Centro de Investigaciones en Óptica, A.C.
División de Fotónica
Loma del Bosque 115, León, Guanajuato, 37150, México

Estudio de las rejillas de Bragg grabadas en fibra dopada con tierras raras

Tesis por

Araceli Guerrero Cabrera

Como requisito parcial para obtener el grado
de Maestro en Ciencias (Óptica).

Supervisor:
Dr. Yuri Barmenkov

Diciembre 2009

ÍNDICE

Agradecimientos …… ii

Resumen……..…….. iii

Introducción……. iv

Capítulo 1: Fibras dopadas con Erbio y Rejillas de Bragg

1.1 Fibra dopada con Erbio (EDF)…….. 1

1.1.1 Características generales……. 1

1.1.2 Características necesarias para dopar la fibra …… 3

1.1.3 Fibras dopadas con erbio como medio activo……. 4

1.1.4 Espectro de la sección transversal y ancho de línea…… 9

1.1.5 Tiempos de Vida……. 11

1.2 Rejillas de Bragg en Fibras Ópticas.

1.2.1 Fundamentos Teóricos de las rejillas de Bragg en Fibras Ópticas… 13

1.2.2 Técnicas de grabado de las rejillas de Bragg……..... 16

1.2.2.1 Método Holográfico……. 16

1.2.2.2 Método Interferométrico……. 16

1.2.2.3 Máscara de Fase…… 19

1.2.3 Tipos de Rejillas de Bragg.

1.2.3.1 Rejillas Bragg Reflectoras…… 19

1.2.3.2 Rejillas Bragg Brillantes (inclinadas)…… 20

1.2.3.3 Rejillas no uniformes o chierped fiber Bragg gratings (CFBG)… 20

Capítulo 2: El ion de Erbio $^{3+}$

2.1 Ecuaciones de Balance para el Erbio (Er^{+3})…… 22

2.2 Análisis de las rejillas de Bragg en Fibra Dopada…… 27

2.2.1 Método Analítico…… 29

2.2.2 Método matricial……. 35

2.2.3 Modelado de las distribuciones espaciales de la señal de bombeo y las potencias de las ondas A y B…… 38

Capítulo3: Resultados

3.1 Valores de potencia de bombeo y señal……. 41

3.2 Cuando utilizar la solución del método analítico o el método matricial para la obtención de la gráfica de reflectividad…….. 45

3.3 Algoritmo utilizado para la obtención del valor de la reflectividad empleando el método matricial……. 48

3.4 Parámetros para la simulación numérica empleando el método matricial…. 52

3.5 Comparación de las gráficas de reflectividad obtenidas por simulación numérica y las obtenidas en el laboratorio…… 57

3.6 Gráficos que se pueden generar por medio de la simulación numérica…….. 62

Conclusiones…… 73

Bibliografía …….. 75

…….Dedico este trabajo de tesis a mi esposo, padres y hermanos.

Agradecimientos

A Dios por la vida que me dio, a mi esposo Juan Carlos y mis padres Cecilia y Jesús por su apoyo incondicional.

Al Dr. Yuri Barmenkov por haberme permitido trabajar con él y asesorarme durante mi proyecto de tesis, al Dr. Ismael Torres y a la Dra. Alejandrina Martínez Gamez por el tiempo que le dedicaron a la revisión de este trabajo.

A Rosy, Lucy y Chuy por estar presentes cuando los necesitaba. A mis compañeros Yenisey, Cuahutemok, José Luis y Diana en quienes aparte de brindarme su apoyo he encontrado en ellos una muy buena amistad.

Al Centro de Investigaciones en Óptica (CIO), por brindarme la oportunidad de realizar mis estudios de maestría y también a todos mis profesores que compartieron su conocimiento y dedicaron tiempo a mi enseñanza.

A todo el personal administrativo del departamento de Formación Académica que con su trabajo y paciencia me apoyaron durante mi estancia en esta Institución.

A CONACYT por el apoyo económico que me otorgó para la realización de mis estudios de maestría.

Resumen

El presente trabajo tiene como objetivo simulación computacional del análisis de las ecuaciones de modos acoplados para las rejillas de Bragg resueltas mediante matrices, para determinar el comportamiento de la potencia de bombeo, potencia de señal, potencia reflejada, ganancia, inversión de población, etc., entre muchos otros parámetros.

El proyecto de tesis es meramente una simulación numérica, reportándose los resultados obtenidos de manera computacional y comparada con resultados que se han obtenido en el laboratorio en otras ocasiones. En el capítulo 1 se describen las características de la fibra dopada con Erbio^{3+}, sus niveles de energía, las rejillas de Bragg, la forma de inscribir rejillas dentro de una fibra así como los tipos de rejillas de Bragg.

En el capítulo 2 se describe el ion de Erbio $^{3+}$ a partir de las ecuaciones de balance, se hace un análisis de la solución analítica de las ecuaciones de modos acoplados, una solución matricial y se realiza el modelado de las distribuciones espaciales de la potencia de bombeo de señal (A y B)

En el capítulo 3 se plasman los parámetros que se tuvieron en cuenta para la obtención de resultados realizando un análisis de cada una de las gráficas que se muestran. Finalmente se presentan las conclusiones.

Introducción

Como se sabe, el desarrollo en las comunicaciones ha marcado la pauta para que nuevos sistemas fueran desarrollados, al presentar mejores características para transmitir la información a una mejor velocidad, viniendo a sustituir a los elementos de bulto que inicialmente se empleaban. Tal cambio se llevó a cabo gracias a la creación de dispositivos dentro de la fibra; pues han permitido realizar el procesamiento de señales en el dominio óptico, sin la necesidad de transformarlas al dominio eléctrico. Tales aplicaciones tecnológicas se han visto en varios dispositivos de fibra óptica: filtros, acopladores, multiplexadores, amplificadores, etc. Posteriormente las rejillas de Bragg (FGB) revolucionaron las comunicaciones ópticas y a afianzar a las fibras ópticas dentro del campo de las comunicaciones.

Una rejilla de Bragg se puede explicar en forma sencilla como una perturbación periódica del índice de refracción del núcleo de la fibra. Esta modulación se puede realizar al exponer el núcleo a un patrón de interferencia de luz ultravioleta (UV) empleando varias técnicas que se describirán en el capítulo siguiente. Haciendo una reseña histórica el primer reporte de la formación de una rejilla en el núcleo de una fibra óptica se hizo en 1978 por investigadores del Centro de Comunicaciones de Ottawa Canadá, K. O. Hill, Y Fujii, D. C. Johnson y B. S., encontraron que era posible fabricar filtros de reflexión al observar la formación de un filtro de reflexión en longitud de onda de ancho de banda angosto. Es decir, era posible reflejar casi el 90% de la luz inyectada en la fibra, además experimentaron que la respuesta del filtro era dependiente de esfuerzos mecánicos sobre la fibra. Este experimento dio lugar a las rejillas de Bragg.

Conforme las investigaciones fueron avanzando se conoció que la fotosensiblilidad de la rejilla depende del material del núcleo de la fibra óptica. Para grabar rejillas de Bragg se recomienda utilizar fibra fotosensible; pero debido a los adelantos, se sabe que hay maneras de fotosensibilizar una fibra convencional. Es pues entonces, importantísima la gama de aplicaciones de las rejillas de Bragg, pues su principal aplicación radica en las comunicaciones ópticas y sensores de fibra óptica además utilizarse en láseres de fibra óptica como espejos.

Capítulo1

Fibra dopada con Erbio y Rejillas de Bragg.

1.1 Fibra dopada con Erbio (EDF).

1.1.1 Características generales.

El principal campo de aplicación de las fibras dopadas con iones de Er^{+3} es el de los amplificadores ópticos de un solo paso de onda. Como su nombre lo indica un amplificador de fibra proporciona una ganancia. Dicha ganancia depende entre otros parámetros de la longitud de onda de bombeo, la longitud de onda de la señal, la potencia de bombeo, la potencia de la señal de entrada, la longitud de la fibra, etc. Este último parámetro estará determinado por la concentración de los iones de Erbio en la fibra, ya que si su concentración es baja se necesitaran varios metros de fibra óptica para lograr una amplificación de señal. A su vez una alta concentración de iones de Erbio en la fibra, no garantiza una amplificación alta, entonces es necesario agregar codopantes que ayuden a una óptima amplificación de la señal.

Para comprender las características de la fibra dopada es necesario saber que una fibra óptica posee tres capas: núcleo, recubrimiento y forro. Si el núcleo se encuentra dopado con germanio (Ge) se aumenta el índice de refracción y generando un efecto de fotosensibilidad. La fotosensibilidad en una fibra óptica se refiere al cambio permanente en el índice de refracción del núcleo de la fibra óptica cuando es expuesta a un haz de luz con longitud de onda e intensidad características que dependen del material del núcleo. También se pensó que el germanio era indispensable para generar fotosensibilidad en una fibra óptica, y para el grabado de las rejillas de Bragg.

Estudios posteriores demostraron que es posible grabar rejillas en varios tipos de fibra, incluso en aquellas en las que hay ausencia de germanio. Lo recomendable para grabar rejillas de Bragg es utilizar fibra fotosensible.

Uno de los métodos para fotosensibilizar una fibra convencional es la hidrogenación de la fibra, el cual consiste en colocar la fibra óptica en una cámara sellada en la que se pueda inyectar hidrógeno. Con este proceso se logra la difusión del hidrógeno en el núcleo de la fibra óptica y se induce un cambio en el índice del núcleo de 0.01, con lo cual se puede lograr fotoinducir una perturbación periódica del índice de $1x10^{-3}$.

Aprovechando el efecto de fotosensibilidad se pueden crear estructuras periódicas llamadas rejillas (gratings) las cuáles sirven para la fabricación de diferentes dispositivos como filtros, atenuadores, reflectores, sensores, etc. Cuando a una fibra estándar de sílice se le introduce en su núcleo una pequeña fracción de erbio (típicamente entre 100 y 1000 ppm, o partes entre 10^6) durante el procedimiento de fabricación, se genera una fibra dopada. En una red de sílice, el erbio se ioniza tres veces (Er^{3+}), perdiendo tres de sus electrones periféricos. La fibra dopada con Erbio ha traído gran atención al campo de los sensores y las telecomunicaciones debido a sus excelentes características de amplificación y a su amplia banda espectral de operación [15].

Por otra parte, el Erbio (Er^{+3}) pertenece al grupo de los *Lantánidos* (“tierras raras”). Los lantánidos poseen la característica de tener incompleta su capa interna 4f lo que forma iones que existen solamente en el estado 3^+. Esto ofrece la ventaja de generar una estructura fina en los niveles de energía, por lo que la absorción es clara y bien definida. En una matriz de vidrio, el ambiente local de los iones varía espacialmente en

el cristal y genera “sub-niveles” de energía más delgados. Ésta particularidad confiere al erbio, así como a los demás iones de este grupo (Nd, Pr,...), propiedades especiales que se pueden utilizar para obtener una amplificación óptica. Comparado con los demás lantánidos, el erbio se adapta para la amplificación en la región de 1550 nm, que es la longitud de onda más utilizada en las telecomunicaciones ópticas.

Por sus características de emisión, se ha utilizado como medio activo en las fibras ópticas, ya que cuando las fibras ópticas dopadas son bombeadas con radiación de 980 nm o 1480 nm presentan una fuerte emisión en lo que se conoce como la banda C de las comunicaciones ópticas. El bombeo a 980 nm es el mejor debido a su alta eficiencia y porque carece de absorción del estado excitado (ESA). Esta luz inyectada estimula los átomos de erbio liberando energía almacenada como una luz a una longitud de onda de 1550 nm. Mientras este proceso continúe a lo largo de la fibra, la señal se hace más fuerte. Las primeras consideraciones usadas para el diseño en los modelos teóricos de estas fuentes de luz se han basado en parámetros espectroscópicos tales como secciones eficaces, tiempos de vida, concentración de iones dopantes, etc., cuya medición directa es complicada por los altos requerimientos tecnológicos.

1.1.2 Características necesarias para dopar la fibra.

La composición de la red cristalina afecta al proceso de fluorescencia entre los niveles de energía, la absorción, la emisión y las secciones transversales de las transiciones de absorción del dopante Por lo tanto, la concentración del dopante depende del tipo de dispositivo a diseñar, este puede ir desde unas decenas a varios miles de partes por millón, es decir, el dopante, debe proporcionar un buen bombeo de

la señal (función delta cerrada en el centro de la fibra). Por lo tanto, debe de haber una compensación entre el confinamiento de la señal y la concentración de la tierra rara, sin llegar a provocar conglomeraciones (clustering), como se sabe, el clustering debe de evitarse ya que induce la extinción de la fluorescencia reduciendo la performance del dispositivo.

Entonces, debe haber una compensación entre el confinamiento de la señal y la concentración del dopante, sin llegar a provocar clustering, como se sabe, el clustering debe de evitarse ya que induce la extinción de la fluorescencia y reduce la performance del dispositivo. Por ejemplo, si se desea una elevada concentración de dopante la estructura de silicio de la fibra debe ser abierta; ésta abertura puede hacerse mediante la adición de iones de Ca, Na, K, Li y P u otros para abrir la estructura de silicio o bien adicionar aluminio para ayudar a la mejor solubilidad de los iones.

1.1.3 Fibras dopadas con erbio como medio activo.

La principal transición láser de interés en las fibras de silicio dopadas con erbio es la transición $^4I_{13/2}$ a $^4I_{15/2}$ centrada alrededor de 1.55 μm; terminando en el múltiple estado $^4I_{15/2}$, considerándose por lo tanto, como un sistema de transición de tres niveles (Figura 1.1); en donde los iones se pueden encontrar en: *el nivel 1* es el nivel o estado base (nivel donde termina la transición láser), *el nivel 2* es el estado metaestable caracterizado por una longitud de tiempo de vida τ y *el nivel 3* es el nivel de bombeo. En ausencia de excitación, la mayoría de los iones se encuentran en el nivel fundamental (estado base); por lo tanto, las transiciones de interés toman lugar entre los niveles 1 y 2.

Figura 1.1 Estructura de 3 niveles de los iones de erbio en sílice.

Para lograr una amplificación de la señal en la fibra óptica dopada con Erbio, los iones de Erbio están es un estado de reposo E_1 y para llevarlos a su estado energético superior (E_2 o E_3), se necesita suministrarles energía externa, la cual se da por medio del bombeo es decir, se bombeen ópticamente. Cuando se habla de un bombeo óptico se refiere a que un haz luminoso (continuo) ha de introducirse en la fibra provocando lo que se conoce como inversión de población, que no es más que un cambio de los iones de un estado a otro.

Sin embargo, este múltiple estado es lo suficientemente ancho de manera que la longitud más larga de onda de transición, terminan en los niveles superiores menos poblados del múltiple, siendo transiciones de cuasi cuatro niveles de transición. Varias bandas de bombeo están disponibles para poblar el nivel metastable $^4I_{13/2}$. Las bandas importantes para bombear son identificadas en los niveles de energía de la figura 1.2.

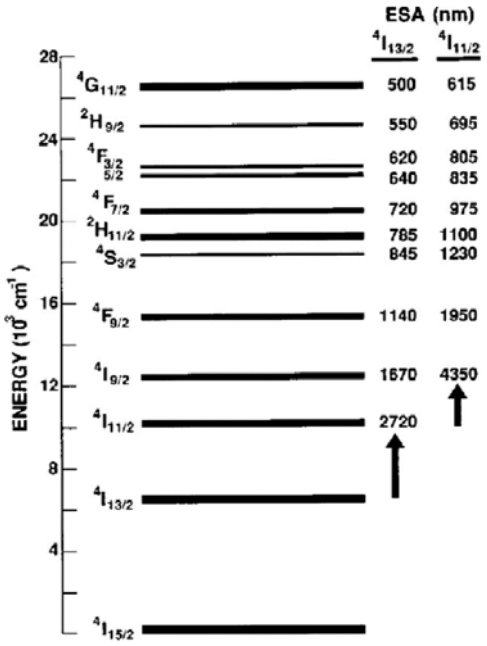


Figura 1.2 Niveles de energía del Er^{+3} en fibra de vidrio [21].

Con la tecnología actual, el bombeo se puede hacer alrededor de los 810, 910 y 1480 nm. Otras bandas de bombeo útil a 660 nm (para el nivel $^4F_{9/2}$) tan buenas como 532 y 514.5 nm (para el nivel $^2H_{11/2}$). Desafortunadamente las longitudes de onda de bombeo de 514.5 y aprox. 810 nm sufren de fuertes ESA (absorción de estado excitado), la cual causa una pérdida indeseable de fotones de bombeo. Sin embargo, el sílice dopado con Erbio puede ser bombeado eficientemente en varias longitudes de onda libres de ESA, incluyendo esas alrededor 532, 660, 980 y los 1480 nm, aunque las dos principales regiones de bombeo son 1480 nm y 980 nm, las cuales proveen de una significativa absorción y disminuye pérdidas de Stokes.

Para alcanzar el umbral, un fibra dopada con erbio necesita de una potencia de bombeo más alta que la de los láseres de cuatro niveles debido a la naturaleza de la

transición $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, del sistema de tres niveles. Sin embargo, gracias a los largos tiempos de vida del nivel $^4I_{13/2}$ (8 a 10 ms en el sílica) y al muy alto pico de emisión de sección transversal de la transición (4 a 7 x 10 -21 cm^2) a pesar de la señal de amplificación del estado base (GSA) la eficiencia de la ganancia k que se encuentra cerca a los 1.55 μm que es bastante alta y por consiguiente la potencia umbral es baja.

En la figura 1.3 se observa que las líneas de absorción de Er^{+3} son escasas en el visible y en el cercano infrarrojo, además débiles para longitudes de onda que exceden los 550 nm; lo cual representa un gran problema para los láseres de bulto que son bombeados con lámparas de flasheo.

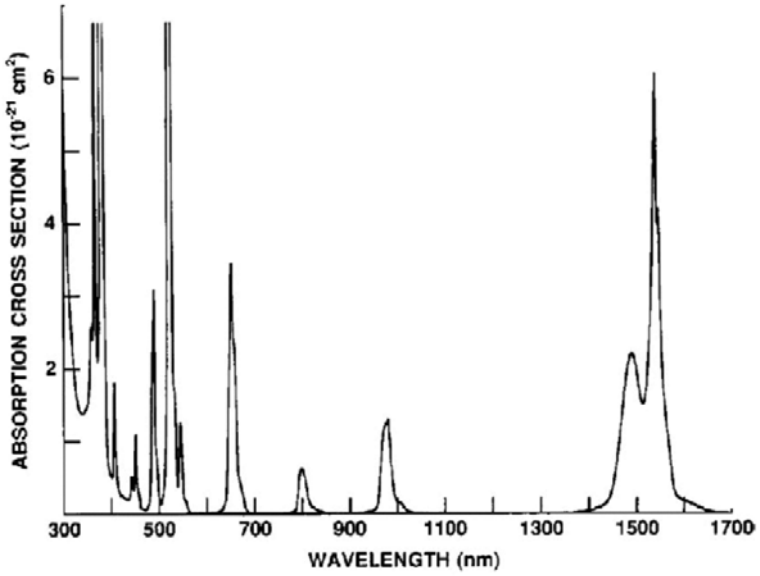


Figura 1.3. Espectro de la sección transversal de la fibra de silicio dopada con Er^{+3} [21].

Antes de entrar al análisis de ecuaciones de balance, se procederá a explicar ciertos términos que se ocuparán para la mejor comprensión de las ecuaciones.

El principio de operación para lograr la estimulación es el siguiente: la fibra dopada con erbio se estimula por la señal de bombeo, como se dijo anteriormente, esta puede ser entre los 980 nm o bien 1480 nm; una vez que ha sido estimulada causa la absorción de los fotones por los iones, provocando que se encuentren en un nivel excitados por un intervalo de tiempo. Para que estos iones que se encuentran excitados retornen a su estado original, es necesario que liberen la energía que han almacenado. A esta última operación se le conoce como emisión, está transición puede ser:

1. Espontáneas: Cuando no se tienen fotones de señal incidentes los iones que inicialmente se encontraban en el nivel metastable, regresan de forma "espontánea" al nivel fundamental. Esta transición puede hacerse de modo radiativo (emisión de un fotón de ruido) o de modo no radiativo (con emisión de fonones).
2. Estimuladas: Pueden ser de dos tipos de absorción o de emisión, las cuales ocurren cuando un fotón de la señal de bombeo ejerce una acción sobre un ión de Erbio. La probabilidad de que esto ocurra depende directamente de la sección de transversal.

3. La sección transversal se puede ver como una superficie asociada a cada ión, permitiéndole interceptar un flujo de fotones (figura 1.3).

1.1.4 Espectro de la sección transversal y ancho de línea.

Los picos y valles en el espectro tiene diferentes formas en la localización precisa de los niveles Stark, las intensidades de las transiciones entre niveles Stark. Por ejemplo, el espectro de absorción y emisión del Er^{3+} cerca de 1.5 μm, representan la transición $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, se muestran en la figura 1.4.

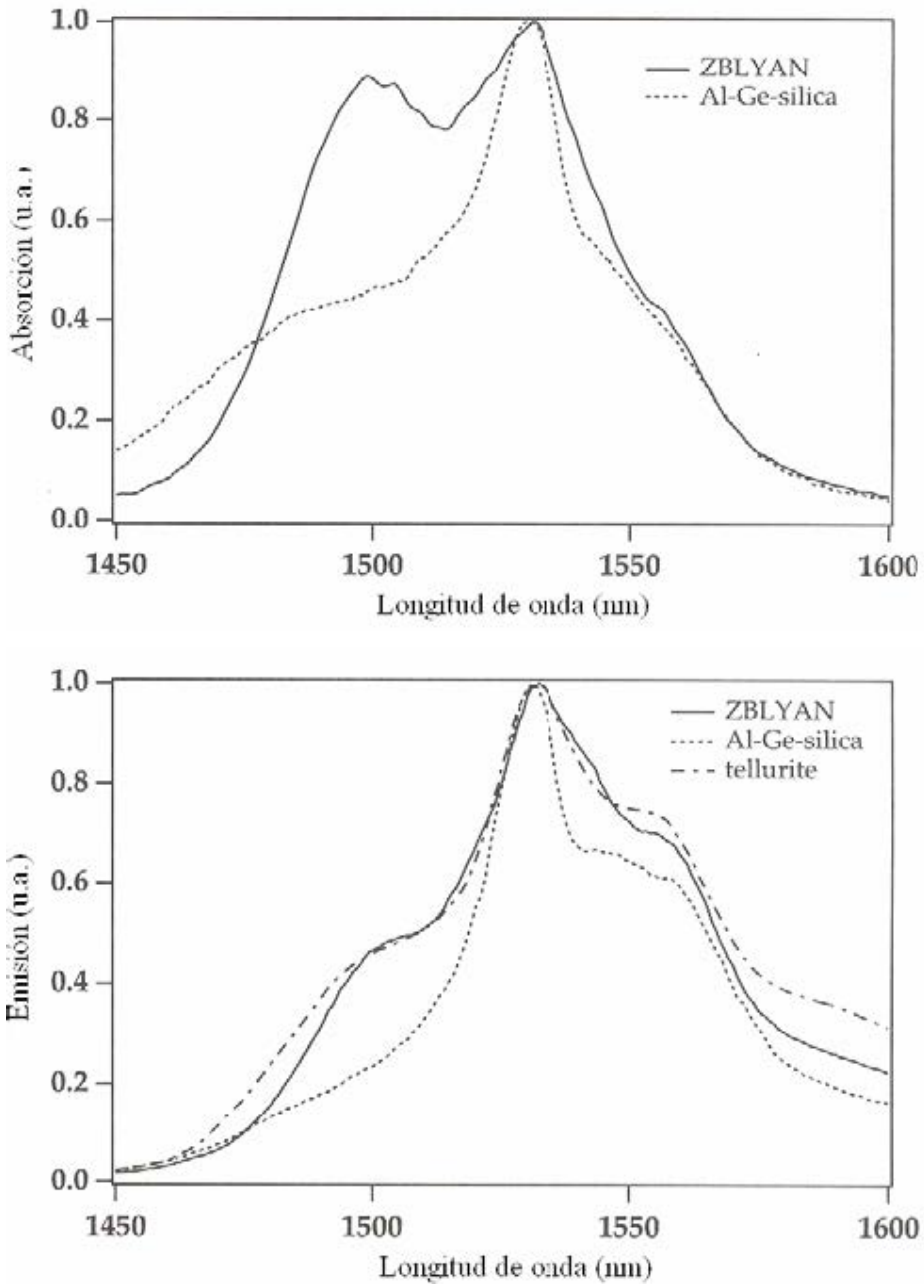


Figura 1.4. Perfiles de emisión y absorción del Er^{3+} cerca de 1.5 μm en distintos vidrios [21].

El ancho de línea homogéneo de una transición es dependiente de la temperatura desde que la razón de transición no radiactiva, gobernada por emisión de multifonones, es dependiente de la temperatura. A bajas temperaturas la población del fonón es muy pequeña y las razones de transición no radiactivas son más bajas. Así el completo ensanchamiento de línea a bajas temperaturas se origina principalmente de la línea inhomogénea o de divisiones Stark. Los niveles individuales Stark pueden ser medidos por adelgazamiento de línea de la fluorescencia y espectro de ganancia del *hole burning*, una técnica en la cual una fuente de bombeo la cual es una línea láser, delgada con respecto a la banda de absorción, es usada para excitar a un subconjunto de sitios óptimamente activos, por ejemplo, aquellos que son resonantes con la frecuencia de excitación [8, 9]. Tales medidas necesitan ser hechas a bajas temperaturas, de otra manera el ensanchamiento homogéneo de la línea será bastante grande que esencialmente todos los iones son excitados.

El estado base $^4I_{15/2}$ está dividido en 8 dobletes Stark por el campo de la red mientras que el nivel $^4I_{13/2}$ está divido en 7 niveles Stark. La separación de los niveles adyacentes Stark es de 20-80 cm^{-1} (4-15nm) con un total de divisiones Stark de 335-400 cm^{-1} (80-90 nm). Las energías Stark varían de 0- 60cm^{-1} (10 nm) entre los sitios del $Er^{3+,}$ indicando que las variaciones de sitio a sitio son del mismo orden de divisiones Stark. Un fuerte traslape espectral es esperado entre emisiones originadas de diferentes sitios y por consiguiente comportamiento homogéneo e inhomogéneo mezclado dominando el homogéneo.

Dada la multitud de niveles Stark y al gran ensanchamiento homogéneo a temperatura ambiente, no es sorprendente que a temperatura ambiente la transición de 1.5 μm se comporte esencialmente como un ensanchamiento de línea homogéneo, desde

que la variación de sitio a sitio en los centros de los niveles Stark tienden a ser manchado por el traslape espectral entre los niveles ensanchados adyacentes Stark. Adicionalmente, la distribución térmica entre niveles Stark de un múltiple dado es extremadamente larga a temperatura ambiente, en el orden de un pocos picosegundos. Así, en la escala del tiempo de pulsos típicos de bombeo (preferentemente en onda continua), la distribución de población dentro de los múltiples del Er^{3+} permanece igual y el espectro de transición no es cambiado significativamente por el bombeo o señal de radiación.

1.1.5 Tiempos de Vida.

El tiempo de vida de un nivel es inversamente proporcional a la probabilidad por unidad de tiempo de la salida de un ion del estado excitado. Cuando existen varios caminos para el decaimiento de la población, la probabilidad total es igual a la suma de las probabilidades individuales de cada camino. El tiempo de vida para un nivel dado en los iones de tierras raras está en base a los tiempos de vida radiactivos y no radiactivos, es decir:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}} \tag{1.1}$$

donde τ es el tiempo de vida total; τ_R el tiempo de vida radiactivo y τ_{NR} el tiempo de vida no radiactivo.

El tiempo de vida radiactivo surge de la fluorescencia del nivel excitado a los niveles que están debajo de él. Los tiempos de vida radiactivos tienden a ser largos, en el orden de microsegundos o milisegundos.

Los tiempos de vida no radiactivos dependen grandemente de la naturaleza del vidrio o de la red de cristal y el acoplamiento entre las vibraciones del enrejado (distribución) de los iones y los estados de los iones de tierras raras. En el proceso no radiactivo, el proceso de desactivación del nivel excitado en tierras raras está acompañado por la emisión de uno o muchos fonones (elementalmente vibraciones de la red). Procesos no radiactivos en tierras raras están bien estudiados, lo cual la regla es considerar el nivel directamente debajo del nivel excitado y medir la diferencia de energía en unidades del fonón con la más alta energía de la red, el cual será un fonón óptico. El número más alto de fonones que se necesitan para puentear la banda de energía, es seguramente la probabilidad de la transición 4,5. La probabilidad de transición no radiactiva cae exponencialmente con el número de fonones requeridos para puentear la energía de la banda al siguiente nivel más bajo. La razón no radiactiva incrementará con la temperatura, desde que la población de fonones incrementa con la temperatura.

La composición de vidrio tiene un mayor efecto en los tiempos de vida, radiactivos y no radiactivos, de los estados excitados del Er^{3+} [1,5]. Los vidrios de fosfato tienen índices de refracción más grandes que los vidrios con base silicio. Esto contribuye a las largas secciones transversales radiactivas, del efecto local de campo, y así se reduce el tiempo de vida para el nivel $^4I_{13/2}$. Las razones de las transiciones del estado más alto, $^4I_{11/2}$ y el anterior, son significativamente más rápidos debido a sus altas razones de transición no radiactivas. La razón de transición del nivel $^4I_{11/2}$, por ejemplo, está alrededor de 105 s^{-1} para redes de silicio (que corresponde a un tiempo de vida de 10 μs) e incrementa alrededor de 106 s^{-1} para redes de fosfato [6]. En sílice, el nivel $^4S_{3/2}$,

responsable de la fluorescencia verde algunas veces observada en las fibras dopadas con erbio, tiene un tiempo de vida del orden de solo 1 μs [7].

1.2 Rejillas de Bragg en fibras ópticas.

1.2.1 Fundamentos teóricos de las rejillas de Bragg en fibras ópticas.

El interés en las rejillas de Bragg de fibra es por su aplicación en las comunicaciones ópticas y láseres de fibra [1,2]. Las rejillas de Bragg han sido uno de los dispositivos que se han generado dentro de la fibra óptica, las cuales han sido utilizadas para reflectar, filtrar o dispersar la luz sin abandonar el núcleo de la fibra y evitando el uso de espejos [3,4,16] de volumen y rejillas de difracción; generando una disminución en las pérdidas de energía.

Una rejilla de Rejilla de Bragg en Fibra (FBG), no es más que una fibra óptica en el cual el índice de refracción en cierta región del núcleo se ha perturbado formando una modulación periódica o cuasi periódica. Cuando la luz de cierto espectro incide sobre la FBG una parte de ese espectro es reflejado y una pequeña parte es transmitido. En la figura 1.5 se muestra un bosquejo de una rejilla de Bragg.

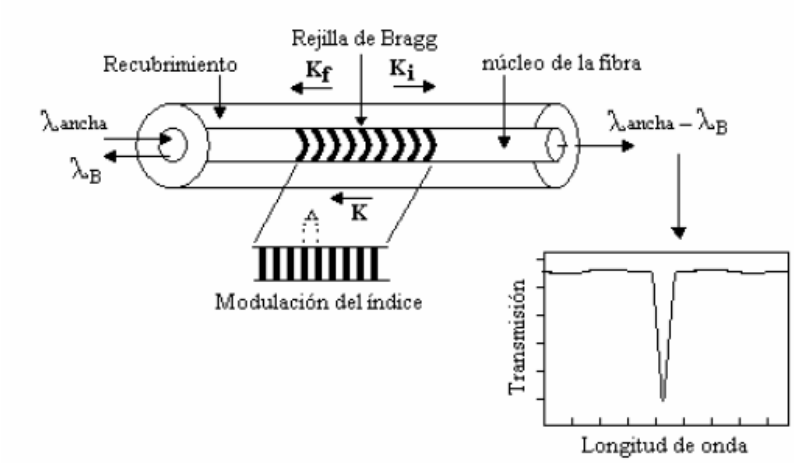


Figura 1.5 Esquema de una Rejilla de Bragg en una fibra óptica . Vectores de onda incidente, difractado y transmitido en una rejilla de Bragg [1].

De la figura 1.5 se puede observar que la luz guiada a través de la fibra óptica es esparcida por cada uno de los planos de la rejilla y la luz que no coincida con la longitud de resonancia λ_B tendrá una reflexión débil en cada plano. Entonces, sino se cumple con la condición de Bragg, la luz reflejada por cada plano estará fuera de fase cancelándose; en caso contrario si la luz cumple con la condición de Bragg la luz reflejada por cada plano de la rejilla se sumará constructivamente generando un pico de reflexión a la longitud de onda central determinada por los parámetros de la rejilla. La condición de Bragg es simplemente el requerimiento de que se cumpla tanto la conservación de la energía como del momento. La conservación de energía ($\hbar\omega_1=\hbar\omega_2$) se refiere a que la frecuencia de la radiación incidente debe ser igual a la reflejada; es decir, a una sola longitud de onda existe radiación incidente y reflejada. Por su parte, la conservación del momento indica que la suma del vector de onda incidente más el vector de onda de la rejilla es igual al vector de onda de la radiación esparcida, es decir

$$k_i + K = k_f \tag{1.2}$$

donde $|K| = 2\pi/\Lambda$ y su dirección es normal al plano de la rejilla, siendo Λ el esparcimiento o periodo de la rejilla. La magnitud del vector de onda incidente es igual al del vector de onda esparcida pero en dirección opuesta $|\mathbf{k_f}| = |\mathbf{k_i}| = 2\pi n_{eff}/\lambda_B$, lo anterior se puede observan en la figura 1.1. Entonces, sustituyendo los parámetros anteriores en la ecuación 1.2 se tiene que la conservación de momento es

$$-\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B} + \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B} \tag{1.3}$$

reduciéndose a

$$2\left(\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B}\right)=\frac{2\pi}{\Lambda} \tag{1.4}$$

la cual se simplifica a la condición de Bragg

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \tag{1.5}$$

donde λ_B es la longitud de onda central de la luz reflejada por la rejilla de Bragg y n_{eff} es el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra óptica.

Como se observa en la ecuación 1.5, la longitud de onda de Bragg dependerá del índice de refracción efectivo y la periodicidad de la red, los cuales se pueden afectar externamente al aplicárseles cargas mecánicas y térmicas del medio que las rodea, entonces es posible cuantificar estas alteraciones midiendo los cambios en λ_B debidas a la variación en n_{eff}, Λ o ambas.

1.2.2 Técnicas de grabado de las rejillas de Bragg.

Los métodos más utilizados para grabar rejillas de Bragg en fibras ópticas son aquellos en las que el grabado se hace manera externa, pero se sabe que también se pueden grabar por un método interno.

1.2.2.1 Método Holográfico.

Esta técnica se enfoca en un patrón de interferencia de luz ultravioleta (alrededor de 240 nm) aplicada dentro del núcleo de una fibra monomodal de sílice fotosensible con Germanio. Después de unos cuantos minutos de exposición se crea un reflector distribuido de Bragg en una longitud de onda que corresponde a la periodicidad del patrón de interferencia [17]. Usando esta técnica transversal holográfica, se ha demostrado que se pueden imprimir rejillas fotorefractivas de cortas longitudes de onda y reflectividades del 99 %. Las rejillas fotorefractivas actúan como un filtro reflectivo. Se obtienen anchos de banda en reflexión de 20 a 100 GHz y los filtros exhiben sintonizabilidad usando temperatura o tensión. Su principal interés radica en la facilidad con que se pueden hacer, sus bajas pérdidas y la naturaleza no invasiva de los procesos de fabricación.

1.2.2.2 Método Interferométrico.

En este caso, la elaboración de las rejillas de Bragg depende de los parámetros de interferencia que se producen entre dos rayos de luz coherente cuando se interceptan uno con el otro a un ángulo dado [17]. Esta técnica se ha usado en una configuración en la cual una fibra óptica monomodal fotosensibilizada con Germanio es expuesta al patrón de interferencia. En el núcleo de la fibra se produce una periodicidad del índice

de refracción en una variación longitudinal a lo largo de la fibra. Este método requiere un estricto control experimental para evitar todo tipo de vibraciones mecánicas externas. Para llevar a cabo la elaboración de las rejillas de Bragg, se han utilizado dos técnicas interferométricas principales [18]:

La primera técnica utiliza un divisor de haz (figura 1.6) para producir dos rayos, los cuales interfieren en una fibra usando dos espejos que dirigen los rayos. En este, se permite que el ángulo mutuo entre los rayos sea variable para que el periodo del patrón de interferencia en la fibra pueda alterarse. Con esta técnica ha sido posible imprimir rejillas en 850 nm al utilizar una lente cilíndrica para enfocar sobre la fibra. Este interferómetro es excelente para tiempos cortos de exposición, pero requiere de un cuidadoso diseño si se quiere utilizar para tiempos largos. Debido a que los espejos pueden transmitir vibraciones, cambios diferenciales en la longitud de la trayectoria pueden producir interferencia fuera de la rejilla o borrar el periodo de ella. Sin embargo, este arreglo es conveniente cuando se emplean láseres de baja coherencia temporal de tal forma que la longitud de la trayectoria puede hacerse idéntica.

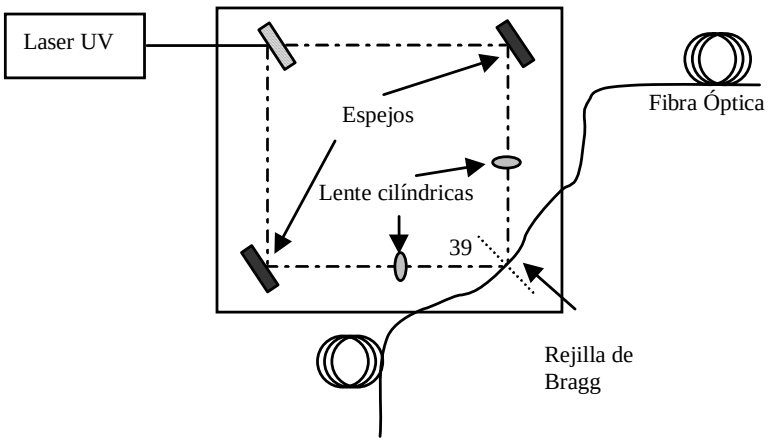


Fig. 1.6. Método interferométrico (división de amplitud) para grabar una rejilla [22].

En la segunda técnica, un rayo de luz UV se dirige de la hipotenusa de un prisma de noventa grados hacia la cara perpendicular y a la fibra buscando que únicamente la mitad del rayo incidente sobre la hipotenusa sea transmitido (figura 1.7). La otra mitad es reflejada hacia la cara inferior del prisma donde se produce la interferencia de ambos rayos. La fibra se coloca en la cara inferior del prisma y se usa una lente cilíndrica para hacer que el rayo tenga un foco lineal sobre ella. Debido a que el interferograma se forma al juntar los rayos, este interferómetro requiere del uso de una fuente con coherencia espacial [19]. El interferómetro es intrínsecamente estable, debido a que la diferencia de trayectoria se genera con un prisma y permanece inafectada por vibraciones.

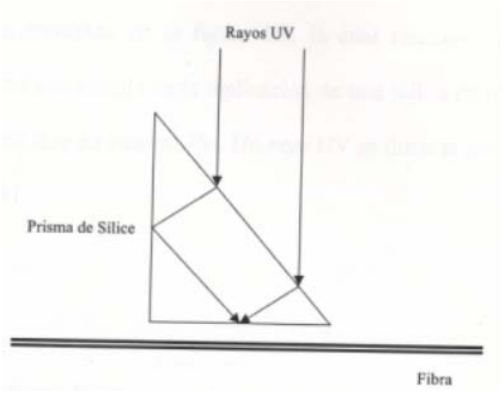


Fig. 1.7. Interferómetro de prisma para grabar rejilla [18].

1.2.2.3 Máscara de Fase.

Una técnica para reproducir rejillas en serie está basada en la replicación de una rejilla de relieve formada como una máscara de fase en transmisión, figura 1.8. Un rayo UV se difracta por la máscara en los órdenes -1, 0 y 1. No es conveniente bloquear el orden cero del rayo mientras esta se escribe, debida a que la intensidad puede ser muy baja. Los órdenes -1 y +1 se reflejan internamente en el prisma rectangular e interfieren en la fibra. Este método es altamente estable, es insensible a traslaciones de rayos y es

extremadamente compacto. Esta técnica permite que las rejillas se repliquen en el núcleo de la fibra [20].

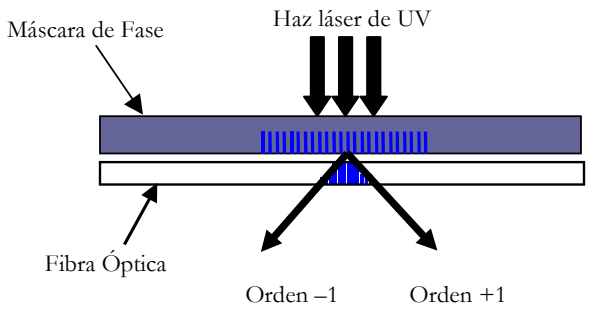


Fig. 1.8. Grabado de la rejilla utilizando una máscara de fase [1].

1.2.3Tipos de Rejillas de Bragg.

1.2.3.1 Rejillas Bragg Reflectoras.

Este tipo de rejillas son excelentes para medir temperatura por su facilidad de estiramiento. Ya que, este tipo elimina los problemas de fluctuaciones de amplitud o intensidad que existen en muchos tipos de sensores de fibra. Cada reflector de Bragg puede ser construida sobre su propia longitud de onda, entonces, una serie de rejillas pueden ser grabadas sobre la misma fibra en la que cada una tendrá una señal de resonancia de Bragg distinta.

1.2.3.2 Rejillas Bragg Brillantes (inclinadas).

La inclinación de los planos de las rejillas de Bragg en la fibra resultará en una luz que es guiada de forma contraria en el núcleo de la fibra siendo unidos flojamente, guiados en el recubrimiento o bien en modos radiados. La inclinación de los planos de las rejillas y la fuerza de la modulación del índice de refracción determina el acoplamiento eficiente y el ancho de banda de la luz que es reflejada fuera. Para este tipo de rejilla, las condiciones que satisfacen la condición de Bragg son los siguientes, el vector de la rejilla K está incidiendo en un ángulo θ_b con respecto al eje de la fibra.

La magnitud del vector de onda de la incidencia v_i, y la dispersión v_s , ambos, deben ser iguales, esto es

$$\cos\theta_b = \frac{|K|}{v_i + v_s} = \frac{|K|}{2v} \tag{1.6}$$

Lo cual muestra que el ángulo de dispersión está restringido por la longitud de onda de Bragg y el índice de refracción (ecuación 1.6). Es decir, para una rejilla brillante no solamente se tienen diferentes longitudes de onda emergiendo a diferentes ángulos sino también diferentes modos de igual longitud de onda también emergerán a pequeñísimos ángulos diferentes para diferentes constantes de propagación.

1.2.3.3 Rejillas no uniformes o chierped fiber Bragg gratings (CFBG)

En las rejillas uniformes el periodo de modulación es uniforme o constante. Cuando el periodo no es constante, la rejilla formada se conoce como *chirped fiber Bragg grating*. Entre sus ventajas está la compensación por dispersión y la estable síntesis de las múltiples longitudes de onda de la fuente. Este tipo de rejillas puede

hacerse variando axialmente el periodo de la rejilla Λ o el índice de refracción del núcleo o bien ambos. Entonces se tiene:

$$\lambda_B(z) = 2n_{eff}(z)\Lambda(z) \tag{1.7}$$

Este tipo de estructura de rejilla Chirped es una donde la variación en el periodo de la rejilla es lineal:

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + \Lambda_1 z \tag{1.8}$$

donde Λ_0 es el periodo de salida y Λ_1 es el cambio lineal a lo largo de la rejilla. Es decir, se puede considerar como una serie de pequeñas rejillas de Bragg de longitudes de onda uniformes incrementándose en un periodo. Si cada estructura es diseñada apropiadamente, se puede realizar un reflector de gran ancho de banda.

Este tipo de rejillas no uniforme se pueden fabricar empleando una máscara de fase con periodo no uniforme, grabar la rejilla sobre la zona de expansión o comprensión de una fibra estrechada, doblar una sección de la fibra mientras se graba, colocar la fibra en una posición no paralela respecto a la máscara de fase o bien estirar uno o los dos extremos de la fibra mientras se graba la rejilla con una velocidad no constante. Otra manera de generar la respuesta de una rejilla no uniforme es utilizar una rejilla uniforme y aplicarle una perturbación (esfuerzo o temperatura) que no sea uniforme.

Capítulo 2

El ion de Erbio $^{3+}$

2.1 Ecuaciones de Balance para el Erbio (Er^{+3}).

El Erbio funcionan como un sistema de cuasi-tres niveles es decir, un nivel fundamental o nivel 1, un nivel metastable o nivel 2 y finalmente un nivel de bombeo o nivel 3 (figura 2.1). La sección de cruce de absorción a la longitud de onda de bombeo está dada por σ_{13} (m^2), la sección de cruce de absorción a la longitud de onda de la señal es σ_{12} (m^2), la sección de cruce de emisión a la longitud de onda de la señal es σ_{21}(m^2); mientras que el tiempo de vida de relajación del fotón al tercer nivel es τ_{32}, el tiempo de vida de relajación radiativa para el segundo nivel es τ_{21}.

La energía de bombeo del fotón está dado por $E = h\nu_p$ mientras que la energía de señal del fotón es $E = h\nu_s$. N_1, N_2 y N_3 (m^{-3}) son las densidades de población de los iones por unidad de volumen en los estados de energía 1, 2 y 3 respectivamente.

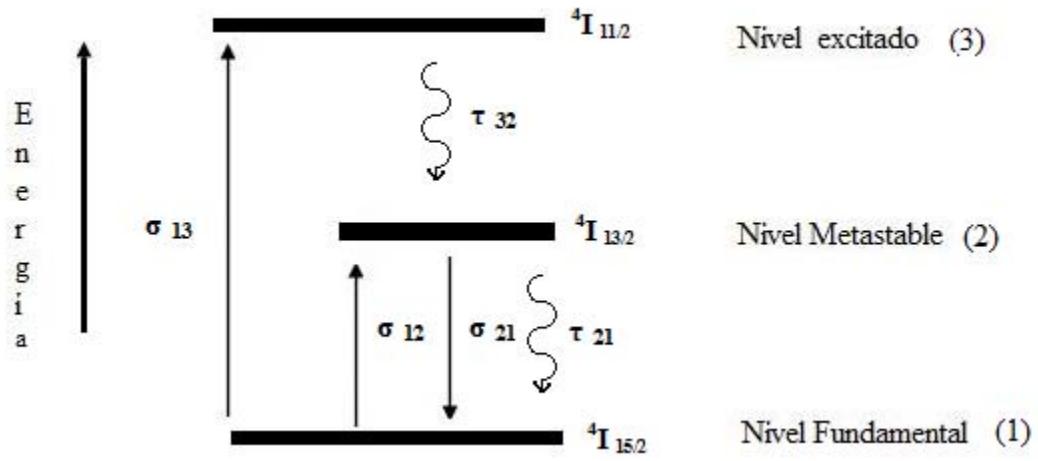


Figura 2.1 Estructura de 3 niveles de los iones de erbio en sílice.

Entonces, las ecuaciones de razón atómicas correspondientes a estas poblaciones son:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{\sigma_{12} I_s}{h\nu_s} N_1 - \frac{\sigma_{21} I_s}{h\nu_s} N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = \frac{\sigma_{13} I_p}{h\nu_p} N_1 - \frac{N_3}{\tau_{32}} \tag{2.2}$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0 \tag{2.3}$$

donde N_0 es la concentración de Erbio igual a la suma de las poblaciones de cada nivel energético.

Se sabe que en estado estable la concentración de Erbio N_0 es constante, por lo tanto, $\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{\partial N_3}{\partial t} = 0$ y entonces

$$\frac{\sigma_{12} I_s}{h\nu_s} N_1 - \frac{\sigma_{21} I_s}{h\nu_s} N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} = 0 \tag{2.4}$$

$$\frac{\sigma_{13} I_p}{h\nu_p} N_1 - \frac{N_3}{\tau_{32}} = 0 \tag{2.5}$$

$$N_0 = N_1 + N_2 + N_3 \tag{2.6}$$

De la ecuación 2.5 se tiene:

$$\frac{N_3}{\tau_{32}} = \frac{\sigma_{13} I_p}{h\nu_p} N_1 \tag{2.7}$$

Sustituyendo el valor anterior en la ecuación 2.4 y afectando la ecuación resultante por $\frac{\tau_{21}}{N_0}$ se tiene:

$$\frac{\sigma_{12} I_s}{h\nu_s} N_1 - \frac{\sigma_{21} I_s}{h\nu_s} N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{\sigma_{13} I_p}{h\nu_p} N_1 = 0 \tag{2.8}$$

$$\frac{\sigma_{12}\tau_{21}}{h\nu_s} I_s \frac{N_1}{N_0} - \frac{\sigma_{21}\tau_{21}}{h\nu_s} I_s \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12}} \frac{N_2}{N_0} - \frac{N_2}{N_0} + \frac{\sigma_{13}\tau_{21}}{h\nu_p} I_p \frac{N_1}{N_0} = 0 \tag{2.9}$$

Para que la sea más fácil de manejar la ecuación 2.8 y si designamos a $n_i = \frac{N_i}{N_0}$ como la normalización de los niveles de población 1, 2 y 3; $I_{ssat} = \frac{h\nu_s I_s}{\sigma_{12}\tau_{21}}$ como la intensidad de

saturación para la onda de la señal; $I_{psat} = \frac{h\nu_p}{\sigma_{13}\tau_{21}}$ como la intensidad de saturación para la onda de bombeo queda

$$\frac{I_s}{I_{ssat}} n_1 - \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12}} \frac{I_s}{I_{ssat}} n_2 - n_2 + \frac{I_p}{I_{psat}} n_1 = 0 \tag{2.10}$$

Posteriormente, denotando como $\gamma = \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12}}$ la relación entre las secciones de cruce y como parámetro de saturación para la onda de señal $s_{SN} = \frac{I_s}{I_{ssat}}$ y como parámetro de saturación para la onda de bombeo $s_{PN} = \frac{I_p}{I_{psat}}$ el sistema resultante se reduce a

$$s_{SN} n_1 - \gamma s_{SN} n_2 - n_2 + s_{PN} n_1 = 0 \tag{2.11}$$

Desde luego que $n_1 + n_2 + n_3 = 1$. Debido a que $\tau_{21} >> \tau_{32}$, resulta

$$n_1 + n_2 = 1 \tag{2.12}$$

Es decir, los iones del nivel 3 bajan muy rápidamente al nivel 2, así que $N_3 \approx 0$ ya que la probabilidad espontánea del nivel 3 al nivel 2 es mucho más grande que la transición estimulada, entonces se tiene

$$n_1 = 1 - n_2 \tag{2.13}$$

Sustituyendo la ecuación 2.13 en la 2.11:

$$s_{SN}(1 - n_2) - \gamma s_{SN} n_2 + s_{PN}(1 - n_2) - n_2 = 0 \tag{2.14}$$

O bien

$$(s_{SN} + \gamma s_{SN} + s_{PN} + 1)n_2 = s_{SN} + s_{PN} \tag{2.15}$$

Por lo tanto se obtiene que el nuevo sistema simplificado:

$$n_2 = \frac{s_{SN} + s_{PN}}{1 + s_{SN}(1+\gamma) + s_{PN}} \tag{2.16}$$

$$n_1 = 1 - n_2 = \frac{1 + \gamma s_{SN}}{1 + s_{SN}(1+\gamma) + s_{PN}} \tag{2.17}$$

Nota: $s_{SN} = \frac{I_s}{I_{ssat}} = \frac{P_s}{P_{ssat}}$ porque $P_{ssat} = I_{ssat}\frac{\pi\omega_0^2}{2}$ y $P_s = I_s\frac{\pi\omega_0^2}{2}$ (donde $\frac{\pi\omega_0^2}{2}$ es el área de un rayo gaussiano), de igual forma para s_p.

A partir de la energía almacenada que se genera dentro de una fibra dopada con Erbio, se puede producir una amplificación de señal mediante la emisión estimulada, adicionalmente se produce la emisión espontánea, la cual también es amplificada originando ruido. Además de introducir ruido a la señal que se puede propagar por la fibra (disminución del estado metastable), hace disminuir la ganancia que puede obtener de la fibra. Por lo tanto, la expresión de la ganancia de la fibra para la onda de señal está dada por:

$$g_s = \sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1 = \sigma_{21}\frac{N_2}{N_0}N_0 - \sigma_{12}\frac{N_1}{N_0}N_0 \tag{2.18}$$

$$g_s = \sigma_{21}N_0 n_2 - \sigma_{12}N_0 n_1 = g_{s0}n_2 - \alpha_{s0}n_1 \tag{2.19}$$

donde

$g_{s0} = \sigma_{21} N_0$ es la ganancia saturada.

$\alpha_{s0} = \sigma_{12} N_0$ es la absorción para la señal con potencia baja para longitud de onda de la señal.

La ecuación de la fibra para la absorción de la onda de bombeo es:

$$\alpha_p = \sigma_{13} N_1 = \sigma_{13} N_0 \frac{N_1}{N_0} = \alpha_{0p} n_1 \qquad (2.20)$$

donde α_{0p} : es la absorción para el bombeo con potencia baja para la longitud de onda del bombeo.

2.2 Análisis de las rejillas de Bragg en fibra dopada.

Cuando el campo de luz incidente en una rejilla tiene una longitud de onda λ cercana a la longitud de onda de Bragg (λ_B) produce una reflexión intensa debido a la interferencia constructiva de las ondas reflejadas por cada uno de los planos de la rejilla. De acuerdo a la ecuación 1.5 la longitud de onda de reflexión depende tanto de la longitud del camino óptico en cada periodo de la rejilla como del índice de refracción efectivo.

Una de las formas de obtener las propiedades de las rejillas es a través de la teoría de modos acoplados [10,11], las cuales describen el comportamiento del haz reflejado y del haz incidente. La teoría de los modos acoplados es una de las técnicas que se utiliza más debido a su simplicidad y precisión en el modelado de las propiedades de las rejillas de Bragg.

Idealmente, en una guía de onda si no hay ningún mecanismo que permita el intercambio de energía entre los modos guiados, estos son ortogonales, sin embargo, cuando la estructura presenta perturbaciones se fuerza un acoplamiento de modos.

Las ecuaciones que se emplean para describir el espectro de una rejilla de Bragg empleando la teoría de modos acoplados son [10,11]:

$$\frac{dA}{dz} = i\zeta A + i\kappa B \tag{2.21}$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\zeta B - i\kappa A \tag{2.22}$$

Donde A es la amplitud del campo incidente, mientras que B es la amplitud del campo reflejado; $\zeta = 2\pi n_{eff}\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B}\right) = 2\pi n_{eff}\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2}\right)$ es el vector de onda desintonización; $\kappa = \frac{\pi}{\lambda} n_1$ es el coeficiente de acoplamiento y finalmente, n_{eff} es el índice de refracción efectivo del modo propagante LP01.

Entonces, la reflexión de de un modo de amplitud A generará un modo de amplitud B pero el cual se va a propagar en dirección opuesta. El análisis de la teoría de modos acoplados puede hacerse de dos formas diferentes, empleando un método analítico o bien un método matricial.

2.2.1 Método Analítico.

Como se observa en la figura 2.2 al inicio de la rejilla en z = 0 la amplitud del campo incidente es A_0, mientras que al final de la rejilla cuando z = L la amplitud del campo reflejado es 0 pero una vez que el haz reflejado recorre toda la longitud z = L de la rejilla amplitud será igual a B_0.

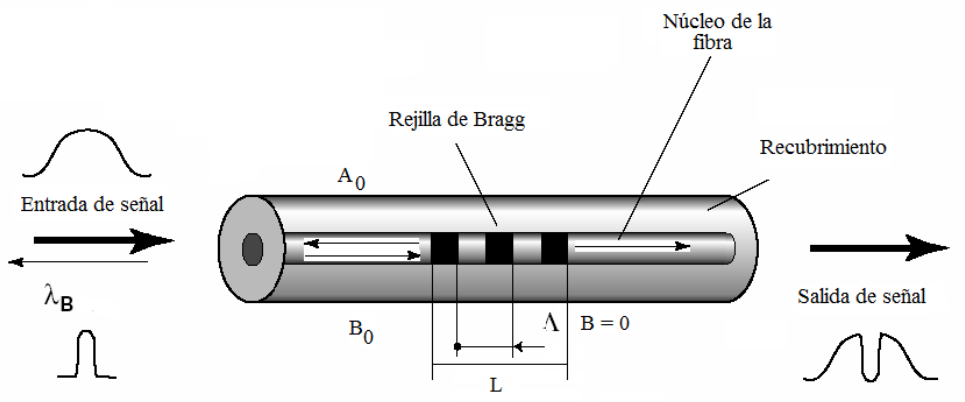


Figura 2.2. Figura de la fibra con la rejilla y la cantidad de campos [23]

Entonces, la reflexión de amplitud está dada por:

$$\rho = \frac{B_0}{A_0} \tag{2.23}$$

Así pues, la reflexión de potencia a partir de la reflexión de amplitud está dada por:

$$R = \rho\rho^* \tag{2.24}$$

Despejando de la ecuación 2.22 la amplitud del campo incidente (A) y diferenciando el resultado con respecto a z:

$$\frac{d}{dz}\left(A = -\frac{1}{i\kappa}\frac{dB}{dz} - \frac{i\zeta}{i\kappa}B \right) \tag{2.25}$$

$$\frac{dA}{dz} = -\frac{1}{i\kappa}\frac{d^2B}{dz^2} - \frac{\zeta}{\kappa}\frac{dB}{dz} \tag{2.26}$$

Sustituyendo la ecuación 2.25 y la ecuación 2.26 en la ecuación 2.21

$$\left(-\frac{1}{i\kappa}\frac{d^2B}{dz^2} - \frac{\zeta}{\kappa}\frac{dB}{dz} = -\frac{i\zeta}{i\kappa}\frac{dB}{dz} - i\zeta\frac{\zeta}{\kappa}B + i\kappa B \right) \tag{2.27}$$

Realizando operaciones algebraicas (eliminación de términos semejantes) y al multiplicar la ecuación 2.36 por –iκ

$$\frac{d^2B}{dz^2} = -\zeta^2 B + \kappa^2 B = (\kappa^2 - \zeta^2)B \tag{2.28}$$

Donde $\gamma^2 = \kappa^2 - \zeta^2$

Entonces

$$\frac{d^2B}{dz^2} = \gamma^2 B \tag{2.29}$$

Resolviendo la ecuación diferencial resulta:

$$B = C_1 e^{\gamma z} + C_2 e^{-\gamma z} \tag{2.30}$$

Tomando las condiciones de frontera B (z = L) = 0 en la ecuación 2.30

$$0 = C_1 e^{\gamma L} + C_2 e^{-\gamma L} \tag{2.31}$$

De donde el valor de C_2

$$C_2 = -C_1 e^{2\gamma L} \tag{2.32}$$

Sustituyendo el valor de C_2 en la ecuación 2.30 se tiene

$$B = C_1 \left[e^{\gamma z} - e^{2\gamma z} e^{-\gamma z} \right] \tag{2.33}$$

Con el valor obtenido de B, se puede determinar ahora el valor de A; sustituyendo la ecuación 2.33 en la ecuación 2.25

$$A = -\frac{1}{i\kappa}\left(C_1\gamma e^{\gamma z} + C_1\gamma e^{2\gamma L}e^{-\gamma z}\right) - \frac{\zeta}{\kappa}\left(C_1\gamma e^{\gamma z} - C_1\gamma e^{2\gamma L}e^{-\gamma z}\right) \tag{2.34}$$

$$A = -\frac{1}{i\kappa}\gamma C_1\left(e^{\gamma z} + e^{2\gamma L}e^{-\gamma z}\right) - \frac{\zeta}{\kappa}\left(e^{\gamma z} - e^{2\gamma L}e^{-\gamma z}\right) \tag{2.35}$$

Tomando las condiciones de frontera para A cuando z = 0 y aplicándolas en la ecuación 2.35 tenemos que el valor de C_1 está dado por:

$$A_0 = -\frac{1}{i\kappa}\gamma C_1\left(1 + e^{2\gamma L}\right) - \frac{\zeta}{\kappa}C_1\left(1 - e^{2\gamma L}\right) \tag{2.36}$$

Pero por identidades trigonométricas se tiene

$$1 + e^{2\gamma L} = 2e^{\gamma L}\left(\frac{e^{\gamma L} + e^{-\gamma L}}{2}\right) = 2e^{\gamma L}\cosh(\gamma L) \tag{2.37}$$

Y para el otro miembro de la ecuación 2.36

$$e^{2\gamma L} - 1 = 2e^{\gamma L}\left(\frac{e^{\gamma L} - e^{-\gamma L}}{2}\right) = 2e^{\gamma L}\sinh(\gamma L) \tag{2.38}$$

Sustituyendo los valores obtenidos en la ecuación 2.37 y 2.38 en la 2.36

$$A_0 = -\frac{2}{i\kappa}\gamma C_1 e^{2\gamma L}\cosh\left(\gamma L\right) + \frac{2\zeta}{\kappa}C_1 e^{2\gamma L}\sinh\left(\gamma L\right) \tag{2.39}$$

De donde se obtiene que el valor de la constante C_1 es

$$C_1 = \frac{-i\kappa A_0}{2\gamma e^{2\gamma L}\cosh(\gamma L) - 2i\zeta e^{2\gamma L}\sinh(\gamma L)} \tag{2.40}$$

Ahora, el valor de B está determinado por la ecuación 2.33 Aplicando condiciones de frontera para B (z = 0) = B_0 se tiene

$$B_0 = C_1\left[1 - e^{2\gamma L}\right] \tag{2.41}$$

Sustituyendo el valor de C_1 en la ecuación 2.40 resulta que el valor de B_0 está dado por

$$B_0 = \frac{i\kappa A_0 \sinh(\gamma L)}{\gamma\cosh(\gamma L) - i\zeta\sinh(\gamma L)} \tag{2.42}$$

Entonces, la reflectividad de amplitud (ecuación 2.23) es

$$\rho = \frac{i\kappa \sinh(\gamma L)}{\gamma\cosh(\gamma L) - i\zeta\sinh(\gamma L)} \tag{2.43}$$

De acuerdo a la ecuación 2.24 la potencia de reflexión está dada por

$$R = \rho\rho^* = \frac{\kappa^2\sinh^2(\gamma L)}{(\kappa^2 - \zeta^2)\cosh^2(\gamma L) + \zeta^2\sinh^2(\gamma L)} \tag{2.44}$$

Aplicando a la ecuación anterior $\cosh^2(x) - \sinh^2(x) = 1$ se obtiene

$$R = \frac{\kappa^2 \sinh^2(\gamma L)}{\kappa^2 \cosh^2(\gamma L) - \zeta^2} \tag{2.45}$$

Como se sabe, a la longitud de onda de Bragg no hay vector de onda de sintonización, $\zeta = 0$, entonces, la reflectividad para este caso en específico es

$$R_0 = \tanh^2(\kappa L) \tag{2.46}$$

Al sustituir el valor de κ se tiene que el valor de la potencia de reflexión a la longitud de onda de Bragg es

$$R_0 = \tanh^2\left(\frac{\pi}{\lambda} n_1 L\right) \tag{2.47}$$

Donde la amplitud de la rejilla n_1, está dado por

$$n_1 = \frac{\lambda}{\pi L} \operatorname{arctanh}\left(\sqrt{R_0}\right) \tag{2.48}$$

Todo lo anterior ha sido considerado si la ganancia dentro de la rejilla fuera cero, es decir, cuando el coeficiente de absorción en la fibra no saturada a la longitud de onda de Bragg es cero (g=α=0).

2.2.2 Método matricial.

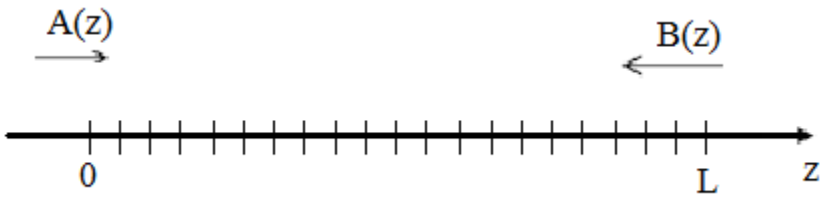


Figura 2.3. Esquema de la rejilla de Bragg de longitud L indicando el haz incidente y el haz reflejado.

De acuerdo con la figura 2.3 En la rejilla de Bragg inscrita en una fibra óptica activa, las condiciones de frontera son A(0)= A_0 y B(L)=0, mientras que los parámetros de la rejilla de Bragg son: la amplitud de la rejilla viene dada por $n_1 = \frac{\lambda}{\pi L}\operatorname{arctanh}\left(\sqrt{R_0}\right)$, longitud de onda de Bragg λ_0 = 1.532 nm, la reflectividad de la rejilla a la longitud de onda de Bragg cuando g = α = 0, es decir no hay pérdidas, índice de refracción modal n_{eff}=1.46 el coeficiente de acoplamiento $\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda_0}$ y el vector de sintonización $\zeta = \beta - \beta_0 = 2\pi n_{eff}\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B}\right)$

Entonces las ecuaciones de modos acoplados cuando la ganancia es diferente de cero, son [24]

$$\frac{dA}{dz} = i\zeta A + i\kappa B + \frac{g}{2}A \tag{2.49}$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\zeta B - i\kappa A - \frac{g}{2}B \tag{2.50}$$

O bien

$$\frac{dA}{dz} = i\tilde{\zeta}A + i\kappa B \tag{2.51}$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\tilde{\zeta}B - i\kappa A \tag{2.52}$$

Donde $\tilde{\zeta} = \zeta - i\frac{g}{2}$

Como la rejilla se ha dividido en un número suficiente $\Delta z = \frac{L}{N}$ que para nuestro caso N=2000, para cada segmento Δz de la AFBG:

$$\Delta A = (i\tilde{\zeta}A + i\kappa B)\Delta z \tag{2.53}$$

$$\Delta B = -(i\tilde{\zeta}B + i\kappa A)\Delta z \tag{2.54}$$

Entonces para las amplitudes de onda correspondientes a un i-segmento las ecuaciones 2.53 y 2.54 se pueden escribir:

$$A_i = A_{i-1} + (i\tilde{\zeta}_{i-1}A_{i-1} + i\kappa B_{i-1})\Delta z \tag{2.55}$$

$$B_i = B_{i-1} - (i\tilde{\zeta}_{i-1}B_{i-1} + i\kappa A_{i-1})\Delta z \tag{2.56}$$

O en su forma matricial

$$\begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + i\tilde{\zeta}_i\Delta z & i\kappa\Delta z \\ -i\kappa\Delta z & 1 - i\tilde{\zeta}_i\Delta z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{pmatrix} \tag{2.57}$$

o bien

$$\begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} = F_i \begin{pmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{pmatrix} \tag{2.58}$$

Porque las rejillas de Bragg en fibra (FBG) son calculadas desde la parte trasera (usando las condiciones de frontera B(L)=0), entonces la ecuación 2.58 se reescribe como:

$$\begin{pmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{pmatrix} = F_i^{-1} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} = M_i \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} \tag{2.59}$$

Donde $M_i=F_i^{-1}$. Entonces las intensidades de las ondas A y B vienen dadas por:

$$I_{A_i} = A_i(A_i^*) \tag{2.60}$$

$$I_{A_i} = B_i(B_i^*) \tag{2.61}$$

Mientras que la potencia de las ondas A y B:

$$P_{A_i} = I_{A_i} \frac{\pi\omega_0^2}{2} \tag{2.62}$$

$$P_{B_i} = I_{B_i} \frac{\pi\omega_0^2}{2} \tag{2.63}$$

Donde $\frac{\pi\omega_0^2}{2}$ es el área de la onda Gaussiana A y B y ω_0 es radio modal.

A partir de la ecuación 2.57, 2.60 y 2.61, haciendo correr el subíndice desde i = 0, donde inicia la rejilla, hasta i = L donde termina para cada una de las variaciones de la longitud de onda se pueden obtener las gráficas que determinen la reflectividad.

2.2.3 Modelado de las distribuciones espaciales de la señal de bombeo y las potencias de las ondas A y B.

Como se sabe, la potencia del haz incidente está dada por $P_A = S_A \bullet P_{ssat}$, la potencia del haz reflejado $P_S = S_B \bullet P_{ssat}$ y de la señal de bombeo $P_p = S_P \bullet P_{psat}$.

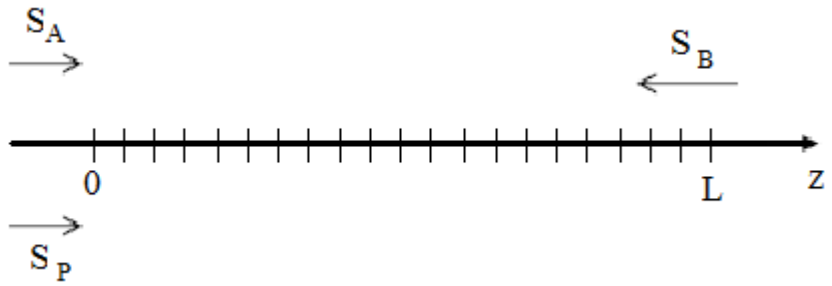


Figura 2.4. Esquema de la potencia de bombeo, de la potencia de señal y la potencia reflejada.

Ahora, las normalizaciones de las potencias están calculadas desde el lado final de la rejilla (z=L) figura 2.4. Entonces, se necesitará encontrar $S_A(L)$ y $S_P(L)$ en forma tal cuando estos den los valores correctos $S_A(0)$ y $S_P(0)$

.

El modelado se hace en base a la forma siguiente, primeramente se toman las condiciones iniciales

$S_{SB}(L) = 0,$

$S_{SA}(L) = S_{SAguess}$

$S_{SP}(L) = S_{SPguess}$

o bien

$S_{SBN} = 0,$

$S_{SAN} = S_{SAguess}$

$S_{SPN} = S_{SPguess}$

Para estos parámetros podemos encontrar que:

$$n_{2_N} = \frac{(s_{SAN} + s_{SBN}) + s_{SPN}}{1 + (1+\zeta)(s_{SAN} + s_{SBN}) + s_{SPN}} \qquad \textbf{(2.64)}$$

$$n_{1_N} = 1 - n_{2_N} \qquad \textbf{(2.65)}$$

Dándonos como resultado $g_{SN} = g_{S0} n_{2_N} - \alpha_{S0} n_{1_N}$ y $\alpha_{p_N} = \alpha_{P0} n_{1_N}$. En base a esto, podemos encontrar que la matriz $M_N = F_N^{-1}$ está dada por

$$F_N = \begin{pmatrix} 1 + i\tilde{\zeta}_N \Delta z & i\kappa\Delta z \\ -i\kappa\Delta z & 1 - i\tilde{\zeta}_N \Delta z \end{pmatrix} \qquad \textbf{(2.66)}$$

Podemos escribir que $S_{SAN} = \sqrt{S_{SAN_{guess}}}$ y $B_N = 0$ o bien:

$$\begin{pmatrix} A_{N-1} \\ B_{N-1} \end{pmatrix} = M_N \begin{pmatrix} A_N \\ B_N \end{pmatrix} \qquad \textbf{(2.67)}$$

Entonces

$$P_{A_{N-1}} = A_{N-1} \bullet A_{N-1}*$$

$$P_{B_{N-1}} = B_{N-1} \bullet B_{N-1}*$$

$$P_{P_{N-1}} = P_{P_N} e^{+\alpha_{P_N} \Delta z}$$

El signo de la exponencial de la señal de bombeo es positivo porque el bombeo de propagación es desde z=0 hasta z=L pero los cálculos son desde z=L hasta z=0. Ahora desde los resultados de N-1 encontramos los nuevos conjuntos de parámetros

$$\begin{pmatrix} n_{1_{N-1}} \\ n_{2_{N-1}} \\ g_{S_{N-1}} \\ \alpha_{P_{N-1}} \\ etc \end{pmatrix}$$

Y entonces podemos calcular

$$\begin{pmatrix} P_{SAN_{N-2}} \\ P_{SBN_{N-2}} \\ P_{SPN_{N-2}} \\ etc \end{pmatrix}$$

Hasta que lleguemos al inicio de la rejilla donde satisfacemos nuestras condiciones de potencia de bombeo y la potencia del haz incidente.

Capítulo 3

Resultados

3.1 Valores de potencia de bombeo y de señal.

Para observar la reflectividad de una rejilla Bragg, es necesario que ésta se bombee con un valor diferente a la potencia de señal que se desea se amplificar. En nuestro caso, los valores de potencia de señal y de bombeo que se manejan durante la simulación se normalizaron, es decir

$$S_{A0} = \frac{P_S(z=0)}{P_{ssat}} \tag{0.1}$$

$$S_{P0} = \frac{P_P(z=0)}{P_{psat}} \tag{0.2}$$

donde P_S es la potencia de la señal, P_P es la potencia de bombeo, P_{ssat} es la potencia de señal saturada cuyo valor es de P_{ssat}= 270 mW y P_{psat} es la potencia de bombeo saturada cuyo valor P_{psat}= 300. Los valores anteriores son de relevancia ya que hasta ahora hemos considerado que al modelo del ion de Erbio $^{+3}$ con tan solo tres niveles de energía, sin embargo, el espectro real del ion es mucho más complicado como se muestra en la figura 2.1 Como existen niveles de energía más altos que los niveles metastables o excitado permite la generación del efecto ESA (absorción en el estado excitado). En este caso, un fotón de señal o de bombeo es absorbido por un ion que ya se encuentra en el nivel

metastable, provocando que éste se eleve a un nivel más alto; de este nivel los iones se relajan hacia los niveles inferiores de modo no radiativo o de modo radiativo (generando la fluorescencia verde emitida por los amplificadores de fibra óptica dopada con Erbio EDFAs). Este fenómeno es nefasto, pues una parte de los fotones de bombeo es consumida y no puede contribuir a la inversión de población (amplificación). Cuando una fibra dopada con Erbio $^{+3}$ es bombeada a través de sus bandas de absorción del estado base (GSA) es decir, cercano al ~977 y ~1531 el proceso de absorción del estado excitado (ESA) aparece.

El fenómeno ESA puede ser reducido eligiendo cuidadosamente la configuración de bombeo. Los datos para el proceso ESA a la longitud de onda de bombeo λ_p en presencia de radiación de señal a la longitud de onda λ_s es de suma importancia, debido a que la radiación de señal en una fibra dopada con Erbio $^{+3}$ genera un incremento en la población del estado $^4I_{11/2}$ desde donde comienza el proceso ESA. De forma contraria, sin la presencia de la onda de señal en la fibra, casi todos los iones estarán por encima del nivel laser $^4I_{13/2}$, lo cual provoca una baja absorción del bombeo. La no linealidad del coeficiente de transmisión en la fibra dopada con Erbio (EDF) y la upconvension (UCE) son entonces, consecuencia exclusivamente del proceso ESA.

Por investigaciones recientes se sabe que a diferente potencia de señal y manteniendo una potencia de bombeo fija a medida que la potencia de señal se incrementa hasta llegar a ser la igual a la señal de bombeo, el crecimiento de la potencia UCE se hace más lento. A su vez, el coeficiente de transmisión para una EDF depende de la potencia de la señal de entrada $T_p(P_s) = \frac{P_{p_{out}}}{P_{p_{in}}}$; por lo tanto, el proceso ESA en la longitud de onda de

bombeo llega a ser considerable en una potencia de señal moderada, mientras que se o obtiene un incremento a medida que la señal crece [14].

Entonces, las fibras ópticas que se estuvieron simulando fueron una con bajo dopaje y la otra con alto dopaje, cuyas características son las siguientes:

1) M-12/980/125: Este tipo de fibra óptica se considera como una fibra de bajo cantidad de dopaje.

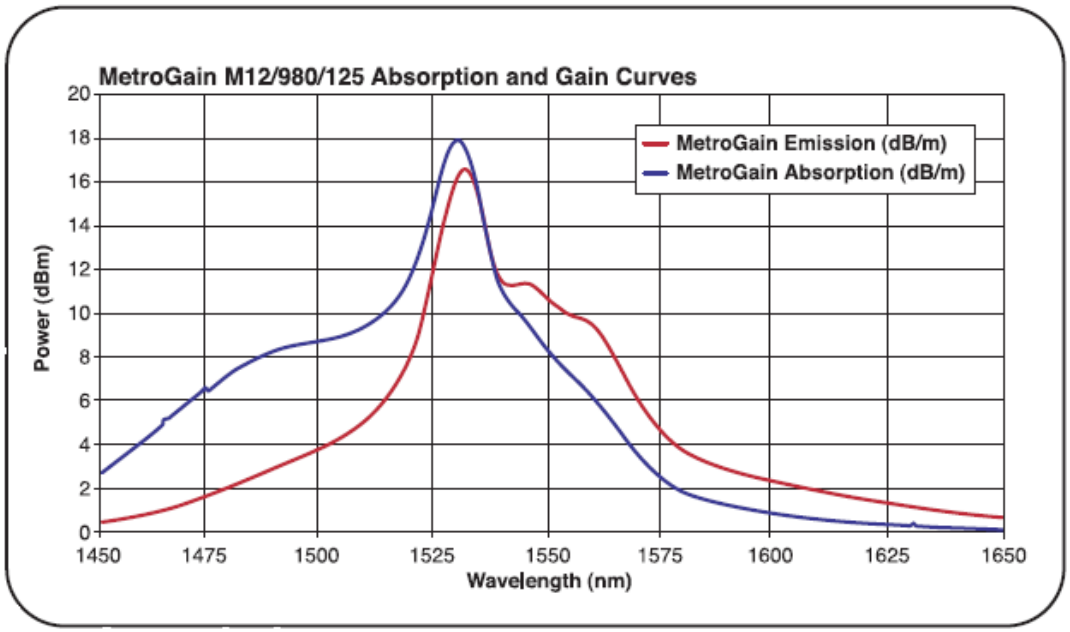


Figura 3.1 Curvas de Absorción y ganancia de la fibra MetroGain M12/980/125.

De la figura 3.1, para la longitud de onda de Bragg (1532 nm) cuando los valores de emisión y absorción en la fibra óptica son 18 y 16.5 respectivamente, se obtiene el valor de la ganancia para la fibra óptica a la longitud de onda de la señal y el valor del

coeficiente de absorción para la fibra óptica no saturada a la longitud de onda de la señal de la siguiente manera:

$$\text{Absorción}\left[\text{dB/m}\right] = 4.34\ \alpha\ \left[\text{m}^{-1}\right] \tag{0.3}$$

$$\textit{Emisión}\left[\text{dB/m}\right] = 4.34\ \alpha\ \left[\text{m}^{-1}\right] \tag{0.4}$$

Sustituyendo valores en la ecuación 3.1 y 3.2:

$$g = \frac{18}{4.34} = 4.14m^{-1} = 0.0414cm^{-1}$$

$$\alpha_0 = \frac{16.5}{4.34} = 3.8m^{-1} = 0.038cm^{-1}$$

2) Liekki ER 110-4/125: Este tipo de fibra óptica es una fibra de alto dopaje de Erbio. En la figura 3.2 se muestran los datos técnicos de esta fibra proporcionada por el fabricante.

ER110-4/125
Liekki ER110-4/125 is a highly doped fiber for ultra-short pulse amplifiers operating in the 1.5µm wavelength region. It has a very high erbium concentration that minimizes the required application fiber length while providing strong gain and reduced nonlinear effects.

Optical Characteristics
- **Peak Absorption at 1530nm:** 110 ± 10dB/m
- **Mode Field Diameter at 1550nm:** 6.5 ± 0.5µm
- **Core Numerical Aperture:** 0.2
- **Fiber Cutoff Wavelength:** 800-980nm

Single Mode Very Highly Er-doped Fiber Specifications

ITEM#	RECOMMENDED OPERATING λ	PEAK ABSORPTION	MFD	CLADDING DIAMETER	COATING DIAMETER	CUTOFF WAVELENGTH	NA
ER40-4/125	L-Band	40 ± 4dB/m	6.5 ± 0.5µm	125 ± 2µm	245 ± 15µm	800-980nm	0.2
ER80-4/125	C-, L-Band	80 ± 8dB/m	6.5 ± 0.5µm	125 ± 2µm	245 ± 15µm	800-980nm	0.2
ER80-8/125	C-, L-Band	80 ± 8dB/m	9.5 ± 0.5µm	125 ± 2µm	245 ± 15µm	1100-1400nm	0.13
ER110-4/125	C-, L-Band	110 ± 10dB/m	6.5 ± 0.5µm	125 ± 2µm	245 ± 15µm	800-980nm	0.2

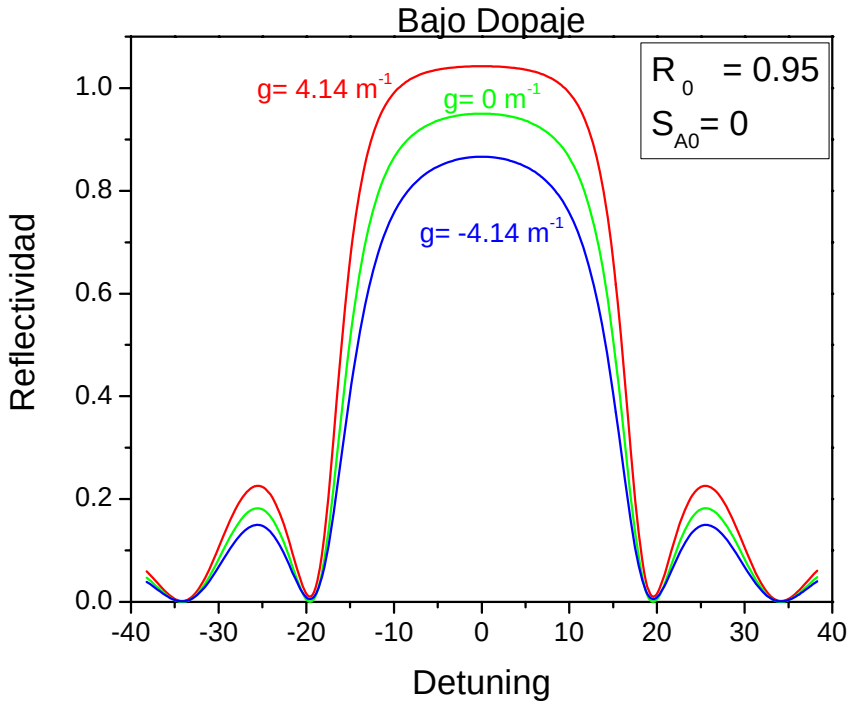
Figura 3.2. Datos técnicos de la fibra ER-110-4/125

Cuando la fibra óptica tiene altas concentraciones de dopaje, se considera que el valor de la ganancia y el coeficiente de absorción son aproximadamente iguales, es decir:

$$\alpha_0 \approx g = \frac{110}{4.34} = 25.35m^{-1} = 0.254cm^{-1} \qquad (0.5)$$

3.2 Cuando utilizar la solución del método analítico o el método matricial para la obtención de la gráfica de la reflectividad

Para determinar el valor de la reflectividad dentro de una rejilla de Bragg se debe de considerar si la ganancia dentro de la fibra presenta variaciones o no. Esto es, si la ganancia dentro de la rejilla permanece constante, el valor de la reflectividad se puede obtener empleando cualquier tipo de solución (analítica o matricial), pero la solución que arroja los métodos analíticos es una ecuación sencilla (ecuación 2.45), por tal motivo se prefiere respecto al método matricial. En la figura 3.3 y 3.4 se muestran las gráficas de la reflectividad para las fibras ópticas con alta y baja concentración de dopante que comprueban que aplicando la solución de las ecuaciones de los modos acoplados empleando el método matricial y el método analítico para la obtención de su valor de reflectividad, los gráficos que se generan por ambos métodos son los mismos, siempre y cuando se hagan la consideración más importante: la ganancia es constante a lo largo de toda la rejilla. Además las gráficas son para los parámetros de ganancia y absorción que se obtienen empleando las ecuaciones 3.3 y 3.4, con un valor de potencia de señal normalizada igual a cero (máxima reflectividad) y valores de reflectividad de la rejilla sin ganancia y absorción de 95 % y 99 %.



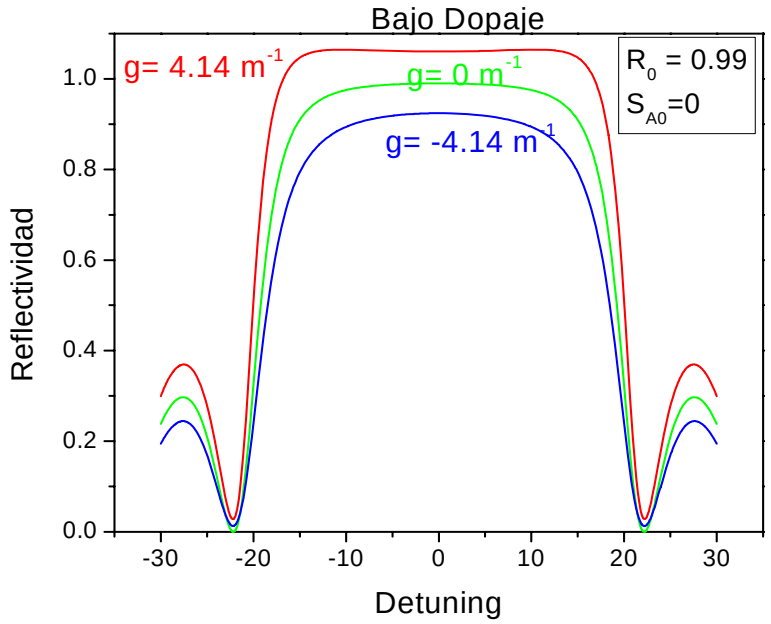
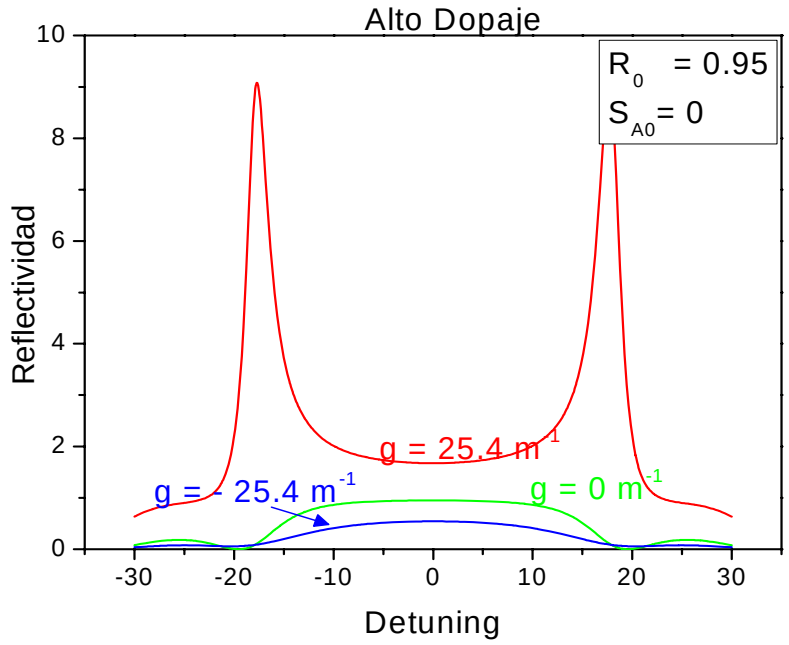


Figura 3.3 Gráficos obtenidos a través de la solución de las ecuaciones de modos acoplados empleando el método analítico y el método matricial para la fibra SMF-28 para una S_{P0} = 50
a) R_0=0.95 b) R_0=0.99



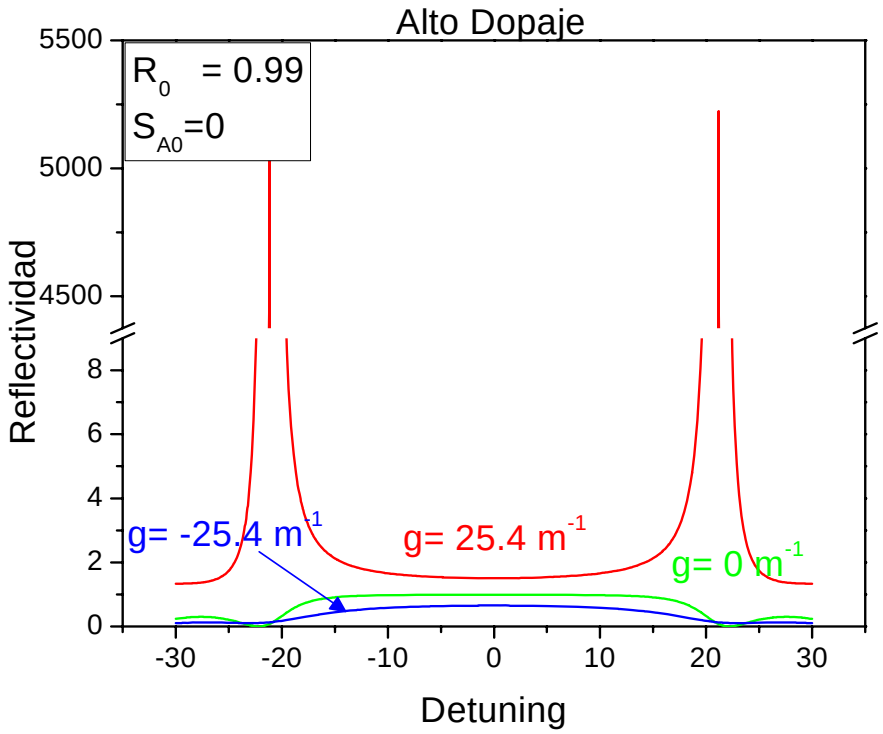


Figura 3.4 Gráficos obtenidos a través de la solución de las ecuaciones de modos acoplados empleando el método analítico y el método matricial para la fibra Liekki para una S_{P0} = 50a) R_0=0.95 b) R_0=0.99

Por el contrario, cuando la fibra óptica no tiene una ganancia constante (como ocurre realmente), entonces la aplicación de la ecuación 2.45 para la obtención de la gráfica de reflectividad no es válida, ya que la ganancia va variando con respecto a la longitud de la rejilla; por lo tanto, la aplicación de los métodos matriciales para obtener la matriz de transmitancia es la forma más adecuada y correcta para generar la gráfica de la reflectividad entonces, es lo que seguimos utilizando.

3.3 Algoritmo utilizado para la obtención del valor de la reflectividad empleando el método matricial.

Como los parámetros que influyen en la obtención del valor de la reflectividad para de una rejilla de Bragg en la realidad son bastantes, entonces, este análisis no se puede realizar empleando el método analítico pues sería bastante complicado querer resolverlo de esa forma, por lo tanto, el método matricial realizado por simulación numérica representa una buena opción.

Para realizar las simulaciones numéricas fue necesario desarrollar un programa que fuera capaz de anidar y comparar resultados, es decir, lo que en ingeniería de control se conoce como sistema retroalimentado. Para realizar el modelado se tomó como base las distribuciones espaciales de la potencia normalizada de bombeo y la potencia de la señal normalizada tanto para el haz incidente A como para el haz reflejado B como lo muestra en la figura 3.5.

La longitud completa de la rejilla la dividimos en 2000 secciones que vamos a recorrer hasta llegar al inicio de la rejilla es decir, desde i=N hasta i=0, de atrás hacia adelante.

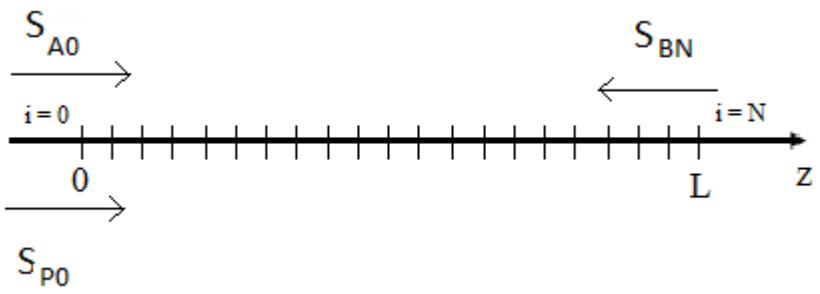


Figura 3.5 Esquema de potencia de señal, de bombeo y de señal reflejada, para un número N de segmentos en que se va a dividir la rejilla. (N= 2000).

De acuerdo al diagrama mostrado en la figura 3.5, las condiciones iniciales que tenemos en la frontera son las siguientes:

S_{A0} (z =0) = 0.1 y 200

S_{P0} (z= 0) = 50

S_{BN} (z=L) = 0

Una vez que los parámetros de la fibra óptica se introducen, incluyendo los valores de potencia de bombeo y potencia de señal, se deberán de suponer los valores de potencia de señal normalizada y potencia de bombeo normalizado al final de la rejilla (cuando i=N) y en base a estos valores se comienza a realizar el recorrido de la fibra. La cantidad de valores en los que se tenga segmentados la rejilla de Bragg (N) será la cantidad de aproximaciones que el programa analizará para finalmente llegar al inicio de la rejilla de

Bragg, esto es cuando i=0. Cabe remarcar que a medida que incrementamos el valor de N, el programa tardará más tiempo en ejecutarse.

Entonces, como se hace un recorrido del total de la rejilla, en cada uno de los 2000 puntos, o sea, en cada aproximación se puede solicitar el valor de la inversión de población normalizada determinadas mediante las ecuaciones de balance; además de los coeficientes de ganancia y de absorción a lo largo de la rejilla. Esto se logra debido a que para cada valor de i, se obtiene su matriz de transferencia permitiendo obtener los parámetros deseados para cada valor de i. Una vez que se ha realizado el recorrido de la rejilla, partiendo de nuestros valores supuestos, si estos valores que se logran generar al recorrer la rejilla de Bragg valores iguales para S_{A0} (z=0) y S_{P0} (z=0) que teníamos inicialmente como condiciones de inicio, entonces en ese momento el programa termina de ejecutarse, ya que se han obtenido los valores de la potencia de bombeo y señal normalizadas al final de la rejilla. En caso contrario, se tendrán que variar nuevamente los valores de potencia de señal normalizada y potencia de bombeo normalizada supuesta ($S_{ANguess}$, $S_{PNguess}$) al final de la rejilla.

El diagrama de flujo de la figura 3.8 sintetiza todos los pasos que se siguieron para realizar la simulación numérica para lograr que los parámetros supuestos satisfagan las condiciones iniciales de frontera en la entrada de la rejilla y a la salida de la rejilla.

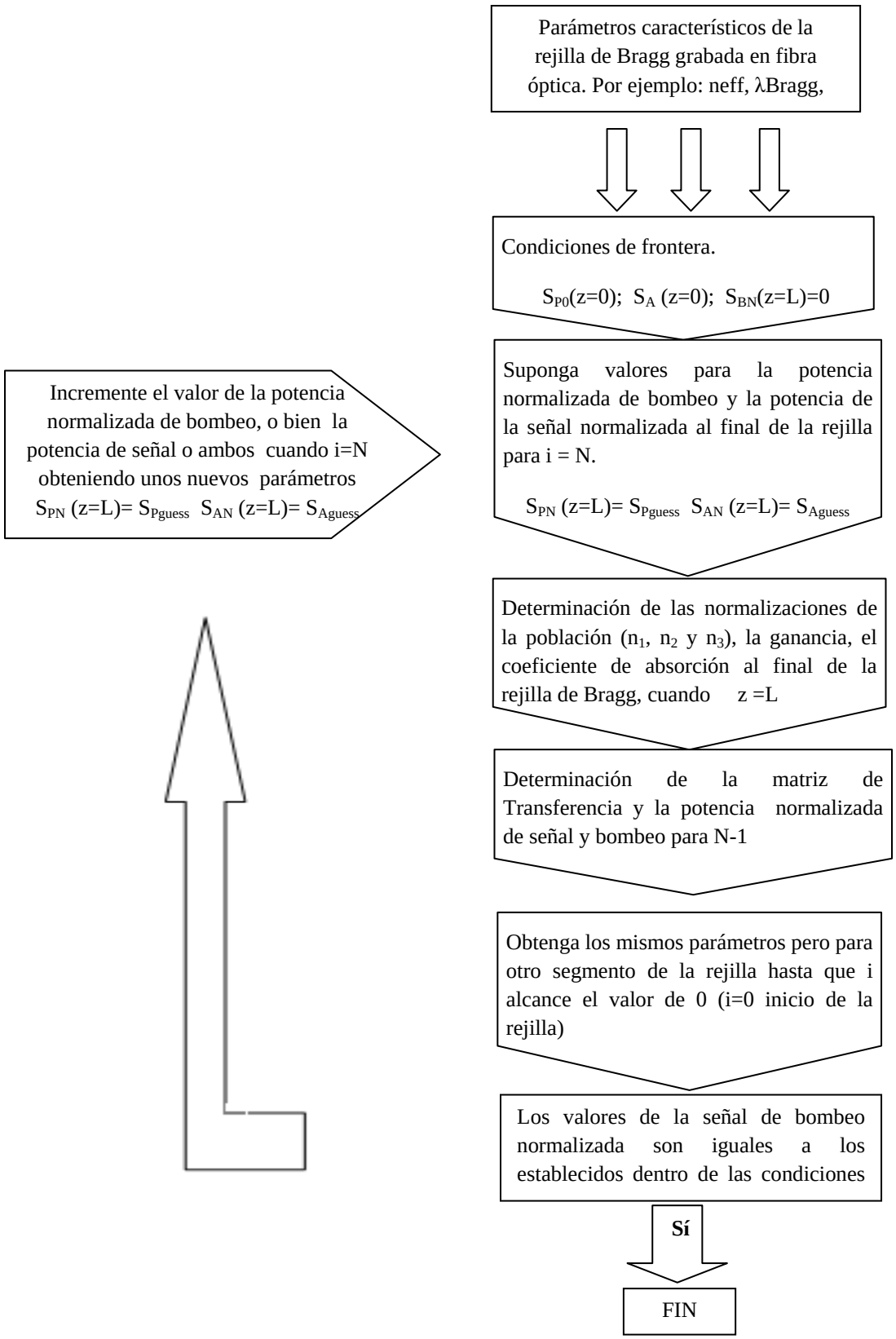


Figura 3.6 Descripción del diagrama de flujo empleado para generar solucionar por método matricial las ecuaciones de modos acoplados cuando la ganancia es diferente de cero.

3.4 Parámetros para la simulación numérica empleando el método matricial.

Como nuestro interés radica en asemejar todos las condiciones que tiene una rejilla en la realidad, se procedió a determinar el valor de la potencia de señal normalizada a la cual se obtendría un alto valor de reflectividad. Para esto, fue necesario realizar una simulación con diferentes valores de señal normalizada, es decir, $S_{A0}\approx 0$, $S_{A0}=0.1$, $S_{A0}=1$ $S_{A0}=10$ $S_{A0}=50$ $S_{A0}=200$ y pero para un solo valor de potencia de bombeo normalizado $S_{P0}=50$; tanto para la fibra óptica de bajas concentraciones de dopante como para la fibra óptica de altas concentraciones de dopante. Otros parámetros empleados en la simulación numérica además de la potencia de bombeo normalizada y la potencia de señal normalizado, por ejemplo, la longitud de la rejilla, el número de secciones en las que se dividiría la rejilla para realizar el barrido de los datos, el valor de la señal para la cual se mostrara un mejor valor de datos, entre otros parámetros, se enlistan a continuación.

Bajo dopaje:

- S_{A0} = 0.1, 1, 10, 50,200 (señal de entrada)
- S_{P0} = 50 (señal de bombeo)
- R_0 = 0.99 y R_0 = 0.95 (Reflectividad de la FBG sin ganancia y absorción)
- L= 5 cm (Longitud de la rejilla)
- g = 0.0414 cm^{-1} (ganancia para una fibra totalmente saturada a la longitud de onda de Bragg)
- α_0 = 0.038 cm^{-1}(absorción en la fibra no satura a la longitud de onda de Bragg)
- α_{p0} = 0.027 (absorción de bombeo no saturado en el laser a longitud de onda de Bragg)

- $\varepsilon = 0.2$ (Absorción en el estado excitado, ESA)
- $n_{eff} = 1.46$
- N = 2000

Alto dopaje:

- $S_{A0} = 0.1, 1, 10, 50,200$ (señal de entrada)
- $S_{P0} = 50$ (señal de bombeo)
- $R_0 = 0.99$ y $R_0 = 0.95$ (Reflectividad de la FBG sin ganancia y absorción)
- L = 5 cm (Longitud de la rejilla)
- $g = 0.254\ cm^{-1}$ (ganancia para una fibra totalmente saturada a la longitud de onda de Bragg)
- $\alpha 0 = 0.254\ cm^{-1}$(absorción en la fibra no satura a la longitud de onda de Bragg)
- $\alpha_{p0} = 0.027$ (absorción de bombeo no saturado en el láser a longitud de onda de Bragg)
- $\varepsilon = 0.2$ (Absorción en el estado excitado, ESA)
- $n_{eff} = 1.46$
- N = 2000

Como se observa en el gráfico de la figura 3.7, en la fibra de bajas concentraciones de dopante hay una reflectividad alta cuando el valor de la potencia de la señal normalizada es pequeña, de forma contraria, a medida que la potencia de señal normalizada aumenta, el valor de la reflectividad disminuye pues se está llegando al punto de saturación de la fibra. También se observa que cuando variamos nuestro valor de reflectividad sin absorción ni ganancia (R_0), los valores de la reflectividad para estos valores de potencia de señal normalizada también aumentan comenzando a verse el inicio de la formación de dos picos en donde la reflectividad es alta.

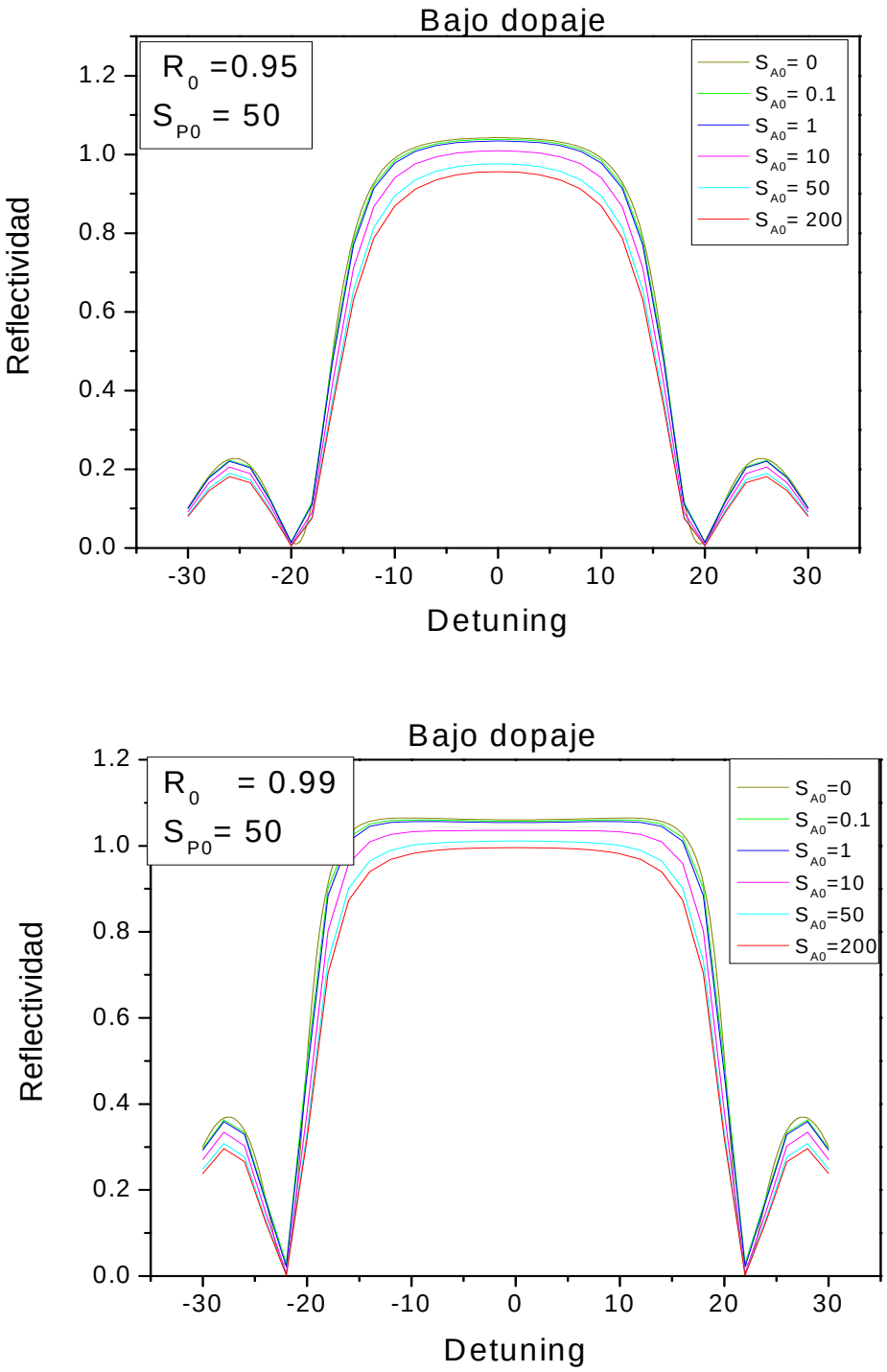
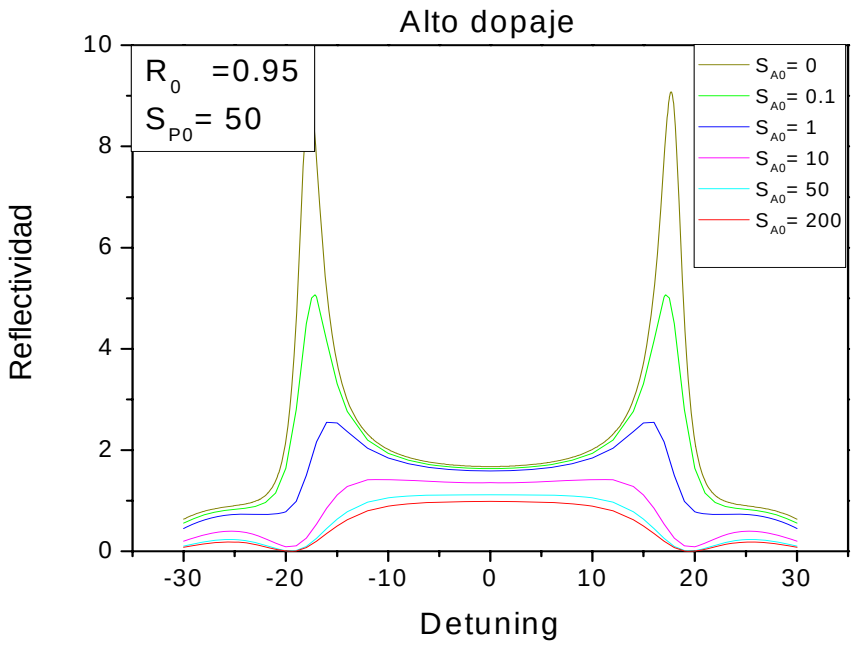


Figura 3.7 Gráfica de la reflectividad en fibra SMF-28 para diferentes valores de potencia de señal normalizada a S_{P0} = 50 a) R_0=0.95 b) R_0=0.99

En la figura 3.8 correspondiente a la fibra óptica de alto dopante aún cuando R_0 = 0.95 se observa un incremento considerable en el valor de la reflectividad si se compara con el valor obtenido en la fibra de bajo dopaje pero un valor de R_0=0.99. Al igual que en la fibra de bajo dopaje para un menor valor de potencia de señal normalizada se comienza a ver un valor de reflectividad mucho más elevado que el valor más alto que en el caso de una fibra de bajo dopaje.

Para este tipo de fibra, los picos son demasiado notorios, es decir, se generaron dos cavidades láseres superpuestas. A medida que el valor de la potencia de señal normalizada aumenta los picos de reflectividad disminuyen, por ejemplo cuando $S_{A0}\approx 0$ para S_{A0}=50 ha disminuido considerablemente pudiendo llegar a ser cero. En el caso de una reflectividad R_0=0.99, los valores de la reflectividad se incrementan como era de esperarse cuando la potencia de señal normalizada es muy pequeña, generando un pulso de alta de reflectividad.



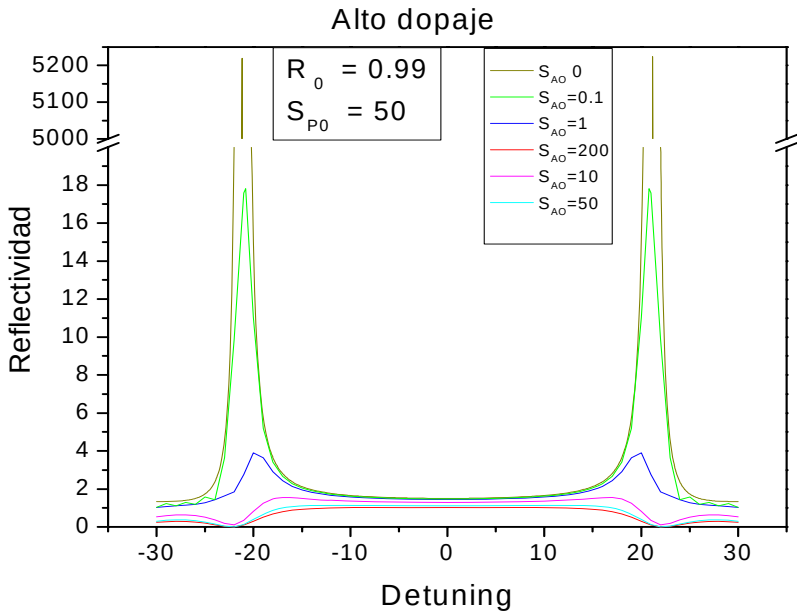


Figura 3.8 Gráfica de la reflectividad en fibra Liekki para diferentes valores de potencia de señal normalizada a S_{P0} = 50 a) R_0=0.95 b) R_0=0.99

Debido a la importancia que tiene la potencia de señal normalizada para generar un pulso alto o bajo de reflectividad, los valores que se utilizaron para la potencia de señal normalizada en los análisis posteriores fueron de de 0.1 y un valor de 200, pues son los dos casos extremos el mínimo valor de potencia de señal normalizada para generar un valor máximo de reflectividad y un valor máximo de potencia normalizada para generar un valor mínimo de reflectividad.

3.5 Comparación de las gráficas de reflectividad obtenidas por simulación numérica y las obtenidas en el laboratorio.

Una vez que se realizó el análisis de las ecuaciones de modos acoplados empleando el método matricial y se reprodujo el comportamiento de la reflectividad para los dos tipos de fibras ópticas que se estaban analizando, se procedió a realizar una comparación entre los espectros de la reflectividad empleando la simulación numérica y la reflectividad que se obtuvo en el laboratorio (gráficos proporcionados por el asesor). Los datos de las fibras analizadas en el laboratorio se introdujeron en el programa de simulación numérica los cuales fueron los siguientes que corresponden a una fibra de bajo dopaje (figura 3.9):

- $S_{A0} = 0.074$ (señal de entrada normalizada)
- $S_{P0} = 0$, 100 y 533 (señal de bombeo normalizada)
- $R_0 = 0.48$ (Reflectividad de la FBG sin ganancia y absorción)
- L = 5 cm (Longitud de la rejilla)

- $g = 0.254\ cm^{-1}$ (ganancia para una fibra totalmente saturada a la longitud de onda de Bragg)
- $\alpha 0 = 0.254\ cm^{-1}$(absorción en la fibra no satura a la longitud de onda de Bragg)
- $\alpha_{p0} = 0.027$ (absorción de bombeo no saturado en el láser a longitud de onda de Bragg)
- $\varepsilon = 0.2$ (Absorción en el estado excitado, ESA)
- $n_{eff} = 1.46$
- $N = 2000$

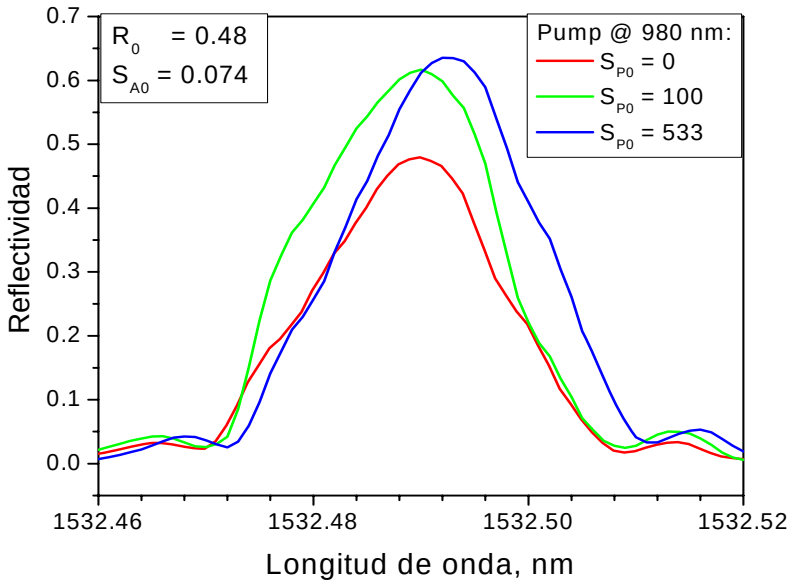


Figura 3.9 Espectro de reflectividad de una FBG en una fibra de bajo dopaje (laboratorio).

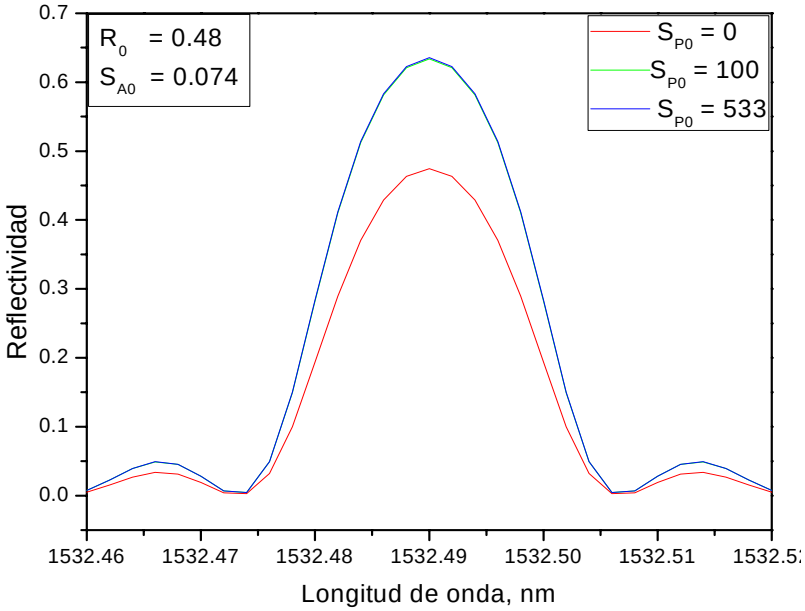


Figura 3.10 Espectro de reflectividad de una FBG simulación numérica en fibra de bajo dopaje.

Esta fibra se estuvo trabajando a una potencia de señal Ps = 0.02 mW y una potencia de saturación de P_{psat} @ 1532 nm = 270 μW, con tres diferentes valores de señal de bombeo P_p= 0 mW, 30 mW y 160 mW. Como se observa en la figura 3.10 las curvas generadas en el laboratorio no presentan una forma uniforme, esto se debe al tipo de láser de sintonización que se estuvo empleando durante la obtención del espectro de reflectividad en la rejilla de Bragg. Como se observa en el gráfico de la figura 3.10 que fue generado a través de la simulación matemática, las curvas de reflectividad son uniformes y todas están en la longitud de onda de Bragg (λ_B = 1532.49), en cambio en las curvas que se generaron en el laboratorio, éstas no están centradas a la longitud de Bragg sino que varían en torno a esta longitud. Lo anterior se debe a que el coeficiente desintonización depende de la temperatura, a su vez a medida que se aumenta la potencia de la bombeo normalizada hay un cambio del estado excitado calentándose la fibra, provocando la generación de fonones,

ya que a bajas temperaturas la población del fonón es muy pequeña y las razones de transición no radiactivas son más bajas.

En la figura 3.11 se presenta otra fibra con altas concentraciones de dopante, por lo tanto los valores que se tomaron en este caso para realizar la simulación numérica fueron los siguientes:

- $S_{A0} = 22$ (señal de entrada)
- $S_{P0} = 0$, 100 y 533 (señal de bombeo)
- $R_0 = 0.48$ (Reflectividad de la FBG sin ganancia y absorción)
- L = 5 cm (Longitud de la rejilla)
- g = 0.254 cm^{-1} (ganancia para una fibra totalmente saturada a la longitud de onda de Bragg)
- $\alpha 0 = 0.254$ cm^{-1}(absorción en la fibra no satura a la longitud de onda de Bragg)
- $\alpha_{p0} = 0.027$ (absorción de bombeo no saturado en el láser a longitud de onda de Bragg)
- $\varepsilon = 0.2$ (Absorción en el estado excitado, ESA)
- $n_{eff} = 1.46$
- N = 2000

Esta fibra se estuvo trabajando a una potencia de señal Ps = 6 mW y una potencia de saturación de P_{psat} @ 1532 nm = 270 μW, con tres diferentes valore de señal de bombeo P_p= 0 mW, 30 mW y 160 mW. Al igual que la fibra anterior, la gráfica de laboratorio no está uniforme y no se mantiene centrada en la longitud de onda de Bragg. Es importante resaltar que a diferencia del gráfico de la figura 3.10, en este si se observan bien definidas las tres curvas a los diferentes valores de la señal de bombeo normalizada debido a la

potencia de señal normalizada que se maneja. Como anteriormente se mencionó en el gráfico de la figura 3.12 están presentes las tres curvas correspondientes a los tres valores de potencia de bombeo pero en el gráfico de la 3.10 ocurre un traslape entre las curvas cuando la potencia de bombeo normalizada S_{P0} = 0 y 100 debido al valor tan bajo de la potencia de señal normalizada.

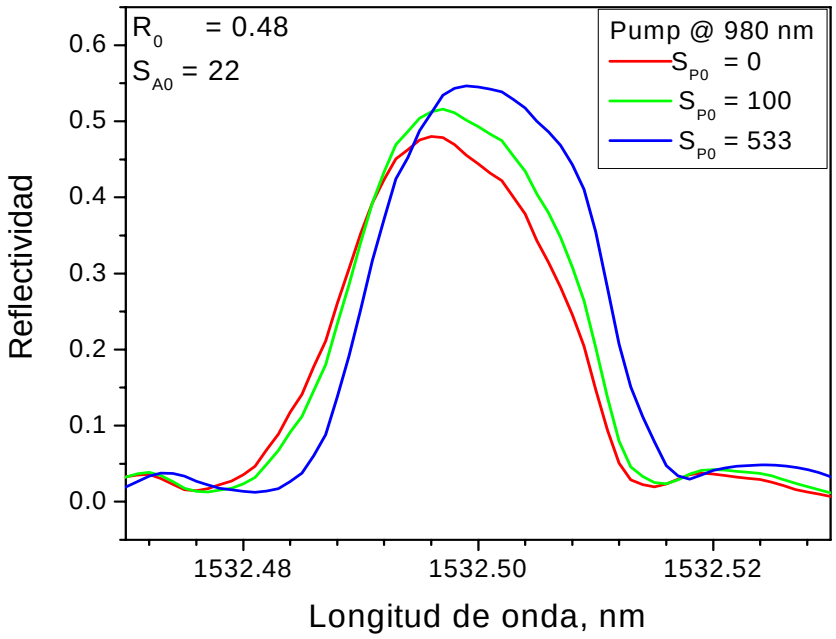


Figura 3.11 Espectro de reflectividad de una FBG en fibra de alto dopaje (laboratorio) .

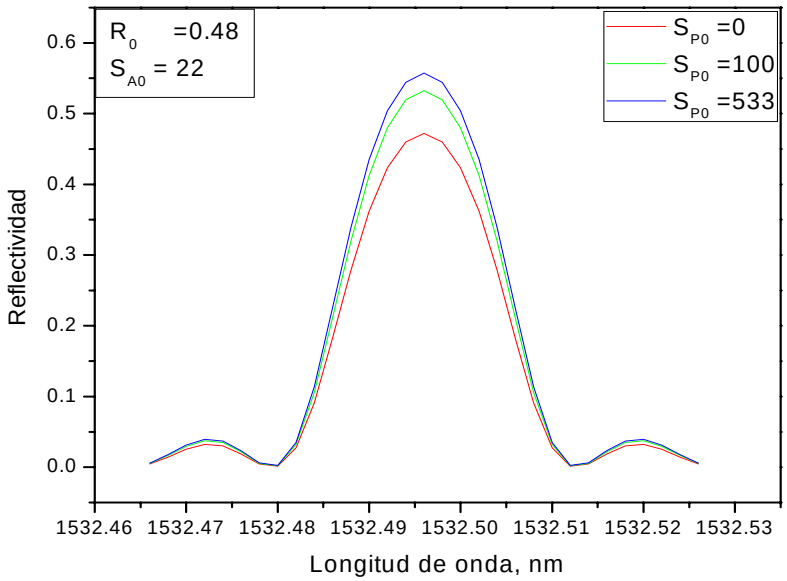


Figura 3.12 Espectro de reflectividad de una FBG simulación numérica de una fibra de alto dopaje.

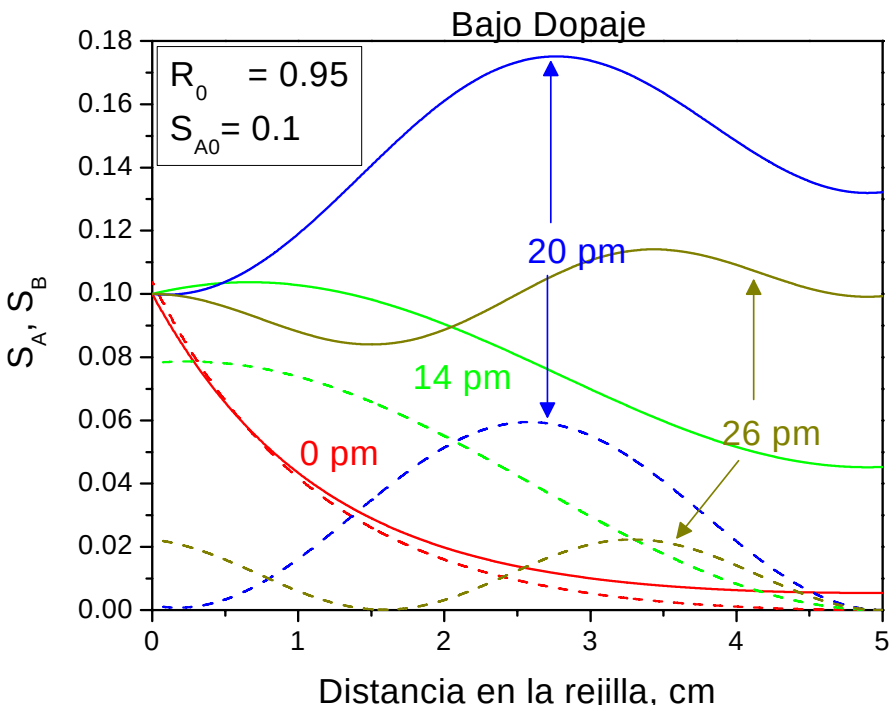
3.6 Gráficos que se pueden generar por medio de simulación numérica.

En la simulación numérica se están incluyendo todos los parámetros reales para una rejilla de Bragg grabada en fibra dopada con Erbio, una vez que se realiza la simulación se puede obtener:

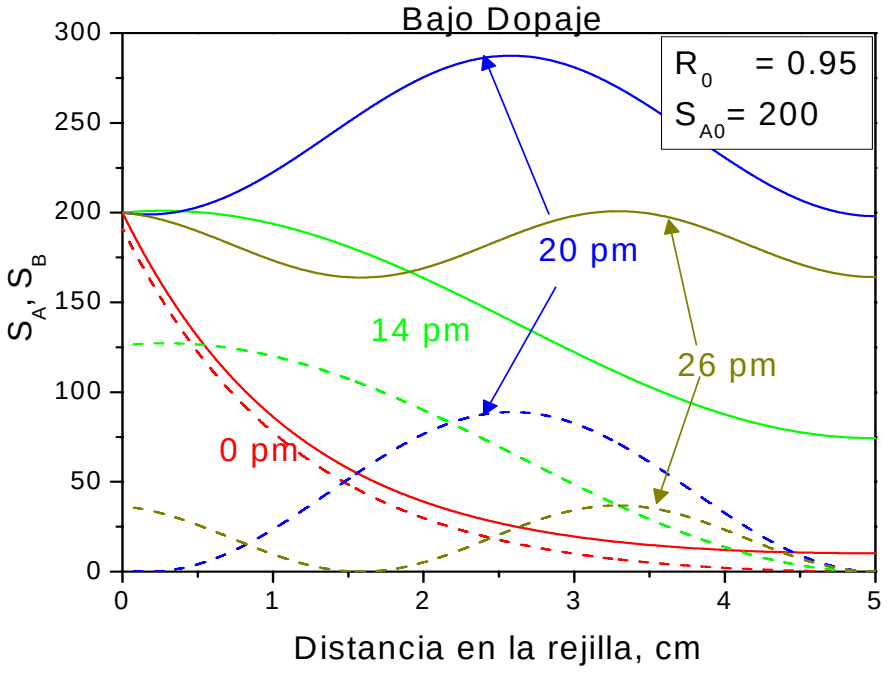
1. El espectro de reflectividad de una FBG,
2. La gráfica donde se indique la inversión de población normalizada n_1, n_2 y n_3
3. El comportamiento de la ganancia en la fibra a medida que la señal recorre la fibra.
4. El comportamiento de la potencia de bombeo normalizado a través de la longitud de rejilla de Bragg.
5. El comportamiento de la potencia de señal normalizada en la rejilla de Bragg.

6. El comportamiento de la potencia co-propagante (S_{BN}).
7. La suma de la potencia normalizada de la señal propagante (S_{A0}) y la co-propagante (S_{BN}).

Con los valores de R=0.95 y R=0.99 para nuestras dos fibras ópticas, nuestra potencia de señal normalizada S_{A0} = 0.1 y S_{A0} = 200 ambas a una potencia de bombeo normalizada de S_{P0} = 50 se pueden hacer los gráficos que se pueden generar al implementarse la resolución de ecuaciones de acopladas empleando el método matricial (figuras 3.13, 3.14, 3.15 y 3.16). Los valores de 0 pm, 14 pm, 20 pm y 26 pm son valores para el detuning cercanos al punto más alto, en el cero del lóbulo y el punto más alto de acuerdo con la figura 3.7. Como se observó en la figura 3.5 que los puntos máximos y mínimos de reflectividad se presentaban casi en el mismo lugar tanto para ambos valores de reflectividad sin ganancia ni absorción, entonces se optó por graficar los mismos valores para ambas fibras.

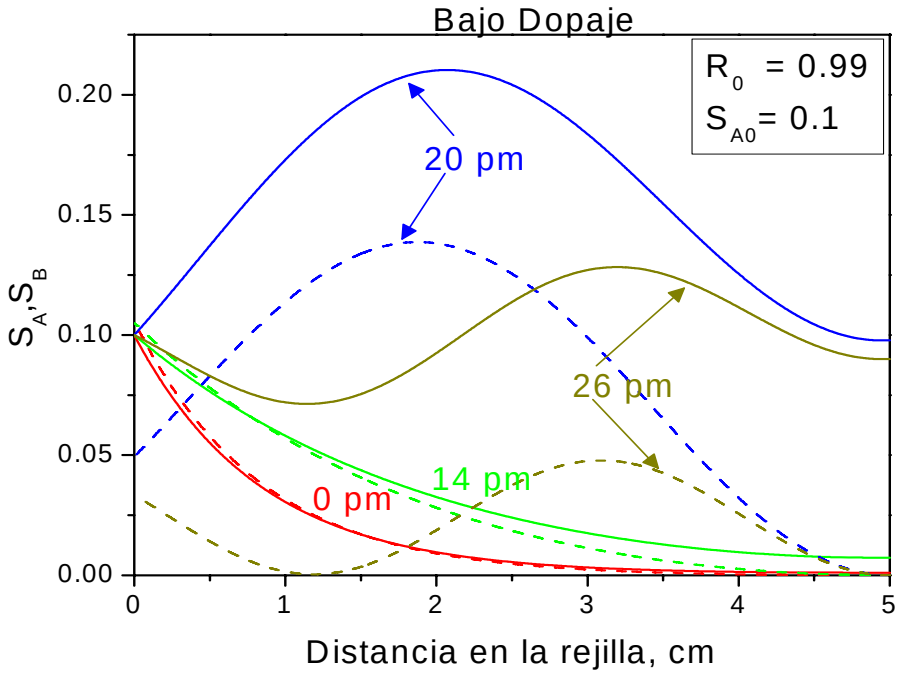


(a)

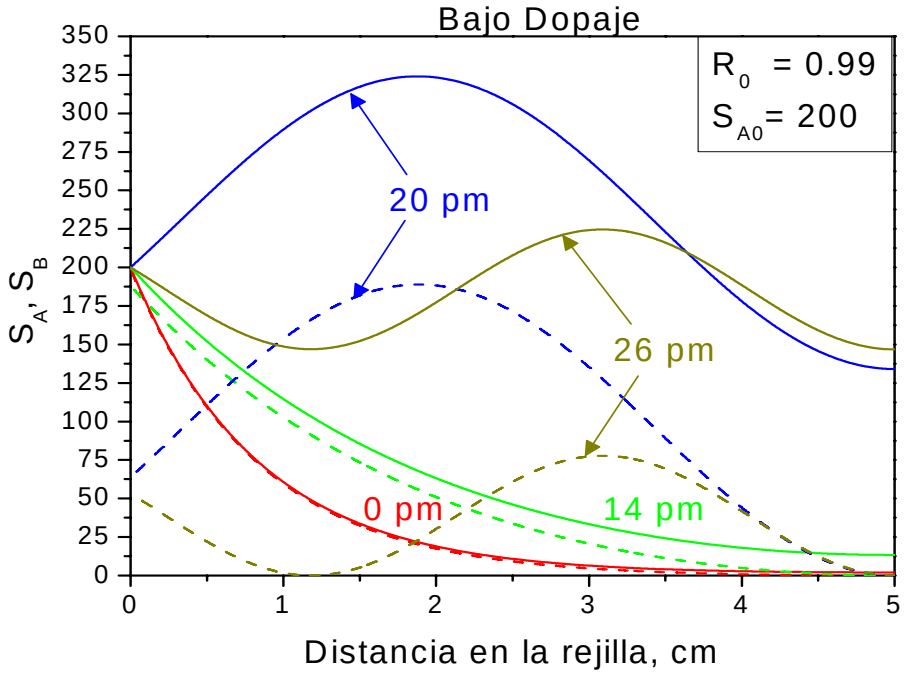


(b)

Figura 3.13 Gráfico de la potencia de la señal de entrada normalizada (línea continua) y la potencia de la señal de salida normalizada (línea punteada) para la fibra SMF-28 R_0= 0.95 a) S_{A0} = 0.1 b) S_{A0}= 200



(a)



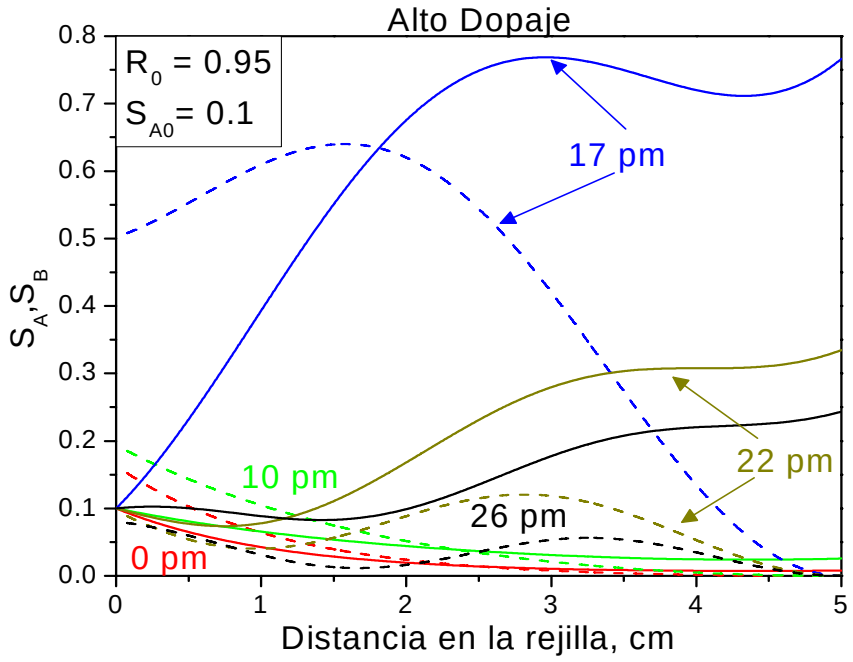
(b)

Figura 3.14 Gráfico de la potencia de la señal de entrada normalizada (línea continua) y la potencia de la señal de salida normalizada (línea punteada) para la fibra para la fibra SMF-28 R_0= 0.99 a) S_{A0} = 0.1 b) S_{A0}= 200

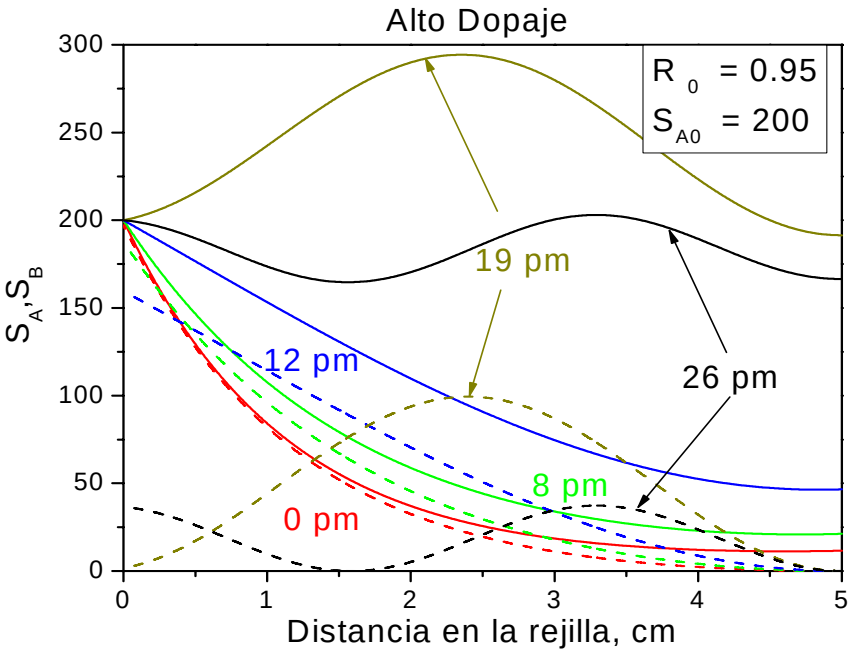
Como se observa en la figura 3.14, a medida que se incrementa el valor de la potencia de señal normalizada la potencia de la señal reflejada disminuye con respecto al valor de la potencia de entrada.

En el caso de la fibra óptica con concentraciones altas de dopante, se eligieron valores diferentes, en el máximo, antes y después de los picos de reflectividad de acuerdo a la figura 3.8, para la fibra de alto dopaje a un valor de S_{A0}= 0.1 y R_0=0.95 los valores para el detuning que se analizaron fueron 0 pm, 10 pm, 17 pm, 22 pm y 26 pm; mientras que para S_{A0}= 200 y R_0=0.95 fueron 0 pm, 8 pm, 12 pm, 19 pm y 26 pm. Para la fibra a una potencia de señal normalizada de S_{A0}= 0.1 cuando R_0=0.99 los valores para el detuning que se analizaron fueron 0 pm, 14 pm, 20 pm y 24 pm; mientras que para S_{A0}= 200 y R_0=0.99 fueron 0 pm, 10 pm, 17 pm, 23 pm y 27 pm.

Adicionalmente, en la figuras se observa el comportamiento del bombeo a lo largo de toda la longitud de la rejilla, así como la suma total de la potencia de entrada normalizada y la potencia reflejada normalizada. Como se puede observan en la figura 3.17, a medida que se incrementa la potencia de la señal normalizada el bombeo se ve disminuido en el punto donde se encuentra el máximo valor de reflectividad, lo mismo se presenta cuando R_0= 0.99 (figura 3.18). Con la fibra de altas concentraciones de dopante sucede lo mismo, pero de forma adicional, la señal que refleja es mucho más elevada con respecto a la fibra de bajas concentraciones de dopante (figura 3.19 y 3.20).

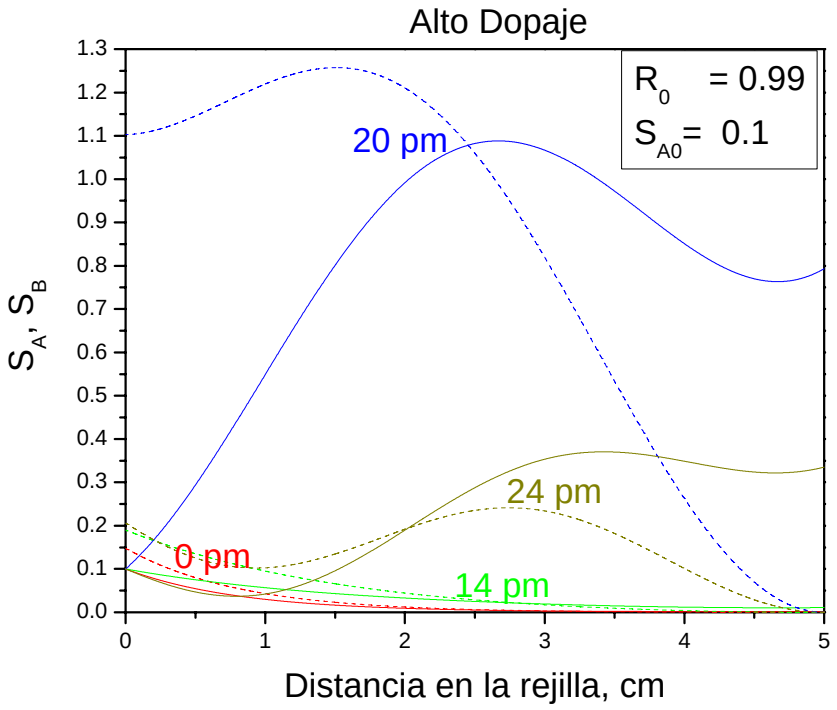


(a)



(b)

Figura 3.15 Gráfico de la potencia de la señal de entrada normalizada (línea continua) y la potencia de la señal de salida normalizada (línea punteada) para la fibra Liekki R= 0.99 a) S_{A0} = 0.1 b) S_{A0}= 200



(a)

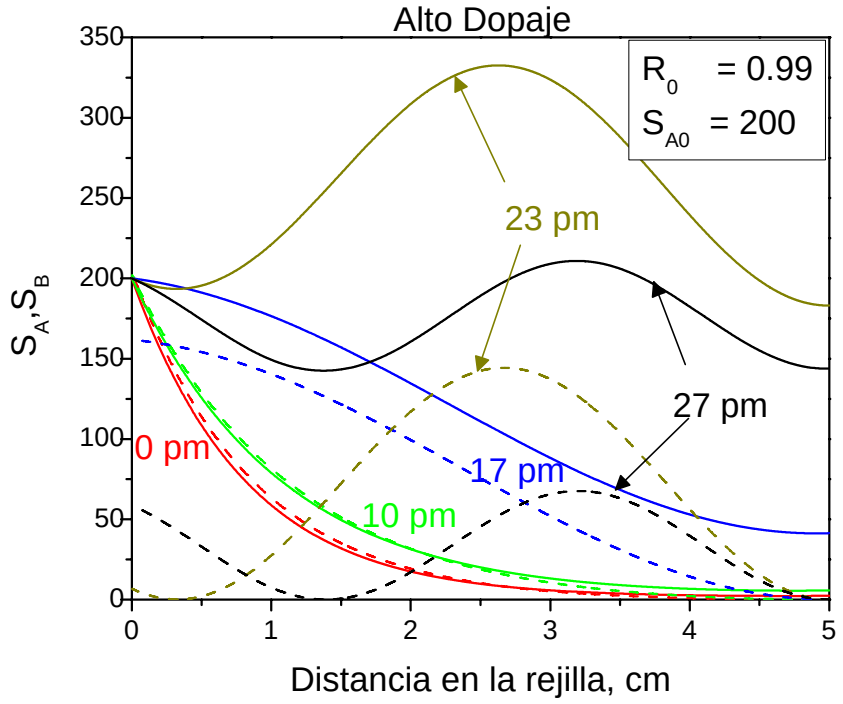
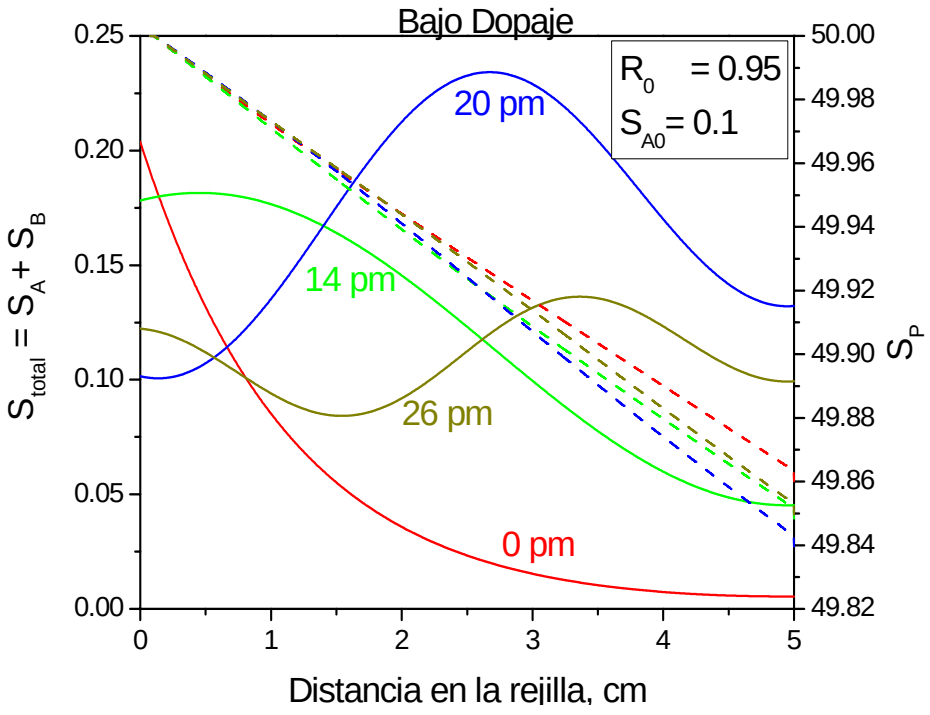
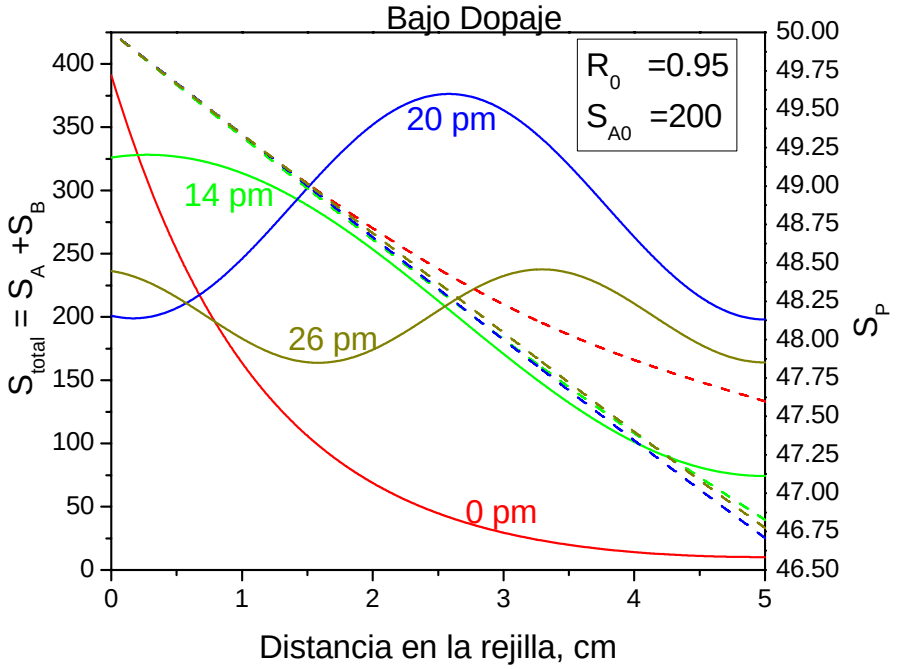


Figura 3.16 Gráfico de la potencia de la señal de entrada normalizada (línea continua) y la potencia de la señal de salida normalizada (línea punteada) para la fibra Liekki R_0= 0.99 a) S_{A0} = 0.1 b) S_{A0}= 200

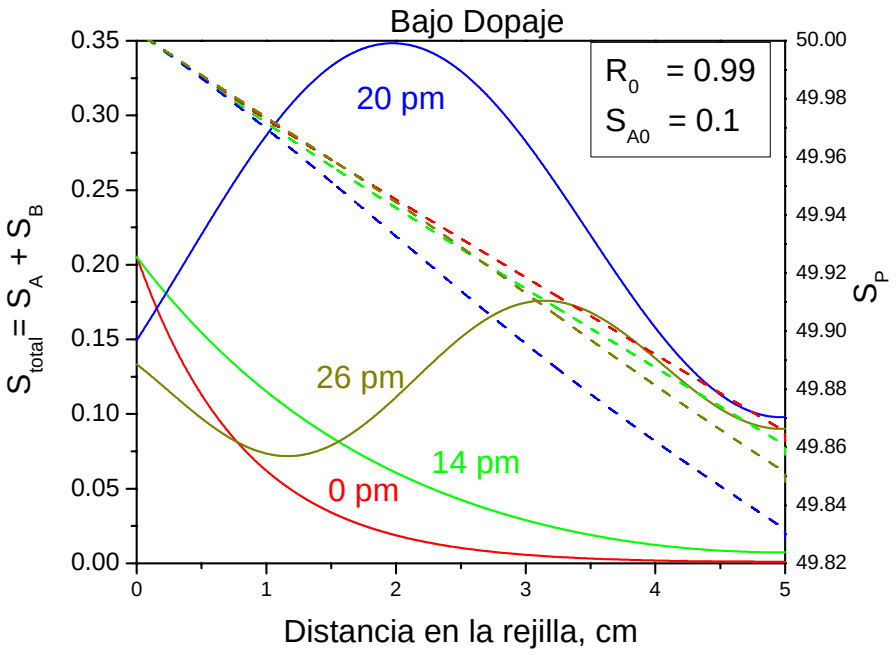


(a)

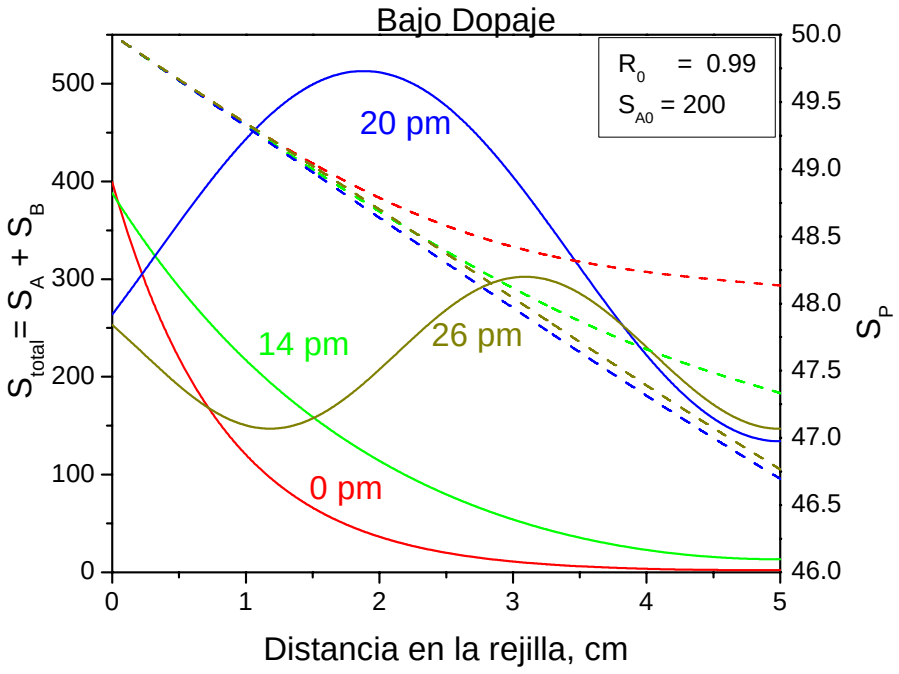


(b)

Figura 3.17 Gráfico de la suma de potencia normalizada (línea continua) y comportamiento de la potencia de bombeo (línea punteada) para la fibra SMF-28 y S_P = 50, R_0= 0.95 a) S_{A0} = 0.1 b) S_{A0}= 200

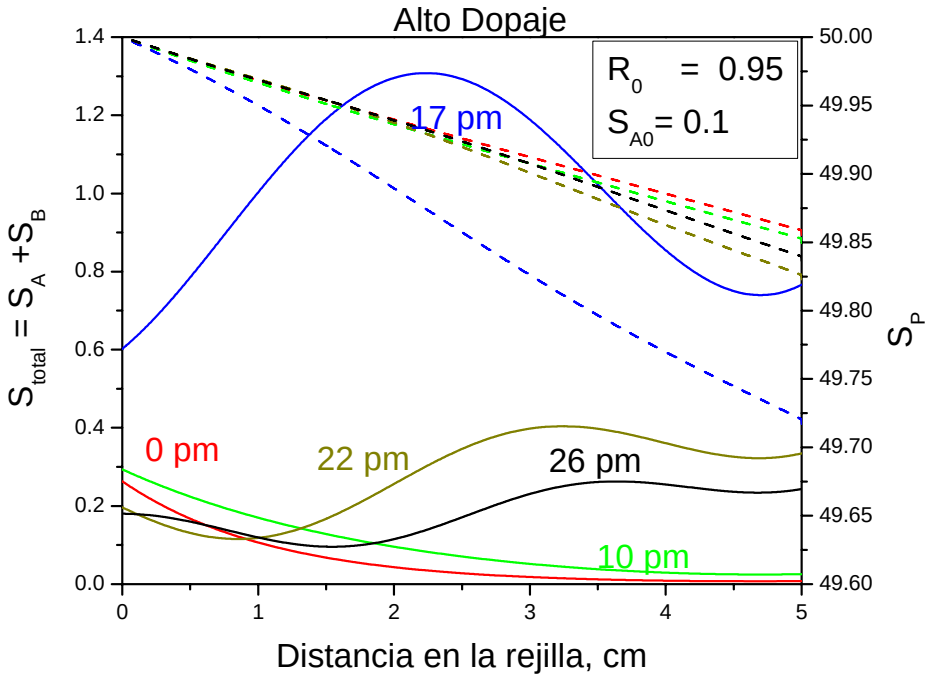


(a)

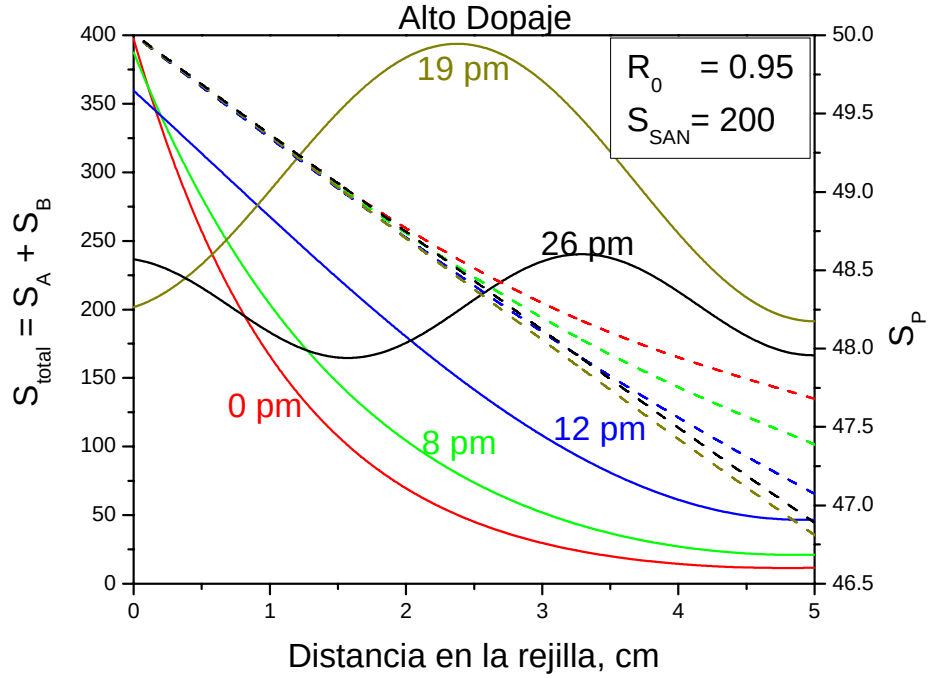


(b)

Figura 3.18 Gráfico de la suma de potencia normalizada (línea continua) y comportamiento de la potencia de bombeo (línea punteada) para la fibra SMF-28, S_P = 50, R_0= 0.99 a) S_{A0} = 0.1 b) S_{A0}= 200

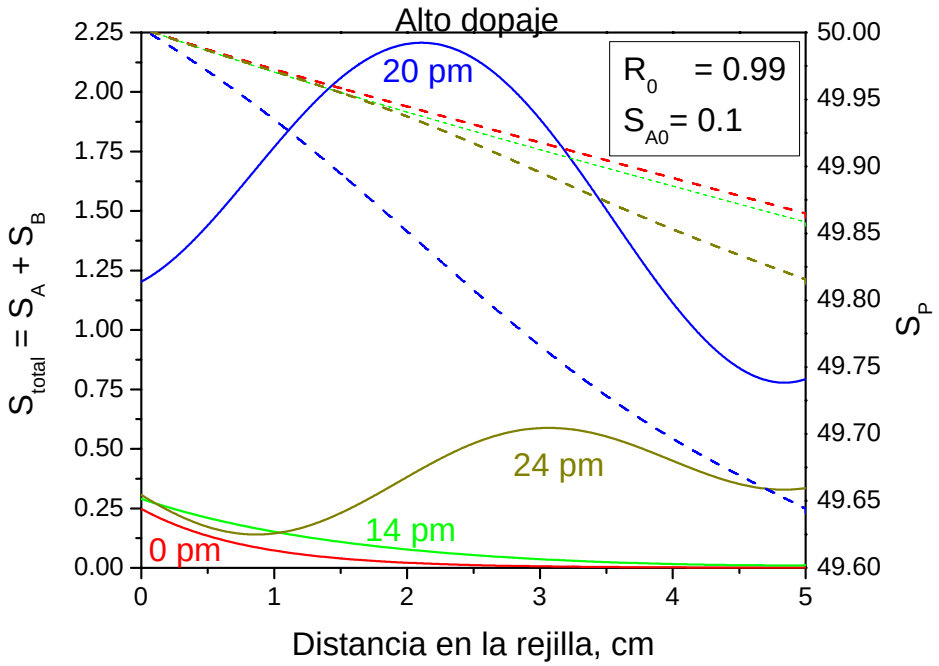


(a)

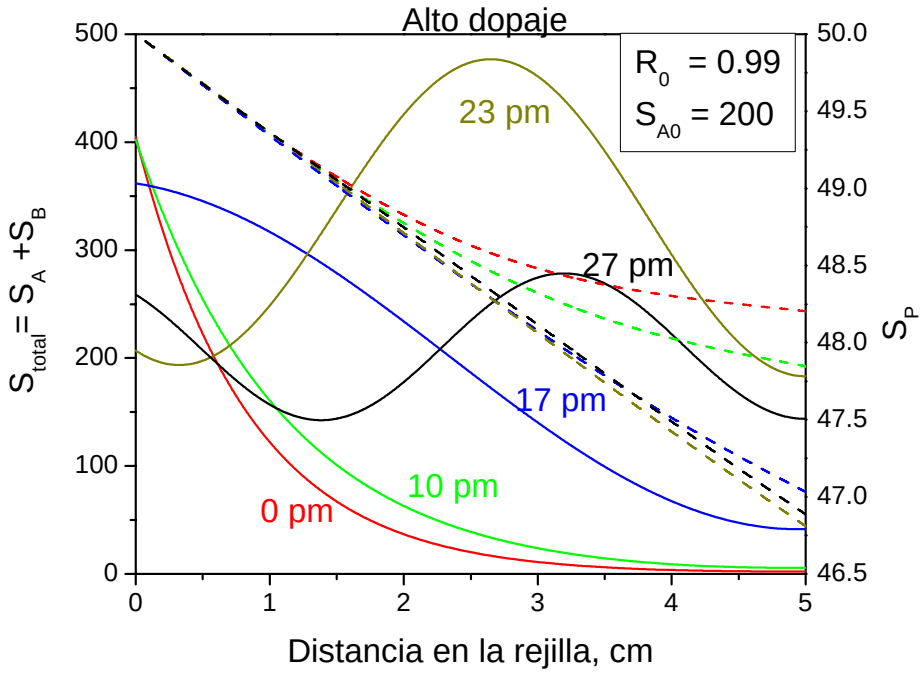


(b)

Figura 3.19 Gráfico de la suma de potencia normalizada (línea continua) y comportamiento de la potencia de bombeo (línea punteada) para la fibra Liekki S_P = 50, R_0= 0.95 a) S_{A0} = 0.1 b) S_{A0}= 200



(a)



(b)

Figura 3.20 Gráfico de la potencia de señal normalizada de entrada (backward) y la potencia de señal normalizada de salida (forward) para la fibra Liekki y comportamiento de la potencia de bombeo S_P = 50, R_0= 0.99 a) S_{A0} = 0.1 b) S_{A0}= 200

Conclusiones

De acuerdo a los resultados generados por medio de la simulación numérica y al compararlos con los obtenidos en el laboratorio se llegó a las siguientes conclusiones:

Este tipo de simulación numérica permite la obtención de gráficas de manera confiable, además de proporcionar una herramienta rápida de obtener de manera rápida para que valores de potencia de señal normalizada y de potencia de bombeo normalizado son adecuados para que dentro de la fibra óptica con rejillas de Bragg se forme una cavidad resonante capaz de generar laséo; es decir, permite que antes de que se realicen pruebas de laboratorio se seleccione la información más óptima y descartar aquella que será innecesaria probar.

Esta simulación numérica permite la generación de gráficas con las características reales de la fibra y no empleando la forma convencional matemática que no involucra todos los parámetros de una fibra real. Como se están variando todos los parámetros de la fibra óptica es posible obtener no solo la gráfica de reflectividad sino también las gráficas de inversión de población, de ganancia, cómo evoluciona la señal de entrada, cómo evoluciona la señal de bombeo, entre otras más. Valores y gráficos que no pueden ser obtenidos empleando la solución analítica para condiciones ideales. Además se corroboró que para valores bajos de potencia de señal se presenta una mejor reflectividad y que aún en fibra con bajo nivel de dopantes hay reflectividad. Aunque no se muestra en el trabajo, al igual que las gráficas de potencia de señal y de ganancia se pueden obtener las gráficas

de la inversión de población normalizada y se desea, también la matriz de transmisión para cada uno de los diferentes valores de N. En base a esto, el valor de N para este trabajo fue de 2000, es decir, la longitud de la rejilla de Bragg se dividió en 2000 partes y esto representa un diferencial. Sin embargo, este al igual que los otros datos puede ser modificado, pero al incrementar este valor, el tiempo en que se trata en procesar la información aumenta. Por último, esta simulación matemática puede ser utilizada siempre y cuando se conozcan los datos técnicos de la fibra óptica que proporcionan los fabricantes, entonces, el análisis rápido del comportamiento de la potencia de señal normalizada a una determinada potencia de bombeo permite que se pueda aplicar como una cavidad laser..

Bibliografía

[1] A. Othonos, K. Kalli. “Fiber Bragg gratings; fundamentals and applications in telecommunications and sensing”. Artech House, Inc., Capítulo 2, (1999).

[2] M. May Alarcón, et al, “Sensor láser de fibra óptica con una cavidad de 8.6 km formada por dos rejillas de Bragg usadas como espejos”. Revista Mexicana de Física. 48 (5), págs. 434-437, (Octubre 2002).

[3] G.A. Ball and W.W. Morey, “Continuously tunable single-mode erbium fiber laser, *Optics Leters.* 17, Issue 6, págs. 420-422, (1992).

[4] J**.** Archambault and S. G. Grubb “Fiber gratings in lasers and amplifiers,” J**.** Lightwave Technology**.** 15, págs. 1378-1390 **(**1997**).**

[5] B. I. Denker**,** V. V. Osiko**,** A. M. Prokhorov, and I. A. Shcherbakov**,** Sov**,** J**.** Quantum Electron**.** 8. Pag. 485 **(**1978**).**

[6] V. P. Gapontsev**,** S. M. Matitsin**,** A. A. Isinev, and V. B. Kravchenko, "Erbium Glass Lasers and Their Applications," Optics Laser Technology 14**,** 189–196 (Agosto 1982).

[7] J. R. Lincoln, W.L. Barnes, W. S. Brocklesby, and J. E. Townsend, J. Lum. 60 & 61 (1994).

[8] Zemon, S., Lambert, G., Miniscalco, W.J., Andrews, L.J. and Hall, B.T., “Characterisation of Er^{3+} doped Glasses by Fluorescence Line Narrowing”, SPIE 1171 Fiber Laser Sources and Amplifiers, págs. 219-236, (1989).

[9] W. Ryba-Romanowski, B. Jezowska-Trzebiatowska, J. Sarzynski, J. Nowak, and A. Nowak, Act. Phys. Pol. A 55, 841 (1979).

[10] Kogelnik, H., “Theory of optical waveguides, in Guided-Wave Opto-Electronics”, Tamir T., New York: Springer-Verlag, (1990).

[11] W.J. Miniscalco, Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm,” J. Lightwave Technology 9, págs. 234-250, (1991).

[12] Kogelnik, H., and C. W. Sank, “Coupled wave theory of distributed feedback lasers”, Journal of Applied Physics, Vol. 43, págs. 2327-2335, (1972)

[13] Yariv, A., “Coupled –mode theory for guided –wave optics”, IEEE Journal of QuantumElectronics Vol. QE-9, págs. 919-933, (1973).

[14] Barmenkov, Y., and Kiryanov, A. Guzman D, Cruz J. and Andrés M., “Excited state absorption in erbium doped silica fiber with simultaneous excitation at 977 and 1531 nm”, Journal of Applied Physics Vol. 106, Issue8, págs. 083108-083108-6, (2009).

[15] P.C. Becker, N.A. Olsson, J.R. Simpson, Erbium-doped fiber amplifiers. Fundamentals and technology, (Ed. Academic Press, San Diego, CA), pág. 131, (1999).

[16] Agrawal, G. P.,” Nonlinear Fiber Optics”, Academic Press, London, Cap 10,1995.

[17] Eric Udd, Henry H Du, Anbo Wang, “Fiber Optic Senors and Application VI (Proceedings Volume), Optical Reviews, SPIE, Vol. CR44:31, (1992).

[18] Raman Kashyap, “Photosensitive Optical Fibers: Devices and Aplications”, Optical Fiber Technology Vol. 1, No. 1: 17-34, (1994).

[19] R. Kashyap, J.R. Armitage, R.Wyatt, S.T. Davey, And D.L. Williams, All fiber narrowband reflection gratings at 1500 nm, Electron, Lett., Vol. 26, No. 11:730, (1990)

[20] J.D. Prohaska, E. Snitzer, S. Rishton y V. Boegli, “Magnification of mask fabricated fiber ”, Electron. Letters. 29, Vol. 18, págs. 1614-1615, (1983).

[21] Digonet, Michel . “Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers”, Marcel Dekker, Inc. 2001.

[22] Bennion, I., et al “UV-written in fiber Bragg gratings”, Optical and Quantum Electronics, Vol. 28, págs. 93-135, (1996).

[23] Iocco, A.: Tunable Fiber Bragg Grating Filters. Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, 1999, Ph.D. Thesis

[24] Kogelnik, H., and C. W. Sank, “Coupled wave theory of distributed feedback lasers”, Journal of Applied Physics, Vol. 43, 1972, pp. 2327-2335.