia de los fotones que pueden emitir también, por lo que cada material puede ser caracterizado mediante su espectro de emisión.

Además de la emisión de luz de manera espontánea, es posible producir emisión de manera estimulada, es decir, forzar al átomo para que emita luz de manera ordenada. El fenómeno de emisión láser se caracteriza por la capacidad que tienen los fotones para estimular la emisión de otros fotones con la misma dirección, fase y longitud de onda que los iniciales. Si se utiliza una cavidad óptica formada por dos espejos paralelos se puede forzar a que los fotones emitidos se reflejen dentro de la cavidad y hagan posible que un fotón pase cerca de otro átomo excitado con la misma energía y sea estimulado para que emita otro fotón que tendrá las mismas características que el primero. Ahora, los dos fotones pueden ser capaces de estimular a otros átomos excitados e incrementar la cantidad de fotones existentes, hasta producir una reacción en cadena en el caso de que existan las condiciones necesarias. Una de estas condiciones es que se produzca una inversión de población, es decir, que el medio permita tener a la mayoría de sus átomos en niveles de energía elevados para que exista un medio suficientemente excitado que pueda producir fotones.

Para producir la inversión de población, es necesario proporcionar energía externa, lo cual se puede hacer por varios métodos. Algunos de los más comunes son el bombeo óptico (excitación con fotones), la excitación eléctrica, o a través de colisiones inelásticas entre átomos. La inversión de población es fundamental para multiplicar el número de fotones dentro del resonador. Si esta multiplicación o amplificación de fotones es lo suficientemente intensa para superar el efecto de absorción y las pérdidas por calor, se puede hacer que parte de la radiación escape al exterior haciendo que uno de los espejos de la cavidad sea semitransparente. De esta manera, el láser es un oscilador óptico que consta de una fuente de radiación constituida básicamente de un medio generador y amplificador (medio activo), una cavidad resonante que almacena la radiación y que determina tanto la frecuencia como la fase del haz de luz emitido por el arreglo.

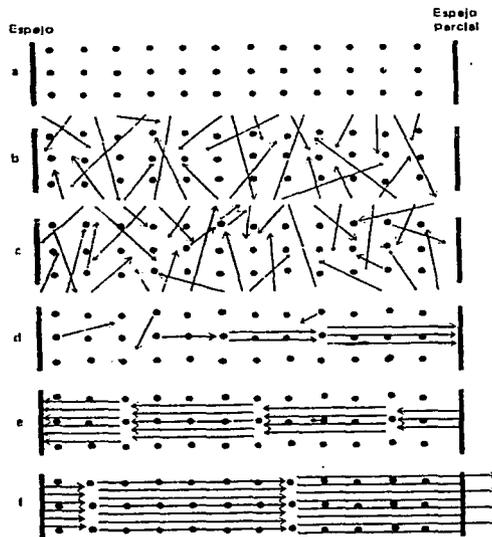


Figura 2-1 Proceso en un resonador láser.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

2.1.2 Tipos de láser

Existen varios criterios para clasificar los sistemas láser y los más usados se refieren al tipo de medio activo y la forma en que es excitado. Los más comunes se describen brevemente a continuación. La tabla 2.1, al final de esta sección, muestra ejemplos de cada uno de estos sistemas y los métodos de excitación más usados.

Láser de gas

Los sistemas láser de este tipo son muchos y muy variados debido a su facilidad de construcción y realización de pruebas. Para obtener la emisión láser solo es necesario un tubo con la mezcla de gas deseada, un par de espejos ópticos para el resonador y una fuente de excitación

conveniente. Pueden excitarse por descarga eléctrica, por radiofrecuencias o por excitación química.

El método de descarga eléctrica se basa en aplicar una descarga de manera que conforme los electrones pasen por el gas exciten al medio láser. Algunas veces los elementos que pueden producir la emisión láser son excitados directamente, pero en la mayoría de los casos los electrones transfieren su energía a otros elementos del gas, los cuales posteriormente transfieren su energía a los elementos láser por medio de colisiones. La descarga eléctrica puede ser de forma continua o pulsada, pero cualquiera de ellas requiere primero debilitar al gas. En el caso de un láser continuo, el gas se debilita por medio de la aplicación de alto voltaje, varias veces superior al nivel normal de operación. Después de que la corriente empieza a fluir, el voltaje se reduce rápidamente a su nivel normal. Con excepción de los sistemas que operan a altas potencias, las descargas de corriente son generalmente pequeñas.

La excitación por ondas de radiofrecuencia o microondas no proporcionan la energía suficiente para generar la acción láser pero sirven para ayudar a pasar al gas a un nivel de energía intermedio, lo cual facilita la excitación por algún método electrónico, debido a que el proceso no se realiza desde el estado fundamental.

Finalmente, la excitación química la energía de una reacción exotérmica en un gas puede excitar un láser, lo cual se puede lograr con dos elementos que reaccionen para producir un tercero, quien lleva parte de la energía de la reacción como energía de vibración. Si la reacción es rápida, el resultado puede producir inversión de población de los gases excitados debido a la reacción. Este tipo de sistemas no es muy común debido a que su funcionamiento se lleva a cabo bajo condiciones estrictamente controladas.

Sistemas láser de estado sólido

Un láser de estado sólido es aquel en el cual el medio activo es un sólido no conductor, un material cristalino o un vidrio dopado con elementos que pueden emitir luz láser. En un láser

cristalino o vidrio de estado sólido, los elementos activos son iones dentro de una matriz de otro material comúnmente llamado huésped. La excitación se da por medio de luz de una fuente externa. En los sistemas comerciales, los elementos activos generalmente son introducidos como impurezas al huésped durante el proceso de fabricación en una proporción aproximada del 1% del material terminado.

Sistemas láser de semiconductores

Estos sistemas son excitados cuando los materiales en la unión p-n se recombinan, lo cual ocurre cuando la corriente fluye a través de un diodo hecho de un material semiconductor. A densidades de corriente bajas, la recombinación en la unión p-n genera estados excitados los cuales espontáneamente emiten luz y el dispositivo opera como diodo emisor de luz incoherente (LED), pero si la densidad de corriente es alta y si el dispositivo semiconductor tiene elementos reflectores para producir realimentación entonces el diodo puede operar como un láser.

Sistemas láser con líquidos

Este tipo de láser se refiere a los que utilizan como medio activo un colorante orgánico fluorescente disuelto en un líquido solvente. La técnica de excitación es por medio de bombeo óptico que puede ser una lámpara u otro láser. Entre las principales características de este tipo de láser están su longitud de salida sintonizable y su habilidad de producir pulsos ultra cortos o anchos espectrales delgados.

TIPO DE BOMBEO	MEDIOS	ALGUNOS EJEMPLOS
Óptico	estado sólido	láser de Rubí y Nd - YAG
	líquidos	láser de colorante
Paso de corriente eléctrica	gaseosos de fotodisociación	láser de I
		gaseosos { átomos neutros
	gaseosos { iones	Ar ⁺ , Kr ⁺
		moléculares
Térmico (dinámica de gases)	estado sólido (semiconductores)	GaAs
Químico	{ gaseosos	CO ₂ - N ₂ - H ₂ O
Electrones de baja temperatura en un plasma	{ mezcla de gases inyectados a gran velocidad	F + H ₂ → HF ⁺ + H
Radiación por desviaciones múltiples de partículas ligeras por campos magnéticos	{ gaseosos { iónicos	Sr - He(Sr ⁺)
	{ nucleares	
	{ láser de electrones libres	

Tabla 2-1 Métodos de bombeo para distintos tipos de sistemas láser.

2.2 Sistemas de fibra óptica láser: materiales y fabricación

2.2.1 Introducción

Una fibra láser es una fibra óptica cuyo núcleo ha sido dopado con iones de materiales que pertenecen al grupo de las tierras raras (Er, Yb, Nd, Pr) y colocada entre dos espejos que presentan características especiales [8].

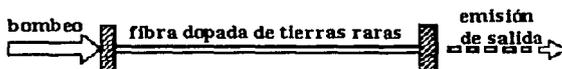


Figura 2-2 Diagrama esquemático de una fibra láser

Bajo el esquema anterior, una fibra láser es un dispositivo resonante en el cual, el efecto de guía de ondas lo lleva a cabo la fibra óptica y la resonancia una cavidad, como por ejemplo, la de Fabry Perot. La energía de excitación es luz láser que se bombea a través de uno de los espejos, lo que origina que los fotones sean absorbidos por el medio activo del núcleo de la fibra,

produciendo de esta manera la inversión de población y la estimulación necesaria para provocar una salida láser a la longitud de onda característica del material con que fue dopada la fibra.

El concepto de fibra láser no es nuevo, su aparición data de los tiempos de la invención del láser a principios de la década de los sesenta, pero debido a las dificultades técnicas relacionadas con las potencias de bombeo requeridas, las altas pérdidas de las fibras y otros problemas su desarrollo se vio muy limitado. Gracias a las mejoras alcanzadas en los sistemas láser semiconductores y en las fibras ópticas, el desarrollo de las fibras láser ha aumentado de manera considerable y se espera que sean la base de muchas aplicaciones no solo en telecomunicaciones sino también en medicina, sensores y espectroscopia.

2.2.2 Cavity Fabry-Perot

En un dispositivo de este tipo, la luz entra a la cavidad a través de un reflector parcial y sale a través de otro espejo con características similares. Solo las longitudes de onda que son capaces de resonar dentro de la cavidad pueden salir de ella, mientras que las otras se atenúan grandemente. El principio de funcionamiento tiene su base en que, cuando la distancia que existe entre los dos espejos es múltiplo de mitades de longitud de onda, la luz se refuerza en fase, es decir existe interferencia constructiva, mientras que las ondas que no satisfacen esta condición sufren interferencia destructiva y se atenúan. Este principio también se aplica cuando la luz emite desde dentro sin la necesidad de que la luz provenga desde el exterior de la cavidad. La frecuencia de resonancia de un dispositivo de este tipo está dada por la siguiente ecuación:

$$f = \frac{mc}{2nL} \quad (2-2)$$

donde:

n es en índice efectivo de refracción del material dentro de la cavidad

L es la longitud de la cavidad

c la velocidad de la luz y

m un número entero positivo.

Este tipo de estructura resonante constituye la configuración más común para sistemas de fibra óptica láser.

2.2.3 Principio de operación de una fibra láser

Las tierras raras o lantánidos son un conjunto de 15 elementos que ocupan el penúltimo renglón de la tabla periódica, los cuales van desde el lantano (La) con número atómico 57 hasta el lutecio (Lu) con número atómico 71. La ionización de tierras raras frecuentemente se realiza para dar lugar a un estado trivalente, por ejemplo Yb^{3+} , Er^{3+} o Nd^{3+} , siendo estos iones los más utilizados en fibras láser en la actualidad.

En la figura 2-3 se muestra un diagrama de los niveles de energía que presenta el erbio:

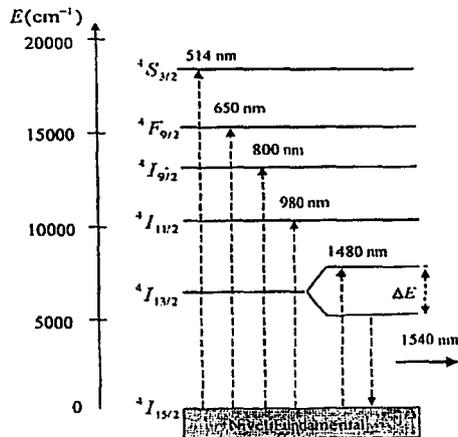


Figura 2-3 Niveles de energía del erbio.

Puede observarse que la transición entre los niveles energéticos $4I_{13/2}$ y $4I_{15/2}$ (estado base) corresponde a la emisión de luz de una longitud de onda $\lambda=1540$ nm, por lo que mediante

bombeo se provoca la inversión de población entre dichos niveles y se crea la posibilidad de amplificación de señales en la tercera ventana de comunicaciones por fibra óptica.

Para bombear los iones de erbio al nivel $4I_{13/2}$ es posible emplear diferentes longitudes de onda, debido a que los niveles superiores al $4I_{13/2}$ (niveles excitados) son metaestables y en consecuencia cualquier ion que llegue a ese estado caerá al nivel $4I_{13/2}$.

Los iones de erbio en un vidrio forman un sistema láser de tres niveles, es decir, el bombeo llega hasta el nivel tres, y debido a esto, se requiere una alta densidad de bombeo para lograr la inversión de población. El ancho del espectro de emisión es aproximadamente de 40 nm.

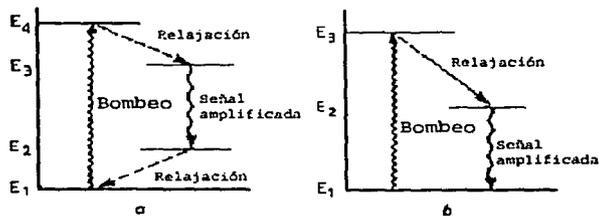


Figura 2-4 Esquema de emisión láser de a) 4 niveles y b) 3 niveles

2.2.4. Fabricación

Existen varios procedimientos para la fabricación de fibras dopadas con tierras raras, pero todos ellos son variaciones de los métodos usados para fabricar fibras ópticas convencionales, conocidas como MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition), VAD (Vertical Axial Deposition), ambos descritos en el capítulo anterior. Adicionalmente se utiliza otro proceso conocido como barra en tubo, que consiste en colocar una barra de vidrio dopada ya con elementos de tierras raras y luego colocada dentro de un tubo para posteriormente ser calentada y que el tubo se cierre dando por terminado el proceso de fabricación de la preforma. Las variaciones de los métodos de fabricación de fibras ópticas convencionales, consisten fundamentalmente en el empleo de técnicas utilizadas para incorporar los iones de los elementos

de tierras raras, lo que puede llevarse a cabo por medio de procesos en fase de vapor o en fase líquida.

2.3 Características y aplicaciones

2.3.1 Características

Las fibras láser son estructuras de guías de onda por lo que pueden tener altas densidades de potencia en el núcleo. Están basadas en fibras ópticas de silicio, una tecnología madura con la cual se pueden alcanzar altos grados de precisión durante la fabricación y bajas pérdidas. La geometría de las fibras ópticas ayuda a una buena disipación del calor que se produce durante su funcionamiento. Estas, entre otras características, explican por qué pueden operar como fuentes láser de onda continua a bajos niveles de potencia de bombeo, mientras que otros tipos de sistemas láser que tienen como matriz al vidrio solamente pueden operar para emitir una salida pulsada además de que frecuentemente requieren de una fuente de bombeo de mayor energía para lograr la emisión láser.

Una de las características importantes de las fibras ópticas láser es que no pueden considerarse como dispositivos concentrados y por lo tanto, sus parámetros característicos (ganancia, factor de inversión de población, figura de ruido, etc.) dependen de su longitud así como de la longitud de onda de la señal. Debido a esto, una fibra láser puede ser tratada también como un amplificador de onda progresiva.

Para lograr una mayor eficiencia, la fibra debe tener una longitud suficiente que le permita absorber la mayor cantidad de energía de bombeo posible, pero no debe ser demasiado larga para que secciones de la fibra queden sin bombear. Las longitudes típicas de la cavidad de la fibra láser están en el orden de 1 a 10 metros, aunque existen fibras especiales que permiten reducir estas longitudes a unos cuantos centímetros [6].

Entre las características más atractivas de este tipo de dispositivos es que son compatibles con la fibra óptica usada como medio de transmisión en las comunicaciones ópticas, permitiendo que la conexión de elementos sea más sencilla, eliminando de esta manera dispositivos adicionales que en la mayoría de los casos producen atenuaciones o son fuente de ruido. Además, dado que las dimensiones del núcleo son pequeñas y que la señal de bombeo es por medio de un láser, es posible obtener una buena interacción entre los fotones de entrada y los iones del medio activo aprovechando las características de guía de onda cilíndrica que proporciona la fibra óptica. Es posible también obtener una ganancia grande en comparación con otros dispositivos dependiendo del dopado de la fibra, de la longitud de ésta, de la intensidad del bombeo y de los elementos con que utilizados en la fibra.

Entre los problemas que presenta una fibra láser para aplicaciones prácticas, el principal es tal vez que la operación estable en frecuencia es difícil de obtener debido a la competencia de modos longitudinales y modos de polarización, por lo que se necesitan dispositivos adicionales que permitan mantener la estabilidad de estos parámetros, haciendo más complejo el sistema y sensible a perturbaciones externas. Adicionalmente, algunas aplicaciones requieren fibras ópticas láser con características especiales, por ejemplo, que mantengan la polarización, situación que puede ocasionar que su precio aumente.

2.3.2 Aplicaciones

Existen varias aplicaciones de las fibras láser en las diversas áreas de la tecnología. Una de sus aplicaciones más amplias se da en las comunicaciones ópticas, específicamente en los amplificadores de señales ópticas.

Otras de las aplicaciones es su uso como fuentes de luz, ya que pueden proporcionar emisión láser con un ancho de línea adecuado para sistemas de comunicaciones ópticos, así como fuentes láser de amplio rango de sintonización (aproximadamente 50 nm) [8]. Son también ideales para aplicaciones médicas donde su flexibilidad y tamaño pequeño permiten su fácil inserción, por

ejemplo, en el estómago. Además, existen aplicaciones en el campo de sensores de fibra óptica que serán tratadas más ampliamente en las siguientes secciones. Finalmente, como se expondrá en este trabajo, es posible obtener fuentes de microondas compactas y sintonizables útiles para las comunicaciones inalámbricas de las nuevas generaciones [1].

2.4 Conceptos de polarización

Las ondas de luz son ondas electromagnéticas que requieren de los cuatro vectores básicos de campo (**E**, **H**, **D** y **B**) para su completa descripción. Se escoge el campo eléctrico **E** para definir el estado de polarización de las ondas de luz debido a que en la mayoría de los medios ópticos, las interacciones físicas con la onda de luz involucran al campo eléctrico.

La polarización juega un papel importante en la interacción de la luz con la materia. Entre otros ejemplos podemos nombrar los siguientes:

- La cantidad de luz reflejada en la frontera entre dos materiales depende de la polarización de la onda incidente.
- La cantidad de luz absorbida por ciertos materiales es dependiente de la polarización.
- El esparcimiento de la luz por la materia es generalmente sensible a la polarización.
- El índice de refracción de los materiales anisotrópicos depende de la polarización. Por lo tanto, ondas con diferentes polarizaciones viajarán a diferentes velocidades y sufrirán diferentes cambios de fase.
- En presencia de un campo magnético, la mayoría de los materiales rotan la polarización de las ondas.

2.4.1 Polarización lineal

Una onda polarizada linealmente o polarizada en un plano es aquella en la cual la orientación de su campo eléctrico es constante, aunque su magnitud y sentido varían con el tiempo. El campo eléctrico de una onda de este tipo se puede representar como:

$$\mathbf{E} = \hat{i}E_0 \cos(kz - \omega t) \quad (2-3)$$

Donde se puede observar que la onda oscila con una frecuencia ω y se propaga con una constante de propagación k .

2.4.2 Polarización circular

Otro tipo de polarización es la circular, donde la amplitud del campo eléctrico es constante y la dirección del campo eléctrico es variable con el tiempo y no se encuentra en un solo plano, sino que está rotando. El vector de campo eléctrico puede rotar en la dirección de las manecillas del reloj, en cuyo caso se dice que tiene una polarización derecha, en caso contrario, se tiene una onda con polarización circular izquierda. Esta convención se toma considerando que la onda se aleja de un observador que sirve como referencia.

Las ondas polarizadas circularmente se pueden representar por medio de la suma de dos ondas ortogonales de igual amplitud, pero con una diferencia en fase de $\varphi = -\pi/2 + 2m\pi$, donde $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Las ondas de este tipo se pueden representar mediante las siguientes ecuaciones:

$$\mathbf{E} = E_0 [\hat{i} \cos(kz - \omega t) + \hat{j} \sin(kz - \omega t)] \quad \text{Polarización circular derecha} \quad (2-4)$$

$$\mathbf{E} = E_0 [\hat{i} \cos(kz - \omega t) + \hat{j} \sin(kz - \omega t)] \quad \text{Polarización circular izquierda} \quad (2-5)$$

2.4.3 Polarización elíptica

La representación general de la propagación de las ondas es por medio de una geometría elíptica, en la cual el vector campo eléctrico rota además de cambiar su magnitud. La trayectoria definida

por la punta del vector del campo eléctrico seguirá una trayectoria helicoidal, la cual se encuentra en la superficie de un cilindro elíptico. La forma de la elipse dependerá de las componentes de campo eléctrico ortogonales en las que se descompone, por lo tanto dependerá de la relación que existe entre la magnitud de los vectores de campo eléctrico ortogonales así como de la diferencia de fase entre ellas.

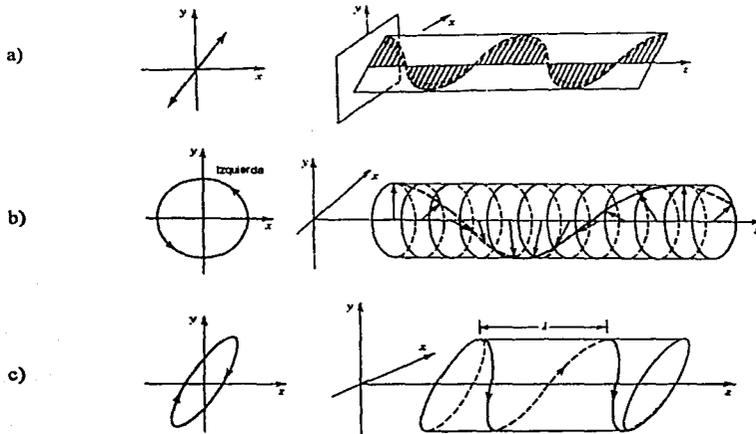


Figura 2-5 Distintos tipos de polarizaciones. a) lineal, b) circular y c) elíptica.

2.4.4 Representación matricial

Existen varios métodos que emplean diferentes parámetros para predecir los efectos de un sistema sobre la polarización de las ondas de luz. Una de estas representaciones es por medio de las matrices de Jones, en las cuales es posible modelar el comportamiento de una onda polarizada que pasa a través de un sistema óptico. En este procedimiento, el sistema óptico por el que atraviesa la onda polarizada está representado por una matriz T llamada matriz de transformación, donde cada uno de los elementos que la conforman son constantes que caracterizan al dispositivo óptico. Las ondas de entrada y de salida estarán descritas por los

vectores de Jones E_i y E_t respectivamente, donde los elementos que los forman son las componentes escalares instantáneas del campo eléctrico E .

La ecuación que presenta la representación matricial de dispositivos ópticos es:

$$E_t = T E_i \quad (2-6)$$

2.4.5 Matrices de Jones para algunos dispositivos

La estructura de la matriz T de un sistema óptico determina el efecto en el estado de polarización y la intensidad de la onda incidente. Uno de los dispositivos más sencillos de representar son los polarizadores lineales, cuya matriz de Jones sería la siguiente:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2-7)$$

Esta matriz transforma una onda incidente con componentes (E_x, E_y) en una onda con componentes $(E_x, 0)$, por lo que claramente se ve que solo permite el paso de la luz polarizada en la dirección x .

Otro tipo de sistema óptico son los rotadores de polarización, los cuales están representados por medio de su matriz como:

$$T = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (2-8)$$

Esta matriz gira el plano de polarización de un campo eléctrico linealmente polarizado a su entrada un ángulo θ .

2.5 Polarización en fibras ópticas

En fibras ópticas existen modos de propagación llamados modos linealmente polarizados (LP_{lm}), que se obtienen por medio de combinaciones de los modos de propagación TE, TM, HE y EH. Esto da como resultado la representación de un campo eléctrico total polarizado en alguna de las direcciones de los ejes cartesianos. Se pueden entonces combinar ciertos modos y obtener configuraciones de campo linealmente polarizados.

En las fibras ópticas de índice escalonado, el modo HE_{11} (o LP_{01}) es el modo dominante y existe desde la frecuencia cero. La representación de distintas distribuciones de campo del modo dominante y de los primeros tres modos superiores en una fibra óptica de índice escalonado puede verse en la figura 1-1.

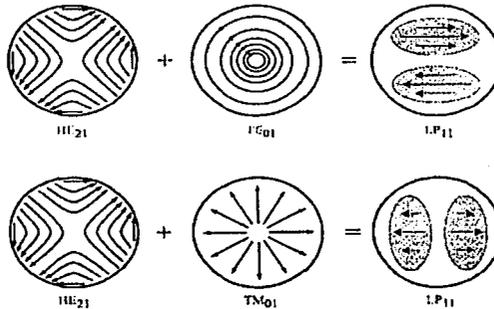


Figura 2-6 Obtención de dos modos LP_{11} . El campo eléctrico resultante está orientado en la dirección x .

Para ilustrar el concepto de modos polarizados la figura 2-6 muestra como se obtienen dos de los cuatro modos posibles LP_{11} polarizados en la dirección x , haciendo las sumas $HE_{21} + TE_{01}$ y $HE_{21} + TM_{01}$. Los otros dos modos LP_{11} son similares a los de la figura 2-6, pero polarizados en la dirección y (su obtención equivale a rotar la fibra 90°).

2.5.1 Modos característicos de polarización

Como se explicó anteriormente, si el número V de una fibra óptica es menor a 2.405, el único modo que se puede propagar en es el LP_{01} . Por comodidad se escoge que el campo eléctrico coincida con alguno de los ejes de referencia x o y , y dado que tales direcciones son ortogonales, los modos coincidentes con la referencia se conocen como modos de polarización de la fibra monomodo. De esta manera cualquier onda que se propaga a lo largo de la fibra (dirección z) puede ser representada por una superposición lineal de los dos modos de la siguiente manera:

$$\mathbf{E}(x,y,z) = [C_x \mathbf{F}_x(x,y) + C_y \mathbf{F}_y(x,y)] e^{-ik_z z} \quad (2-9)$$

Donde:

$C_j = c_j e^{ik_j z}$ son los coeficientes complejos que describen las amplitudes y las fases de los modos

$\mathbf{F}_j(x,y)$ describe la variación espacial de los campos eléctricos

$k_j = (2\pi/\lambda_0)n_j$ son las constantes de propagación de los modos de polarización y

n_j son los índices efectivos de los modos. Se entiende por índice efectivo el cociente de la velocidad en el espacio libre entre la velocidad guiada.

La razón compleja C_x/C_y describe el estado de polarización de la onda que se propaga.

2.5.2 Birrefringencia

En las fibras ópticas las imperfecciones como núcleo no circular, tensiones laterales asimétricas, etc. alteran la simetría circular de la fibra permitiendo que los modos de polarización se degeneren [9]. De esta manera, los modos se propagan con diferentes velocidades de fase y la diferencia entre los índices de refracción efectivos se denomina la birrefringencia de la fibra:

$$B_f = n_y - n_x \quad \text{ó} \quad \beta = k_0 (n_y - n_x) \quad (2-10)$$

Por convención, el modo x se considera como el modo rápido y $k_0 = 2\pi/\lambda_0$.

Las causas que producen birrefringencia en una fibra óptica se encuentran ilustradas en la figura 2-7.

Las fibras comúnmente usadas en sistemas de comunicación tienen birrefringencia nominal baja ($\sim 10^{-6}$), mientras que las fibras que mantienen la polarización tienen birrefringencia alta ($\sim 10^{-4}$).

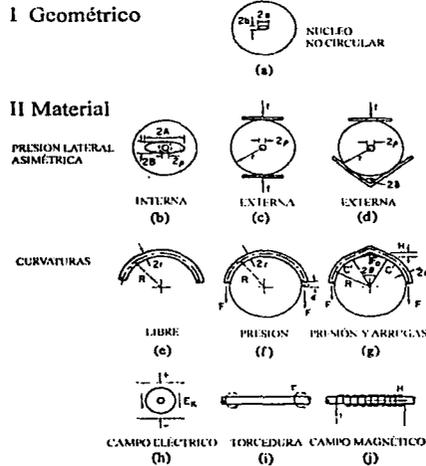


Figura 2-7 Mecanismos que pueden introducir birrefringencia en una fibra óptica monomodo.

2.6 Efectos de polarización en fibras ópticas láser

Las propiedades de polarización de una fibra láser monomodo dependen de la birrefringencia de la fibra. Cuando una cavidad láser se construye con una fibra birrefringente, la cavidad láser soporta dos modos característicos de polarización ortogonales que poseen parámetros específicos como frecuencias, umbrales, eficiencias, etc. Estos modos pueden ser identificados por la cualidad de que al completar un viaje redondo dentro de la cavidad, el estado de polarización se repite [10].

Los estados de polarización dependen de la orientación de la polarización de la fuente de bombeo con respecto a los estados característicos de polarización de la fibra, por lo que es posible obtener a la salida un solo modo con polarización así como dos modos ortogonales a dos longitudes de onda distintos [11]. El primer modo característico de polarización en alcanzar el

umbral de oscilación es aquel cuya orientación coincide con la de polarización de bombeo mientras que el otro modo oscilará para niveles más altos de bombeo. Si la polarización de bombeo está orientada a 45° de los modos característicos y suponiendo una situación ideal, ambos estados característicos tienen la misma oportunidad de oscilar.

En el caso de una fibra birrefringente con núcleo elíptico, si el bombeo está orientado a lo largo del eje mayor del núcleo la salida de la fibra láser estará orientada a lo largo de este eje, sin embargo, si el bombeo se encuentra orientado lo largo del eje menor de la fibra, la potencia de salida se encontrará distribuida entre los dos estados característicos.

La estabilidad en frecuencias de los estados característicos de polarización depende del tipo de fibra usada para construir la cavidad láser: una fibra con alta birrefringencia proporcionará frecuencias estables con un espaciamiento entre ellas grande mientras que una fibra con baja birrefringencia producirá frecuencias inestables con un espaciamiento pequeño [12].

2.7 Señales heterodinas en fibras láser

A diferencia del esquema de detección directa basado en la intensidad de la luz (encendido-apagado) usando receptores con diodos pin o de avalancha, la detección coherente involucra dos haces de luz (moduladora y oscilador local) que se mezclan en un fotodetector para generar una señal eléctrica. El resultado de este proceso llamado heterodino es una modulación de la fotocorriente del detector a una frecuencia igual a la diferencia de frecuencias de las dos señales ópticas $S_1 = A_1 \cos \omega_1 t$ y $S_2 = A_2 \cos \omega_2 t$:

$$I_d = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos(\omega_1 - \omega_2)t \quad (2-11)$$

Cuando las frecuencias de las dos señales son idénticas el proceso es llamado homodino.

Los sistemas de detección coherente presentan las siguientes características:

- 1.- La ganancia que presentan es independiente de la figura de ruido y es estable en temperatura.

- 2.- Gran sensibilidad de linealidad de la fotocorriente respecto a la amplitud de la señal óptica, lo que hace que las modulaciones de amplitud, fase y frecuencia de la luz sean detectables.
- 3.- Alta discriminación en la longitud de onda de la señal percibida, lo que permite efectuar multicanalización en longitud de onda con espaciamentos pequeños.
- 6.- Permite un fuerte rechazo espacial de las señales detectadas, sobre todo cuando se tienen señales no guiadas, esto lo hace de gran directividad.
- 7.- Los sistemas ópticos de transmisión coherente son bastante sensibles al ruido de fase (generado por la fuente láser).
- 8.- Alta sensibilidad a la inestabilidad de la frecuencia de la fuente óptica.
- 8.- Degradación de polarización introducida por el medio de transmisión. Un láser produce luz con polarización lineal y estable. Sin embargo, al transmitirse la potencia óptica por una fibra monomodo, la polarización de la luz se degrada.

En un sistema basado en fibras ópticas láser, las señales S_1 y S_2 serán generadas por la propia fibra a consecuencia de la birrefringencia intrínseca o inducida externamente. Como se verá en el siguiente capítulo, la mezcla de las señales generadas de este manera puede usarse como una fuente sintonizable de microondas o como un sensor polarimétrico.

Capítulo 3

Generación de microondas con fibras ópticas láser

3.1 Experimentos existentes sobre sintonización en fibras láser

Cuando una fibra láser se construye utilizando un resonador de Fabry-Perot, se puede observar la oscilación de los dos modos ortogonales de polarización a dos diferentes frecuencias, dependiendo de las características birrefringentes de la fibra óptica usada en el arreglo. De esta forma, la combinación de componentes de alta y baja birrefringencia dentro de la cavidad láser puede cambiar los parámetros de polarización y en consecuencia crear una diferencia en frecuencia ajustable entre las componentes de polarización, de manera que entre mayor sea la birrefringencia en la fibra activa mayor será la diferencia en frecuencia de las señales generadas [13].

En el experimento existente se propone el uso de un resonador de fibra óptica con elementos híbridos, es decir, se utilizan fibras de baja y alta birrefringencia para producir señales que pueden ser sintonizadas usando un controlador de polarización dentro de la cavidad de la fibra láser [14]. La generación óptica de microondas se realiza por medio de la mezcla heterodina de las señales generadas utilizando un polarizador y un fotodetector de alta frecuencia. La corriente generada por el fotodetector, que oscila a la frecuencia deseada, puede entonces ser aprovechada para que a través de un amplificador se radie con la ayuda de una antena.

El arreglo experimental descrito en [14] se muestra en la figura 3-1. Se usó una fibra óptica de alta birrefringencia con núcleo elíptico dopada con iones de erbio (Er^{3+}), acoplada en un extremo a un espejo ($R \approx 95\%$ alrededor de los $1.55 \mu\text{m}$), y en el otro extremo empalmada a una fibra de baja birrefringencia que contiene una rejilla de Bragg. La fibra activa de alta birrefringencia tiene una longitud de 18 m , una longitud de onda de corte de $1.3 \mu\text{m}$, una apertura numérica de 0.25 y una birrefringencia de 1×10^{-4} . La fibra usada para la rejilla de Bragg ($R \approx 98\%$ alrededor de los $1.534 \mu\text{m}$) es de 20 cm y tiene una apertura numérica de 0.16 un núcleo de $7 \mu\text{m}$ de diámetro y una longitud de onda de corte de $1.5 \mu\text{m}$.

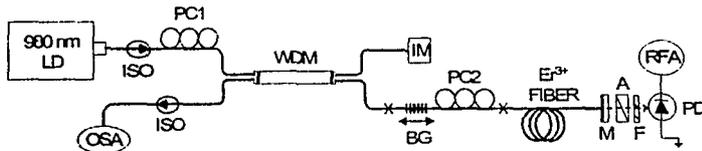


Figura 3-1 Arreglo experimental

Como fuente de bombeo se usó un diodo láser operando a una longitud de onda de 975 nm con una potencia de salida máxima de 120 mW . Para monitorear la longitud de onda de la fibra láser se usa un multiplexor en longitud de onda (WDM) y un analizador de espectro óptico (OSA). La salida del espejo fue colimada con un objetivo de microscopio y pasada a través de un analizador de polarización. Finalmente el rayo fue filtrado para bloquear el bombeo residual y se examinó por medio de un detector de alta velocidad. El estado de polarización del rayo de bombeo se ajustó por medio de un controlador de polarización (PC1) mientras que un segundo controlador de polarización (PC2) se usó para ajustar la polarización en la fibra de baja birrefringencia dentro de la cavidad. El primer controlador de polarización permite maximizar la amplitud de la mezcla de las señales para una longitud de onda fija de la fibra láser, en cambio, el segundo controlador de polarización permitió ajustar la diferencia de frecuencia de las señales.

Como se explicó en la sección 2.6, con un arreglo como el mostrado en la figura 3-1 se obtuvieron dos tipos de señales en función de los parámetros del resonador Fabry-Perot: las que son generadas en el detector por los modos longitudinales, llamadas señales LMB (*Longitudinal Mode Beating*), y las que se pueden generar al mezclar los dos modos de polarización, llamadas señales PMB (*Polarization Mode Beating*). Las frecuencias de las señales generadas son múltiplos de una frecuencia dada por la ecuación 2-2. La figura 3-2 muestra el origen de las señales PMB y la manera en que éstas pueden obtenerse: al hacer pasar los dos modos de polarización a través de un polarizador que los mezcla para convertir los cambios de polarización en modulación de intensidad y frecuencia de la luz que entra al fotodetector. Las señales PMB que se generan por este medio están en función de la diferencia de las frecuencias de las señales LMB involucradas. El arreglo se muestra esquemáticamente en la figura 3-3

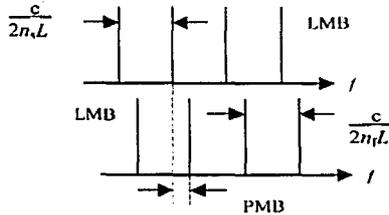


Figura 3-2 Señales LMB y PMB. L es la longitud del resonador y n_e y n_t los índices de refracción de los ejes birrefringentes.



Figura 3-3 Esquema del arreglo utilizado para obtener las señales PMB. FD es el fotodetector y RFA es el analizador de radiofrecuencia.

En las siguientes secciones se presenta la dependencia de las señales PMB en función de los cambios en la longitud de onda y la birrefringencia total del resonador láser, que son parámetros que pueden ajustarse de manera relativamente fácil en situaciones prácticas.

3.2 Resultados existentes sobre sintonización en fibras láser

3.2.1 Sintonización de frecuencias por cambios en la longitud de onda

La sintonización del arreglo óptico se llevó a cabo estirando la rejilla de Bragg por medio de un actuador piezoeléctrico con una extensión máxima de 90 μm , lo cual produce un rango de sintonización de 3 nm para la fibra láser determinado experimentalmente [14]. Después de fijar la posición de PC2, la fibra láser fue sintonizada y se produjeron en consecuencia cambios en la frecuencia de la señal PMB.

El cambio en la frecuencia observado durante la sintonización alrededor de la región de los 1534 nm se muestra en la figura 3-4. Las líneas punteadas muestran las rectas que mejor se aproximan a los puntos de los datos experimentales.

La figura 3-5 muestra el espectro típico para dos longitudes de onda diferentes, en la cual: 1) las frecuencias de las señales PMB coinciden con las de las LMB y 2) las frecuencias de las señales PMB están a frecuencias simétricas dentro de frecuencias de las señales LMB adyacentes. El hecho de que las frecuencias de las señales PMB aparezcan alrededor de las frecuencias de los modos longitudinales indica que las frecuencias de las señales LMB se pueden considerar como el límite inferior y superior que puede ser "barrido" durante la sintonización en longitud de onda.

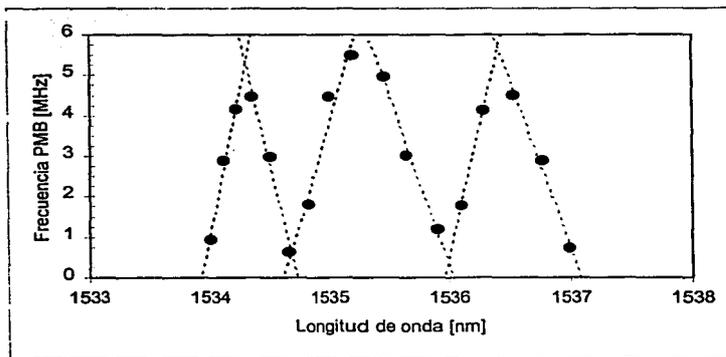


Figura 3-4 Comportamiento de la diferencia de frecuencias durante la sintonización en longitud de onda.

Las líneas punteadas muestran las rectas que mejor se aproximan a los datos del experimento [14].

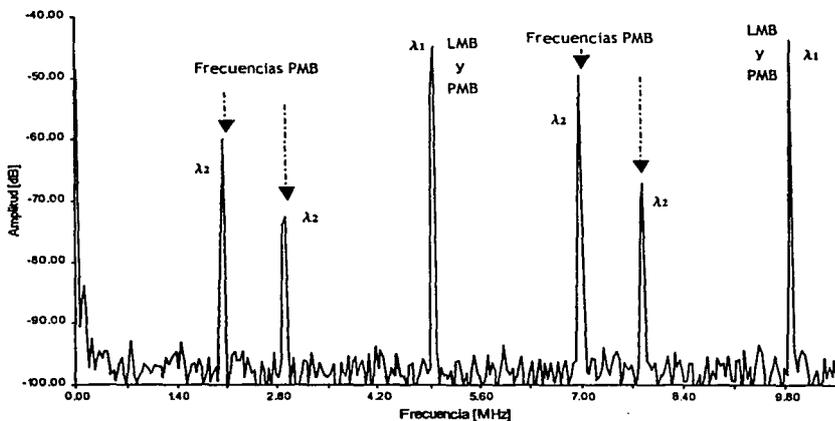


Figura 3-5 Espectro de las señales PMB y LMB [14].

3.2.2 Sintonización de frecuencias por cambios en la birrefringencia

Para este experimento [14], utilizaron la misma configuración que en el experimento anterior, con la diferencia de que se utilizaron diferentes longitudes para las fibras de alta y baja birrefringencia. Los resultados que se presentan son para una longitud de 1m para la fibra de baja birrefringencia mientras que la de alta es de 20m.

En este experimento se cambió la birrefringencia de la fibra al variar la posición del controlador de polarización (PC2), con el objetivo de modificar la birrefringencia efectiva dentro del resonador y producir en consecuencia un cambio en los estados de polarización, lo que conduce directamente a un cambio en la diferencia de las frecuencias de polarización emitidas.

En la figura 3-6 se muestran las señales generadas por el arreglo óptico. Al igual que en el caso anterior, se observan las señales LMB y las PMB. Puede observarse que los cambios en birrefringencia generados por la rotación del controlador de polarización (PC2) generan cambios en las frecuencias de las señales PMB, de manera similar a lo observado anteriormente. Esto indica que es posible también ajustar las frecuencias de las señales PMB por medio de PC2, aunque para efectos prácticos, se logra un control más preciso sobre dichas frecuencias sintonizando la fibra láser.

3.2.3 Conclusiones

Los experimentos descritos anteriormente [14] fueron llevados a cabo sin tener un modelo matemático que permitiera comprobar que el comportamiento de las frecuencias de las señales PMB estaba bien planteado. De esta manera, para la sintonización por cambios en la birrefringencia del arreglo se encontró que efectivamente, el comportamiento de las señales PMB generadas presentan una forma de onda triangular con un periodo determinado, pero no se contaba con los elementos necesarios para explicar el por qué de tal comportamiento. Debido a esto surge la necesidad de contar con un modelo matemático que nos ayude a simular al arreglo óptico y a comprobar que el arreglo propuesto arroja los resultados esperados.

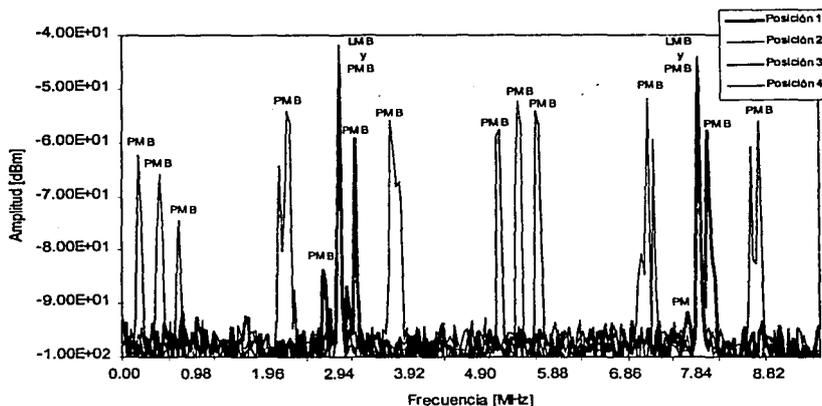


Figura 3-6 Comportamiento de las señales $PMB(\phi_1)$, $PMB(\phi_2)$, etc., que se obtienen al variar la posición de PC2.

3.3 Análisis teórico del arreglo óptico planteado anteriormente

El propósito de modelar el arreglo óptico propuesto en [14] es el de contar con una herramienta auxiliar que permita describir el proceso de generación de señales antes de realizar el experimento, para así poder manejar parámetros optimizados y obtener los mejores resultados posibles. De esta manera, se decidió utilizar el método matricial para describir las características de polarización de los distintos elementos ópticos involucrados. Primero, se comenzó modelando una sola fibra óptica y observando el comportamiento de los estados de polarización por medio de gráficas, posteriormente se fueron agregando más elementos y se observó el desempeño del arreglo en función del retraso de fase tal y como se verá más adelante.

Los dos estados característicos de polarización del modo fundamental soportados por una fibra óptica son aquellos que después de un viaje redondo a través de la cavidad resonante mantienen su polarización inicial. En una fibra activa tales estados de polarización se comportan como dos canales de emisión láser con parámetros específicos, entre ellos la frecuencia [12].

El método matricial de Jones es una herramienta matemática que permite modelar sistemas ópticos. Con esto es posible determinar la matriz de transferencia de elementos ópticos, con la ventaja de poder estudiar varios de ellos en cascada mediante el producto de las matrices que representan a cada elemento. En caso de que se tenga que considerar la luz que viaja en sentido opuesto a través de un mismo elemento, basta con calcular la transpuesta de la matriz respectiva [15]. De manera que para modelar los estados de polarización de un haz de luz después de un viaje redondo dentro de un resonador de Fabry-Perot sólo es necesario calcular el producto de las matrices:

$$\mathbf{M}_T = \mathbf{M} \cdot \mathbf{M}^T \quad (5-1)$$

donde \mathbf{M} y \mathbf{M}^T son la matriz de transferencia del resonador y su transpuesta, respectivamente.

En nuestro caso, la matriz \mathbf{M} es igual al producto de las matrices de los elementos que conforman el arreglo:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_2(\theta_2) \cdot \mathbf{R}(\psi) \cdot \mathbf{R}_o(\pi/4) \cdot \mathbf{R}_o(\pi/2) \cdot \mathbf{R}_o(\pi/4) \cdot \mathbf{M}_1(\theta_1) \cdot \mathbf{R}(-\psi) \quad (5-2)$$

Donde:

\mathbf{M}_1 es la matriz que representa a la fibra de baja birrefringencia

\mathbf{M}_2 es la matriz que representa a la fibra de alta birrefringencia.

$\mathbf{R}_o(\pi/4)$ y $\mathbf{R}_o(\pi/2)$ son retardadores de onda de cuarto y media onda que modelan al controlador de polarización utilizado en la fibra de baja birrefringencia.

ψ es el ángulo entre los ejes de birrefringencia de las dos fibras.

θ es el retraso de fase, definido por:

$$\theta = BL \frac{2\pi}{\lambda} \quad (5-3)$$

B es la birrefringencia de la fibra, λ la longitud de onda y, L la longitud de la fibra óptica.

Explícitamente, \mathbf{M} queda expresada por:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} e^{-i\frac{\theta_2}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\theta_2}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\psi & -\operatorname{sen}\psi \\ \operatorname{sen}\psi & \cos\psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\pi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-i\frac{\theta_1}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\theta_1}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\psi & \operatorname{sen}\psi \\ -\operatorname{sen}\psi & \cos\psi \end{bmatrix} \quad (5-4)$$

donde θ_1 y θ_2 son los retrasos de fase relativos de las fibras de baja y alta birrefringencia, respectivamente.

De esta manera, la matriz de transferencia para un viaje redondo dentro del resonador (\mathbf{M}_r) tiene la forma:

$$\mathbf{M}_r = \begin{bmatrix} M_{f1} & M_{f2} \\ M_{f3} & M_{f4} \end{bmatrix} \quad (5-5)$$

donde:

$$M_{f1} = \cos^4 \psi \cdot e^{-i(\theta_1 + \theta_2)} + \operatorname{sen}^4 \psi \cdot e^{-i(\theta_1 - \theta_2)} + 2 \operatorname{sen}^2 \psi \cos^2 \psi \left(e^{-i\theta_1} - 2e^{-i\theta_2} \operatorname{sen}^2 \frac{\theta_2}{2} \right)$$

$$M_{f2} = -4i \cdot \operatorname{sen} \psi \cdot \cos \psi \cdot \operatorname{sen} \frac{\theta_2}{2} \cdot \cos \frac{\theta_2}{2}$$

$$M_{f3} = M_{f2}$$

$$M_{f4} = \cos^4 \psi \cdot e^{i(\theta_1 + \theta_2)} + \operatorname{sen}^4 \psi \cdot e^{i(\theta_1 - \theta_2)} + 2 \operatorname{sen}^2 \psi \cos^2 \psi \left(e^{i\theta_1} - 2e^{i\theta_2} \operatorname{sen}^2 \frac{\theta_2}{2} \right)$$

A partir de la teoría básica del álgebra lineal, se puede establecer que los estados de polarización que satisfagan la ecuación matricial:

$$\mathbf{M}_r \bar{\mathbf{e}} = \lambda \bar{\mathbf{e}} \quad (5-6)$$

podrán oscilar dentro del resonador. Aquí, los vectores $\bar{\mathbf{e}}$ son los estados característicos de polarización y λ son los valores característicos de la matriz de transferencia. El valor de $|\lambda|^2$ representa la transmitancia del resonador para el estado de polarización correspondiente después de un viaje redondo [10].

La expresión de la diferencia de las frecuencias de resonancia (PMB) producidas en la fibra láser ha sido planteada anteriormente y está dada por [10]:

$$f_{\text{mode}} = |\Delta\lambda_1 - \Delta\lambda_2| / (2\pi) \quad (5-7)$$

donde:

$f_{\text{mode}} = mc / (2nL)$ son las frecuencias de resonancia de la cavidad de Fabry-Perot (c es velocidad de la luz en el vacío, m es el orden del modo, n el índice de refracción efectivo dentro del resonador y L la longitud de la cavidad).

$\Delta\lambda_1$ y $\Delta\lambda_2$ son los argumentos de los valores característicos de la matriz M_f .

Para realizar el análisis teórico se escribió un programa en *Mathematica* que evalúa las matrices, los valores característicos y la diferencia de las dos frecuencias de polarización. Se realizaron cálculos para estos parámetros en función de la longitud de onda, de la birrefringencia y del ángulo entre los ejes de birrefringencia de las dos fibras. El código del programa se encuentra en el apéndice B.

3.4 Resultados teóricos del análisis matricial para el resonador óptico

El método matricial propuesto para modelar el arreglo óptico arroja resultados que van de acuerdo a los resultados obtenidos en los experimentos [14]. La figura 3-7 muestra la dependencia de las frecuencias PMB generadas dentro del resonador en función de la longitud de onda y del ángulo entre los ejes de birrefringencia de las dos fibras utilizadas.

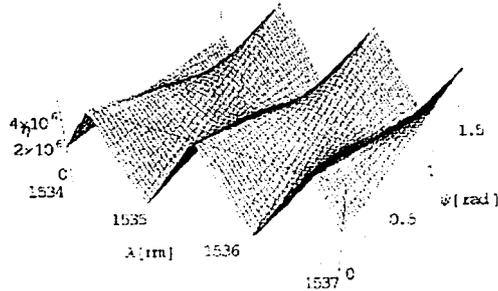


Figura 3-7 Comportamiento de la diferencia de frecuencias del arreglo óptico en función de la longitud de onda y del ángulo entre los ejes de birrefringencia.

La figura 3-8 muestra las variaciones de una de las frecuencias PMB en función de la longitud de onda. Los resultados obtenidos con el modelo concuerdan al menos de manera cualitativa con los resultados experimentales de la figura 3-4. Una comparación más directa puede verse en la figura 3-9, que muestra los datos teóricos y los datos experimentales trazados en la misma gráfica. Las diferencias existentes pueden atribuirse a efectos inherentes al experimento. Por ejemplo, al estirar la rejilla de Bragg para sintonizar la emisión láser, se producen pequeños cambios en la birrefringencia total del resonador, que evidentemente tendrán que afectar a las frecuencias generadas. El modelo en este caso predice el comportamiento de las frecuencias para una birrefringencia fija, lo que indica que si se utiliza otro método para sintonizar la fibra láser el comportamiento teórico y experimental presentaría una mejor coincidencia.

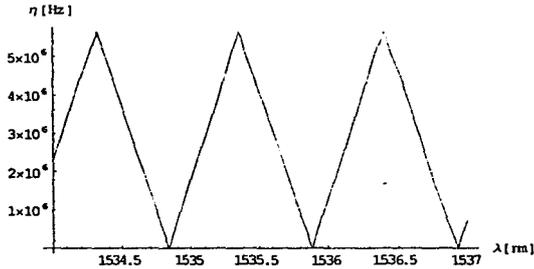
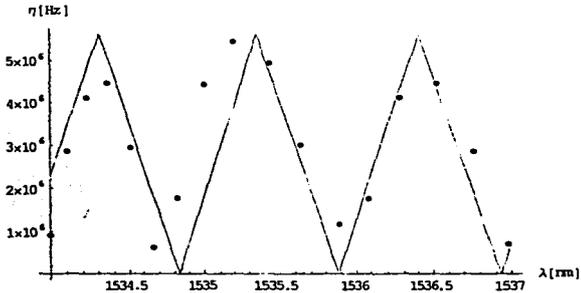


Figura 3-8 Comportamiento teórico de las señales PMB del arreglo óptico en función de la longitud de onda



— Resultado teórico, • Datos experimentales.

Figura 3-9 Comparación entre datos teóricos y experimentales.

En la figura 3-10 se muestran los resultados teóricos obtenidos de las variaciones de las señales PMB en función de los cambios en la birrefringencia del resonador. Se considera que el intervalo de variación de la birrefringencia va de 1 a 1.0014 ($\Delta B \sim 1.4 \times 10^{-3}$). Teóricamente el rango de sintonización de frecuencias de las señales PMB va de 0 a 4.89 MHz. Las variaciones en la frecuencia, al igual que en el caso anterior, muestran un comportamiento similar al observado experimentalmente.

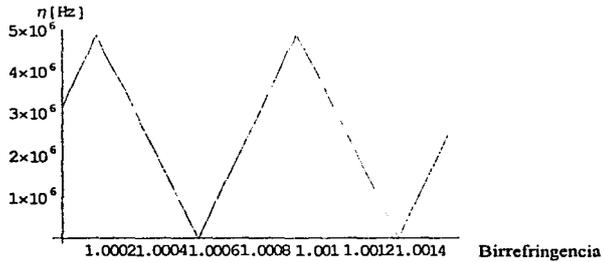


Figura 3-10 Resultado teórico del arreglo óptico al variar la birrefringencia.

Con el arreglo propuesto es posible sintonizar las frecuencias PMB al variar la longitud de onda de resonancia o la posición entre los ejes de birrefringencia de las fibras. Las variaciones en las frecuencias generadas tienen la forma de una onda triangular en cualquiera de estos dos casos.

Al mantener la longitud total del resonador constante y al variar la longitud de cada una de las fibras ópticas, las características de sintonización varían de acuerdo a lo siguiente: si la longitud de la fibra de alta birrefringencia aumenta, la birrefringencia efectiva también aumenta y la variación entre frecuencias generadas presenta una gráfica con mayor pendiente, mientras que si la longitud de la fibra de alta birrefringencia disminuye, la birrefringencia efectiva también disminuye y la variación entre frecuencias generadas presenta una gráfica con menor pendiente. Este efecto puede alterarse si el ángulo entre los ejes de birrefringencia de ambas fibras varía, como se muestra en la figura 3-11.

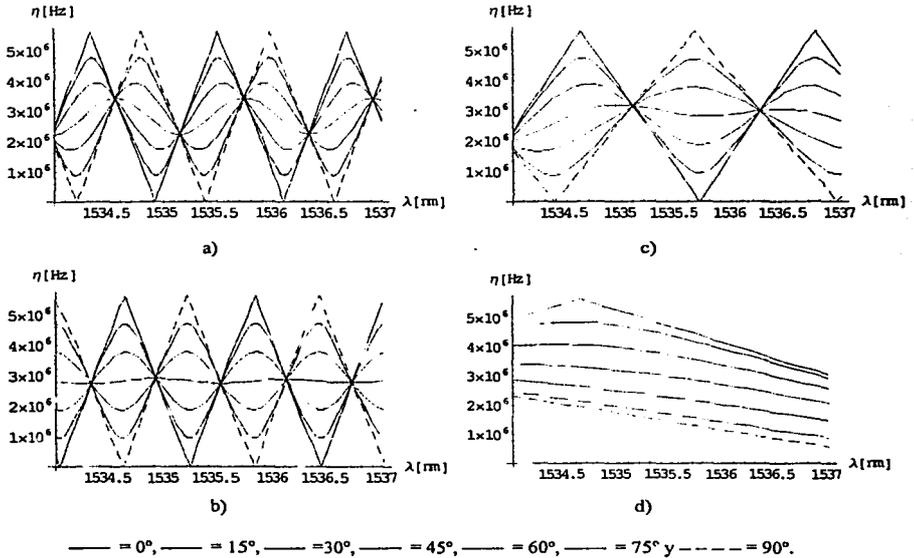


Figura 3-11 Influencia de las frecuencias generadas al incrementar la longitud de la fibra de baja birrefringencia y manteniendo la longitud total del resonador constante, para distintos ángulos entre los ejes de birrefringencia de ambas fibras. a) $L_{\text{Hi-Bi}} = 0.2\text{m}$ y $L_{\text{Low-Bi}} = 18\text{m}$, b) $L_{\text{Hi-Bi}} = 0.5\text{m}$ y $L_{\text{Low-Bi}} = 17.7\text{m}$, c) $L_{\text{Hi-Bi}} = 9.1\text{m}$ y $L_{\text{Low-Bi}} = 9.1\text{m}$, d) $L_{\text{Hi-Bi}} = 17.7\text{m}$ y $L_{\text{Low-Bi}} = 0.5\text{m}$.

El modelo desarrollado explica entonces los resultados experimentales y proporciona elementos para optimizar parámetros de la fibra láser para ciertas aplicaciones.

Las implicaciones prácticas de estos resultados tienen validez en sistemas tales como fuentes generadoras de microondas y sensores polarimétricos basados en fibras láser.

Conclusiones generales

1. El presente trabajo se basó en la aplicación del método de las matrices de Jones para describir el comportamiento de las propiedades de polarización y de las frecuencias que se generan en un resonador como la cavidad Fabry-Perot utilizando fibras ópticas dopadas con elementos de tierras raras. El método matricial utilizado para modelar el arreglo óptico arroja resultados que van de acuerdo con los resultados experimentales obtenidos por otros investigadores.
2. Es posible sintonizar la mezcla de frecuencias al variar la longitud de onda de resonancia, la birrefringencia y la posición entre los ejes de birrefringencia de las fibras.
3. En el presente trabajo se usó un resonador con una longitud de 18.2 m con el que se pudo obtener un intervalo de sintonización de frecuencias teórico que va desde 0 a 5.64 MHz, pero si se disminuye la longitud total del resonador óptico (longitud de las fibras) a pocos centímetros es posible obtener frecuencias del orden de GHz. De esta forma, para una longitud de 5 cm, el intervalo teórico de sintonización va de 0 a 2.054 GHz, por lo cual es posible diseñar una fuente de microondas sintonizable en ese rango.
4. Los resultados obtenidos son de utilidad, en el caso de generación de microondas, porque se puede sintonizar de manera sencilla, obtener un arreglo compacto y compatible con los sistemas de fibra óptica actual.

5. Se mostró también que manteniendo la longitud de la fibra de alta birrefringencia constante y variando la longitud de la fibra de baja birrefringencia se observan cambios en las frecuencias generadas, de tal manera que al aumentar la longitud de la fibra de alta birrefringencia, la birrefringencia efectiva del resonador también aumenta y se producen en consecuencia frecuencias con una variación periódica mayor (mayor pendiente en las curvas de las gráficas PMB vs λ), mientras que de lo contrario la pendiente de las gráficas disminuye.
6. En el caso de sensores de fibra óptica láser, en los que se relaciona el parámetro a medir con variaciones en algún parámetro del haz emitido por la fibra (e.g., polarización), se puede establecer lo siguiente:
 - El modelo permite ajustar la longitud de las fibras utilizadas en el resonador para obtener una sensibilidad adecuada a una aplicación en particular.
 - El modelo también establece las condiciones óptimas de alineación entre ejes birrefringentes para obtener una máxima sensibilidad.
 - Por medio de la comparación entre los resultados teóricos y experimentales se puedan calcular los cambios en la birrefringencia de una de ellas y medir parámetros como temperatura, presión, deformaciones. Esto, gracias a su alta sensibilidad, amplio rango dinámico, configuración concentrada o distribuida, pasividad eléctrica, capacidad de multiplexación y presentación compacta lo que las hace llamativas para aplicaciones en lugares de difícil acceso o en ambientes explosivos.

Apéndice A

Propagación de ondas en un medio dieléctrico

A partir de las ecuaciones de Maxwell se obtiene la información necesaria para describir la propagación de las ondas electromagnéticas. Primero se analizará el caso para el movimiento de una onda plana en el espacio libre, posteriormente se verá el caso de dieléctricos perfectos. Para hacer más sencillo el análisis, se propone el uso de la notación compleja y de fasores, lo que supone que los campos eléctrico y magnético tienen una dependencia sinusoidal con respecto al tiempo, a una frecuencia angular de $\omega = 2\pi f$, es decir:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t + \phi) \quad (\text{A-1})$$

Donde la magnitud de \mathbf{E}_0 y la fase ϕ son funciones del vector de posición y en algunos casos de ω , pero no del tiempo.

Haciendo uso de la identidad de Euler,

$$e^{j\omega t} = \cos \omega t + j \sin \omega t \quad (\text{A-2})$$

se tiene que:

$$\mathbf{E} = \text{Re}[\mathbf{E}_0 e^{j(\omega t + \phi)}] = \text{Re}[\mathbf{E}_0 e^{j\omega t} e^{j\phi}] \quad (\text{A-3})$$

donde Re significa que se toma la parte real de la cantidad que le sigue. Al simplificar la expresión, omitiendo Re y suprimiendo $e^{j\omega t}$, la cantidad \mathbf{E} se convierte en un fasor, o una cantidad compleja. Para no crear confusiones, aquí se denotará como \mathbf{E}_s , donde entenderemos que la s indica una cantidad en el dominio de la frecuencia, aún cuando se presente el caso de tener un imaginario puro, $s = j\omega$.

Resulta útil recordar que al derivar cualquier cantidad con respecto al tiempo equivale a multiplicar el fasor correspondiente por $j\omega$. Lo anterior tiene su origen en al cálculo de la derivada del coseno de una función, cuyo resultado es el seno de la misma función pero multiplicada por el argumento con signo negativo.

Aclarado esto, cambiando las ecuaciones de Maxwell a la forma fasorial, en un dieléctrico perfecto se tiene:

$$\nabla \times \mathbf{E}_s = -j\omega\mu\mathbf{H}_s \quad (\text{A-4})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_s = j\omega\epsilon\mathbf{E}_s \quad (\text{A-5})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_s = 0 \quad (\text{A-6})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_s = 0 \quad (\text{A-7})$$

El método por el cual se obtiene la ecuación de la onda es el siguiente:

Se considera una identidad con operadores donde se involucran la divergencia y el rotacional.

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_s = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}_s) - \nabla^2 \mathbf{E}_s \quad (\text{A-8})$$

Considerando las ecuaciones de Maxwell se tiene:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_s = \nabla \times (-j\omega\mu\mathbf{H}_s) = -j\omega\mu\nabla \times \mathbf{H}_s \quad (\text{A-9})$$

$$-j\omega\mu\nabla \times \mathbf{H}_s = \omega^2\mu\epsilon\mathbf{E}_s \quad (\text{A-10})$$

$$\omega^2\mu\epsilon\mathbf{E}_s = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}_s) - \nabla^2 \mathbf{E}_s \quad (\text{A-11})$$

Pero como $\nabla \cdot \mathbf{E}_s = 0$

$$\omega^2\mu\epsilon\mathbf{E}_s = -\nabla^2 \mathbf{E}_s \quad (\text{A-12})$$

Finalmente

$$\nabla^2 \mathbf{E}_s = -\omega^2\mu\epsilon\mathbf{E}_s \quad (\text{A-13})$$

Esta ecuación de vectores fasoriales se conoce también como la ecuación vectorial de Helmholtz.

Para resolver esta ecuación se tomará un caso sencillo en coordenadas cartesianas, donde el campo eléctrico no varía con respecto a x o y , por lo que la ecuación anterior queda:

$$\nabla^2 E_{zs} = -\omega^2\mu\epsilon E_{zs} \quad (\text{A-14})$$

Se puede observar que el miembro izquierdo de la ecuación constituye el laplaciano de E_{zs} , por lo que su desarrollo es:

$$\frac{\partial E_{zs}}{\partial x^2} + \frac{\partial E_{zs}}{\partial y^2} + \frac{\partial E_{zs}}{\partial z^2} = -\omega^2 \mu \epsilon E_{zs} \quad (\text{A-15})$$

Como E_{zs} no varía con x o y las derivadas correspondientes son cero, la ecuación anterior se convierte en la ecuación diferencial ordinaria:

$$\frac{d^2 E_{zs}}{dz^2} = -\omega^2 \mu \epsilon E_{zs} \quad (\text{A-16})$$

Donde las soluciones de esta ecuación son:

$$E_{zs} = A e^{-\beta z} \quad (\text{A-17})$$

$$E_{zs} = A e^{\beta z} \quad (\text{A-18})$$

Si abandonamos la notación fasorial y la regresamos a la forma trigonométrica, al tomar la parte real se obtiene:

$$E_z = E_{0z} \cos(\omega t - \beta z) \quad (\text{A-19})$$

$$E_z = E_{0z} \cos(\omega t + \beta z) \quad (\text{A-20})$$

Donde β es la constante de fase definida por:

$$\beta = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad (\text{A-21})$$

Tomando cualquier punto de una onda electromagnética, con el afán de calcular a qué velocidad se tendría que mover un observador a lo largo del eje z para ver siempre ese mismo punto con la misma fase, se debe tener:

$$\text{Fase constante} = \omega t - \beta z$$

Derivando la ecuación anterior con respecto al tiempo:

$$0 = \omega - \beta \frac{dz}{dt} \Rightarrow \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta} \quad (\text{A-22})$$

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\mu \epsilon} \quad (\text{A-23})$$

A esta velocidad se le llama *velocidad de fase*.

Si $\mu = \mu_0$ y $\epsilon = \epsilon_0$, $v = c$ (la velocidad de la luz).

Considerando la ley de Faraday en su forma fasorial:

$$\nabla \times \mathbf{E}_s = -j\omega \mu \mathbf{H}_s \quad (\text{A-24})$$

y suponiendo solamente una componente E_{xz} que varía solo con respecto a z :

$$\frac{\partial E_{xz}}{\partial z} = -j\omega\mu H_y \quad (\text{A-25})$$

sustituyendo E_{xz} obtenido anteriormente:

$$H_y = \frac{1}{\eta} A e^{-\beta z} \quad (\text{A-26})$$

donde:

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (\text{A-27})$$

η se conoce como la impedancia intrínseca del medio.

Comparando las expresiones para E_{xz} y H_y se puede observar que:

$$E_{xz} = \eta H_y \quad (\text{A-28})$$

Es decir, la magnitud del campo eléctrico (orientado en la dirección x) es η veces mayor que la magnitud del campo magnético (orientado en la dirección y).

La impedancia intrínseca del espacio libre es:

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \approx 120\pi \quad (\text{A-29})$$

En el caso de un dieléctrico se consideran pérdidas, representadas por una atenuación exponencial, por lo que la ecuación obtenida anteriormente para E_x se convierte en:

$$E_x = A e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} \quad (\text{A-30})$$

El factor exponencial considera el caso en el cual la onda se atenúa a medida que se propaga, a α se le llama constante de atenuación.

En general, existe un término denominado constante de propagación compleja γ (gamma), donde:

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (\text{A-31})$$

Algunas veces es recomendable tener a β en función de la longitud de onda, por lo cual realizando algunas sustituciones, se tiene:

$$\lambda = \frac{v}{f} = \frac{2\pi}{\omega} v = \frac{2\pi}{\omega} \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{2\pi}{\beta} \quad (\text{A-32})$$

Finalmente:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{A-33})$$

A.1 Propagación de luz en fibras ópticas (Óptica geométrica)

A.1.1 Óptica geométrica

La luz está formada por ondas electromagnéticas que se propagan a velocidades del orden de 3×10^8 m/s en el vacío. Estas ondas que transportan energía están caracterizadas por medio de su frecuencia f o de su longitud de onda λ . La relación entre ellas se da por medio de la ecuación:

$$v = \lambda \cdot f \quad (\text{A-34})$$

La luz visible tiene un intervalo de frecuencias comprendidas entre $0.4 \mu\text{m}$ (4×10^{-7} m) y $0.8 \mu\text{m}$. La óptica es la parte de la física que estudia las propiedades de la luz. Si sólo se toman en cuenta las trayectorias seguidas por la luz (los rayos), sin considerar su naturaleza electromagnética, entonces su estudio corresponde al campo de la óptica geométrica.

Reflexión y refracción de la luz

El comportamiento de la luz en la frontera de medios diferentes, depende de las características de los medios y de la manera en que la luz incide en ellos, por lo que la luz puede transmitirse, reflejarse o refractarse. Estos fenómenos están regidos por las siguientes leyes:

➤ Leyes de la reflexión

- El rayo incidente R_i , el rayo reflejado R_r y la normal AN se hallan en un mismo plano llamado plano de incidencia.

- b) El ángulo de incidencia θ_i es igual al ángulo de reflexión θ_r , (ver figura A-1). Los ángulos se miden con respecto a la perpendicular de la superficie reflectora (AN), en el punto de incidencia A. Esta recta se llama la normal a la superficie en el punto A.

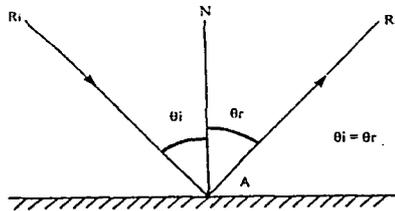


Figura A-1 Reflexión de la luz en un espejo, $\theta_i = \theta_r$.

➤ Leyes de la refracción

- a) La velocidad de propagación de la luz en un medio dieléctrico (aislante eléctrico) es menor que en el vacío. La relación entre la velocidad de la luz en el vacío c y la velocidad en el dieléctrico se llama índice de refracción del material. Este índice de refracción n es una característica específica del medio.

Se tiene entonces:

$$n = \frac{c}{v} \quad \text{con } n > 1 \quad (\text{A-35})$$

- b) La luz se refracta o desvía cuando atraviesa la interfaz de dos diferentes medios dieléctricos (cuyos índices son n_1 y n_2), de tal forma que (ver figura A-2):
- El rayo incidente R_1 , el rayo refractado R_2 y la normal AN están en un mismo plano llamado plano de incidencia.
 - La relación entre el seno del ángulo de incidencia θ_1 y el seno del ángulo de refracción θ_2 es constante y se define por:

$$n_1 \text{ sen } \theta_1 = n_2 \text{ sen } \theta_2 \quad (\text{A-36})$$

La cual se conoce como *Ley de Snell*.

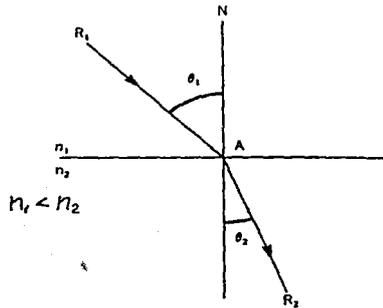


Figura A-2 Refracción de la luz.

➤ **Consecuencias de las leyes de la refracción**

1er. Caso: $n_1 < n_2$

La luz pasa de un medio a otro con índice de refracción mayor (por ejemplo del aire al vidrio).

El rayo refractado sufrirá una desviación de su dirección original y el valor del seno del ángulo de refracción está dado por la siguiente expresión:

$$\text{sen } \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \text{sen } \theta_1 \quad (\text{A-37})$$

El valor máximo del ángulo de incidencia es $\theta_1 = 90^\circ$, en consecuencia $\text{sen } (\theta_1) = 1$, por lo que el valor máximo del ángulo con el cual puede refractarse es θ_{2c} , conocido también como ángulo crítico de refracción. La expresión para calcularlo es la siguiente:

$$\theta_{2c} = \text{arcsen} \left(\frac{n_1}{n_2} \right) \quad (\text{A-38})$$

2do. Caso: $n_1 > n_2$

La luz pasa de un medio a otro que tiene un índice de refracción menor (por ejemplo del vidrio al aire).

$$\text{sen } \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \text{sen } \theta_1 \quad (\text{A-39})$$

En este caso, el valor máximo del ángulo de refracción es $\theta_2 = 90^\circ$ ($\text{sen } (\theta_2) = 1$), lo que limita a que el máximo ángulo de incidencia sea θ_{1c} , determinado por la ecuación A-40.

$$\theta_{1c} = \arcsen\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (\text{A-40})$$

Si $\theta_1 > \theta_{1c}$, la luz ya no se refractará, al contrario, se reflejará totalmente en el medio original cuyo índice es de n_1 (θ_{1c} se conoce como ángulo crítico o ángulo mínimo de reflexión total interna). Si ocurre lo anterior se dice que existe una reflexión total interna cuando la luz alcanza la interfaz ($n_1 < n_2$) con ángulos superiores al ángulo crítico.

Utilización de la reflexión total interna

Para poder hacer que la luz permanezca y se propague a través de una fibra de vidrio, es necesario que en el límite de un medio y el otro se presente el fenómeno de la reflexión. Esto se puede lograr cubriendo el vidrio con alguna capa metálica, para que la luz sufra múltiples reflexiones durante su trayectoria. Sin embargo, las reflexiones se dan con determinadas pérdidas a consecuencia de la interacción de la luz con el metal. Considerando un espejo de aluminio, por ejemplo, las pérdidas son del orden del 10%, por lo que la distancia a la cual se puede transmitir luz es limitada.

Existe otra manera de enviar luz de un extremo a otro de una fibra de vidrio y sin sufrir pérdidas. La reflexión total interna permite que la propagación de la luz se realice mediante múltiples reflexiones y lo más importante, sin pérdidas. Esta cualidad hace posible enviar información a distancias más grandes sin necesidad de repetidores. Es importante aclarar que la propagación de la luz solo será posible si se cumplen los ángulos de incidencia, de manera que dentro del medio se presente el fenómeno de reflexión total interna, contrariamente a lo que sucede en la reflexión metálica (para cualquier valor de θ , figura A-3).

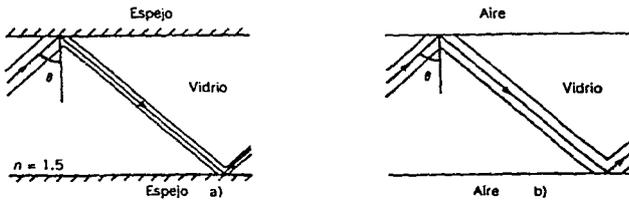


Figura A-3 Propagación por medio de reflexiones. a) Reflexiones en espejos. b) Reflexiones totales internas

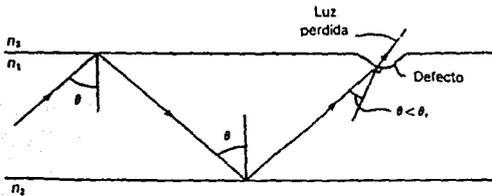


Figura A-4 Efecto de una imperfección en la interfaz. Como $\theta < \theta_c$ no hay reflexión total interna y la luz sale de la fibra.

A.1.2 Fibra óptica. Apertura numérica

Como el fenómeno de reflexión total interna se produce en la frontera de la fibra y del medio exterior, tal frontera debe estar bien definida (sin defectos). Si existe algún defecto en la interfaz tal vez esta condición no se cumpla, por lo que la luz puede refractarse fuera de la fibra y, en consecuencia, perderse (ver figura A-4).

Para evitar este inconveniente, se envuelve a la fibra con otro dieléctrico, tomando la forma de dos cilindros concéntricos: el núcleo con índice n_1 , y la cubierta o revestimiento con índice n_2 . La reflexión total interna se producirá en la interfaz núcleo-cubierta. Por lo tanto, siempre es necesario que $n_1 > n_2$. La figura A-5 muestra el corte longitudinal de una fibra de este tipo.

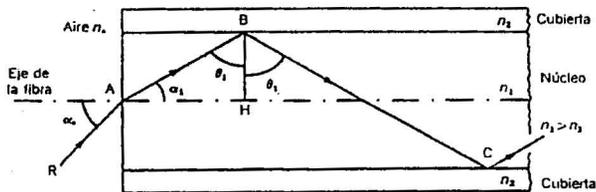


Figura A-5 Corte longitudinal de una fibra óptica.

Un rayo luminoso R, proveniente de un medio con un índice n_0 (puede ser el aire) penetra la fibra en A. El rayo se refracta en ese punto. En B, el rayo experimenta una reflexión total, se refleja totalmente otra vez en C y así sucesivamente. Por medio de una sucesión de reflexiones totales, la luz se propaga en zig-zag a través de la fibra. Los valores para los cuales el ángulo de entrada α_0 puede generar una propagación de este tipo se calculan como sigue:

En A, la ley de Snell establece:

$$n_0 \text{ sen } \alpha_0 = n_1 \text{ sen } \alpha_1 \tag{A-41}$$

Para tener reflexión total interna en el punto B (y siguientes puntos de reflexión) se debe satisfacer:

$$\text{sen } \theta_1 \geq \frac{n_2}{n_1} \tag{A-42}$$

Como $\text{sen}^2 \theta_1 + \text{cos}^2 \theta_1 = 1$, la condición anterior puede escribirse también como:

$$\text{cos } \theta_1 \leq \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \tag{A-43}$$

Además $\text{cos } \theta_1 = \text{sen } \alpha_1$, por lo que la ley de Snell puede escribirse así:

$$n_0 \text{ sen } \alpha_0 = n_1 \text{ cos } \theta_1 \tag{A-44}$$

De las últimas dos ecuaciones se obtiene:

$$\text{sen } \alpha_0 \leq \frac{1}{n_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \tag{A-45}$$

La ecuación A-45 establece el valor máximo del ángulo de entrada α_0 para que la luz pueda reflejarse totalmente en B y pueda, en consecuencia, propagarse.

El ángulo máximo de entrada α_{0M} está dado por:

$$\text{sen } \alpha_{0M} = \frac{1}{n_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{A-46})$$

Cualquier rayo luminoso que llegue a la superficie de entrada de la fibra con un ángulo menor que α_{0M} se propagará. Esta luz está contenida en un cono, cuyo ángulo es α_{0M} , llamado cono de admisión o cono de aceptación.

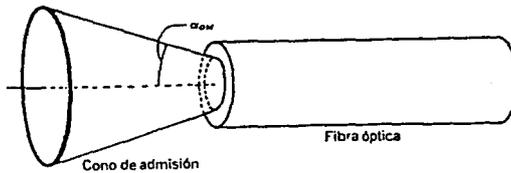


Figura A-6 Cono de admisión de una fibra óptica.

Si el medio que rodea a la fibra está constituido por aire se puede considerar $n_0 = 1.0$.

Entonces, el ángulo máximo de entrada está dado por:

$$\text{sen } \alpha_{0M} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{A-47})$$

Este ángulo determina la capacidad de la fibra para propagar la luz.

Por analogía con los instrumentos de óptica, se define un parámetro llamado apertura numérica de la fibra (A.N.), que es igual a $n_0 \text{sen } \alpha_{0M}$:

En el caso de que el medio externo sea aire, la apertura numérica está dada por:

$$AN = \text{sen } \alpha_{0M} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{A-48})$$

El concepto de apertura numérica es de gran importancia, ya que indica la capacidad de la fibra para recolectar y propagar la luz. Por ejemplo, una fibra que tiene una apertura numérica de 0.3

propaga toda la luz que incide sobre su superficie de entrada con un ángulo menor que $\alpha_{0M} = \arcsen(0.3)$, es decir, para todo ángulo menor que 17.5° .

La apertura numérica de una fibra depende de los índices de refracción del núcleo (n_1) y de la cubierta (n_2), pero no de sus dimensiones. Entonces se puede aumentar la A.N. si se disminuyen los dos índices, y en consecuencia aumentar la cantidad de luz que puede entrar a la fibra; esto a su vez permite disminuir las dimensiones de la fibra, y con ello hacerla flexible. Las aperturas numéricas de las fibras comerciales varían entre 0.1 y 0.6. Entre mayor sea la diferencia entre los índices de refracción, la apertura numérica será mayor, y en consecuencia el número de ángulos de entrada que permiten la propagación de la luz aumenta.

Apéndice B

Código del programa de simulación para el arreglo óptico

El programa usado para modelar los elementos ópticos del arreglo propuesto y para trazar las gráficas obtenidas presentadas en el trabajo fue escrito en *Mathematica*. El código es el siguiente:

```

Clear[p, T, T1, T2, A, AT, EV2, EV1, eta, L, L1, L2, B, B1, B2, lambda, lam1, lam2, u3,
  h1, h2, h3, h4, h5, h6, h7, fmode, frec];
(*T=theta (Ret.de.fase), p=psi (Ang.ejes.de.ref.), f=phi (Media.delcambio abs de fase,interferencia)*)
Rmas = {{Cos[p], Sin[p]}, {-Sin[p], Cos[p]}};
Rmenos = {{Cos[p], -Sin[p]}, {Sin[p], Cos[p]}};
R4 = {{1, 0}, {0, Exp[-I*Pi/2]}}; (*Retardador de cuarto de onda*)
R2 = {{1, 0}, {0, Exp[-I*Pi]}}; (*Retardador de media onda*)
W = {{Exp[-I*T/2], 0}, {0, Exp[I*T/2]}}; (*Hi-Bi*)
W2 = {{Exp[-I*T2/2], 0}, {0, Exp[I*T2/2]}}; (*Low-Bi*)
W1 = {{Exp[-I*T1/2], 0}, {0, Exp[I*T1/2]}};
A = W2.Rmenos.R4.R2.R4.W.Rmas;
AT = Transpose[A];
{EV1, EV2} = Eigenvalues[AT.A];
eta = Abs[Arg[EV2] - Arg[EV1]];
fmode = 3*10^8 / (2*1.46*(L2 + L));
frec = fmode*eta / (2*Pi);
T1 = 0.9424;
B2 = 1*10^(-5);      (*1*10^(-5)*)
L2 = 0.20;
(* 0.20 m articulo*)

```

```
T2 = B2*2*Pi*L2 / (lambda*10^(-9));
B = 1.11*10^(-4);      (*1.11*10^(-4)*)
L = 18;                (* 18 m articulo *)
lam1 = 1534;
lam2 = 1537;
T = B*2*Pi*L / (lambda*10^(-9));
"Longitud de onda variable"
u3 = Plot3D[frec, {lambda, lam1, lam2}, {p, 0, Pi/2}, PlotPoints -> 30,
  AxesLabel -> {"λ[nm]", "ψ[rad]", "η"}];
"Ángulo ψ=0"
p = 0; h1 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, AxesLabel -> {"λ[nm]", "η[Hz]"}];
"Varios ángulos"
p = 0; h1 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];
p = Pi/12; h2 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];
p = Pi/6; h3 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];
p = Pi/4; h4 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];
p = Pi/3; h5 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];
p = Pi/2.4; h6 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];
p = Pi/2; h7 = Plot[frec, {lambda, lam1, lam2}, DisplayFunction -> Identity];
Show[h1, h2, h3, h4, h5, h6, h7, DisplayFunction -> $DisplayFunction, AxesLabel -> {"λ[nm]", "η[Hz]"}];
```

Referencias y bibliografía

Referencias

- [1] Braun, R. et al., "Optical Microwave Generation and Transmission Experiments in the 12- and 60-GHz Region for Wireless Communications," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 46, No. 4. Abril 1998, pp. 320-327.
- [2] Seeds, A. J., "Photonic Techniques for Microwave frequency Synthesis," IEEE 0-7803-5947-X, 2000, pp. 72-73.
- [3] Marti, J., et al, "Millimetre-Wave Generation and Harmonic Upconversion through PM-IM Conversion in Chirped Fibre Gratings," Electronics Letters, Vol. 35, No. 15, Julio 1999, pp. 1265-1266.
- [4] Walker, N., et al, "Efficient Millimetre-Wave Signal Generation through FM-IM Conversion in Dispersive Optical Fibre Links," Electronics Letters, Vol. 28, No. 21, Octubre 1992, pp 2027-2028.
- [5] Pararola, S., et al, "Dual-Polarization External-Cavity Diode Laser Transmitter for Fiber-Optic Antenna Remote Feeding," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 47, No. 7, Julio 1999, pp. 1234-1240.
- [6] Zhang, W., et al, "A fibre grating DBF laser for generation of optical microwave signal," Optics & Laser Technology, 32 (2000), pp. 369-371.
- [7] Hill, K., and Meltz, G., "Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview," Journal of Lightwave Technology, Vol. 15, No. 8, Agosto 1997, pp. 1263-1276.
- [8] Urquhart, P., "Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers," IEE Proceedings, Vol. 135, Pt. J, No. 6, Diciembre 1998, pp. 385-407.
- [9] Rashleigh, S., "Origins and Control of Polarization Effects in Single-Mode Fibers," Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-1, No. 2, Junio 1983, pp. 312-331.
- [10] Takushima, Y., et al, "Polarization-Stable and Single-Frequency Fiber Lasers," Journal of Lightwave Technology, Vol. 16, No. 4, Abril 1998, pp. 661-669.

- [11] Lin, J. T. and Gambling, W. A., "Polarization effects in fibre lasers: phenomena, theory and applications," in *Fiber Laser Sources and Amplifiers II*, Proc. SPIE 1373, 1991, pp. 42-53.
- [12] Hernández-Cordero, Juan, et al, "Polarization effects in a high-birefringence elliptical fiber laser with a Bragg grating in low-birefringence fiber," *Applied Optics*, Vol. 39, No. 6, Febrero 2000, pp. 972-977.
- [13] Hernández-Cordero, Juan, et al, "Fiber Laser Polarization Tuning Using a Bragg Grating in a Hi-Bi Fiber," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, No. 7, Julio 1998, pp. 941-943.
- [14] Hernández-Cordero, Juan, et al, "Highly Accurate Method for Single-Mode Fiber Laser Wavelength Measurement," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 1, Enero 2002, pp. 83-85.
- [15] Tseng, S. and Chen Ch., "Fabry-Perot Cavities with Birefringent Single-Mode Fibers and Their Applications as Polarimetric Sensors," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, No. 12, Diciembre 1989, pp. 1956-1963.

Bibliografía

- Bachs L., et al, *Aplicaciones industriales del láser*, Marcombo, España, 1988.
- Coherent. E. E., *Lasers, operación, equipo, uso y diseño*, Limusa, México, 1992.
- Dutton, H., *Understanding Optical Communications*, Prentice Hall, USA, 1998.
- Gupta, K. C., *Microondas*, Limusa, México, 1987.
- Hecht, J., *The Laser Guidebook*, Mc. Graw Hill, USA, 1992.
- Hetch, E. y Zajac, A., *Óptica*, Fondo Interamericano, S.A., EUA, 1997.
- Jardón, Hilderbeto y Linares, Roberto., *Sistemas de Comunicaciones por Fibras Ópticas*, Alfaomega, México, 1995.
- Neri, Rodolfo, *Líneas de transmisión*, Mc. Graw Hill, México, 1999.
- Palais, J. C., *Fiber Optic Communications*, Prentice Hall, USA, 1984.

Salch, B. and Teich, M., *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons, USA, 1997.

Shimada, H. e Ishio, H., *Optical Amplifiers and their Applications*, John Wiley & Sons, England.