

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA

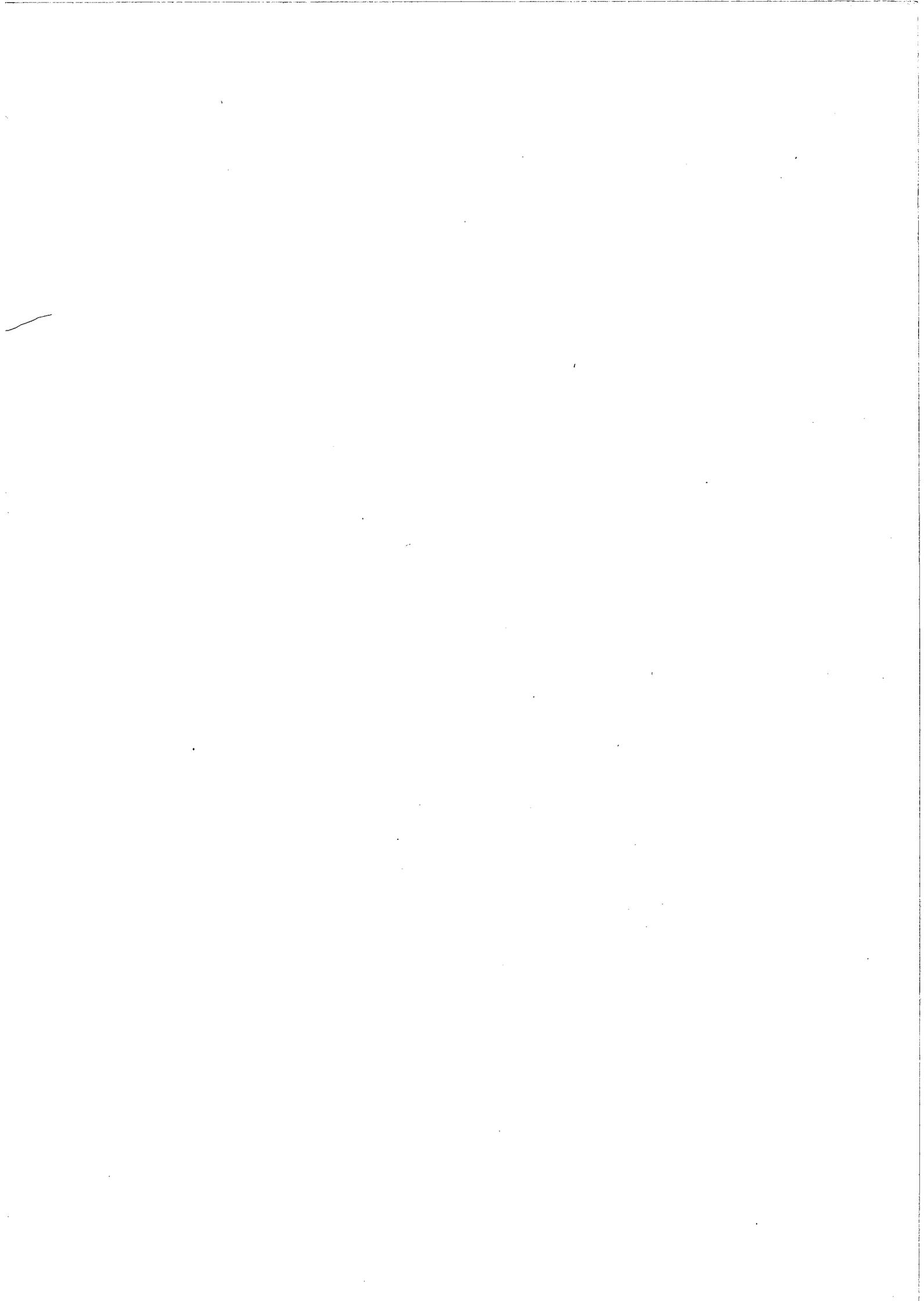


Departamento de Física Aplicada

**Estudio teórico y experimental de amplificadores de
fibra óptica dopada con erbio.**

Sebastián Jarabo Lallana

Zaragoza, septiembre de 1.994



**Estudio teórico y experimental de amplificadores de
fibra óptica dopada con erbio.**

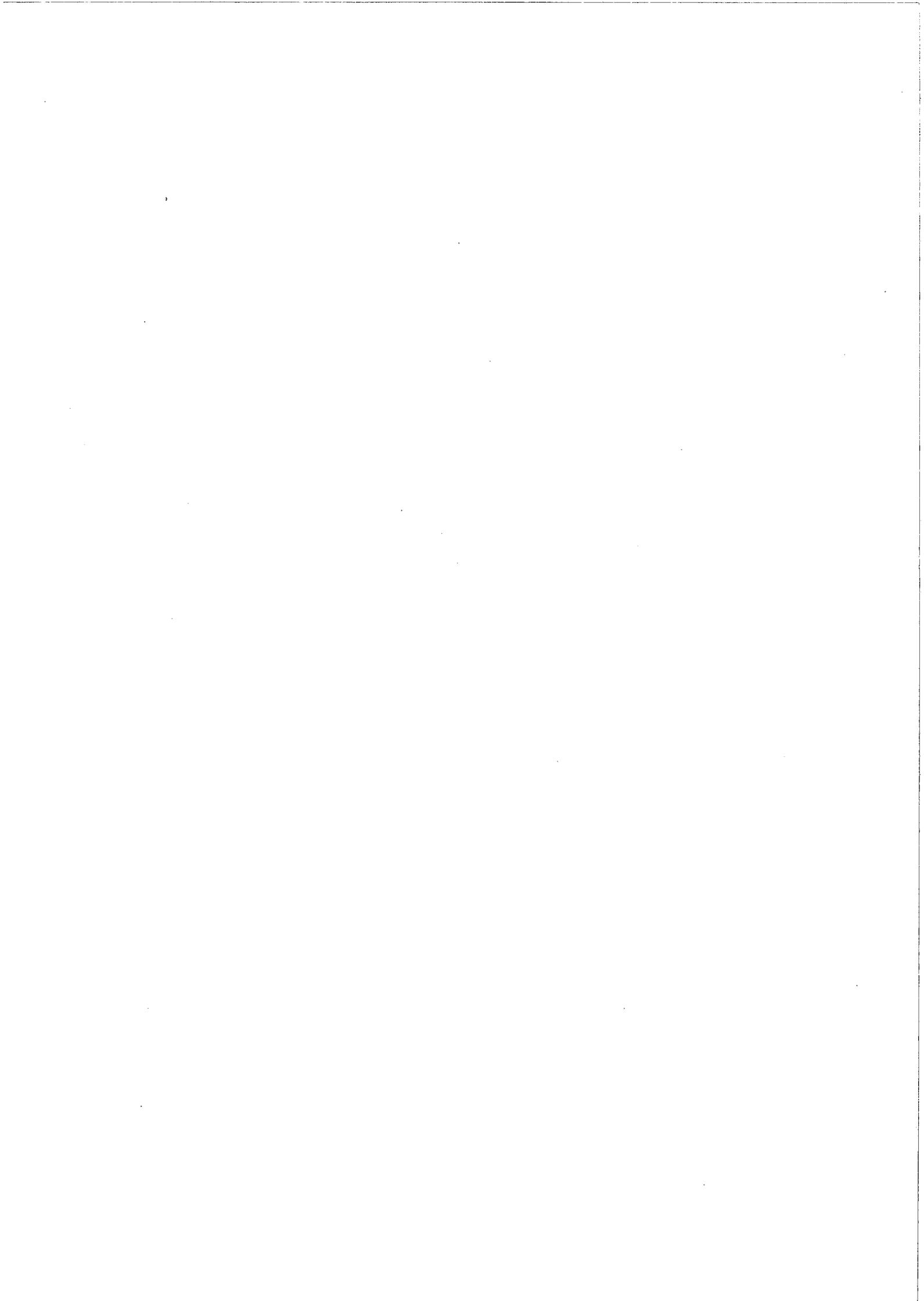
Memoria presentada a la Universidad de Zaragoza

por D. Sebastián Jarabo Lallana

para optar al grado de Doctor en Ciencias (Físicas).

A mis padres.

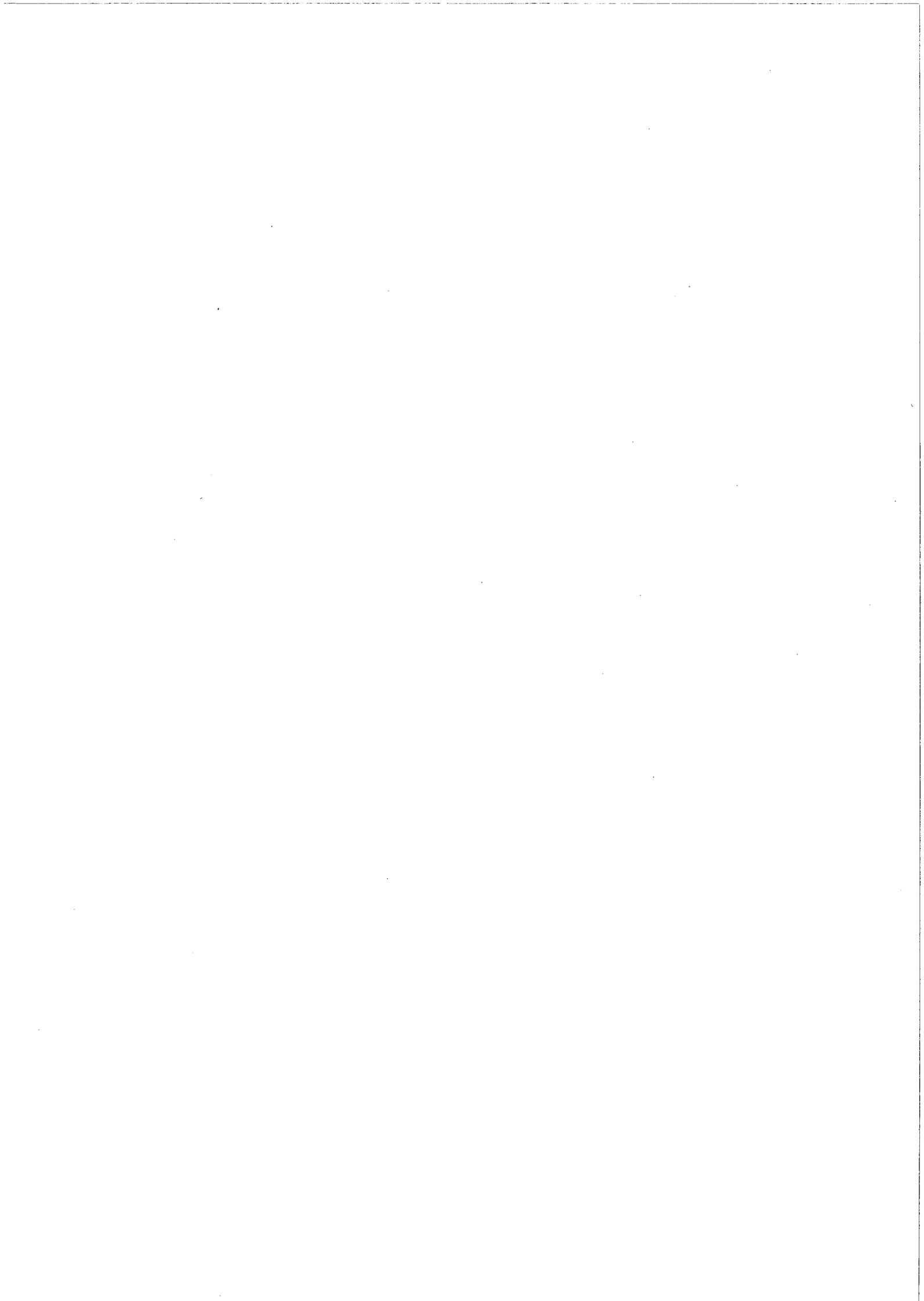
A mi hermano.



Una vez acabada esta memoria y cuando comienzo a sentirme contento y, por qué no decirlo, orgulloso por todo el trabajo realizado y por haber intentado aportar una contribución que pueda resultar útil, no puedo evitar recordar los buenos y malos momentos vividos, los avances y contratiempos atravesados, así como pensar en los objetivos cumplidos y en todo lo que queda por hacer. A lo largo de los años que he dedicado a este empeño, son muchas las personas que me han prestado su ayuda material, me han infundido ánimos y han soportado mis quejas y frecuentes cambios de humor. Por todo ello, quiero manifestar mi agradecimiento a mi familia, amigos y compañeros de la Facultad de Ciencias.

De forma especial, quiero expresar mi agradecimiento a José Miguel Álvarez y Miguel Angel Rebolledo por su dirección y apoyo constante durante estos años, a Javier J. Fernández, con quién comencé a introducirme en el campo de las fibras dopadas, y a Julio C. Amaré, María Pilar Bernal, Rafael Cases, Carmen Cosculluela, María Angeles Gimeno, Begoña Hernández, José Antonio Lázaro, María José Marín, Juan Carlos Martín, Juan Pablo Martínez, Javier Pelayo, Carlos Saénz, Manuel Sevilla, y Juan Antonio Vallés.

Por último, quiero mostrar mi agradecimiento por su financiación al Ministerio de Educación y Ciencia, a la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología y a la empresa Cables de Comunicaciones, S. A., gracias a la cual consideré oportuno desarrollar y calibrar una instalación experimental nueva.

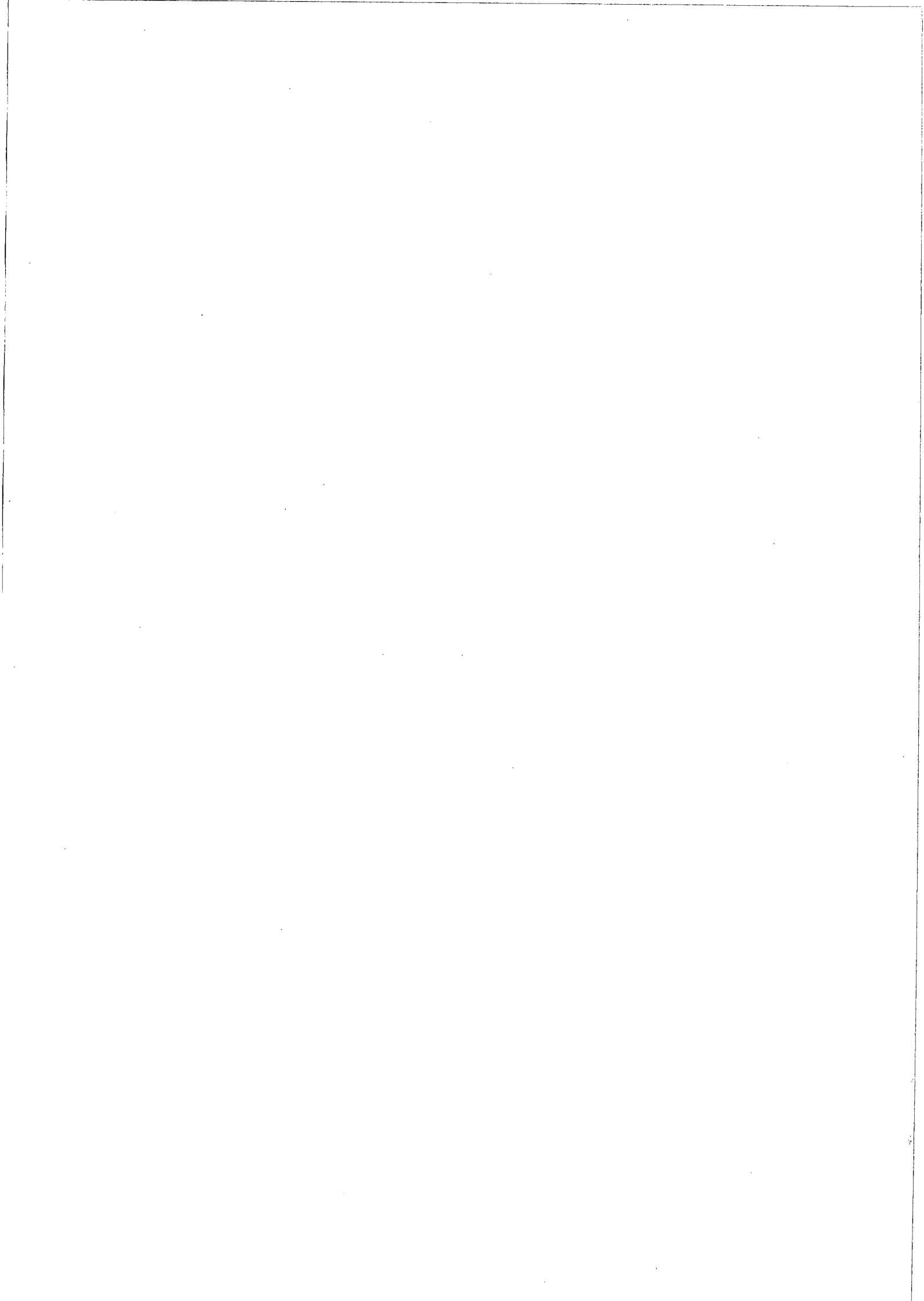


Índice

<i>Introducción.</i>	v
1. Fibras ópticas dopadas con erbio: modelización y caracterización.	1
1.1. Introducción: amplificadores de fibra óptica dopada con tierras raras.	1
1.2. Características espectroscópicas del ión Er^{3+} en vidrios de sílice.	5
1.3. Ecuaciones de evolución de potencia en una fibra óptica dopada con erbio.	14
1.4. Métodos de caracterización.	23
1.5. Limitaciones del modelo teórico.	25
2. Resolución de las ecuaciones de evolución de potencia.	27
2.1. Métodos de cálculo.	27
2.2. Resultados: fibra con un perfil del tipo salto de índice.	43
2.3. Resultados: fibra con un perfil de índice arbitrario.	51
2.4. Verificación de los métodos y programas de cálculo.	59

3.	Modelo teórico mediante factores de solapamiento.	61
3.1.	Factores de solapamiento.	61
3.2.	Resultados numéricos: precisión y tiempo de cálculo.	74
3.3.	Caracterización de fibras ópticas dopadas.	92
3.4.	Comentarios.	98
4.	Soluciones expresadas en forma analítica de las ecuaciones de evolución de las potencias.	101
4.1.	Introducción.	101
4.2.	Soluciones analíticas.	104
4.3.	Caracterización experimental de fibras ópticas dopadas utilizando soluciones analíticas.	120
4.4.	Otras posibilidades de las soluciones analíticas.	131
4.5.	Comentarios.	137
5.	Resultados experimentales para caracterización de fibras ópticas dopadas con erbio.	139
5.1.	Introducción.	139
5.2.	Fibras ópticas utilizadas: características.	140
5.3.	Amplificación y fluorescencia: instalación experimental.	143
5.4.	Amplificación y fluorescencia: calibrado de la instalación.	152
5.5.	Amplificación y fluorescencia: resultados experimentales.	163
5.6.	Variación espectral de la fase de la señal amplificada.	191
5.7.	Coeficiente de absorción desde el estado fundamental para la potencia de bombeo.	197
5.8.	Coeficiente de emisión estimulada para la potencia de bombeo.	205
5.9.	Potencia de fluorescencia contrapropagante.	211
5.10.	Comentarios.	213

6.	Caracterización experimental de fibras ópticas dopadas con erbio. Comparación del modelo teórico con los resultados experimentales.	215
6.1.	Introducción.	215
6.2.	Caracterización experimental: parámetros $\beta(\nu)$ y $\gamma(\nu)$.	216
6.3.	Comparación teoría-experiencia: primeros resultados.	230
6.4.	Comparación teoría-experiencia: ajuste de parámetros.	241
6.5.	Evaluación del modelo basado en la distribución modal.	253
	<i>Conclusiones.</i>	259
	<i>Bibliografía.</i>	263



Introducción

Las fibras ópticas dopadas con tierras raras son un medio excelente para desarrollar dispositivos ópticos que estén basados en el fenómeno de amplificación, ya que combinan la ganancia óptica de los iones de tierras raras con las bajas pérdidas de propagación que caracterizan a las fibras ópticas. En los últimos años, tanto las fibras ópticas de sílice como las de fluoruro dopadas con diversas tierras raras, han sido ampliamente estudiadas y este estudio ha quedado reflejado en una amplia variedad de amplificadores y láseres. Debido a su tamaño relativamente pequeño, su gran eficiencia y su alta estabilidad, tanto mecánica como térmica, se espera que estos dispositivos tengan una gran importancia en muchas aplicaciones comerciales. El potencial de amplificadores y láseres de fibra en los sistemas de comunicación óptica, el cual estimuló el desarrollo inicial de esta tecnología, se confirmó con la aparición de los amplificadores de fibra óptica dopada con erbio. Estos amplificadores, que operan en la tercera ventana de transmisión, presentan propiedades casi ideales para muchas de sus aplicaciones, entre las que podemos destacar las siguientes: amplificación de potencia, pre-amplificación para detección y amplificación para regeneración en una línea de transmisión.

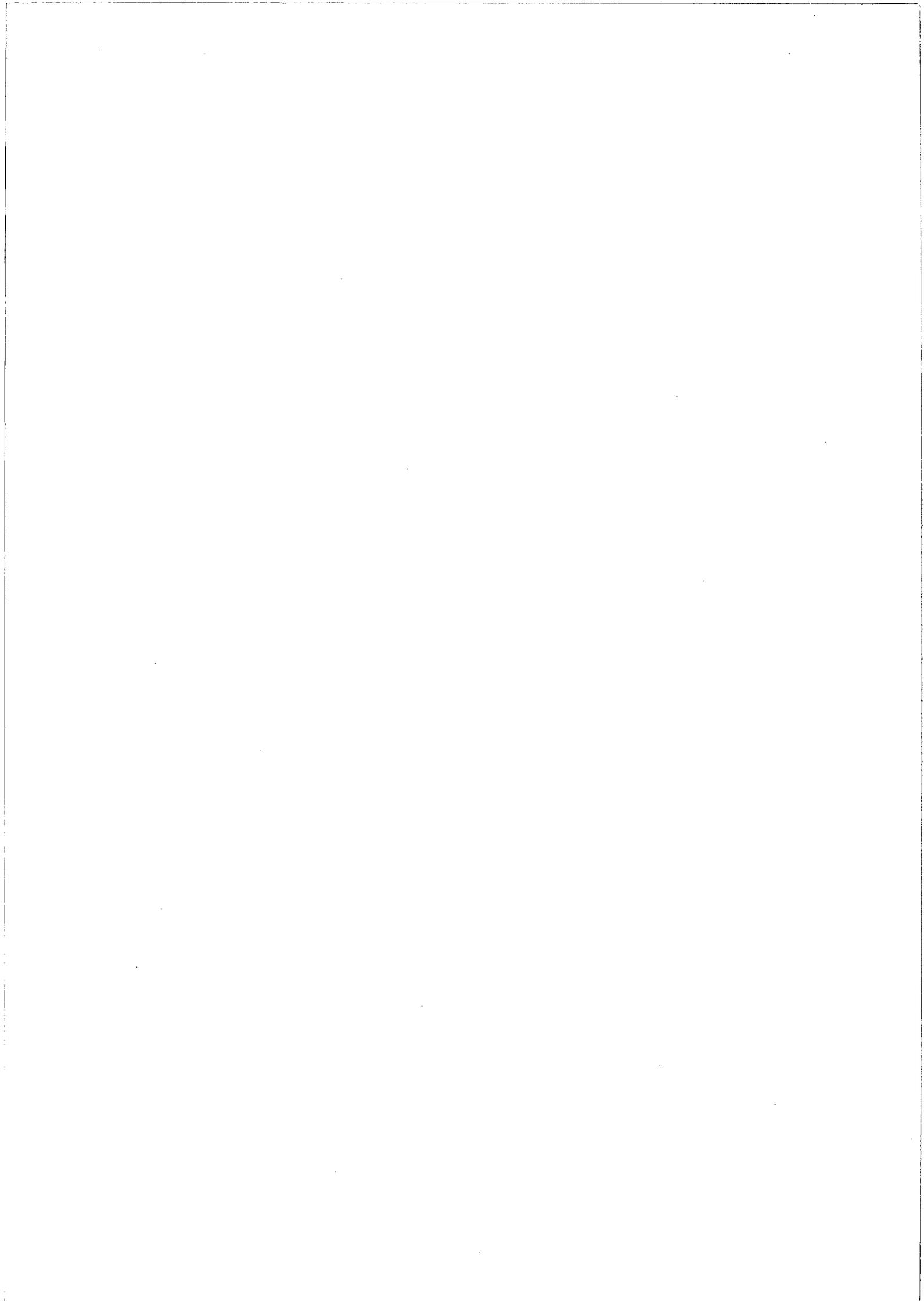
En otro orden de cosas, el estudio detallado de los amplificadores de fibra óptica es fundamental, ya que es el dispositivo más cercano a los fenómenos físicos básicos que explican el comportamiento de los iones de tierras raras y la propagación en fibras ópticas dopadas. Entender bien los amplificadores es imprescindible para comprender el comportamiento de otros dispositivos más complejos, así como de los fenómenos físicos que intervienen en ellos. A partir

del estudio de la fenomenología que aparece en los amplificadores de fibra, es importante encontrar un modelo teórico que la explique tanto cualitativa como cuantitativamente. Este modelo servirá posteriormente como punto de arranque para modelizar otros dispositivos más complicados. Además, con el modelo teórico podremos diseñar experiencias que nos permitan conocer las características de la fibra dopada en estudio, determinando sus parámetros relevantes a partir de las medidas experimentales. Por todo ello, el estudio de los amplificadores de fibra dopada con tierras raras es importante, no sólo desde la perspectiva comercial, sino desde un punto de vista puramente científico.

La modelización empleada habitualmente, a partir del análisis espectroscópico del ión de erbio en vidrios de sílice y la propagación de potencias en una fibra óptica, permite estudiar el comportamiento de estos dispositivos. Aún aceptando las aproximaciones que se realizan para establecer el modelo, éste presenta importantes limitaciones. En primer lugar, aparecen parámetros, como la distribución de erbio, que resultan difíciles de determinar. Por otra parte, debido a la necesidad de recurrir a soluciones de carácter numérico, se ocultan las relaciones entre los distintos procesos físicos que intervienen. Algunos autores obtienen soluciones analíticas, las cuales sólo son válidas si se admiten aproximaciones bastante fuertes, por lo que poseen un rango de aplicación muy limitado. Además, no encontramos en la bibliografía ninguna referencia en la que se estudie el acuerdo entre teoría y experiencia de una forma completa y consistente, ni trabajos en los que se determinen experimentalmente las secciones eficaces de absorción y emisión de forma independiente, sino que recurren a relaciones teóricas que introducen importantes errores.

En este trabajo hemos intentado conseguir una modelización de fibras ópticas dopadas con erbio que sea lo más simple posible, dependa de parámetros realistas y proporcione un acuerdo aceptable con los resultados experimentales, tratando de solucionar las limitaciones comentadas anteriormente. Para ello, es necesario cubrir varias etapas. En primer lugar, hemos eliminado la dependencia con las coordenadas transversales, introduciendo para ello factores de solapamiento, los cuales hemos estudiado en profundidad. A continuación, hemos encontrado soluciones analíticas cuya validez es general. Ello nos ha permitido desarrollar un método de caracterización experimental completa. Los modelos y métodos de caracterización desarrollados se han aplicado a tres fibras para verificar el

acuerdo entre teoría y experiencia. Naturalmente, la resolución completa del problema excede los límites de este trabajo y, como siempre, aparecen nuevos problemas a resolver.



Fibras ópticas dopadas con erbio: modelización y caracterización.

1.1. Introducción: amplificadores de fibra óptica dopada con tierras raras.

Las fibras ópticas dopadas con tierras raras son un medio excelente para desarrollar dispositivos ópticos que estén basados en el fenómeno de amplificación, ya que combinan la ganancia óptica de los iones de tierras raras con las bajas pérdidas de propagación que caracterizan a las fibras ópticas. En los últimos años, tanto las fibras ópticas de sílice como las de fluoruro dopadas con diversas tierras raras, han sido ampliamente estudiadas y este estudio ha quedado reflejado en una amplia variedad de amplificadores y láseres. Debido a su tamaño relativamente pequeño, su gran eficiencia y su alta estabilidad, tanto mecánica como térmica, se espera que estos dispositivos tengan una gran importancia en muchas aplicaciones comerciales.

El desarrollo de los amplificadores de fibra óptica dopada tiene su origen en el año 1.963. Koester y Snitzer (American Optical Company) [1] desarrollan un amplificador con una fibra dopada con neodimio bombeado con una lámpara flash, obteniendo una ganancia de 47 dB. La importancia de este trabajo no fue apreciada hasta bastantes años después. A principios de los años setenta, Stone y Burrus (Bell Laboratories) [2] describen el primer láser de fibra bombeado con láser de semiconductor. Este láser lo construyen con una longitud corta de fibra de vidrio dopada con neodimio. Este trabajo no encontró continuación hasta la década siguiente. El potencial de las fibras ópticas

monomodo dopadas con tierras raras se reconoció por primera vez en el año 1.985, a partir de la realización por D. N. Payne y sus colaboradores (University of Southampton) [3] de un láser de 2 metros de fibra dopada con neodimio que presentaba un umbral de bombeo muy bajo. Este importante paso pudo darse gracias a la aparición de fibras monomodo con bajas pérdidas. El potencial de amplificadores y láseres de fibra en los sistemas de comunicación óptica [4 a 7], el cual estimuló el desarrollo inicial de esta tecnología, se confirmó con la aparición de los amplificadores de fibra óptica dopada con erbio. Estos amplificadores, que operan en la tercera ventana de transmisión, presentan propiedades casi ideales para muchas de sus aplicaciones. Aunque en un principio se estudiaron sólo erbio y neodimio en fibras de sílice [8 a 12], posteriormente la investigación se extendió a otras tierras raras (tulio, holmio, yterbio, praseodimio, etc.) [10, 13 a 15], tanto en fibras de sílice como en fibras de fluoruro, encontrándose un gran número de transiciones láser dentro del intervalo espectral comprendido entre 450 y 3500 nanómetros.

Aunque los amplificadores ópticos pueden utilizarse en un gran número de aplicaciones, podemos destacar las siguientes: amplificación de potencia, pre-amplificación para detección y amplificación para regeneración en una línea de transmisión [5, 7, 16]. De estas aplicaciones, la tercera es la más inmediata y sólo ella puede realizarse también electrónicamente, pero con algunas desventajas, ya que con un amplificador electrónico debemos convertir la señal óptica en eléctrica, regenerarla en amplitud y en tiempo y finalmente reconvertirla a señal óptica nuevamente, por lo que resulta un sistema mucho más complejo. Sin embargo, con un amplificador óptico no necesitamos realizar ninguna conversión y la regeneración se realiza sólo en amplitud. Además, los amplificadores ópticos presentan una anchura de banda mucho mayor, lo cual les proporciona un buen comportamiento dinámico hasta frecuencias mucho mayores. Por otra parte, la amplificación de potencia óptica no puede realizarse electrónicamente, por lo que los amplificadores ópticos ofrecen nuevas posibilidades como, por ejemplo, la amplificación de la potencia de emisión de un láser y la pre-amplificación de una potencia inferior a la sensibilidad de detección. No obstante, la distorsión y el ruido que los amplificadores ópticos introducen en la señal amplificada son acumulativos y limitan, por tanto, el número de amplificadores que pueden disponerse en cascada, aunque este inconveniente puede evitarse con un diseño adecuado del sistema.

Lógicamente, en cada aplicación varían las características que debemos exigir al amplificador óptico. Así, por ejemplo, si queremos compensar las

pérdidas producidas en un divisor al cincuenta por ciento necesitamos una ganancia de 3 decibelios, mientras que para regenerar la señal en una línea de transmisión es conveniente que el amplificador presente al menos una ganancia de 20 decibelios. Por supuesto, además de la ganancia hay que tener en cuenta otras características, como ruido, rango lineal, comportamiento dinámico, influencia entre canales ("crosstalk"), etc., y todas ellas en conjunto nos indican las posibilidades que tiene un amplificador para ser utilizado en una aplicación concreta.

Vamos a centrarnos en mostrar las principales características para la tercera ventana de transmisión de las tres clases más estudiadas de amplificadores ópticos [5, 7, 16, 17]: amplificadores de fibras dopadas con tierras raras, amplificadores de semiconductor y amplificadores de fibra basados en efectos no lineales (amplificadores por efecto Raman y amplificadores por efecto Brillouin). En comparación con los de semiconductor, los amplificadores de fibra presentan, importantes ventajas, ya que son insensibles a la polarización debido al carácter amorfo del vidrio y a la simetría cilíndrica de la fibra, las pérdidas por inserción cuando se acoplan en un circuito de fibra óptica son bastante menores y la influencia entre canales es despreciable incluso trabajando en el régimen de saturación.

En la actualidad, los amplificadores ópticos más adecuados en dicha ventana parecen ser los de fibra dopada con erbio. La longitud de fibra dopada necesaria para construir uno de estos amplificadores varía desde algunos metros hasta cientos de metros. Son amplificadores bidireccionales cuya eficiencia es muy alta (se consiguen hasta 11 decibelios por cada milivatio de potencia de bombeo), presentan pérdidas de inserción en una instalación de fibra muy bajas (inferiores a 1 decibelio), puede conseguirse una gran ganancia (hasta 50 decibelios) insensible a la polarización y son capaces de producir una potencia de salida bastante alta (superior a 0.5 vatios). Además, presentan ganancia en una banda muy ancha (entre 10 y 40 nanómetros), pequeña figura de ruido (en torno a los 3 decibelios), influencia entre canales despreciable incluso trabajando en régimen de saturación y buen comportamiento dinámico hasta frecuencias superiores a 15 gigahertzios.

Los amplificadores por efecto Raman son amplificadores bidireccionales que también presentan una ganancia muy alta (superior a 40 decibelios) insensible a la polarización, pero con una eficiencia mucho más baja (0.08 decibelios de ganancia por cada milivatio de potencia de bombeo) por lo que se necesitan potencias de bombeo altísimas (cientos de milivatios). Este es el gran

problema de estos amplificadores. No obstante, el resto de sus características son similares a las de los amplificadores de fibra dopada con erbio, aunque su potencia de salida es algo mayor (en torno a 1 vatio) y su comportamiento dinámico es bueno hasta frecuencias superiores a 3 gigahertzios. La longitud de fibra óptica necesaria para construir uno de estos amplificadores varía entre 50 y 100 kilómetros.

Los amplificadores por efecto Brillouin son amplificadores unidireccionales que también presentan una ganancia muy alta (superior a 40 decibelios) insensible a la polarización y con una eficiencia bastante alta (se pueden conseguir más de 5.5 decibelios por cada milivatio de potencia de bombeo). Al igual que en los otros amplificadores ópticos, sus pérdidas de inserción son inferiores a un decibelio y la influencia entre canales en estos amplificadores es despreciable incluso trabajando en régimen de saturación. Presentan un buen comportamiento dinámico pero sólo hasta frecuencias inferiores a 100 megahertzios y su anchura de banda es muy pequeña (0.001 nanómetros). El mayor inconveniente (prácticamente insalvable) que presentan estos amplificadores radica en el hecho de que tanto el bombeo como la señal deben tener una anchura de banda muy pequeña (inferior a 100 megahertzios). Otros inconvenientes adicionales vienen dados porque su figura de ruido es muy grande (superior a 20 decibelios) y la potencia de salida que pueden producir es baja. La longitud de fibra óptica necesaria para construir uno de estos amplificadores es de algunas decenas de kilómetros.

Por último, los amplificadores ópticos de semiconductor son amplificadores bidireccionales con una ganancia (superior a 30 decibelios) algo inferior a la conseguida en amplificadores de fibra, pero que presenta sensibilidad a la polarización (algunos decibelios). No obstante, su eficiencia es bastante buena (pueden conseguirse amplificaciones superiores a 28 decibelios a partir de una intensidad de 50 miliamperios). Su anchura de banda es similar a la de los amplificadores de fibra dopada con erbio y amplificadores por efecto Raman, su comportamiento dinámico es bueno hasta frecuencias superiores a 4 gigahertzios, su figura de ruido no es muy grande (en torno a 5 decibelios) y producen potencias de salida superiores a 0.1 vatios. Sus mayores inconvenientes se deben a que la transferencia entre canales es significativa trabajando en régimen de saturación y a que las pérdidas de inserción son muy altas (entre 3 y 4 decibelios en cada cara del semiconductor). Por otra parte, como son amplificadores de pequeño tamaño, ya que su longitud está

comprendida entre 50 y 500 micrómetros, son muy interesantes por su posible integración con otros dispositivos de semiconductor.

En otro orden de cosas, el estudio detallado de los amplificadores de fibra óptica es fundamental, ya que es el dispositivo más cercano a los fenómenos físicos básicos que explican el comportamiento de los iones de tierras raras y la propagación en fibras ópticas dopadas. Entender bien los amplificadores es imprescindible para comprender el comportamiento de otros dispositivos más complejos, así como de los fenómenos físicos que intervienen en ellos.

A partir del estudio de la fenomenología que aparece en los amplificadores de fibra, es importante encontrar un modelo teórico que la explique tanto cualitativa como cuantitativamente. Este modelo servirá posteriormente como punto de arranque para modelizar otros dispositivos más complicados. Además, con el modelo teórico podremos diseñar experiencias que nos permitan conocer las características de la fibra dopada en estudio, determinando sus parámetros relevantes a partir de las medidas experimentales.

Por todo ello, el estudio de los amplificadores de fibra dopada con tierras raras es muy importante, no sólo desde la perspectiva comercial, sino desde un punto de vista puramente científico.

En este capítulo vamos a exponer los modelos básicos que habitualmente se utilizan para explicar la amplificación en fibras ópticas dopadas con tierras raras, centrándonos, en particular, en el erbio.

1.2. Características espectroscópicas del ión Er^{3+} en vidrios de sílice.

Los niveles de energía de un átomo o ión de un elemento perteneciente a alguno de los dos grupos de tierras raras son denominados habitualmente de acuerdo con el esquema de acoplamiento de Russell-Saunders (acoplamiento L-S). Sin embargo, en el caso de los iones de tierras raras, L y S no son, de hecho, buenos números cuánticos y sólo J lo es o, dicho de otra forma, las tierras raras responden a un acoplamiento intermedio entre los acoplamientos L-S y j-j.

Aunque lantánidos y actínidos comparten propiedades electrónicas, sólo los lantánidos tienen importancia en láseres y amplificadores: muchos actínidos no tienen isótopos suficientemente estables para poder ser utilizados en dichos

dispositivos [14]. En sólidos, el tercer nivel de ionización es el más estable para los lantánidos. La ionización afecta preferentemente a los electrones 6s y 5d, y la configuración electrónica para estos iones es la del xenon más un cierto número de electrones 4f. Por ejemplo, la configuración electrónica del erbio (Er; $Z = 68$; P. A. = 167.26 u.m.a.) es $[\text{Xe}] 4f^{12} 5d^0 6s^2$ y la configuración de su tercer nivel de ionización (Er^{3+}) resulta ser $[\text{Xe}] 4f^{11} 5d^0 6s^0$. Por tanto, como los electrones ópticamente activos son los 4f, los espectros ópticos observados en el visible e infrarrojo de los iones trivalentes de los lantánidos son consecuencia de transiciones entre estados 4f. Para la mayoría de los iones esto es cierto también en el ultravioleta para longitudes de onda inferiores a 300 nanómetros. Estos espectros presentan bandas de absorción estrechas y agudas [8, 10, 13 a 15].

En los lantánidos, las funciones de ondas 4f se extienden dentro de la capa cerrada del xenon $5s^2 5p^6$. Los electrones 5s y 5p apantallan a los electrones 4f de la influencia del entorno exterior al ión. Cuando un ión lantánido se encuentra en un vidrio o en un medio cristalino, está sometido a un campo eléctrico local, conocido como campo cristalino, creado por los iones de su entorno, pero debido al efecto de apantallamiento sus niveles de energía son relativamente insensibles al entorno, aunque son desdoblados por efecto Stark. Los niveles de energía $2S+1L_J$ tienen una degeneración igual a $2J+1$, con J semientero. En presencia de la perturbación debida al campo cristalino, la degeneración se rompe parcialmente y cada nivel de energía se desdobla en un máximo de $J+1/2$ subniveles Stark, convirtiéndose en un multiplete. Por ejemplo, en el ión Er^{3+} , este número máximo es igual a 8 y 7 para los niveles fundamental ($4I_{15/2}$) y primer excitado ($4I_{13/2}$), respectivamente. Así pues, hay una estructura más fina asociada con los niveles de energía, de forma que las absorciones están bien definidas y presentan un perfil espectral estrecho, siendo prácticamente independientes del campo cristalino. El número de subniveles Stark depende del tipo de simetría del campo cristalino y aumenta conforme disminuye la simetría, la cual varía con la composición del material.

En adelante nos centraremos en vidrios, ya que es el tipo de material con el que hemos trabajado. Fundamentalmente, la composición de los vidrios que consideraremos es sílice acompañada de pequeñas concentraciones de óxido de erbio. En la composición de estos vidrios aparecen también óxidos de aluminio, germanio y fósforo [18].

Como los vidrios son materiales amorfos, su periodicidad tiene corto alcance y presentan una simetría muy baja, por lo que el número de subniveles

Stark es el máximo posible o muy cercano a éste. Además, su baja simetría impide realizar un análisis detallado del campo cristalino como el que se realiza en estructuras cristalinas. Por otra parte, los perfiles de los espectros de absorción y fluorescencia de los iones de tierras raras son mucho más suaves y anchos en vidrios que en cristales [8, 10, 13 a 15]. La composición del vidrio produce variaciones en estos perfiles [8, 14, 18], pero afecta muy débilmente a las longitudes de onda de absorción y fluorescencia.

Aunque todas las transiciones están afectadas por mecanismos de ensanchamiento homogéneo y por mecanismos de ensanchamiento inhomogéneo, en el caso de iones de tierras raras en vidrios podemos considerar el conjunto de subniveles Stark como una banda de energía homogéneamente ensanchada [12, 13, 14, 19], de forma que al excitar una transición poblamos todos los subniveles Stark del multiplete. No obstante, es conveniente conocer los mecanismos de ensanchamiento homogéneo e inhomogéneo que afectan a estas transiciones.

Los principales mecanismos de ensanchamiento inhomogéneo en vidrios dopados con iones de tierras raras se deben al desdoblamiento por efecto Stark, la anchura natural de los subniveles y la variación del entorno de cada ión. Estos mecanismos son prácticamente independientes de la temperatura.

En principio, una transición entre dos multipletes puede ocurrir entre cualquier subnivel Stark del multiplete superior y cualquier subnivel Stark del multiplete inferior. Estas posibles transiciones entre subniveles, las cuales están ensanchadas inhomogéneamente, se solapan dando lugar a un perfil mucho más ancho que la anchura natural de los subniveles.

En vidrios, debido a su carácter amorfo, el entorno cercano a los iones varía en cada punto, lo cual produce variaciones puntuales del campo cristalino que podemos asociar a un ensanchamiento de los niveles de energía.

Los principales mecanismos de ensanchamiento homogéneo en vidrios dopados con iones de tierras raras son producidos por termalización y por transiciones no radiativas. Ambos mecanismos dependen de la temperatura.

Como el desdoblamiento producido por efecto Stark es pequeño, la relajación térmica es posible entre niveles del mismo multiplete, permitiendo que un subnivel actúe como reserva de energía para transiciones desde otros subniveles. Normalmente, la variación total de energía en un multiplete es superior a kT , lo que implica que los iones en los subniveles Stark de mayor energía relajen térmicamente a los subniveles Stark de menor energía.

Los procesos no radiativos son producidos por interacción con los

fonones de la red, aunque en vidrios, debido a la ausencia de invariancia translacional, los modos de vibración de la red no tienen, en general, un vector número de ondas bien definido. Si la separación entre los subniveles de un mismo multiplete es pequeña, las transiciones asistidas por fonones serán altamente probables. Estas transiciones hacen posible la ocupación de los subniveles Stark de mayor energía.

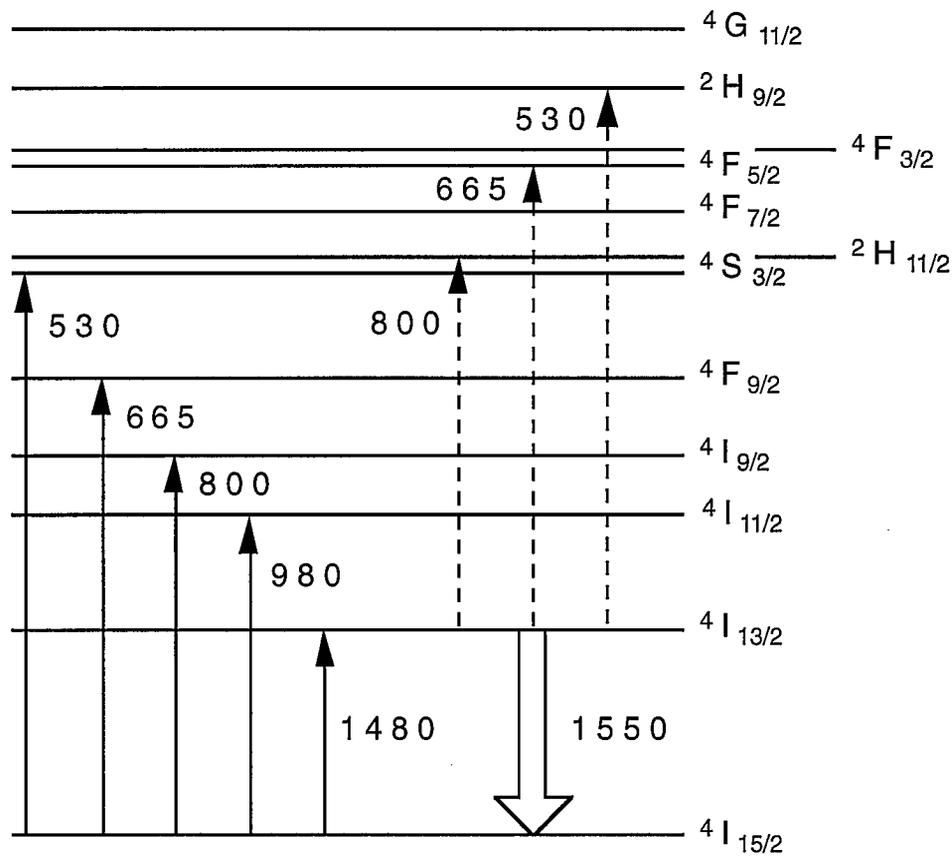


Figura 1.1. Representación esquemática de los niveles de energía del ión Er^{3+} mostrando la transición láser $4I_{13/2} \rightarrow 4I_{15/2}$, así como las transiciones de absorción desde el nivel fundamental (línea continua) y desde el estado excitado de la transición láser (línea discontinua).

La figura 1.1. representa esquemáticamente los niveles de energía del ión Er^{3+} [9, 12, 14, 19 a 22] mostrando la transición láser $4I_{13/2} \rightarrow 4I_{15/2}$, así como las

transiciones de absorción desde el nivel fundamental y desde el estado excitado de la transición láser. Aunque les denominemos niveles, siempre debemos tener presente que son bandas de energía. Por ello, cada transición puede excitarse en un intervalo bastante amplio de longitudes de onda. El número que aparece junto a cada transición representa la longitud de onda en nanómetros típicamente empleada para excitar dicha transición.

En vidrios de sílice, la única transición láser posible a temperatura ambiente se produce entre el primer estado excitado ($4I_{13/2}$) y el nivel fundamental ($4I_{15/2}$), puesto que los iones en estados de energía superior decaen no radiativamente a través de emisión multifonónica hasta el primer estado excitado. Por tanto, como dicho estado es el único metaestable, sólo es posible conseguir amplificación en esta transición.

Como la transición láser se realiza con el estado fundamental, el ión Er^{3+} responde a un esquema de láser de tres niveles [12, 19, 21, 23, 24], aunque algunos autores asocian con un esquema de cuatro niveles a las transiciones láser que terminan en los subniveles Stark de mayor energía del estado fundamental ya que, a temperatura ambiente, están débilmente poblados debido a la gran anchura del multiplete. Por supuesto, estas asociaciones no pueden considerarse en un sentido estricto ya que tratamos con bandas y no con niveles.

Además de la sección eficaz de emisión estimulada desde el primer estado excitado, también la sección eficaz de absorción desde el estado fundamental desempeña una importante función en el comportamiento del sistema láser. La región donde las secciones eficaces de absorción y emisión de esta transición toman valores apreciables se extiende desde 1450 hasta 1650 nanómetros, aproximadamente. Aunque el perfil de las secciones eficaces sufre variaciones con la composición del vidrio debido, ante todo, a diferencias en las intensidades de las transiciones entre subniveles Stark, la posición de los picos de dichos espectros apenas se modifica. Estos picos se sitúan en torno a 1530 nanómetros. Los valores típicos de la sección eficaz de absorción en el pico [8, 14, 19, 25] son del orden de 10^{-25} m^2 , aunque también varían con la composición. La situación para la sección eficaz de emisión es similar.

El largo tiempo de vida media para el estado metaestable permite conseguir inversiones de población bastante altas con potencias de bombeo relativamente bajas. Los tiempos de vida media típicos para esta transición varían entre 10 y 12 milisegundos [8, 14], aproximadamente. Dentro de este rango de valores, el tiempo de vida media depende de la composición del vidrio.

Si en ésta aparece aluminio, el tiempo de vida media se sitúa en torno a los 10 - 10.5 milisegundos, mientras que si aparece germanio le corresponden valores alrededor de los 12 milisegundos. Con otras composiciones (aluminio-germanio, aluminio-fósforo, etc.) los tiempos de vida media son intermedios.

El espectro de ganancia de esta transición es una superposición de sus secciones eficaces de absorción y emisión. Dicha superposición está determinada por la inversión de población. La inversión incompleta de población permite que la señal sea reabsorbida por iones en el estado fundamental. Como el espectro de absorción está desplazado con respecto al de emisión, el proceso de reabsorción no sólo altera el valor de la ganancia sino que también modifica su perfil espectral.

De todas las posibles bandas de absorción disponibles para obtener acción láser, nos centraremos en tres de ellas [5, 8, 11, 14, 16]: 800, 980 y 1480 nanómetros, puesto que con este subconjunto de bandas podemos ver todas las situaciones de interés. Por otra parte, son las bandas más utilizadas ya que pueden excitarse utilizando láseres de estado sólido, lo cual es necesario en muchas aplicaciones. Antes de decidir qué banda de absorción debemos utilizar, hay que tener en cuenta la aplicación específica que queremos desarrollar, así como la existencia, el tamaño, el coste, el consumo de potencia, etc. del láser necesario. La eficiencia del dispositivo depende de la banda de absorción utilizada, así como de la longitud de onda de excitación elegida dentro de ella. En general, las bandas de 980 y 1480 nanómetros son las más eficientes. Después de ellas, la banda más eficiente es la de 800 nanómetros, aunque su eficiencia es bastante inferior. No obstante, ha sido bastante utilizada debido a la existencia de diodos láser con alta potencia de emisión en esta banda, aunque su uso ha decaído debido al aumento de la potencia de emisión de los diodos láser en las otras dos bandas.

Cuando se trabaja con fibras ópticas hay que tener en cuenta además si la longitud de onda utilizada supera a la longitud de onda de corte, ya que, si no es así, la propagación será multimodal. Hasta hace poco tiempo, las fibras ópticas de sílice dopadas con erbio presentaban longitudes de onda de corte en torno a 1400 nanómetros, por lo que sólo para la emisión de la transición láser y para el bombeo en la banda de 1480 nanómetros se trabajaba con propagación monomodo. Actualmente, se ha reducido hasta valores en torno a los 950 nanómetros para permitir que el bombeo en la banda de 980 nanómetros se propague monomodalmente. Sin embargo, el bombeo en la banda de 800 nanómetros se propaga multimodalmente.

El bombeo en la banda de 1480 nanómetros está caracterizado porque excitamos directamente la banda de energía desde la que se produce la transición láser y la absorción de bombeo desde el estado excitado puede considerarse inexistente. En esta situación nos encontramos aparentemente con un sistema de dos niveles, pero hay que tener en cuenta que tratamos con dos bandas de energía con una transición que presenta los espectros de las secciones eficaces de absorción y emisión estimulada desplazados uno con respecto al otro. En la figura 1.2. se muestra este desplazamiento en un vidrio de sílice con germanio y aluminio dopado con erbio [25], aunque el desplazamiento se observa en todos los vidrios. En la figura puede apreciarse que en longitudes

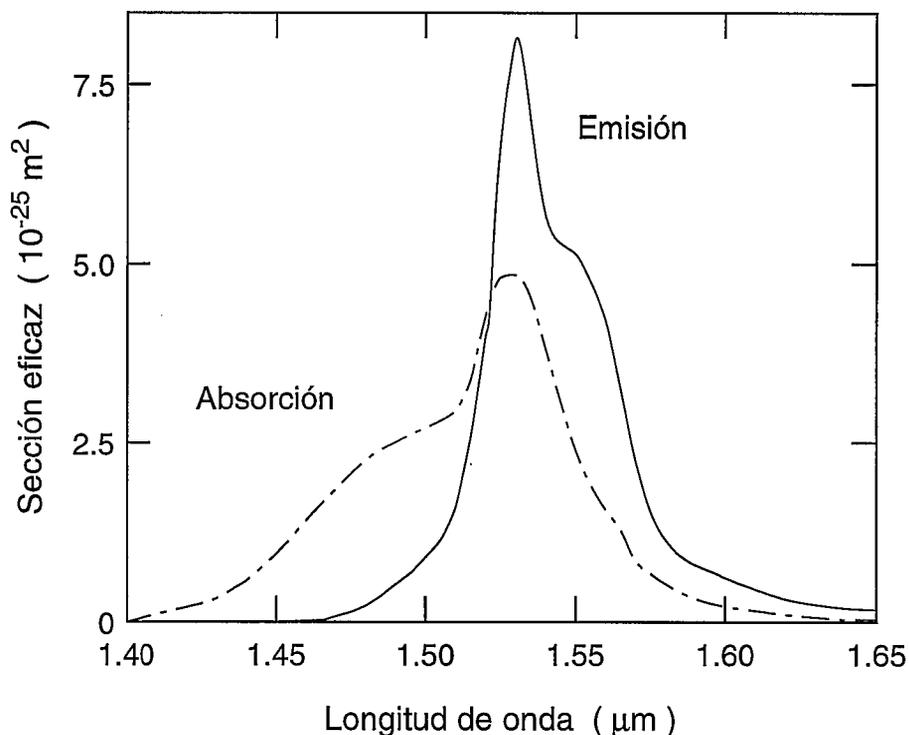


Figura 1.2. Secciones eficaces de absorción y emisión de la transición láser $4I_{13/2} \rightarrow 4I_{15/2}$ en un vidrio de sílice con germanio y aluminio dopado con erbio.

de onda en torno a 1480 nanómetros, la absorción supera a la emisión, siendo ésta la zona de bombeo adecuada para conseguir poblar el estado excitado. Por tanto, bombeando en esta banda, nos encontramos con el inconveniente

derivado de la existencia de emisión estimulada para la longitud de onda de bombeo, lo cual nos impide conseguir una inversión completa de población, pero con la ventaja de que no hay absorción de bombeo desde el estado excitado de la transición láser.

La banda de absorción en 800 nanómetros corresponde a la transición entre los estados $4I_{15/2}$ y $4I_{9/2}$. Esta banda se caracteriza, al contrario que la banda de 1480 nanómetros, porque no hay emisión estimulada en la longitud de onda de bombeo, pero sí hay absorción de bombeo desde el estado excitado de la transición láser. En el pico de su espectro, la sección eficaz de absorción de bombeo desde el estado fundamental es muy baja: 3 ó 4 veces inferior al caso de 1480 nanómetros. Asimismo, resulta ser 2 ó 3 veces inferior a la sección eficaz de absorción de bombeo desde el estado excitado de la transición láser. La absorción de bombeo desde el estado excitado [8] reduce la eficiencia de la transición láser ya que parte del bombeo utilizado no produce inversión de población, sino que se desperdicia excitando iones del estado metaestable que rápidamente relajarán no radiativamente regresando de nuevo al estado metaestable. Como los espectros de absorción de bombeo desde el estado fundamental y desde el estado excitado de la transición láser son diferentes, puede mejorarse la eficiencia bombeando en una longitud de onda diferente a la del máximo de la banda de absorción desde el estado fundamental. Las bandas de absorción en 530 y 665 nanómetros también presentan absorción de bombeo desde el estado excitado.

En la figura 1.3. podemos ver el mecanismo de población del estado $4I_{13/2}$ bombeando en la banda de 800 nanómetros [5, 8, 14]: desde el estado fundamental se excitan iones hasta el estado $4I_{9/2}$ y desde el estado $4I_{13/2}$ hasta el estado $2H_{11/2}$, que decaen no radiativamente en ambos casos hasta el estado excitado de la transición láser.

La banda de absorción en 980 nanómetros corresponde a la transición entre los estados $4I_{15/2}$ y $4I_{11/2}$. Bombeando en esta banda, el sistema corresponde al caso típico de láser de tres niveles: desde el estado fundamental se excitan iones hasta el estado $4I_{11/2}$, que decaen no radiativamente hasta el estado excitado de la transición láser. Esta banda se caracteriza porque no hay absorción de bombeo desde el estado excitado de la transición láser (pero sí hay desde el estado excitado de la transición de absorción de bombeo desde el nivel fundamental, pero sus efectos son apreciables únicamente con bombeos superiores a 50 milivatios) y la emisión estimulada en la longitud de onda de bombeo es despreciable debido al corto tiempo de vida media para el estado

$4I_{11/2}$. En el pico de su espectro, la sección eficaz de absorción presenta valores del mismo orden que en el caso de bombeo en 1480 nanómetros.

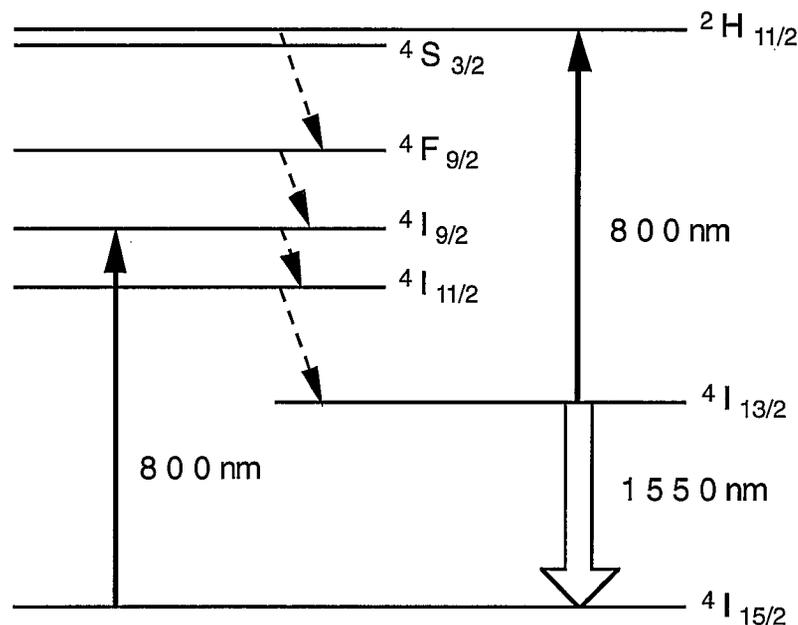


Figura 1.3. Ilustración del mecanismo de población del estado $4I_{13/2}$ bombeando en la banda de 800 nanómetros, mostrando la absorción de bombeo desde el estado excitado de la transición láser. Las líneas discontinuas corresponden a las transiciones no radiativas.

Conforme aumenta la concentración de iones en el vidrio, la separación media entre ellos va disminuyendo de forma que puede llegarse a una situación en la que es posible transferir la excitación de un ion a otro, siendo una transferencia de energía no radiativa. Cuando la concentración es suficientemente alta [14, 16, 20, 22], aparecen fenómenos de "up-conversion", "quenching", etc., aunque las concentraciones necesarias para que se haga patente la influencia de estos efectos son muy superiores a las empleadas normalmente en fibras ópticas dopadas, las cuales son del orden de unas 100 partes por millón. No obstante, puede aprovecharse esta transferencia de energía entre iones próximos para mejorar el bombeo de la transición láser y su eficiencia, dopando el vidrio con dos iones distintos en las concentraciones

adecuadas. Quizá el ejemplo más claro sea la sensibilización con iones yterbio (Yb^{3+}) [14, 16, 20] de vidrios de sílice dopados con erbio para mejorar el bombeo en la banda de 800 nanómetros, puesto que el yterbio proporciona una fuerte absorción desde el estado fundamental en la región comprendida entre 820 y 830 nanómetros. En esta región, la absorción desde el estado excitado ha disminuído considerablemente, aunque la absorción desde el estado fundamental es demasiado pequeña para bombear en vidrios sin yterbio.

1.3. Ecuaciones de evolución de potencia en una fibra óptica dopada con erbio.

Una fibra óptica dopada con erbio es un sistema físico suficientemente complicado como para desechar la búsqueda de un modelo teórico sin aproximaciones. En su modelización se utilizan siempre potencias ópticas [19, 21, 23 a 29] o número de fotones [30] en lugar de campos, debido a la gran complejidad que presenta. Como ya mencionamos anteriormente, nos centraremos en amplificadores para realizar dicha modelización. Simplificando bastante la situación, en la fibra óptica dopada con erbio de un amplificador acoplamos una potencia de bombeo y una señal para obtener a la salida la señal de entrada amplificada. Por supuesto, a la salida de la fibra dopada queda algo de bombeo residual que no ha podido ser aprovechado para amplificar. Además obtenemos, en ambos extremos de la fibra, la emisión espontánea de la transición láser que se acopla a la fibra y que es amplificada. Como en cualquier medio activo, la evolución de las potencias a lo largo de una fibra dopada está interrelacionada con la dinámica de las poblaciones del ión activo, aunque el uso de bombeo longitudinal contrasta con el bombeo transversal que suele ser empleado para producir amplificación cuando el material dopado está preparado en forma de bloque o barra.

El fenómeno de la amplificación en fibras dopadas está determinado fundamentalmente por dos procesos físicos más simples: la dinámica de las poblaciones del ión activo y la propagación guiada. El primer proceso es el mismo que se produce cuando el material está preparado en forma de bloque, mientras que el segundo sólo se manifiesta cuando se trabaja con guías. Ambos procesos son simultáneos e influyen uno sobre otro, lo que provoca que la modelización exacta sea prácticamente inabordable y nos vemos obligados a realizarla subordinando la dinámica de las poblaciones al proceso de

propagación. Es decir, los dos procesos no se introducen de forma conjunta en la modelización, sino por separado, aunque de tal forma que la dinámica de poblaciones no influye sobre la propagación, pero sí la propagación sobre la dinámica de poblaciones. Así pues, la teoría exacta de la propagación en fibras dopadas es excesivamente compleja siendo, sin embargo, bien conocida en el caso de fibras no dopadas [31, 32], aunque su resolución particular pueda resultar más o menos complicada dependiendo de cada fibra.

Por todo ello, se realiza habitualmente la aproximación de considerar que los modos de propagación en una fibra dopada son los mismos que si se tratara de una fibra no dopada [19, 21, 23 a 30], ya que éstos quedan determinados prácticamente por las características geométricas y por el perfil de índice de refracción de la fibra. Como en el caso de fibras no dopadas, se considera que las características de la fibra óptica no varían con la coordenada axial de forma que, conociendo sus características en la sección transversal, disponemos de toda la información necesaria para determinar sus modos de propagación [19, 21, 23 a 30]. Esto no se modifica en fibras dopadas, puesto que se considera que la dinámica de las poblaciones no influye en la propagación. Así pues, con estas aproximaciones, la distribución modal de potencia en la fibra dopada es invariante con respecto a la coordenada axial. Al imponer esta invariancia, la amplificación de una fibra dopada dependerá de la coordenada axial, pero no de las coordenadas transversales. Este hecho llama inicialmente la atención, porque parece lógico que la ganancia dependa de las coordenadas transversales, puesto que las características de la fibra lo hacen. De forma intuitiva, podemos pensar que la ganancia depende de las coordenadas transversales y, por ello, la distribución modal de potencia varía, pero instantáneamente la fibra obliga a recuperar la distribución modal de potencia inicial, limitando la ganancia a un valor medio sobre la sección transversal y eliminando, por tanto, la dependencia de la ganancia con las coordenadas transversales. Esta idea se ve de forma bastante clara si la propagación se realiza monomodalmente, pero no es así cuando la propagación es multimodal, ya que podría producirse transferencia de potencia entre los distintos modos que se propagan.

Como ya hemos indicado con anterioridad, se considera que el erbio es un ión que responde bastante bien a un esquema de láser de tres niveles. Puesto que no se puede ignorar que a los que se denomina niveles son realmente bandas de energía, se realiza la aproximación de considerar que sus poblaciones evolucionan como si se tratara de niveles pero presentando unas

secciones eficaces de absorción y emisión estimulada ensanchadas homogéneamente. Por otra parte, es necesario introducir un cuarto nivel porque hay que tener en cuenta la posible existencia de absorción de bombeo desde el estado excitado de la transición láser. Por tanto, podemos representar el comportamiento de los iones erbio utilizando cuatro niveles [12, 21], como se muestra en la figura 1.4., de forma que este esquema sea válido para cualquiera de las posibles bandas de bombeo que utilicemos.

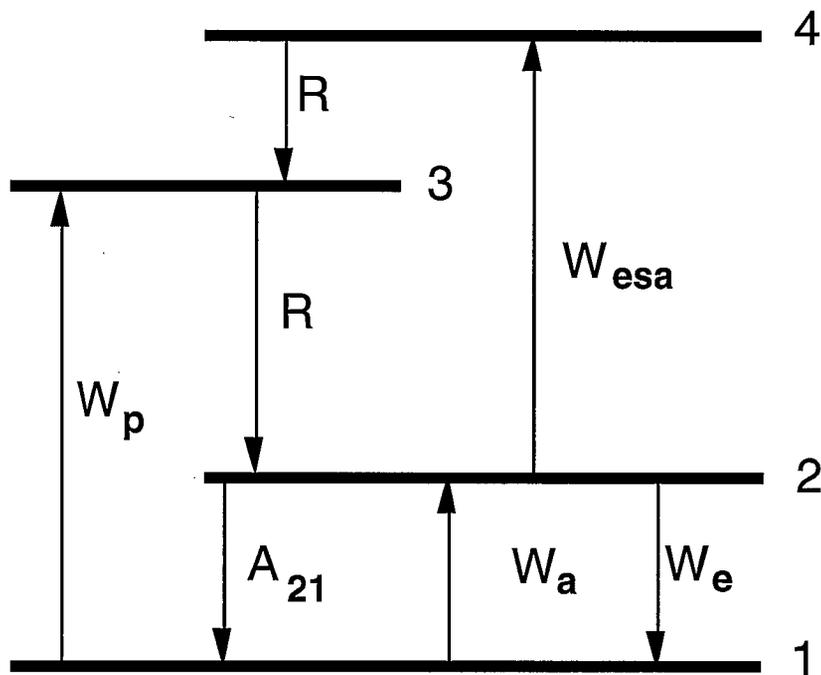


Figura 1.4. Representación de los niveles de energía del ión Er^{3+} mostrando su comportamiento como láser de tres niveles. El nivel 4 se añade debido a la posible existencia de absorción de bombeo desde el estado excitado de la transición láser.

En dicha figura, denominamos al estado fundamental como estado 1, al estado excitado de la transición láser como estado 2, al estado excitado de la transición de absorción de bombeo desde el estado fundamental como estado 3 y al estado excitado de la transición de absorción de bombeo desde el estado excitado de la transición láser como estado 4. A las transiciones estimuladas las

designamos con W_k , con $k = p$ para la absorción de bombeo desde el estado fundamental, $k = a$ para la absorción de señal desde el estado fundamental, $k = e$ para la emisión de señal y $k = esa$ para la absorción de bombeo desde el estado excitado ("excited state absorption"). Denominamos A_{21} a la transición espontánea desde el nivel 2 hasta el nivel 1 y con R a las transiciones no radiativas, cuyos tiempos de vida media son tan cortos que la emisión estimulada desde los niveles 3 y 4 puede considerarse inexistente [33]. Por el mismo motivo, sus poblaciones pueden despreciarse y la absorción de bombeo desde el nivel 2 no produce variaciones en la población de este nivel.

En este esquema general hay que tener en cuenta que, cuando se bombea en la banda de 980 nanómetros o en la banda de 1480 nanómetros, el nivel 4 no es necesario. Además, cuando se bombea en esta última, las bandas 2 y 3 son una misma y hay que tener en cuenta la existencia de emisión estimulada de bombeo, por lo que W_e representará tanto la emisión estimulada de señal como la de bombeo.

Aunque ya hemos hecho referencia anteriormente a las distintas potencias ópticas que intervienen en un amplificador de fibra óptica dopada, conviene profundizar un poco más en su comportamiento para poder establecer un modelo matemático que responda al fenómeno de la amplificación dentro de las aproximaciones realizadas. En un amplificador introducimos una potencia de bombeo que tiene como finalidad conseguir poblar el nivel 2 a lo largo de la fibra. El sentido de propagación del bombeo se utiliza habitualmente como referencia, de forma que si una potencia se propaga en el mismo sentido que el bombeo se denomina copropagante y si lo hace en sentido opuesto se denomina contrapropagante. También puede ocurrir que utilicemos dos potencias de bombeo de sentidos opuestos, en cuyo caso el sentido que se toma como referencia se elige arbitrariamente. Si conseguimos una población suficientemente alta en el nivel 2, cuando introducimos una potencia de señal en la banda de la transición láser, ésta se amplifica. Una parte de la emisión espontánea que genera la transición láser se acopla a la fibra, propagándose en ambos sentidos. Éste es el origen de las potencias de fluorescencia (copropagante y contrapropagante). Debido a los fenómenos de absorción y emisión, todas estas potencias van evolucionando conforme se propagan por la fibra y, además, todas intervienen en la población de los niveles de la transición láser y, por tanto, cualquier potencia influye en la evolución de las demás. La potencia de fluorescencia también se denomina emisión espontánea amplificada, haciendo clara referencia a su origen y posterior evolución. Estos

términos suelen escribirse de forma abreviada con las siglas ASE ("amplified spontaneous emission"). Como todas estas potencias son policromáticas, consideraremos sus espectros divididos en intervalos espectrales de anchura $\Delta\nu$. Cada uno de estos intervalos está centrado en una frecuencia ν y denominamos potencia en esta frecuencia a la potencia comprendida en dicho intervalo espectral. Cada potencia P , así como las frecuencias dentro de su banda espectral, la denotaremos con un subíndice: p para el bombeo, s para la señal y f para la fluorescencia, añadiendo además un superíndice para distinguir su sentido de propagación: $+$ para copropagante y $-$ para contrapropagante. Cuando en alguna relación no aparezca el subíndice se entenderá que se verifica para cada uno de los tipos de potencia (bombeo, señal y fluorescencia). La distribución modal de potencia la designaremos con $\psi(\nu_k)$ donde $k = p, s, f$ según se trate de bombeo, señal o fluorescencia.

Consideremos en primer lugar la propagación de potencia en una fibra. Teniendo en cuenta la invariancia de la distribución modal de potencia con la coordenada axial, la potencia en una frecuencia ν que atraviesa un elemento diferencial de superficie ds transversal al eje y asociado a un punto de coordenadas cilíndricas (z, r, φ) viene dada por la expresión

$$P(z, r, \varphi, \nu) ds = P(z, \nu) \psi(r, \varphi, \nu) ds, \quad (1-1)$$

donde $P(z)$ representa la potencia que atraviesa la superficie transversal total A_∞ y $\psi(r, \varphi)$ es la distribución modal de potencia normalizada de tal forma que

$$\int_{A_\infty} ds \psi(r, \varphi, \nu) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{+\infty} r dr \psi(r, \varphi, \nu) = 1. \quad (1-2)$$

Normalmente, las fibras dopadas con erbio presentan propagación monomodo para la emisión de la transición láser y para el bombeo si está en la banda de 1480 nanómetros y, últimamente, debido a que están siendo fabricadas de forma que disminuya su longitud de onda de corte (reduciendo el producto del radio de su núcleo y su apertura numérica), también en la banda de 980 nanómetros, mientras que el bombeo en otras bandas se propaga multimodalmente.

Si en un elemento diferencial de volumen asociado a un punto (z, r, φ) , denominamos $N_T(r, \varphi)$ a la concentración de iones de erbio en la fibra y a las poblaciones por unidad de volumen de los niveles 1 y 2 las designamos por $N_1(z, r, \varphi)$ y $N_2(z, r, \varphi)$, respectivamente, entonces

$$N_1(z, r, \varphi) + N_2(z, r, \varphi) = N_T(r, \varphi), \quad (1-3)$$

puesto que las poblaciones de los niveles 3 y 4 se consideran despreciables. Aunque a lo largo de este capítulo vamos a considerar una concentración de erbio que depende de la coordenada azimutal, normalmente suele realizarse la aproximación de considerar que sólo depende de la coordenada radial, estimando que el proceso de fabricación de la fibra le permite conservar la simetría axial, aunque no siempre es así.

A partir de las probabilidades de transición por unidad de tiempo (W_k y A_{21}) [34 a 37] podemos estudiar cómo las distintas transiciones modifican las poblaciones de los niveles 1 y 2. Derivando respecto al tiempo la ecuación (1-3) obtenemos la siguiente relación entre las variaciones temporales de las poblaciones de ambos niveles

$$dN_1(z, r, \varphi) / dt + dN_2(z, r, \varphi) / dt = 0. \quad (1-4)$$

Esta relación nos indica que es suficiente estudiar como varía la población de uno cualquiera de los dos niveles. Si realizamos, por ejemplo, el balance de la población del nivel 2, obtenemos la siguiente expresión

$$dN_2(z, r, \varphi) / dt = (W_a + W_p) N_1(z, r, \varphi) - (W_e + A_{21}) N_2(z, r, \varphi). \quad (1-5)$$

Como las potencias que introducimos en la fibra son estacionarias, la solución a nuestro problema también lo es. Por tanto, nos interesa conocer la solución estacionaria para la población del nivel 2. Así pues, imponiendo en la ecuación (1-5) que la variación temporal de la población en el nivel 2 es nula y utilizando la ecuación (1-3) obtenemos que

$$N_2(z, r, \varphi) = \frac{W_p + W_a}{W_p + W_a + W_e + A_{21}} N_T(r, \varphi). \quad (1-6)$$

Por tanto, las ecuaciones (1-3) y (1-6) determinan las poblaciones de los niveles 1 y 2 en función de las probabilidades de transición por unidad de tiempo.

Las probabilidades de transición por unidad de tiempo están dadas por las siguientes ecuaciones [34 a 37]:

$$W_p = \sum_p \frac{\sigma_p(\nu_p)}{h \nu_p} P_p(z, \nu_p) \psi(r, \phi, \nu_p), \quad (1-7)$$

$$W_a = \sum_s \frac{\sigma_a(\nu_s)}{h \nu_s} P_s(z, \nu_s) \psi(r, \phi, \nu_s) + \sum_f \frac{\sigma_a(\nu_f)}{h \nu_f} P_f(z, \nu_f) \psi(r, \phi, \nu_f), \quad (1-8)$$

$$W_e = \sum_p \frac{\sigma_e(\nu_p)}{h \nu_p} P_p(z, \nu_p) \psi(r, \phi, \nu_p) + \sum_s \frac{\sigma_e(\nu_s)}{h \nu_s} P_s(z, \nu_s) \psi(r, \phi, \nu_s) \\ + \sum_f \frac{\sigma_e(\nu_f)}{h \nu_f} P_f(z, \nu_f) \psi(r, \phi, \nu_f), \quad (1-9)$$

$$A_{21} = 1/\tau. \quad (1-10)$$

donde $\sigma_k(\nu_j)$ representa la sección eficaz de la transición k para la frecuencia ν_j y τ es el tiempo de vida media de la transición láser. El índice de cada sumatorio indica que la suma se extiende a todas las frecuencias que se corresponden con dicho índice. Así, por ejemplo, si el índice en un sumatorio es p , entonces la suma se extiende a todas las frecuencias ν_p . Cada potencia que aparece en las expresiones anteriores representa, en realidad, la suma de las potencias copropagante y contrapropagante correspondientes, es decir,

$$P_j(z, \nu_j) = P_j^+(z, \nu_j) + P_j^-(z, \nu_j), \quad (j = p, s, f). \quad (1-11)$$

Finalmente, vamos a deducir cómo evolucionan las potencias acopladas dentro de la fibra dopada [34 a 37]. Consideremos un elemento diferencial de volumen dv asociado a un punto (z, r, ϕ) . Si la población de un cierto nivel en este elemento diferencial es $N(z, r, \phi)$, la absorción desde este nivel producirá una variación en la potencia que atraviesa la sección diferencial ds cuando se propaga la longitud diferencial dz viene dada por la expresión

$$P(z+dz, r, \varphi, \nu) ds - P(z, r, \varphi, \nu) ds = h \nu W N(z, r, \varphi) d\nu, \quad (1-12)$$

siendo W la probabilidad de absorción por unidad de tiempo. Teniendo en cuenta la expresión (1-1) y expresando W en función de la potencia y de la sección eficaz de absorción $\sigma(\nu)$ obtenemos que

$$[P(z+dz, \nu) - P(z, \nu)] \psi(r, \varphi, \nu) ds = -P(z, \nu) \psi(r, \varphi, \nu) \sigma(\nu) N(z, r, \varphi) ds dz. \quad (1-13)$$

Integrando sobre toda la superficie transversal, usando la ecuación (1-2) y calculando el límite cuando dz tiende a cero resulta finalmente que

$$\frac{dP(z, \nu)}{dz} = -P(z, \nu) \sigma(\nu) \int_{A_\infty} ds \psi(r, \varphi, \nu) N(z, r, \varphi). \quad (1-14)$$

Si en lugar de absorción hay emisión estimulada desde este nivel entonces, calculando de forma análoga al caso de absorción, obtenemos que

$$\frac{dP(z, \nu)}{dz} = P(z, \nu) \sigma(\nu) \int_{A_\infty} ds \psi(r, \varphi, \nu) N(z, r, \varphi). \quad (1-15)$$

donde ahora $\sigma(\nu)$ representa la sección eficaz de emisión estimulada.

Por último, nos falta estudiar la contribución debida a la emisión espontánea. Como consideramos la potencia de un intervalo espectral $\Delta\nu$ dentro de la banda de fluorescencia, entonces

$$P(z+dz, r, \varphi, \nu) ds - P(z, r, \varphi, \nu) ds = h \nu \Delta\nu F(r, \varphi, \nu) \sigma(\nu) N(z, r, \varphi) d\nu, \quad (1-16)$$

donde $\sigma(\nu)$ es la sección eficaz de emisión estimulada y $F(r, \varphi, \nu)$ representa el número de fotones por unidad de tiempo que atraviesa la unidad de área y que se acoplan en la fibra, propagándose por ella en el sentido dado por dz . Por tanto, $F(r, \varphi, \nu)$ vendrá dada por la distribución modal de potencia multiplicada por un factor dos debido a que pueden propagarse dos modos de polarización perpendiculares en la fibra [23, 25, 27, 29, 33], es decir,

$$F(r, \varphi, \nu) = 2 \Psi(r, \varphi, \nu). \quad (1-17)$$

Siguiendo el mismo proceso de cálculo que en el estudio anterior de la contribución de la absorción, obtenemos finalmente que

$$\frac{dP(z, \nu)}{dz} = 2 h \nu \Delta \nu \sigma(\nu) \int_{A_\infty} ds \Psi(r, \varphi, \nu) N(z, r, \varphi). \quad (1-18)$$

Teniendo en cuenta todas las posibles contribuciones que afecten a la variación de cada tipo de potencia, podemos establecer las ecuaciones de evolución para bombeo, señal y fluorescencia, tanto copropagantes como contrapropagantes. Así pues, a partir de las ecuaciones (1-14), (1-15) y (1-18) obtenemos que las ecuaciones de evolución quedan en la forma

$$\frac{dP_p^\pm(z, \nu_p)}{dz} = \pm P_p^\pm(z, \nu_p) \{ [\sigma_e(\nu_p) - \sigma_{esa}(\nu_p)] N_2(z, \nu_p) - \sigma_p(\nu_p) N_1(z, \nu_p) \}, \quad (1-19)$$

$$\frac{dP_s^\pm(z, \nu_s)}{dz} = \pm P_s^\pm(z, \nu_s) [\sigma_e(\nu_s) N_2(z, \nu_s) - \sigma_a(\nu_s) N_1(z, \nu_s)], \quad (1-20)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_f^\pm(z, \nu_f)}{dz} = & \pm 2 h \nu_f \Delta \nu_f \sigma_e(\nu_f) N_2(z, \nu_f) \\ & \pm P_f^\pm(z, \nu_f) [\sigma_e(\nu_f) N_2(z, \nu_f) - \sigma_a(\nu_f) N_1(z, \nu_f)], \end{aligned} \quad (1-21)$$

siendo $\sigma_{esa}(\nu_p)$ la sección eficaz de absorción de bombeo desde el estado excitado de la transición láser, y con

$$N_i(z, \nu_j) = \int_{A_\infty} ds \Psi(r, \varphi, \nu_j) N_i(z, r, \varphi), \quad (i=1, 2; j=p, s, f). \quad (1-22)$$

Resolviendo el sistema formado por las ecuaciones (1-19 a 1-22) junto con las ecuaciones (1-3) y (1-6 a 1-11) determinamos las potencias y las poblaciones en cualquier punto de la fibra. Las ecuaciones de evolución forman

un sistema de ecuaciones diferenciales (integro-diferenciales, realmente) acopladas. El acoplamiento entre ellas está producido por las poblaciones, puesto que su valor depende de las potencias. Para estar en condiciones de resolver este sistema, todavía nos falta considerar las condiciones de contorno para cada potencia. Por una parte, determinando las potencias de bombeo y de señal que acoplamos en la fibra, ya conocemos las condiciones de contorno para dichas potencias. La condición de contorno para la potencia de fluorescencia copropagante está determinada porque su valor debe ser nulo en $z = 0$, mientras que la condición para la contrapropagante viene dada porque su valor debe ser igualmente nulo, pero en $z = L$, siendo L la longitud de la fibra dopada. Estas condiciones de contorno para las potencias de fluorescencia se deben a que un elemento de volumen nulo no produce emisión espontánea, puesto que no contiene iones.

1.4. Métodos de caracterización.

Para poder utilizar el modelo teórico en unas determinadas condiciones de trabajo, necesitamos conocer un conjunto de parámetros que caracterizan a la fibra dopada. Estos parámetros podemos separarlos en dos grupos: activos y no activos. Denominamos parámetros no activos a aquéllos que serían necesarios aunque la fibra no estuviese dopada. Con el adjetivo activos nos referimos a aquellos parámetros que aparecen cuando la fibra está dopada. No obstante, todos, tanto activos como no activos, intervienen en el proceso de amplificación y es necesario determinarlos de forma bastante precisa, puesto que, como veremos posteriormente, pequeños errores en sus valores introducen grandes variaciones en la ganancia calculada. El grupo de parámetros no activos está formado por la longitud de la fibra y por el perfil de índice de refracción en la superficie transversal a la dirección de propagación, que puede ser determinado por los métodos de medida que se emplean habitualmente en fibras ópticas. El grupo de parámetros activos está formado por el perfil de la concentración de dopante en la superficie transversal a la dirección de propagación, el tiempo de vida media del estado superior de la transición láser y las secciones eficaces de absorción (desde el estado fundamental y desde el estado excitado) y emisión estimulada, tanto para el bombeo como para la banda de amplificación. A continuación vamos a comentar brevemente cómo es posible determinarlos.

El perfil de la concentración de erbio en la propia fibra no puede obtenerse por los métodos convencionales debido a que la resolución espacial necesaria es muy alta. Todo lo que podemos hacer es medirlo en la preforma [18, 38] por los métodos convencionales, pero nada nos garantiza que este perfil no varíe posteriormente en el proceso de conversión de la preforma en fibra. Por otra parte, dicho perfil aparece integrado en las ecuaciones de evolución, lo cual nos impide obtenerlo usando el modelo teórico.

El tiempo de vida media puede medirse fácilmente, utilizando un bombeo modulado en intensidad en forma de onda cuadrada mediante, por ejemplo, un interruptor mecánico y midiendo la caída exponencial de la fluorescencia emitida en una dirección perpendicular a la de propagación en la fibra. Al medir en una dirección perpendicular determinamos el tiempo de vida media sin la influencia de la propagación a lo largo de la fibra dopada. De esta forma, el valor obtenido es independiente del resto de los parámetros, siempre que la longitud de la fibra sea corta o el bombeo no muy alto, porque entonces la fluorescencia contrapropagante podría influir sobre la población del estado superior de la transición.

Para obtener el valor de la sección eficaz de absorción desde el estado fundamental para una frecuencia ν cualquiera debemos acoplar en la fibra una potencia, $P(0, \nu)$, que sea lo suficientemente baja para poder considerar que la población en el estado superior de la transición láser es despreciable. En esa situación, la potencia que llega al final de una longitud L de fibra viene dada por

$$P(L, \nu) = P(0, \nu) \exp \left\{ -L \sigma(\nu) \int_{A_{\infty}} \psi(r, \phi, \nu) N_T(r, \phi) ds \right\}, \quad (1-23)$$

de donde podemos deducir el valor de la sección eficaz de absorción desde el estado fundamental, $\sigma(\nu)$.

La determinación de la sección eficaz de absorción de bombeo desde el estado excitado y de la sección eficaz de emisión de señal puede realizarse de forma análoga, pero utilizando un bombeo lo suficientemente alto para que podamos considerar completamente poblado el estado superior de la transición láser a lo largo de toda la fibra dopada. Hay que hacer constar que ésto no puede conseguirse si se utiliza un bombeo que presenta emisión estimulada, es decir, no puede usarse bombeo en la banda de 1480 nanómetros. Si se cumple esta condición, entonces la potencia de bombeo al final de la fibra viene dada

por la expresión anterior, pero ahora $\sigma(\nu)$ representa la sección eficaz de absorción desde el estado excitado de la transición láser.

Si en estas últimas condiciones introducimos una señal de frecuencia ν , la potencia de la señal al final de la fibra viene dada por

$$P(L, \nu) = P(0, \nu) \exp \left\{ L \sigma(\nu) \int_{A_\infty} \psi(r, \phi, \nu) N_T(r, \phi) ds \right\}, \quad (1-24)$$

donde $\sigma(\nu)$ representa ahora la sección eficaz de emisión cuyo valor podemos determinar a partir de esta ecuación.

Así pues, midiendo el coeficiente de atenuación para potencias muy débiles conocemos la sección eficaz de absorción desde el estado fundamental, midiendo el coeficiente de atenuación para potencias de bombeo saturantes conocemos la sección eficaz de absorción desde el estado excitado y midiendo el coeficiente de ganancia para una señal de prueba con bombeo saturante conocemos la sección eficaz de emisión estimulada.

Independientemente de la calidad de estos métodos, siempre nos encontramos con un problema para determinar las secciones eficaces con buena precisión: necesitamos conocer el perfil de índice de refracción y, ante todo, el perfil de la concentración de erbio.

1.5. Limitaciones del modelo teórico.

En este apartado vamos a desarrollar algunas consideraciones sobre las limitaciones del modelo teórico expuesto anteriormente. Una vez aceptadas las aproximaciones realizadas hasta conseguir establecer este modelo, es conveniente analizar aquellas posibles limitaciones que presente. Para que el modelo teórico pueda considerarse totalmente satisfactorio, debe proporcionarnos un acuerdo aceptable entre sus predicciones y las medidas obtenidas experimentalmente y unos métodos de caracterización que nos permitan obtener los valores de los parámetros que necesita.

Como ya hemos visto, debido al gran número de parámetros que exige el modelo y lo difícil que resulta determinar algunos de ellos, los métodos de caracterización resultan poco realistas. Por ejemplo, la aparición bajo el signo integral en las ecuaciones de evolución de potencia de los parámetros que

varían transversalmente nos va a impedir su determinación en función de las coordenadas transversales, logrando obtener, como mucho, valores efectivos para dichos parámetros. Así pues, sería conveniente disponer de algún modelo teórico que, sin perder precisión frente al actual, dependiese de parámetros efectivos independientes de las coordenadas transversales, ya que entonces este modelo tendría una formulación matemática más simple y nos proporcionaría métodos de caracterización más realistas. Cuanto más simple fuese la formulación necesaria para aplicar matemáticamente dicho modelo, más fácil nos resultaría comprender los resultados que obtuviésemos, así como diseñar y aplicar métodos de caracterización. Además, presentaría la ventaja adicional de reducir considerablemente el tiempo de cálculo necesario, puesto que, como en la mayoría de los modelos, para su aplicación hay que recurrir a su resolución mediante métodos numéricos.

Por otra parte, debido a su formulación matemática poco compacta, el modelo actual depende de unos parámetros que pueden ser poco adecuados para estudiar el fenómeno de amplificación en fibras dopadas y oculta las relaciones entre los distintos procesos que contribuyen al fenómeno global, impidiendo dar una interpretación física completa. Por ello, convendría buscar una formulación matemática más compacta, de forma que nos mostrase los parámetros que verdaderamente describen este fenómeno físico, lo cual nos simplificaría nuevamente la búsqueda de métodos de caracterización realistas. En cuanto al diseño y optimización de dispositivos de fibra dopada, también mejoraría la situación, puesto que con la formulación actual no queda otro remedio que resolver numéricamente una gran cantidad de casos variando todos aquellos parámetros que podamos modificar, lo cual lleva asociado un gran tiempo de cálculo y una falta de generalidad muy alta. Por supuesto, una formulación más compacta y simple facilitaría enormemente la comparación entre teoría y experiencia. No hay que olvidar que esta comparación nos va a indicar la validez final del modelo teórico y, por tanto, de todas las aproximaciones que se han realizado hasta llegar a establecerlo.

Resolución de las ecuaciones de evolución de potencia.

2.1. Métodos de cálculo.

Como hemos visto en el capítulo anterior, el problema que debemos resolver está planteado por las ecuaciones (1-3), (1-6 a 1-11) y (1-19 a 1-22). Las ecuaciones de evolución de potencia forman un sistema de ecuaciones diferenciales de primer orden acopladas entre sí, cuya resolución, en general, debe realizarse utilizando métodos de cálculo numérico, ya que únicamente en algunos casos particulares bastante sencillos podemos obtener soluciones analíticas [21, 39 a 41]. Los términos de acoplamiento, $N_i(z, v_j)$, dados por la ecuación (1-22), nos complican el problema de cálculo de dos formas, ya que, por una parte, son expresiones integrales y, por otra, convierten a las ecuaciones diferenciales en no lineales. Además, desde el punto de vista del cálculo numérico, disponer de condiciones de contorno para las ecuaciones diferenciales del sistema en lugar de condiciones iniciales es un inconveniente adicional a la resolución del problema [42 a 44].

Antes de entrar en una explicación detallada de la resolución completa del problema, vamos a ver en primer lugar cómo podemos salvar esta última dificultad, considerando que conocemos la manera de calcular numéricamente las potencias al final de la fibra a partir de las potencias al principio de ella (condiciones iniciales). Por supuesto, con el mismo método de cálculo, también podemos resolver el problema inverso, para el que las condiciones iniciales son las potencias al final de la fibra. El primer paso que debemos dar es suponer

unas condiciones iniciales arbitrarias para aquellas ecuaciones del sistema en que se desconocen. Con estas condiciones iniciales que, en principio, resultan falsas, podemos calcular la evolución de las potencias hasta el final de la fibra. En el final de la fibra imponemos las condiciones de contorno para ese punto y calculamos el problema inverso, es decir, las potencias que corresponderían al comienzo de la fibra. Ahora imponemos las condiciones de contorno para ese punto e iteramos todo este proceso hasta que alcancemos una solución estacionaria. Así pues, desarrollamos un proceso iterativo autoconsistente cuya convergencia nos determina la solución correcta a nuestro problema a partir, paradójicamente, de unas condiciones iniciales falsas. Este método para determinar las condiciones iniciales a partir de las condiciones de contorno es un caso particular del método de tiro [42 a 44]. La particularidad consiste en que las sucesivas modificaciones de las condiciones iniciales que se realizan hasta conseguir encontrar aquéllas que verifican las condiciones de contorno se calculan aplicando nuevamente el método de tiro al problema inverso. Estrictamente hablando, debemos emplear el siguiente criterio de convergencia: el proceso ha alcanzado la convergencia cuando, en dos iteraciones sucesivas, obtenemos las mismas condiciones iniciales al principio de la fibra. Como, en la práctica, la condición de igualdad resulta demasiado estricta debido a la precisión finita que poseen los métodos de cálculo numérico y, sobre todo, a la necesidad de limitar el tiempo de cálculo necesario, nos vemos obligados a considerar que el proceso ha alcanzado la convergencia cuando las variaciones relativas en las condiciones iniciales al principio de la fibra son inferiores a un valor suficientemente pequeño (tolerancia). La convergencia de la solución se alcanza en un número de iteraciones relativamente pequeño, que apenas varía con las condiciones iniciales que imponemos al comienzo del proceso iterativo. Una vez determinadas las verdaderas potencias al principio de la fibra, sólo nos resta, tomando dichas potencias como condiciones iniciales, calcular la evolución de las potencias a lo largo de la fibra.

Considerando la longitud de la fibra dopada dividida en pequeños intervalos Δz y teniendo en cuenta que, conociendo los valores de las potencias en un punto z , podemos calcular la derivada de cada potencia respecto a la variable z en dicho punto, podemos calcular cómo evolucionan las potencias determinando los valores de las potencias en un punto $z+\Delta z$ a partir de sus valores en el punto z utilizando algún método numérico de los muchos que se encuentran en la bibliografía [42 a 45]. En este punto nos encontramos con el dilema de elegir uno entre todos los métodos numéricos que pueden servirnos.

Para que el método que empleemos no pierda precisión, el intervalo Δz no puede ser demasiado grande, pero entonces se incrementa el número de operaciones y, por tanto, el tiempo de cálculo necesario. Así pues, como el intervalo Δz debe ser pequeño y, además, es necesario calcular la evolución a lo largo de la fibra bastantes veces, nuestra preocupación principal se centra en utilizar un método que resulte suficientemente preciso, pero que necesite el menor tiempo de cálculo posible. Hay que tener en cuenta que el número total de pasos a lo largo de la fibra puede ser muy alto (como mínimo, 50 pasos en cada metro de fibra; por seguridad, nosotros utilizamos 70 pasos en cada metro, aproximadamente) y que el número de ecuaciones diferenciales que normalmente constituyen el sistema es considerable (como mínimo, 200; nosotros utilizamos 504 ecuaciones). Por ello, el tiempo de cálculo se convierte en un parámetro muy importante que hay que tener en cuenta constantemente. Como la precisión que obtengamos será mayor cuanto mayor sea el orden del método utilizado, no podemos elegir métodos de orden demasiado bajo. Además, teniendo en cuenta la precisión finita de los ordenadores, no podemos disminuir la longitud del paso (Δz) hasta que fuese suficientemente pequeña para utilizar métodos de orden bajo, aún a costa de aumentar considerablemente el tiempo de cálculo.

Por otra parte, cuando el orden es superior a uno, los métodos de cálculo más aceptados pueden dividirse en dos grupos: paso a paso y multipaso, aunque hay otros métodos que no pertenecen a ninguno de estos dos grupos [42 a 45]. En los métodos paso a paso calculamos el valor de la solución en un punto a partir del valor en el punto anterior, mientras que en los multipaso lo calculamos a partir de los valores en un número de puntos anteriores igual al orden del método. Para un orden determinado, la precisión es similar para un método multipaso y para un método paso a paso, pero los métodos multipaso son bastante más rápidos, ya que los métodos paso a paso deben realizar un número de operaciones bastante mayor porque deben evaluar la derivada de la función en varios puntos intermedios, mientras que los métodos multipaso ya han evaluado la mayor parte de las que necesitan en los cálculos realizados en puntos anteriores. Los métodos multipaso presentan el ligero inconveniente de necesitar conocer la solución en un número de puntos igual al orden del método antes de poder comenzar a aplicarlo. Este inconveniente se evita fácilmente calculando para cada ecuación del sistema la solución en estos puntos por algún método paso a paso del mismo orden (realmente hay que calcular en un

número de puntos inferior en una unidad al orden del método, porque al primer punto le corresponde la condición inicial).

Dentro de los métodos paso a paso, los más utilizados para resolver las ecuaciones de evolución o problemas afines son los métodos de Runge-Kutta [29, 46]. Realmente, esta denominación engloba a un conjunto de métodos de distintos órdenes. Por ejemplo, el método de Euler es un método Runge-Kutta de orden uno y el método de Heun es un método Runge-Kutta de orden dos. Aunque hay métodos Runge-Kutta de orden cinco (Runge-Kutta-Fehlberg [42], por ejemplo), seis e incluso mayores, normalmente basta utilizar los de orden cuatro para conseguir resolver este tipo de problemas con una precisión suficiente.

Asimismo, hay una gran cantidad de métodos multipaso de diferentes órdenes. Por ejemplo, el método de Adams [42] es de orden tres y los métodos de Milne, Hamming y Adams-Moulton [42, 43, 45] son de orden cuatro. Estos tres últimos pertenecen al grupo de métodos denominado "métodos de estimación-corrección" o "métodos de predicción-corrección". Se caracterizan porque primero realizan una estimación del valor de la solución y posteriormente calculan un valor corregido teniendo en cuenta la estimación anterior. Tanto en la etapa de estimación como en la de corrección intervienen los valores obtenidos para la solución en puntos anteriores. Existen además los métodos modificados de los métodos de Milne y Hamming [42, 45]. Los métodos modificados incluyen una etapa intermedia entre las de estimación y corrección. En dicha etapa se obtiene, a partir de la estimación, un valor modificado que mejora el valor estimado. El uso de los métodos modificados no queda justificado ya que son más complejos y aumentan el número de operaciones necesarias, ofreciendo a cambio un aumento en la precisión obtenida con respecto a los métodos de estimación-corrección que resulta despreciable en nuestro caso.

Como es suficiente utilizar un método de orden cuatro y teniendo en cuenta que los métodos multipaso necesitan un tiempo de cálculo menor, nos inclinamos a elegir uno de los tres métodos de estimación-corrección mencionados anteriormente. Sin entrar en detalles sobre los defectos y las virtudes particulares de cada uno de estos tres métodos [42, 45] y teniendo en cuenta que el número de pasos en que se divide la longitud de la fibra es alto, estimamos que, en general, lo más aconsejable es utilizar el método de Hamming. De hecho, nosotros hemos utilizado este método iniciándolo con un método Runge-Kutta de orden cuatro, obteniendo, como se verá más tarde,

buenos resultados. Hay que resaltar que el número de puntos que hay que calcular para iniciar el método de Hamming (tres puntos por cada ecuación diferencial) es mucho menor que el número total de puntos que calculamos a lo largo de toda la fibra.

Así pues, nuestro problema consiste en calcular la solución de un sistema de N ecuaciones diferenciales de primer orden que, de forma general, podemos representar mediante la expresión

$$y_j'(x) = f(x; y_1, y_2, \dots, y_N), \quad \text{con } j = 1, 2, \dots, N, \quad (2-1)$$

donde denominamos x a la variable independiente e $y_j'(x)$ a la derivada de la función $y_j(x)$ respecto a x , en un conjunto de puntos $\{x_i; i = 0, 1, 2, \dots, m\}$, que están separados entre sí por una distancia constante h . Los datos que completan el planteamiento de nuestro problema son las condiciones iniciales, es decir, $y_j(x_0)$. En adelante, para abreviar la notación designaremos cada punto x_i simplemente por su subíndice. El método de Hamming para resolver este problema viene dado por las siguientes ecuaciones

$$z_j(n+1) = y_j(n-3) + 4h [2y_j'(n) - y_j'(n-1) + 2y_j'(n-2)] / 3, \quad (2-2)$$

$$y_j(n+1) = (9y_j(n) - y_j(n-2)) / 8 + 3h (z_j'(n+1) + 2y_j'(n) - y_j'(n-1)) / 8, \quad (2-3)$$

con $n = 3, 4, \dots, m-1$. La primera de estas ecuaciones es la de estimación y la segunda es la de corrección. Con la primera obtenemos unos valores $z_j(n+1)$ que son una estimación de los valores definitivos $y_j(n+1)$ en un punto $(n+1)$. Como ya se había comentado, a partir de estas ecuaciones vemos que no podemos calcular por este método las soluciones para los tres puntos siguientes al punto x_0 y, por tanto, los valores para $y_j(1)$, $y_j(2)$ e $y_j(3)$ hay que calcularlos por otro método (en nuestro caso hemos empleado un método Runge-Kutta de cuarto orden). En la ecuación (2-3), z_j' indica la derivada de z_j respecto a la variable independiente. Por tanto, con las ecuaciones (2-1 a 2-3) podemos ir calculando los valores de la solución en cada punto a partir de los valores obtenidos en puntos anteriores y cuando pasamos de un punto (n) al siguiente, $(n+1)$, sólo debemos calcular dos nuevas derivadas para cada ecuación del sistema ($y_j'(n)$ y $z_j'(n+1)$).

Hasta ahora hemos tratado la resolución de las ecuaciones de evolución sin ocuparnos de aquellos problemas que puedan aparecer en el cálculo de los

términos de acoplamiento. El proceso de cálculo de los términos de acoplamiento $N_i(z, v_j)$ podemos dividirlo en tres etapas: determinación de la distribución modal de potencia $\psi(r, \varphi, v_j)$, determinación de las poblaciones $N_i(z, r, \varphi)$ y, por último, integración sobre el área transversal del producto de ambas funciones (ecuación (1-22)).

La forma de determinar los valores de la distribución modal de potencia varía con el tipo de fibra óptica y con la forma de propagación que consideremos. Principalmente, hemos trabajado en el caso de propagación monomodo en fibras ópticas de núcleo circular con un perfil del tipo salto de índice, aunque también hemos preparado métodos de cálculo para el caso de propagación monomodo en fibras ópticas de núcleo circular con un perfil de índice arbitrario independiente de la variable φ , pero en la aproximación de guiado débil [31]. Hemos centrado el trabajo en fibras con un perfil salto de índice porque estas fibras son las más habituales [25, 27, 31, 47, 48] o, al menos, en el proceso de fabricación se intenta conseguir este tipo de perfil, el cual presenta además la ventaja adicional de permitir su resolución de forma analítica, por lo que incluso cuando una fibra tiene otro tipo de perfil se procura representarla como una fibra equivalente con un perfil salto de índice [31]. Más adelante trataremos con detalle el cálculo de la distribución modal de potencia, pero, de momento, es suficiente con adelantar que la distribución modal de potencia resultará independiente de la coordenada φ en ambos casos.

Conocida la distribución modal de potencia podemos calcular fácilmente las poblaciones sustituyendo en las ecuaciones (1-3) y (1-6 a 1-10). Por tanto, ya podemos pasar a ocuparnos de la etapa de integración transversal. Consideraremos que la concentración de iones de erbio es independiente de la coordenada φ y, por tanto, también las poblaciones serán independientes de dicha coordenada. El hecho de suponer que, tanto la concentración de erbio como el perfil de índice, sean independientes de la coordenada φ está justificado siempre que supongamos que la fibra presenta simetría axial, aproximación que, por otra parte, es muy usual [21, 25, 27, 31, 39 a 41, 47, 48]. Además, como el índice de refracción guarda relación con la concentración de iones de erbio, podemos considerar que la concentración no tiene valores apreciables fuera del núcleo de la fibra [21, 23 a 25, 29, 33]. Si tenemos en cuenta estas aproximaciones, el radio del núcleo lo denominamos ρ e integramos en la variable φ , la ecuación (1-22) se transforma en

$$N_i(z, v_j) = 2\pi \int_0^{\rho} r dr \psi(r, v_j) N_i(z, r), \quad (i=1, 2; j=p, s, f). \quad (2-4)$$

Si definimos la variable adimensional $R = r / \rho$, podemos hacer un cambio de variable en la integral anterior y entonces obtenemos que

$$N_i(z, v_j) = 2\pi \rho^2 \int_0^1 R dR \psi(R, v_j) N_i(z, R), \quad (i=1, 2; j=p, s, f). \quad (2-5)$$

Como la función $R \psi(R, v_j) N_i(z, R)$ debemos integrarla numéricamente, tenemos que elegir para ello un método de cálculo que resulte adecuado. Desde el punto de vista de cálculo numérico, este tipo de integral no presenta complicaciones puesto que es propia y en una sólo dimensión. Entre todos los métodos que pueden utilizarse para resolver este problema [42 a 44], nos inclinamos por las fórmulas extendidas de Newton-Cotes, ya que son métodos rápidos y, debido a la suavidad de la función, suficientemente precisos. Estas fórmulas para la integración de una función $f(x)$ en un intervalo (a, b) vienen dadas por la expresión general

$$\int_a^b f(x) dx = \Delta x \sum_{k=1}^N p_k f(x_k), \quad (2-6)$$

donde el conjunto de coeficientes $\{p_k; k=1, 2, \dots, N\}$ es diferente en cada fórmula particular y el conjunto de puntos $\{x_k; k=1, 2, \dots, N\}$ divide el intervalo (a, b) en $N-1$ subintervalos de longitud Δx , de tal forma que $x_1 = a$ y $x_N = b$. En nuestro caso, $a = 0$ y $b = 1$ y, por tanto, $\Delta x = \Delta R = 1 / (N-1)$. Por último, nos falta elegir un método entre todos los de este tipo, es decir, elegir un conjunto de coeficientes $\{p_k\}$ y determinar el valor de N , con lo que también determinamos el valor de Δx . Para determinar el método y el valor de N utilizamos como función de prueba a $R \psi(R, v_j)$ para el caso de una fibra de sección circular con perfil del tipo salto de índice, puesto que en dicho caso conocemos la solución analítica de la integral problema y podemos determinar directamente el error relativo que cometemos con los distintos métodos numéricos. La función de prueba es un caso particular de la función que debemos integrar y, a efectos de estudiar la calidad de los distintos métodos, los resultados que obtengamos van

a ser fiables porque ambas funciones no van a presentar diferencias fuertes entre sí. Así pues, procedemos a integrar la función de prueba por diferentes métodos variando el valor de N hasta que el error relativo es inferior a 10^{-4} , eligiendo aquel método que necesite el menor número de puntos. El método que mejores resultados ofrece en este caso es una de las fórmulas extendidas de la regla de Simpson [43]. Este método es de orden 3 y está caracterizado por el siguiente conjunto de coeficientes $\{ p_k \}$:

$$p_1 = p_N = 17/48, \quad (2-7.a)$$

$$p_2 = p_{N-1} = 59/48, \quad (2-7.b)$$

$$p_3 = p_{N-2} = 43/48, \quad (2-7.c)$$

$$p_4 = p_{N-3} = 49/48, \quad (2-7.d)$$

$$p_k = 1, \text{ si } k = 5, 6, \dots, N-4. \quad (2-7.e)$$

Para conseguir que el error relativo utilizando este método sea inferior a 10^{-4} necesitamos dividir el intervalo de integración en 20 subintervalos, es decir, necesitamos utilizar 21 puntos ($\Delta R = 0.05$). Este número de puntos es el que vamos a utilizar para calcular la integral de la función problema, ya que la precisión será similar a la obtenida para la integral de la función de prueba y esta precisión es suficiente para los cálculos que realizaremos. No obstante, los puntos realmente necesarios son 20, ya que la función que debemos integrar se anula en el punto x_1 ($R = 0$). Por otra parte, hay que notar que en el sumatorio sólo intervienen siete coeficientes distintos de la unidad y que, por simetría de sus valores, puede reordenarse la expresión (2-6) de forma que sólo son necesarios cuatro de estos coeficientes (ecuaciones (2-7)), aunque esta última reducción de coeficientes no suele disminuir significativamente el tiempo de cálculo. El reducido número de coeficientes y, ante todo, el bajo número de puntos necesarios proporcionan gran velocidad de cálculo a este método.

Por último, si expresamos la ecuación (2-5) de una forma más adecuada para la aplicación de cálculo numérico (ecuación (2-6)) obtenemos que la ecuación (1-22) se ha transformado finalmente en

$$N_i(z, v_j) = \frac{2\pi\rho^2}{N-1} \sum_{k=2}^N p_k R_k \psi(R_k, v_j) N_i(z, R_k), \quad (i=1, 2; j=p, s, f), \quad (2-8)$$

donde los coeficientes $\{p_k\}$ están definidos en las ecuaciones (2-7), el número de puntos N es 21 y $R_k = (k-1)/(N-1)$.

Para completar la explicación de los métodos de cálculo empleados para resolver las ecuaciones de evolución, ya sólo nos falta describir cómo calculamos la distribución modal de potencia para los dos tipos de fibra con que hemos trabajado. En primer lugar, hay que tener en cuenta que en ambos tipos de fibra suponemos que el índice de refracción es invariante con la longitud de onda, ya que la variación que puede presentar el índice de refracción en diferentes longitudes de onda dentro de la banda de la transición láser del ión erbio es despreciable y que desarrollamos programas de cálculo para bombeo en esta banda. No obstante, los programas de cálculo pueden ser fácilmente generalizados para contemplar la posibilidad de bombeo en otra banda (siempre que su propagación sea monomodo, o bien, presente un número de modos suficientemente alto para poder considerar que la distribución modal es prácticamente constante dentro del núcleo) y para que tengan en cuenta la variación del índice con la longitud de onda, ya que no es necesario introducir modificaciones esenciales en ninguno de los métodos de cálculo.

Si consideramos una fibra óptica de núcleo circular con un perfil del tipo salto de índice, la distribución modal de potencia normalizada para el modo fundamental HE_{11} (propagación monomodo) puede determinarse mediante las siguientes expresiones [31]:

$$\psi(R) = A_{co}(R) / (\pi\rho^2 A_n), \quad \text{si } R \leq 1, \quad (2-9.a)$$

$$\psi(R) = A_{cl}(R) / (\pi\rho^2 A_n), \quad \text{si } R > 1. \quad (2-9.b)$$

La componente radial del campo eléctrico correspondiente al modo fundamental admite una solución par y una solución impar en la variable ϕ , denominadas modo par y modo impar, respectivamente. Debido a esta degeneración, la distribución modal de potencia es el promedio de las distribuciones modales de potencia de ambos modos. Al promediar, desaparece la dependencia en la variable ϕ , ya que dichas distribuciones tienen la misma dependencia funcional en dicha variable pero con signos opuestos. Además, para abreviar la notación,

no hemos puesto explícitamente en ψ su dependencia en la variable v . Por otra parte, desarrollamos por completitud el cálculo de la distribución modal en el revestimiento, aunque después no vamos a necesitarla ya que, como hemos visto, la integración transversal se limita al núcleo de la fibra.

Las funciones $A_{co}(R)$ y $A_{cl}(R)$ vienen dadas por

$$A_{co}(R) = [a_1 a_3 J_0^2(UR) + a_2 a_4 J_2^2(UR)] / [U^2 J_1^2(U)], \quad (2-10.a)$$

$$A_{cl}(R) = [a_1 a_5 K_0^2(WR) + a_2 a_6 K_2^2(WR)] / [W^2 K_1^2(W)], \quad (2-10.b)$$

siendo la constante de normalización A_n igual a

$$A_n = A_{co}(R=1) + [a_1 a_3 J_1(U) - a_2 a_4 J_3(U)] / [U^2 J_1(U)] \\ - A_{cl}(R=1) + [a_1 a_5 K_1(W) + a_2 a_6 K_3(W)] / [W^2 K_1(W)], \quad (2-11)$$

con J_ξ las funciones de Bessel de primera clase de orden entero ξ , K_ξ las funciones de Bessel de segunda clase de orden entero ξ , U y W los parámetros modales para el núcleo y el revestimiento ("cladding"), respectivamente, y siendo

$$a_1 = (F_2 - 1) / 2, \quad a_2 = a_1 + 1, \quad (2-12.a)$$

$$a_3 = (F_1 - 1) / 2, \quad a_4 = a_3 + 1, \quad (2-12.b)$$

$$a_5 = a_3 + \Delta, \quad a_6 = a_4 - \Delta, \quad (2-12.c)$$

$$F_1 = U^2 W^2 [b_1 + (1 - 2\Delta) b_2] / V^2, \quad (2-13.a)$$

$$F_2 = V^2 / [U^2 W^2 (b_1 + b_2)], \quad (2-13.b)$$

$$b_1 = [J_0(U) - J_2(U)] / [2U J_1(U)], \quad (2-14.a)$$

$$b_2 = -[K_0(W) + K_2(W)] / [2WK_1(W)], \quad (2-14.b)$$

donde V es el parámetro de la fibra y Δ es el parámetro de altura del perfil de índice, los cuales están definidos como

$$V = 2 \pi \rho (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2} / \lambda, \quad (2-15)$$

$$\Delta = (n_{co}^2 - n_{cl}^2) / (2 n_{co}^2), \quad (2-16)$$

siendo n_{co} y n_{cl} los índices de refracción en el núcleo y revestimiento, respectivamente, y λ la longitud de onda de la radiación.

Los parámetros modales U y W están relacionados por la expresión

$$U^2 + W^2 = V^2 \quad (2-17)$$

y son solución de la ecuación de valores propios

$$k^2 n_{co}^2 F_1 = (k^2 n_{co}^2 - U^2 / \rho^2) F_2, \quad \text{con } k = 2 \pi / \lambda, \quad (2-18)$$

la cual, así expresada, aparece engañosamente simple.

Desde el punto de vista de aplicación en cálculo numérico, esta forma tan compacta de expresar las ecuaciones no es la más adecuada. Por ejemplo, a todas las funciones de Bessel de orden superior a uno que aparecen en el desarrollo conviene aplicarles sus fórmulas de recurrencia para que sólo aparezcan funciones de Bessel de orden cero o uno. Después hay que reagrupar términos para dejar las expresiones en la forma más conveniente para realizar los programas de cálculo. Para calcular las funciones de Bessel hemos utilizado las rutinas que aparecen en la referencia [43], aunque hemos introducido en ellas algunas modificaciones de poca importancia. Estas rutinas emplean aproximaciones de las funciones de Bessel a otras funciones más simples.

Para calcular la distribución modal de potencia en una fibra de este tipo necesitamos conocer los valores del radio del núcleo y de los índices de refracción. A partir de estos valores calculamos para una longitud de onda determinada, los valores de los parámetros V y Δ a partir de las ecuaciones (2-15) y (2-16). A continuación, utilizando las ecuaciones (2-13) y (2-14) resolvemos el sistema formado por las ecuaciones (2-17) y (2-18), determinando, por tanto, los valores de los parámetros U y W. Para resolver este sistema hemos empleado el método de Raphson-Newton [42, 43]. Si se prefiere, también puede reducirse a un problema de una variable sustituyendo la ecuación (2-17) en la ecuación (2-18) y resolviendo únicamente esta última. Para iniciar el método de Raphson-Newton podemos utilizar, dependiendo del

valor de V , expresiones aproximadas (asintóticas, [31]) de los valores de U y W , o bien, darles simplemente unos valores dentro del intervalo $(0, V)$ que verifiquen la ecuación (2-17). No obstante, como hay que calcular la distribución modal para un número bastante alto de longitudes de onda dentro de la banda de la transición láser, podemos iniciar los valores de U y W para una longitud de onda con los obtenidos para la longitud de onda anterior. Finalmente, a partir de las ecuaciones (2-9 a 2-14) calculamos la distribución modal de potencia.

Normalmente, el fabricante proporciona los valores del radio del núcleo, de la apertura numérica y de un tercer parámetro que puede ser la longitud de onda de corte o la diferencia entre el índice del núcleo y el índice del revestimiento. Teniendo en cuenta que la apertura numérica está definida como

$$AN = (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2} \quad (2-19)$$

y la longitud de onda de corte está definida como

$$\lambda_c = 2\pi\rho (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2} / V_0, \quad (2-20)$$

donde $V_0 \approx 2.405$ es la menor raíz positiva de la función $J_0(x)$, podemos calcular los parámetros que necesitamos a partir de los parámetros que nos proporciona el fabricante, utilizando las ecuaciones (2-15), (2-16), (2-19) y (2-20).

Ahora vamos a considerar el cálculo de la distribución modal de potencia en el caso de propagación monomodo en una fibra óptica de núcleo circular con un perfil de índice arbitrario independiente de la variable ϕ . El índice de refracción de este perfil está caracterizado por una función $n(r)$ cuando r es menor que un cierto radio ρ y por un valor constante $n(\rho)$ a partir de este radio. Para este perfil, se denomina núcleo de la fibra a la región de radio inferior o igual a ρ . Así pues, ρ es el radio del núcleo, $n(\rho) = n_{cl}$ es el índice del revestimiento y, por convenio, el índice de refracción máximo (máximo $\{n(r)\} = n_{co}$) es el índice del núcleo. A partir de estos tres valores podemos calcular V , Δ , AN y λ_c igual que en el caso de una fibra con un perfil del tipo salto de índice.

Este caso es, en principio, más general que el caso de perfil salto de índice, pero lo hemos resuelto en la aproximación de guiado débil, la cual es válida cuando $\Delta \ll 1$. En el caso de perfil salto de índice existe solución analítica sin necesidad de realizar esta aproximación y por tanto no merece la

pena hacerla porque restamos generalidad y precisión al cálculo de la distribución modal, aunque en las fibras que se utilizan habitualmente se obtienen resultados que están afectados por errores relativos despreciables, ya que el parámetro Δ posee valores típicos del orden de 10^{-3} . De hecho, muchas veces sólo disponemos de los valores del radio del núcleo y de la apertura numérica y entonces suponemos que $\delta n \approx 0$ ($\Delta \ll 1$), trabajando por tanto en la aproximación de guiado débil. Apoyándonos en los buenos resultados que se consiguen en la aproximación de guiado débil y teniendo en cuenta que, en el caso de perfil de índice arbitrario, esta aproximación simplifica muchísimo el cálculo de la distribución modal, decidimos utilizar dicha aproximación en este caso. Otra aproximación utilizada en la bibliografía [25, 27, 47, 48] consiste en considerar que la distribución modal de potencia es una función gaussiana (aproximación gaussiana [31]). Sin embargo, la calidad de los resultados que se obtienen con ella contrasta fuertemente con la que se consigue en la aproximación de guiado débil, ya que calculando la distribución modal de potencia en la aproximación gaussiana se comete un error relativo de varios tantos por ciento, lo cual no es aceptable para nuestros propósitos en ningún caso.

En una fibra óptica de núcleo circular con un perfil de índice arbitrario, la distribución modal de potencia normalizada para el modo fundamental HE_{11} (propagación monomodo), la cual no depende de φ , puede determinarse en la aproximación de guiado débil mediante las siguientes expresiones [31]:

$$\psi(R) = F^2(R) / (2\pi\rho^2 B_n), \quad \text{si } R \leq 1, \quad (2-21.a)$$

$$\psi(R) = [K_0(WR) / K_0(W)]^2 / (2\pi\rho^2 B_n), \quad \text{si } R > 1. \quad (2-21.b)$$

La constante de normalización B_n es igual a

$$B_n = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{K_1(W)}{K_0(W)} \right]^2 - 1 \right\} + \int_0^1 R dR F^2(R) \quad (2-22)$$

y la función $F(R)$ es la solución de la ecuación diferencial

$$\left[\frac{d^2}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{d}{dR} + q(R, W) \right] F(R) = 0 \quad (2-23)$$

que verifica las condiciones de contorno

$$F(R=1) = 1, \quad (2-24.a)$$

$$F'(R=1) = -W K_1(W) / K_0(W), \quad (2-24.b)$$

siendo

$$q(R, W) = k^2 \rho^2 [n^2(R) - n_{cl}^2] - W^2, \quad \text{con } k = 2\pi / \lambda. \quad (2-25)$$

En estas expresiones podemos ver que, para calcular la función $F(R)$, necesitamos conocer el valor del parámetro modal W . El valor correcto de este parámetro es aquél que maximiza la constante de propagación β , la cual está definida por la expresión

$$\beta^2 = \frac{1}{\rho^2 B_n} \left\{ \int_0^1 R dR S(R) + T(W) / 2 \right\}, \quad (2-26.a)$$

$$S(R) = [k \rho n(R) F(R)]^2 - [dF(R) / dR]^2, \quad (2-26.b)$$

$$T(W) = (W^2 + k^2 \rho^2 n_{cl}^2) [K_1^2(W) / K_0^2(W) - 1] - 2W K_1(W) / K_0(W). \quad (2-26.c)$$

Por supuesto, como consideramos propagación monomodo, sólo existe un valor de W que hace máxima la constante de propagación, ya que ésta es única [31]. Por otra parte, la condición de maximización de la constante de propagación (o de su cuadrado) es equivalente a la ecuación de valores propios. De hecho, cuando se dispone de una función que define el perfil de índice (como en el caso de perfil tipo salto de índice, por ejemplo), puede resolverse la ecuación (2-23) en función de W , sustituir en la ecuación (2-26) y maximizar la constante de propagación respecto al parámetro W , obteniendo como resultado la ecuación de valores propios.

Para resolver este problema, suponemos un valor inicial para el parámetro W . Puede utilizarse como valor inicial, por ejemplo, el correspondiente a una fibra salto de índice caracterizada por los mismos

parámetros que la fibra problema. A partir de él, calculamos numéricamente la función $F(R)$ a partir de las ecuaciones (2-23 a 2-24) y el valor de β^2 sustituyendo en las ecuaciones (2-26). Si el valor de β^2 es máximo procedemos a calcular la distribución modal de potencia, pero si no lo es, entonces modificamos el valor de W e iteramos el proceso hasta conseguir maximizar el valor de β^2 . Como hay que calcular en bastantes longitudes de onda, podemos iniciar el proceso de cálculo en una longitud de onda con el valor de W obtenido para otra longitud de onda en la que hemos calculado anteriormente. En cuanto a los métodos numéricos que empleamos para realizar esta última etapa, el de integración es el mismo que hemos descrito anteriormente, el de maximización consiste en ir comparando entre sí los valores de β^2 que se obtienen variando el valor de W y el de resolución de la ecuación diferencial es el método de Heun [45]. El método de maximización no presenta problemas ya que los posibles valores de W pertenecen a un intervalo finito y la función sólo posee un máximo. Como el índice de refracción en el núcleo lo conocemos en un número de puntos equidistantes que suele ser superior a 20, utilizamos ese mismo número de puntos en el método de integración.

El método de Heun es un método paso a paso de orden dos. Hemos utilizado este método porque sólo necesitamos conocer la función que buscamos en un número de puntos pequeño y nos proporciona precisión suficiente. Si queremos resolver utilizando este método la ecuación diferencial de primer orden

$$y'(R) = f(R, y), \quad y(R_0) = y_0 \quad (2-27)$$

en un conjunto de puntos $\{R_n; n = 0, 1, 2, \dots, N\}$ que están separados entre sí por una distancia constante h , debemos aplicar la fórmula recurrente

$$y_{k+1} = y_k + h [y_k' + f(R_{k+1}, y_k + h y_k')] / 2, \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1, \quad (2-28)$$

donde $y_k = y(R_k)$ e $y_k' = y'(R_k)$. Como la ecuación diferencial (2-23) es de segundo orden, debemos convertirla en un sistema de dos ecuaciones diferenciales de primer orden antes de aplicar el método de Heun. Así pues, esta ecuación se transforma en el sistema

$$F'(R) = G(R), \quad (2-29.a)$$

$$G'(R) = -G(R)/R - q(R)F(R), \quad (2-29.b)$$

con ayuda de la función auxiliar $G(x)$. Ahora ya podemos aplicar el método de Heun a las dos ecuaciones simultáneamente teniendo que cuenta que debemos resolver el sistema desde $R = 1$ ($R_0 = 1$) hasta $R = 0$ ($R_N = 0$), es decir, con un valor negativo de h y que las ecuaciones (2-24) nos dan los valores de partida para aplicar la fórmula recurrente (2-28), o sea,

$$F_0 = 1, \quad (2-30.a)$$

$$G_0 = -W K_1(W)/K_0(W). \quad (2-30.b)$$

Debido al factor $1/R$ que aparece en la ecuación diferencial, hay problemas para calcular tanto la función $F(R)$ como su derivada en el punto $R = 0$. Sin embargo, esto no influye en el resto del proceso de cálculo porque este punto no interviene en la evaluación de las integrales. No obstante, para completar la evaluación de $F(R)$, este problema puede obviarse fácilmente extrapolando a partir de los valores obtenidos para $F(R)$ en los demás puntos. Así, una vez calculados los valores de la función $F(R)$, ya podemos determinar la distribución modal de potencia en el núcleo de la fibra. Hay que recordar que para calcular los términos de acoplamiento no necesitamos conocer la distribución modal de potencia ni en el revestimiento ni en el punto $R = 0$.

Para finalizar este apartado vamos a comentar brevemente la implementación que hemos realizado de los métodos numéricos en programas de cálculo que resuelvan las ecuaciones de evolución. Como ya hemos dicho, los principales programas de cálculo que hemos desarrollado son dos, uno para cada tipo de fibra utilizado. Ambos se han escrito en lenguaje de programación FORTRAN (Microsoft FORTRAN v.5.00 o VAX FORTRAN v.5.6, dependiendo de ordenador utilizado) y trabajan en precisión simple. Inicialmente, ejecutábamos estos programas en un ordenador personal compatible (Acer 1100SX; 80386/7SX), pero posteriormente los adaptamos y pasamos a ejecutarlos en una estación de trabajo (Digital, VAXstation 4000-60), debido a su mayor velocidad de cálculo. Ninguno de los dos programas resuelve las ecuaciones de evolución de forma totalmente general, ya que ambos suponen que tanto bombeo como señal son monocromáticos y resuelven el caso de señal copropagante con el bombeo sin tener en cuenta otras posibles situaciones. Además, el programa para el caso de fibra con perfil salto de índice considera

que la concentración de erbio es constante en el núcleo de la fibra. Por otra parte, como ya se ha comentado, en ambos programas se realizan varias aproximaciones: el índice de refracción no varía con la longitud de onda, la fibra posee simetría axial, la propagación es monomodo (tanto para bombeo como para señal y fluorescencia) y la concentración de erbio es nula fuera del núcleo de la fibra. Además, el programa para el caso de fibra con perfil arbitrario calcula la distribución modal en la aproximación de guiado débil.

2.2. Resultados: fibra con un perfil del tipo salto de índice.

En este apartado vamos a mostrar los resultados que obtenemos resolviendo con nuestro programa de cálculo las ecuaciones de evolución en unas condiciones de trabajo particulares cuando la fibra óptica dopada tiene un perfil del tipo salto de índice. La fibra que hemos utilizado queda caracterizada por los siguientes datos [25]:

$$\rho = 4.5 \mu\text{m}, AN = 0.1, \delta n = n_{\text{co}} - n_{\text{cl}} = 3.5 \times 10^{-3}, N_T = 2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}, \tau = 10 \text{ ms},$$

y sus secciones eficaces de absorción y emisión están representadas en la figura 1.2., siendo

$$\sigma_a (\lambda = 1531 \text{ nm}) = 4.83 \times 10^{-25} \text{ m}^2 \text{ y } \sigma_e (\lambda = 1531 \text{ nm}) = 8.1 \times 10^{-25} \text{ m}^2.$$

Para esta ilustración hemos resuelto tres casos, entre los cuales el único parámetro que variamos es la potencia de bombeo, siendo ésta 10, 20 y 30 mW (10.00, 13.01, 14.77 dBm), respectivamente, sirviéndonos este parámetro para identificar cada caso. En los tres casos la longitud de la fibra dopada es 20 m, la longitud de onda de bombeo es 1480 nm, la de señal es 1530 nm y la potencia de señal al principio de la fibra es 0.1 μW (- 40 dBm). Hemos elegido estos valores porque son los típicos en una experiencia de amplificación.

Los cálculos los hemos realizado con una tolerancia del uno por ciento, con 21 puntos para la integración transversal, con 70 divisiones por cada metro de fibra y con Δv equivalente a 1 nm. El número de iteraciones necesarias para alcanzar la convergencia en el proceso de resolución longitudinal es 4 para los dos primeros casos y 6 para el caso de 30 mW de bombeo. El tiempo de cálculo necesario para resolver cada uno de los dos primeros casos es 6 minutos,

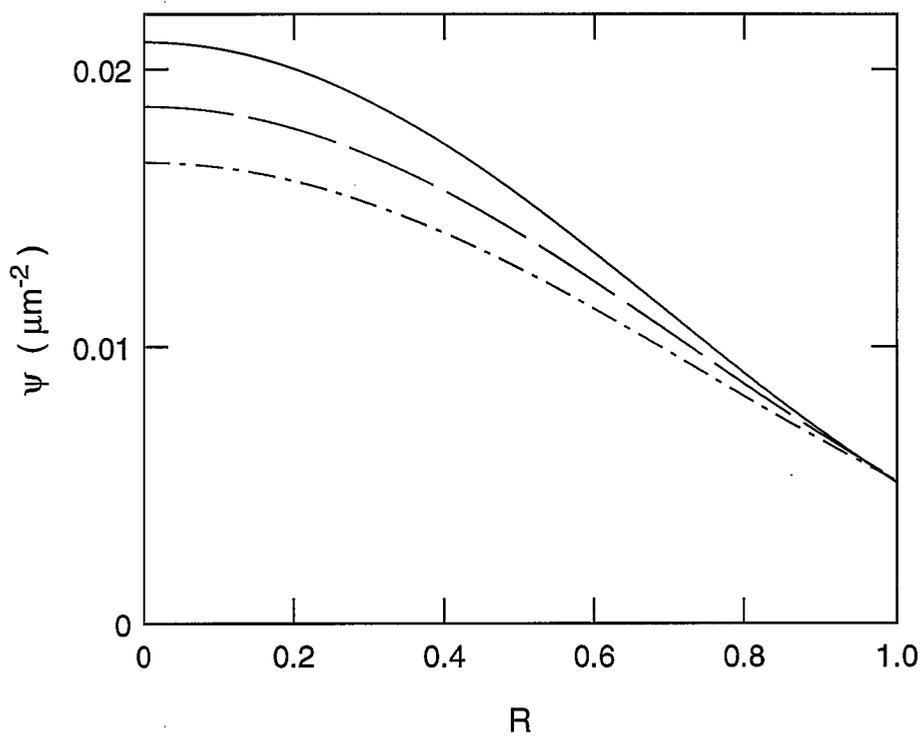


Figura 2.1. Fibra ejemplo con perfil salto de índice. Distribución modal de potencia en el núcleo de la fibra para tres longitudes de onda de radiación: 1400 (—), 1530 (— - —) y 1650 nm (— - -).

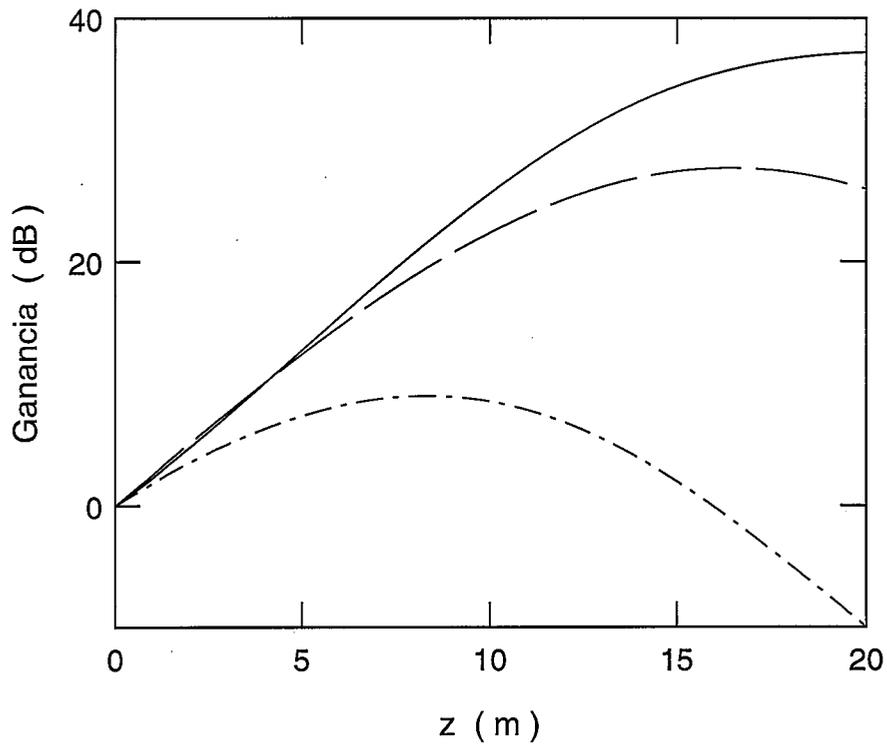


Figura 2.2. Fibra ejemplo con perfil salto de índice. Ganancia a lo largo de la coordenada longitudinal para las tres potencias de bombeo: 10 (— - —), 20 (— —) y 30 mW (—).

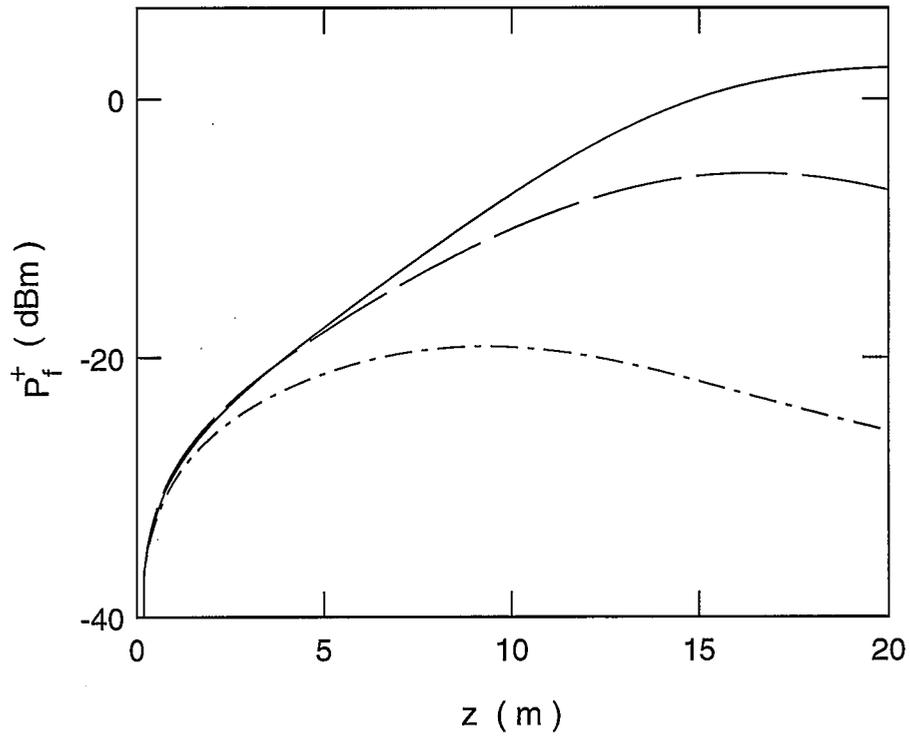


Figura 2.3. Fibra ejemplo con perfil salto de índice. Potencia de fluorescencia copropagante a lo largo de la coordenada longitudinal para las tres potencias de bombeo: 10 (— - —), 20 (— —) y 30 mW (—).

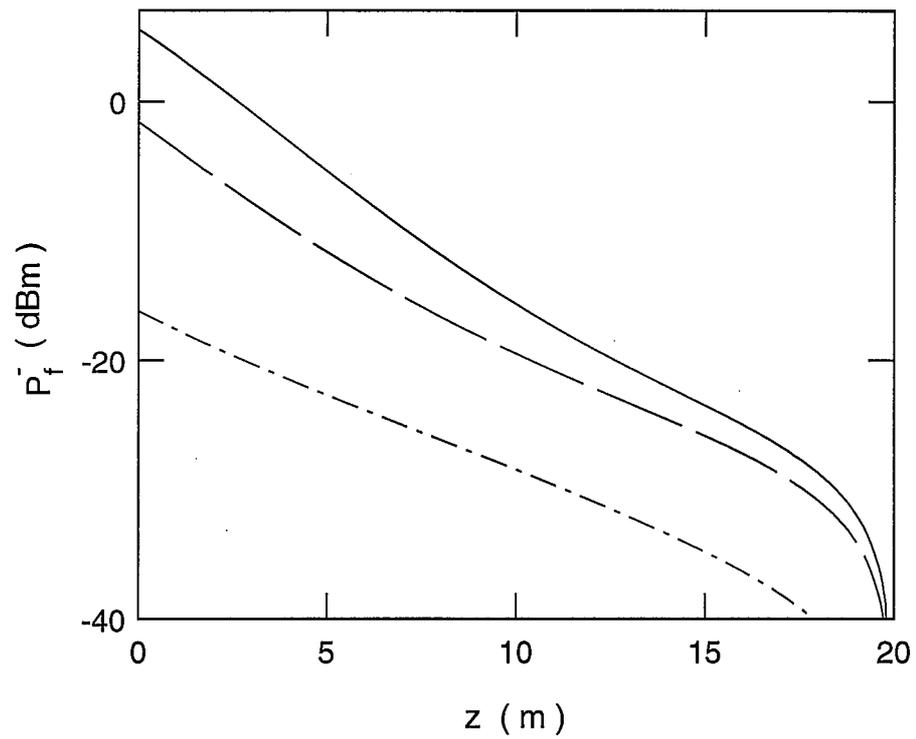


Figura 2.4. Fibra ejemplo con perfil salto de índice. Potencia de fluorescencia contrapropagante a lo largo de la coordenada longitudinal para las tres potencias de bombeo: 10 (— - —), 20 (— —) y 30 mW (—).

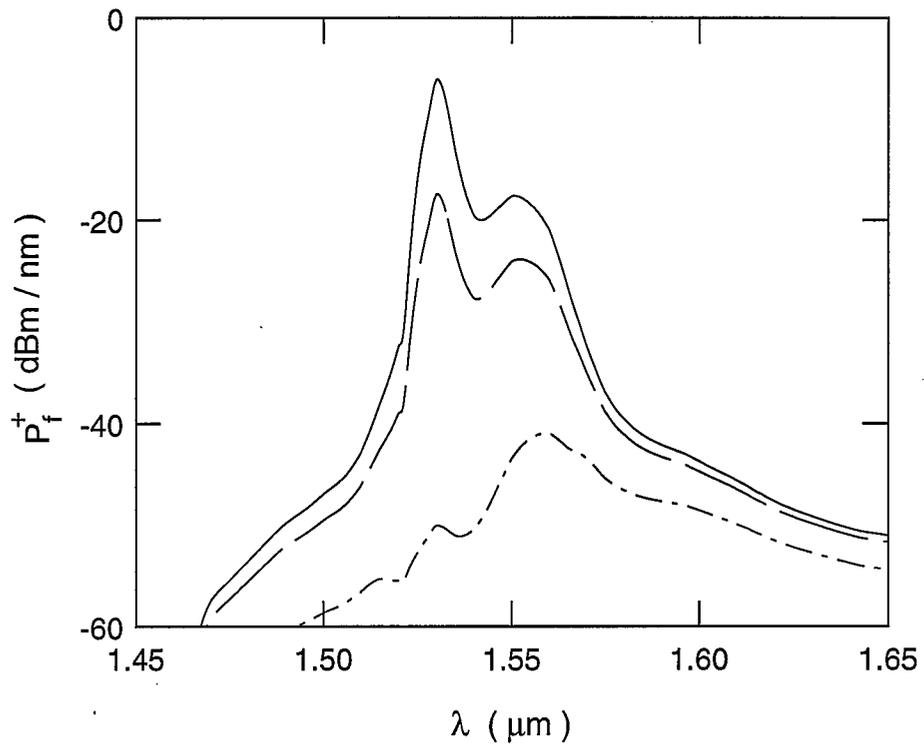


Figura 2.5. Fibra ejemplo con perfil salto de índice. Potencia espectral de fluorescencia copropagante en $z = 20$ m para las tres potencias de bombeo: 10 (— - —), 20 (— —) y 30 mW (——).

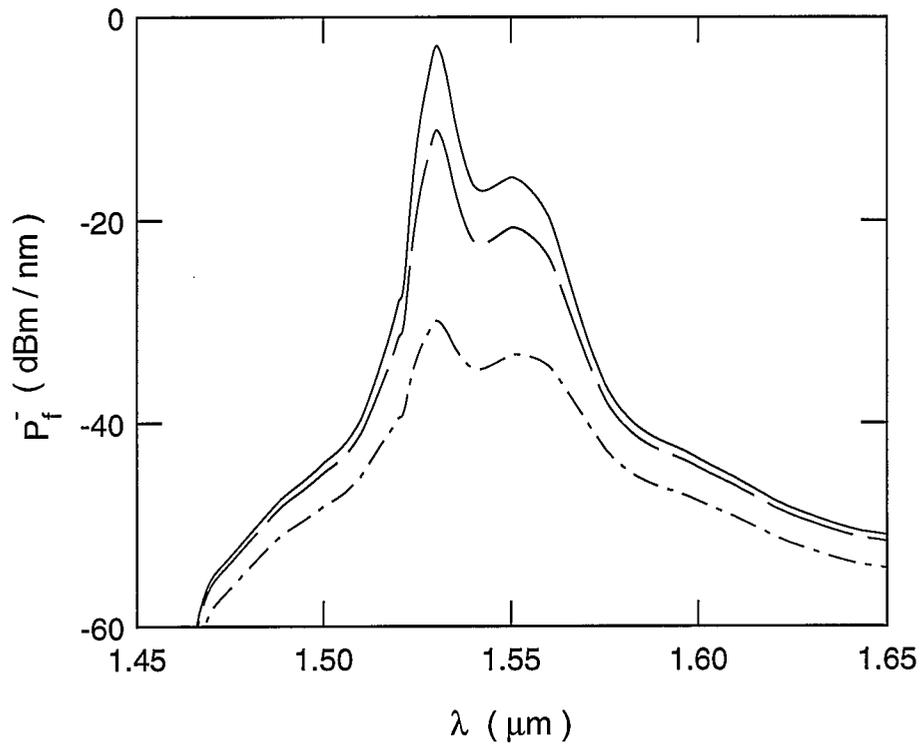


Figura 2.6. Fibra ejemplo con perfil salto de índice. Potencia espectral de fluorescencia contrapropagante en $z = 0$ m para las tres potencias de bombeo: 10 (— · —), 20 (— —) y 30 mW (—).

aproximadamente, mientras que para resolver el tercer caso se emplean algo más de 9 minutos.

En las figuras siguientes representamos los resultados obtenidos para los tres casos: distribución modal de potencia (figura 2.1.), ganancia (figura 2.2.), potencia de fluorescencia copropagante (figura 2.3.) y contrapropagante (figura 2.4.) y potencia espectral de fluorescencia copropagante (figura 2.5.) y contrapropagante (figura 2.6.). Hemos elegido representar este subconjunto de funciones porque con ellas se ilustra bastante bien la evolución de las potencias a lo largo de la coordenada longitudinal de la fibra óptica dopada, así como la capacidad de los métodos de cálculo para resolver las ecuaciones de evolución.

En la figura 2.1. podemos apreciar que la variación de la distribución modal de potencia con la longitud de onda es considerable y, por tanto, esta dependencia debe tenerse siempre en cuenta. La figura 2.2. muestra claramente cómo la ganancia, o bien, la potencia de señal, crece con la coordenada longitudinal (amplificación) hasta que alcanza su valor máximo y, a partir del cual, decrece (absorción). La posición del máximo relativo aumenta con el bombeo. La fluorescencia copropagante (figura 2.3.) presenta un comportamiento análogo, aunque la posición de su valor máximo no coincide, en general, con la posición del valor máximo de ganancia. Sin embargo, la fluorescencia contrapropagante (figura 2.4.) siempre exhibe un comportamiento decreciente con la coordenada axial, pero si tenemos en cuenta que se propaga en sentido contrario a dicha coordenada resulta que esta potencia crece conforme se propaga por la fibra. Esto es debido a que, conforme se propaga, la fluorescencia contrapropagante encuentra una población del nivel superior de la transición láser creciente. En estos tres últimos gráficos (figura 2.2. a figura 2.4.) puede apreciarse como, en un mismo punto, señal y fluorescencia crecen con el bombeo y, además, el aumento es más fuerte cuando el bombeo cambia de 10 a 20 mW que cuando el cambio se produce de 20 a 30 mW. Este comportamiento es lógico, ya que, cuanto mayor es el bombeo utilizado, mayor es la población que se consigue en el nivel superior de la transición láser y cuanto mayor es la población conseguida, mayor es la potencia de bombeo necesaria para aumentar dicha población.

En las figuras 2.5. y 2.6., vemos como los dos espectros de fluorescencia en los extremos de la fibra presentan siempre dos picos debido al desplazamiento entre los espectros de absorción y emisión en la banda láser (figura 1.2.). En la fluorescencia copropagante, la importancia relativa de los dos picos entre sí sufre una variación mucho más fuerte con la potencia de bombeo

que en la fluorescencia contrapropagante, debido a la diferente evolución de ambas potencias conforme se propagan. Cuando el bombeo es de 10 mW, como la longitud de fibra es muy superior a la posición del máximo, los dos picos de fluorescencia copropagante están muy atenuados y el pico de la izquierda prácticamente desaparece. Como la fluorescencia contrapropagante en cualquier longitud de onda siempre crece conforme se propaga, nunca puede producirse la inversión de los dos picos como ocurre en el espectro de fluorescencia copropagante.

2.3. Resultados: fibra con un perfil de índice arbitrario.

Como en el apartado anterior, vamos a mostrar los resultados que obtenemos para una fibra óptica dopada con un perfil de índice arbitrario. Hemos utilizado una fibra cuyo perfil de índice está representado en la figura 2.7. ($\rho = 7.4 \mu\text{m}$, $n_{\text{co}} = 1.46235$, $n_{\text{cl}} = 1.45750$), sus secciones eficaces son las mismas que para la fibra anterior, el tiempo de vida media es 11 ms y la concentración de erbio viene dada por $N_T(r) = [n(r) - n_{\text{cl}}] \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$. Para esta ilustración hemos resuelto los mismos casos utilizados en el apartado anterior, pero ahora la longitud de la fibra es 10 m.

Los cálculos los hemos realizado con una tolerancia del uno por ciento, con 75 puntos para la integración transversal (son los puntos en los que conocemos el perfil de índice), con 70 divisiones por cada metro de fibra y con Δv equivalente a 1 nm. Para alcanzar la convergencia se necesitan 3 iteraciones en el caso de 10 mW de bombeo, 6 en el caso de 20 mW y 5 en el caso de 30 mW. Para resolver estos casos, el tiempo de cálculo necesario es 10.0, 17.5 y 14.5 minutos, aproximadamente.

De forma análoga al caso de fibra con perfil salto de índice, en las figuras siguientes representamos los resultados obtenidos para los tres casos: distribución modal de potencia (figura 2.8.), potencia de fluorescencia copropagante (figura 2.9.) y contrapropagante (figura 2.10.), potencia espectral de fluorescencia copropagante (figura 2.11.) y contrapropagante (figura 2.12.) y ganancia (figura 2.13).

Como puede apreciarse en dichas figuras, los resultados son, cualitativamente, iguales a los obtenidos para la fibra con perfil salto de índice.

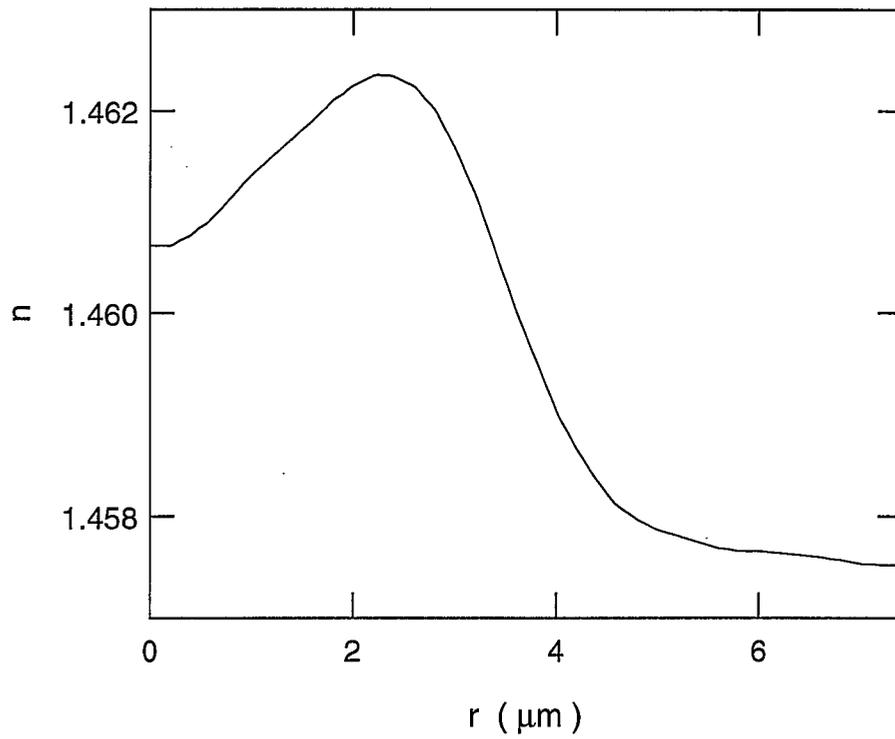


Figura 2.7. Fibra ejemplo con perfil de índice arbitrario. Índice de refracción en el núcleo de la fibra.

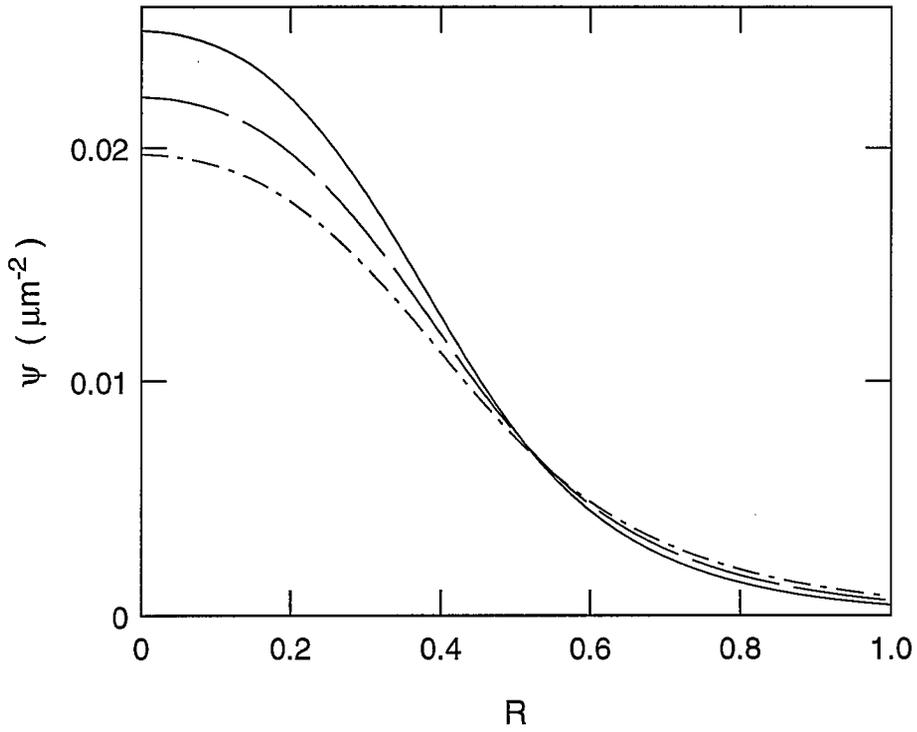


Figura 2.8. Fibra ejemplo con perfil de índice arbitrario. Distribución modal de potencia en el núcleo de la fibra para tres longitudes de onda de radiación: 1400 (—), 1530 (— —) y 1650 nm (— - —).

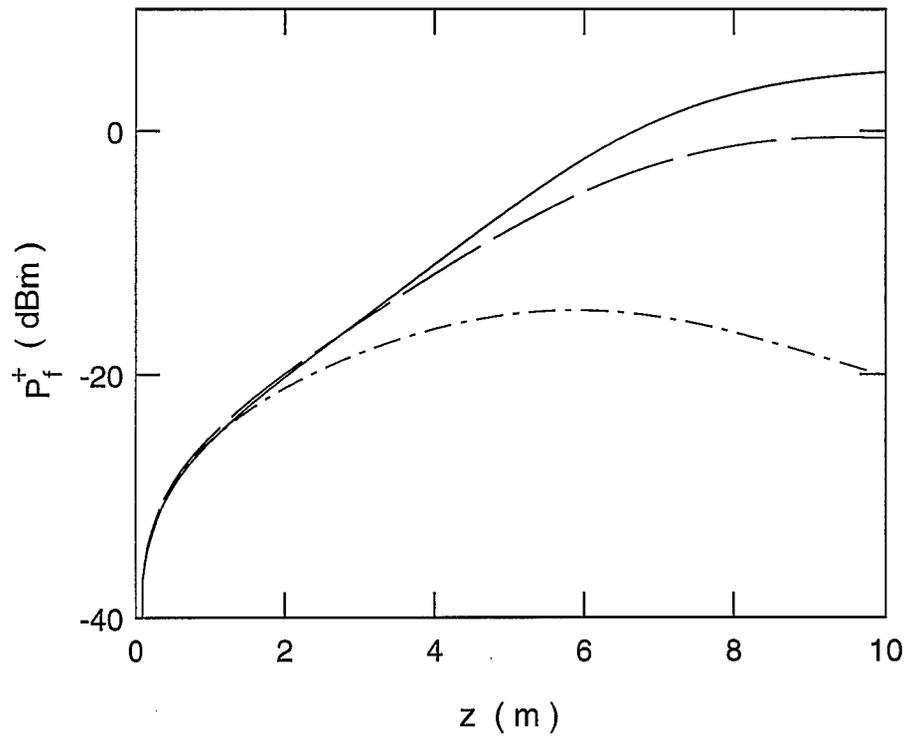


Figura 2.9. Fibra ejemplo con perfil de índice arbitrario. Potencia de fluorescencia copropagante a lo largo de la coordenada longitudinal para las tres potencias de bombeo: 10 (— - —), 20 (— —) y 30 mW (——).

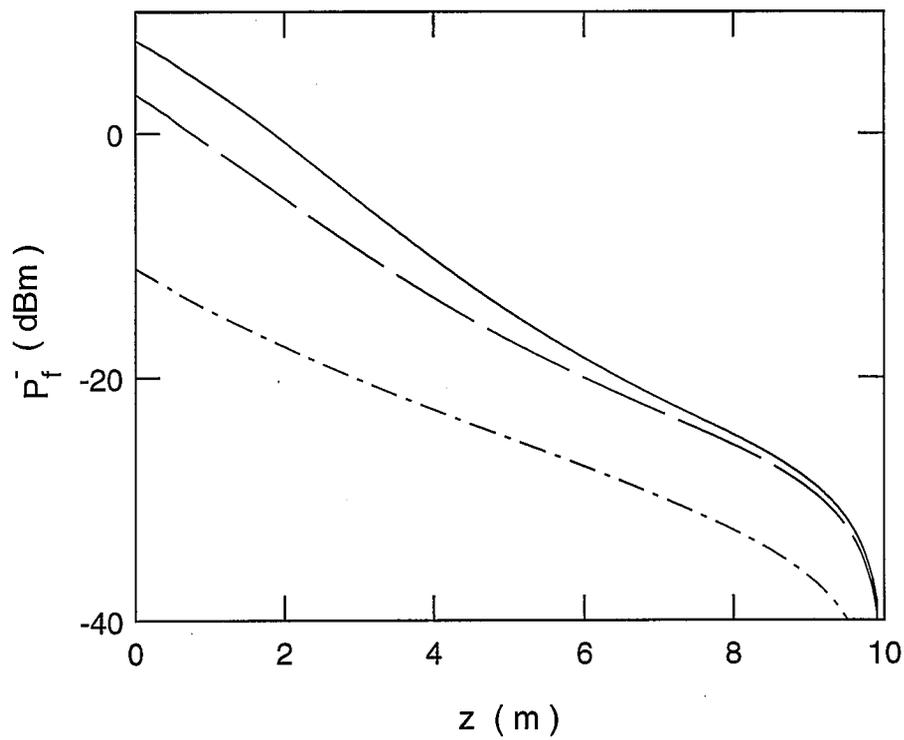


Figura 2.10. Fibra ejemplo con perfil de índice arbitrario. Potencia de fluorescencia contrapropagante a lo largo de la coordenada longitudinal para las tres potencias de bombeo: 10 (— - —), 20 (— —) y 30 mW (—).

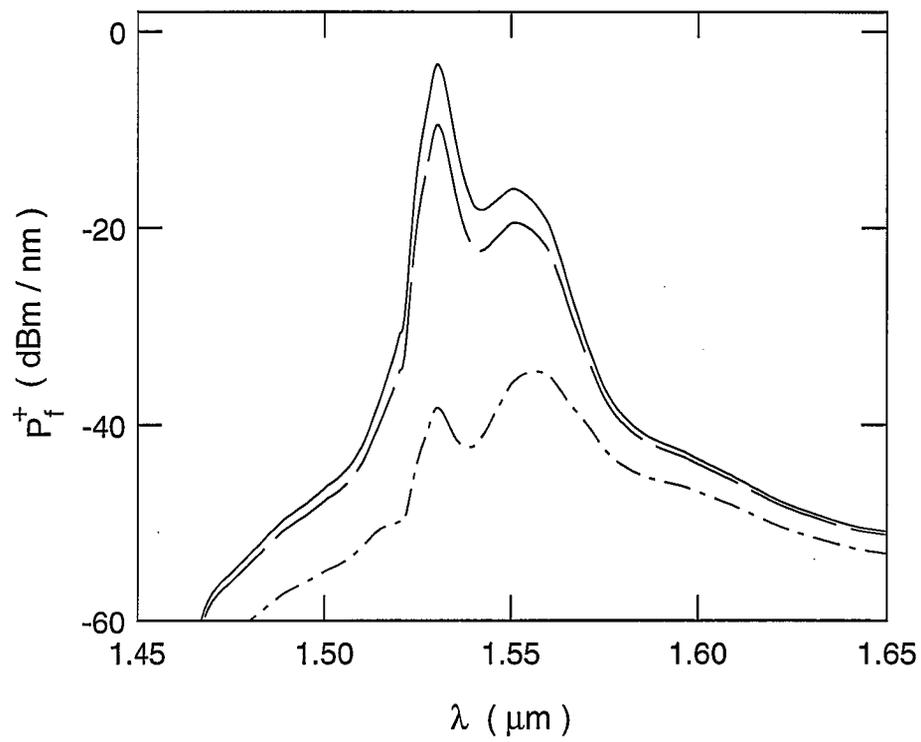


Figura 2.11. Fibra ejemplo con perfil de índice arbitrario. Potencia espectral de fluorescencia copropagante en $z = 10$ m para las tres potencias de bombeo: 10 (— - —), 20 (— —) y 30 mW (—).

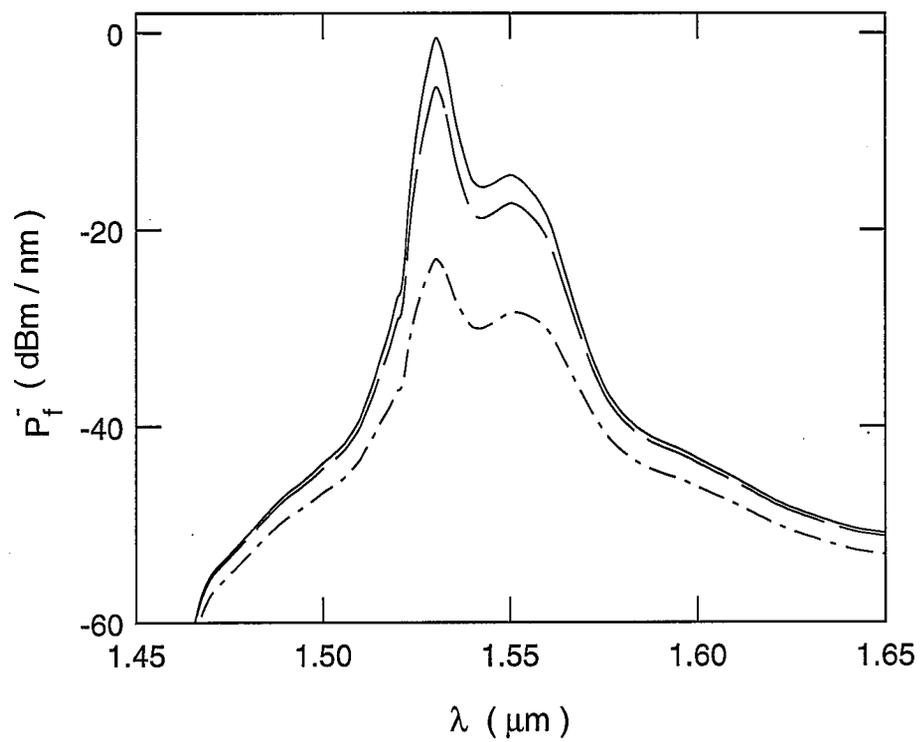


Figura 2.12. Fibra ejemplo con perfil de índice arbitrario. Potencia espectral de fluorescencia contrapropagante en $z = 0$ m para las tres potencias de bombeo: 10 (— - —), 20 (— —) y 30 mW (——).

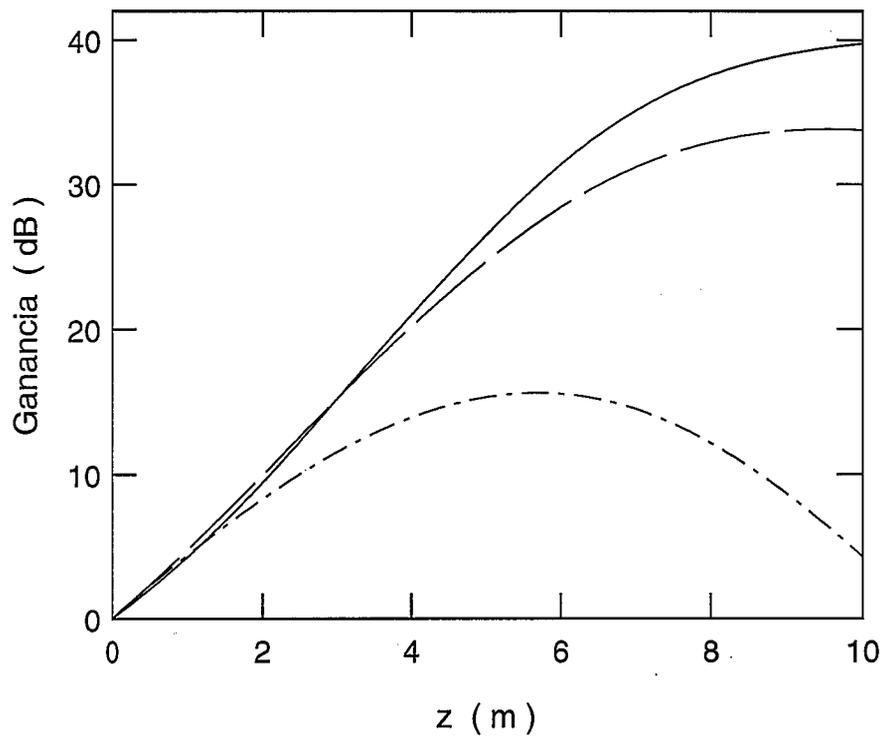


Figura 2.13. Fibra ejemplo con perfil de índice arbitrario. Ganancia a lo largo de la coordenada longitudinal para las tres potencias de bombeo: 10 (— - —), 20 (— —) y 30 mW (——).

2.4. Verificación de los métodos y programas de cálculo.

No podemos finalizar esta exposición de los métodos numéricos empleados y de los programas de cálculo desarrollados a partir de ellos, sin detenernos a describir cómo se ha llevado a cabo la verificación de la calidad de los resultados que proporcionan. Por supuesto, el listado del programa siempre se comprueba cuidadosa y exhaustivamente para reducir al mínimo las posibilidades de cometer algún error de programación. Además, conforme se desarrolla cada programa se emplean diferentes rutinas para las diferentes fases del proceso de cálculo, por lo que podemos comprobar parcialmente el buen funcionamiento del programa final. Por ejemplo, para una fibra salto de índice podemos verificar los resultados de la rutina que se encarga de resolver la ecuación de valores propios comparando con los resultados que aparecen en la referencia [31], así como la rutina de integración empleando funciones cuya integral es conocida analíticamente. Podemos encontrar otro ejemplo de verificación de las rutinas de cálculo de la distribución modal si tenemos en cuenta que, para una fibra salto de índice, también podemos obtenerla mediante los programas preparados para perfil de índice arbitrario. No obstante, esto no es posible en todas las rutinas y, aunque así fuera, siempre es necesario proceder a verificar los resultados que ofrece el programa completo. En primer lugar, los sometemos a unas comprobaciones iniciales lógicas:

a) los resultados deben ser coherentes y con sentido físico. Por ejemplo, no podemos obtener una ganancia decreciente con la potencia de bombeo o creciente con la potencia de señal que queremos amplificar, y

b) en aquellos casos para los que existe solución analítica, los resultados deben coincidir con dicha solución. Por desgracia, estos casos son pocos y casi siempre son irreales porque, para que tengan solución analítica, muchas veces nos vemos obligados a asignar valores límite (cero o infinito) a algunas variables. Al emplear esta técnica en todos los casos que se nos ocurren obteniendo siempre comparaciones satisfactorias, cada vez depositamos más confianza en el programa de cálculo, aunque sin llegar a una confianza total debido a que la verificación conseguida siempre es parcial.

Así pues, una vez realizadas estas comprobaciones previas, si queremos verificar con total garantía los resultados que obtenemos con nuestros programas, debemos compararlos con los que obtienen otros grupos de trabajo. En una etapa posterior al desarrollo de nuestros programas, tuvimos la posibilidad de comparar resultados con otros grupos al integrarnos dentro del

grupo de trabajo "Active fibres and amplifiers" del proyecto europeo de investigación COST-241. Para ello, realizamos cálculos con varios tipos de fibra obteniendo que nuestros resultados se situaban dentro de la banda de error correspondiente a la tolerancia impuesta al programa (1%). Para comprobar el programa desarrollado para fibras con perfil salto de índice se utilizaron seis fibras ópticas en diferentes condiciones de trabajo, aunque podemos destacar principalmente dos de ellas, caracterizadas por los siguientes parámetros:

a) $\rho = 4.5 \mu\text{m}$, $AN = 0.10$, $\delta n = 0.0035$, $\tau = 10 \text{ ms}$, $N_T = 2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, y

b) $\rho = 2.2 \mu\text{m}$, $AN = 0.19$, $n_{co} = 1.45$, $\tau = 11 \text{ ms}$, $N_T = 4 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$.

Consideramos que las secciones eficaces de absorción y emisión para ambas fibras es la misma que la utilizada en las fibras de los dos apartados anteriores. En los casos calculados para las dos fibras, la longitud de onda de bombeo es 1480 nm y la de señal es 1530 nm. Para la fibra a) se calcularon cuatro casos que vamos a caracterizar por tres valores: potencia de bombeo, potencia de señal y longitud de fibra dopada. Estos casos son:

- 1) 10 mW, 0.1 μW , 8.5 m,
- 2) 10 mW, 10 μW , 8.5 m,
- 3) 20 mW, 0.1 μW , 16.5 m, y
- 4) 25 mW, 10 μW , 17.0 m.

Análogamente, para la fibra b) se utilizaron estos dos casos:

- 1) 10 mW, 0.1 μW , 12 m, y
- 2) 20 mW, 0.1 μW , 15 m.

En los seis casos referidos, la longitud de fibra es aquella para la que obtenemos la ganancia máxima.

Finalmente, para comprobar los resultados del programa desarrollado para fibras con perfil de índice arbitrario utilizamos la misma fibra del apartado anterior en un caso similar al 2) de la fibra b), pero con una longitud de 10 m. En la comparación obtuvimos que la calidad de los resultados de este programa es similar a la encontrada para el otro programa.

Modelo teórico mediante factores de solapamiento.

3.1. Factores de solapamiento.

Dentro de las aproximaciones realizadas para establecerla, la modelización teórica desarrollada hasta ahora nos proporciona soluciones exactas de las ecuaciones de evolución de potencia, pero resulta poco realista porque, como hemos visto, necesita conocer los valores de algunos parámetros cuya medida resulta prácticamente imposible y además, por el mismo motivo, no nos permite caracterizar experimentalmente la fibra óptica dopada. Por todo ello, es necesario modificarla de manera que podamos caracterizar la fibra dopada y realizar cálculos que, aunque no tan exactos, sean suficientemente realistas. Por supuesto, debemos controlar los errores que pueda introducir esta nueva modelización, ya que, si son demasiado altos, obtendremos resultados desligados del modelo inicial y, por tanto, sin ninguna utilidad. Por otra parte, veremos más adelante que este nuevo modelo simplifica notablemente las ecuaciones de evolución, lo cual se traduce en una reducción importante en el tiempo de cálculo empleado para su resolución.

Teniendo en cuenta que los problemas para realizar la caracterización experimental de la fibra dopada se derivan de la aparición del perfil de concentración de erbio y de la distribución modal de potencia bajo el signo integral en los términos de acoplamiento de las ecuaciones de evolución, parece claro que, para conseguir la nueva modelización, son estos términos los que deben ser modificados. Por ejemplo, supongamos que la potencia de

bombeo es tan baja que la población en el nivel 2 resulta despreciable comparada con la concentración de erbio. A partir de las ecuaciones (1-3) y (1-22) obtenemos que, en esta situación, los términos de acoplamiento quedan en la forma

$$N_1(z, \nu) = \int_{A_d} ds \psi(r, \varphi, \nu) N_T(r, \varphi), \quad (3-1.a)$$

$$N_2(z, \nu) = 0, \quad (3-1.b)$$

donde A_d representa el área donde podemos considerar que la concentración de erbio toma valores no nulos. Análogamente, si nos encontrásemos en una situación en la que la población que resultara despreciable fuese la del nivel 1, obtendríamos el mismo resultado que en las ecuaciones anteriores, pero intercambiando los subíndices 1 y 2. En dichas ecuaciones podemos apreciar cómo los términos de acoplamiento son independientes de la variable z , por lo que podemos prescindir de esta dependencia. Si la concentración de erbio fuese constante en todo el área A_d , entonces la ecuación (3-1.a) quedaría en la forma

$$N_i(z, \nu) = \eta_0(\nu) N_T, \quad (3-2)$$

donde el subíndice i es igual a 1 ó 2, según cual sea el nivel que está completamente poblado, N_T es la concentración de erbio y $\eta_0(\nu)$ es el factor de solapamiento de la distribución modal de potencia con el núcleo de la fibra dopada, el cual viene dado por la expresión

$$\eta_0(\nu) = \int_{A_d} ds \psi(r, \varphi, \nu). \quad (3-3)$$

Este factor de solapamiento es el que utilizan algunos autores [21, 23, 26, 33, 49 a 52] para simplificar el modelo teórico, aunque, como veremos más adelante, los resultados que se obtienen pueden ser sensiblemente mejorados.

Cuando la concentración de erbio depende de las coordenadas transversales, podemos generalizar directamente este factor de solapamiento a partir de las expresiones anteriores definiéndolo de la forma siguiente

$$\eta_0(v) = \frac{1}{\bar{N}_T} \int_{A_d} ds \psi(r, \varphi, v) N_T(r, \varphi), \quad (3-4)$$

donde \bar{N}_T es el valor medio de la concentración de erbio en el área dopada, es decir,

$$\bar{N}_T = \frac{1}{A_d} \int_{A_d} ds N_T(r, \varphi). \quad (3-5)$$

Para modificar el modelo original introduciendo este factor de solapamiento, en primer lugar necesitamos expresar las poblaciones de cada nivel de forma que la coordenada axial aparezca separada de las coordenadas transversales, y así conseguir que los términos de acoplamiento respondan a una expresión equivalente a la ecuación (3-2), es decir,

$$N_i(z, v) = \eta_0(v) \bar{N}_i(z), \quad (i = 1, 2). \quad (3-6)$$

siendo $\bar{N}_i(z)$ el valor medio sobre el área dopada de la población del nivel i , ya que, en la ecuación (3-2), N_T coincidía con el valor medio sobre el área dopada de la población de un nivel que está completamente poblado. Así pues, en este modelo modificado, la población de cada nivel $\bar{N}_i(z)$ resulta independiente de las coordenadas transversales. Si promediamos sobre el área dopada los dos miembros de la ecuación (1-3) obtenemos una relación entre las poblaciones medias de ambos niveles:

$$\bar{N}_1(z) + \bar{N}_2(z) = \bar{N}_T. \quad (3-7)$$

Análogamente, si promediamos sobre el área dopada ambos miembros de la ecuación (1-5), consideramos sólo la solución estacionaria y utilizamos las ecuaciones (1-7 a 1-9), (1-22), (3-6) y (3-7) obtenemos que la población del nivel 2 está dada por

$$\bar{N}_2(z) = \frac{W_p + W_a}{W_p + W_a + W_e + A_{21}} \bar{N}_T, \quad (3-8)$$

y las probabilidades de transición por unidad de tiempo (ecuaciones (1-7 a 1-9)) quedan ahora en la forma

$$W_p = \frac{1}{A_d} \sum_p \frac{\sigma_p(v_p)}{h v_p} P_p(z, v_p) \eta_0(v_p), \quad (3-9)$$

$$W_a = \frac{1}{A_d} \left[\sum_s \frac{\sigma_a(v_s)}{h v_s} P_s(z, v_s) \eta_0(v_s) + \sum_f \frac{\sigma_a(v_f)}{h v_f} P_f(z, v_f) \eta_0(v_f) \right], \quad (3-10)$$

$$W_e = \frac{1}{A_d} \left[\sum_p \frac{\sigma_e(v_p)}{h v_p} P_p(z, v_p) \eta_0(v_p) + \sum_s \frac{\sigma_e(v_s)}{h v_s} P_s(z, v_s) \eta_0(v_s) \right] + \frac{1}{A_d} \sum_f \frac{\sigma_e(v_f)}{h v_f} P_f(z, v_f) \eta_0(v_f). \quad (3-11)$$

Por tanto, la formulación matemática de este modelo simplificado está formada por las ecuaciones (1-10), (1-11) y (3-7 a 3-11) para calcular el balance de poblaciones, por las ecuaciones (1-11), (1-19 a 1-21) y (3-6) para determinar la evolución de las potencias y por las ecuaciones (3-4) y (3-5) para calcular el factor de solapamiento y la concentración promedio.

Si trabajamos con fracciones de población en cada nivel, es decir,

$$n_i(z) = \bar{N}_i(z) / \bar{N}_T, \quad (i = 1, 2). \quad (3-12)$$

y presentamos de forma más compacta las ecuaciones (3-7) y (3-8) podemos sustituir las ecuaciones (1-10) y (3-7 a 3-11) por las ecuaciones

$$n_1(z) + n_2(z) = 1, \quad (3-13)$$

$$n_2(z) = \frac{\sum_{j=p,s,f} \frac{\eta_0(v_j) \sigma_a(v_j)}{h v_j} P_j(z, v_j)}{\frac{A_d}{\tau} + \sum_{j=p,s,f} \frac{\eta_0(v_j) [\sigma_a(v_j) + \sigma_e(v_j)]}{h v_j} P_j(z, v_j)}, \quad (3-14)$$

donde los sumatorios se extienden a todas las longitudes de onda de bombeo, señal y fluorescencia y $\sigma_a(v_p)$ representa a $\sigma_p(v_p)$.

Introduciendo la definición dada por la ecuación (3-12), los términos de acoplamiento (ecuación (3-6)) quedan de la siguiente forma

$$N_i(z, v) = \eta_0(v) \eta_i(z) \bar{N}_T, \quad (i=1, 2). \quad (3-15)$$

Así pues, este modelo está representado matemáticamente por las ecuaciones (1-11), (1-19 a 1-21), (3-4), (3-5) y (3-12 a 3-15). A continuación podríamos sustituir la ecuación (3-15) en las ecuaciones de evolución (ecuaciones (1-19 a 1-21)), pero no es conveniente porque entonces las ecuaciones de evolución serían diferentes en cada modelo. En la forma utilizada para presentar ambos modelos, las ecuaciones de evolución son las mismas y sólo modificamos las ecuaciones para calcular los términos de acoplamiento y las poblaciones. Hay que advertir que las ecuaciones podrían presentarse de forma más reducida definiendo nuevas variables para los productos que aparecen, pero no vamos a hacerlo todavía para facilitar así futuras modificaciones sobre este modelo. Por otra parte, aunque la notación puede resultar un poco confusa debido al aspecto similar de las variables $N_i(z, r, \varphi)$, $N_i(z, v)$, $\bar{N}_i(z)$, creemos que ésta es la mejor forma de asociarlas con su significado físico ya que tanto $N_i(z, v)$ como $\bar{N}_i(z)$ son promedios de la variable $N_i(z, r, \varphi)$.

Hay que tener en cuenta que las expresiones para el factor de solapamiento, el promedio de la concentración de erbio y el área dopada pueden ser fácilmente particularizadas para cada tipo de fibra. Igual que en el capítulo anterior, si consideramos que la fibra presenta simetría axial, tanto en el índice de refracción como en la concentración de erbio y la propagación es monomodal, entonces la ecuación (3-4) podemos transformarla en

$$\eta_0(v) = \frac{2\pi\rho^2}{\bar{N}_T} \int_0^\alpha R dR \psi(R, v) N_T(R), \quad (3-16)$$

donde ρ_d representa el radio del área dopada, $\alpha = \rho_d / \rho$ es el cociente entre el radio del área dopada y el radio del núcleo y \bar{N}_T está dada por (ecuación (3-5))

$$\bar{N}_T = \frac{2}{\alpha^2} \int_0^\alpha R dR N_T(R), \quad (3-17)$$

o bien, sustituyendo esta última expresión en la ecuación (3-16), el factor de solapamiento viene dado por

$$\eta_0(\nu) = \pi \rho_d^2 \frac{\int_0^\alpha R dR \psi(R, \nu) N_T(R)}{\int_0^\alpha R dR N_T(R)}. \quad (3-18)$$

No obstante, como ya explicamos en el capítulo anterior, normalmente se considera que ambas superficies coinciden [21, 23 a 25, 29, 33] y la ecuación (3-18) se convierte finalmente en

$$\eta_0(\nu) = \pi \rho^2 \frac{\int_0^1 R dR \psi(R, \nu) N_T(R)}{\int_0^1 R dR N_T(R)}. \quad (3-19)$$

Además, si la concentración de erbio es uniforme, entonces podemos reformular la ecuación (3-3) a partir de la ecuación (3-19) obteniendo que

$$\eta_0(\nu) = 2 \pi \rho^2 \int_0^1 R dR \psi(R, \nu). \quad (3-20)$$

Si nos centramos en una fibra del tipo salto de índice, podemos calcular analíticamente esta integral a partir de las ecuaciones (2-9 a 2-20), obteniendo que su factor de solapamiento viene dado por la expresión

$$\eta_0(\nu) = \left[1 - \frac{U^2 (D - \Delta) [K_0^2(W) / K_1^2(W) - 1] - a_{26} / W^2}{W^2 D [J_0^2(U) / J_1^2(U) + 1] - a_{24} / U^2} \right]^{-1}, \quad (3-21.a)$$

siendo

$$D = (1 + F_1 F_2) / 2, \quad (3-21.b)$$

$$a_{24} = (1 + F_1)(1 + F_2), \quad (3-21.c)$$

$$a_{26} = (1 + F_1 - 2 \Delta) (1 + F_2). \quad (3-21.d)$$

En la aproximación de guiado débil este factor de solapamiento queda mucho más simple ya que la ecuación (3-21) se convierte en

$$\eta_0 (v) = W^2 [J_0^2 (U) / J_1^2 (U) + 1] / V^2. \quad (3-22)$$

Ahora bien, hemos de tener presente que la fibra dopada no va a encontrarse siempre en las situaciones concretas a partir de las que hemos definido este factor de solapamiento. Así pues, aunque podemos desarrollar un modelo teórico basado en este factor de solapamiento, no debemos olvidar que se trata de una aproximación. Evidentemente, esta aproximación funcionará bastante bien cuando las poblaciones presenten variaciones suaves con la coordenada axial. Sin embargo, podemos intuir que, en otras situaciones, esta aproximación introducirá un error considerable, aunque la importancia de dicho error sólo podremos valorarla cuando comparemos sus resultados con los obtenidos mediante el modelo original. No obstante, este modelo lo hemos mejorado generalizando el concepto de factor de solapamiento de tal forma que se adapte a un conjunto más amplio de situaciones. A continuación vamos a explicar cómo lo hemos desarrollado.

Hasta ahora hemos utilizado un único factor de solapamiento en los dos términos de acoplamiento, aunque cada término de acoplamiento depende de la población en un nivel distinto. Esto no ocasiona ningún problema siempre que uno de los dos niveles esté totalmente despoblado y el otro totalmente poblado. En una situación de este tipo, el término de acoplamiento asociado al nivel despoblado es nulo porque la población en este nivel lo es y, por tanto, puede tener asociado un factor de solapamiento cualquiera, el cual no tiene que ser necesariamente el mismo que para el nivel totalmente poblado. Así pues, si tenemos en cuenta que el nivel despoblado puede ser cualquiera de los dos, podemos generalizar la ecuación (3-6) utilizando un factor de solapamiento diferente para cada nivel, es decir,

$$N_i (z, v) = \eta_i (v) \bar{N}_i (z), \quad (i = 1, 2), \quad (3-23)$$

siendo $\bar{N}_i (z)$ el valor medio sobre el área dopada de la población del nivel i . Lógicamente, cada factor de solapamiento $\eta_i (v)$ debe tender hacia $\eta_0 (v)$ cuando la población $\bar{N}_i (z)$ tiende hacia \bar{N}_T . Además, como no siempre vamos a

estar en situaciones tan extremas como las supuestas, estos factores de solapamiento deben depender de las condiciones de trabajo en que se encuentre la fibra dopada, lo cual va a quedar patente en la forma de calcularlos. A partir de las ecuaciones (1-22) y (3-23) podemos deducir fácilmente una expresión que nos permita calcular los factores de solapamiento. Dichos factores deben ser independientes de la coordenada axial, pero obtenemos unos factores que dependen de dicha coordenada, los cuales no nos sirven de nada ya que entonces su determinación sería equivalente a resolver el modelo original y estamos buscando un modelo alternativo aproximado. La solución consiste en tomar como valores de los factores de solapamiento los obtenidos para un valor determinado de z . Debemos elegir el valor $z = 0$, ya que el proceso de integración de las ecuaciones de evolución comienza en dicho punto y para aplicarlo necesitamos conocer los factores de solapamiento. Por tanto, los factores de solapamiento podemos calcularlos a partir de la expresión

$$\eta_i(v) = \frac{\int_{A_d} ds \psi(r, \varphi, v) N_i(0, r, \varphi)}{\frac{1}{A_d} \int_{A_d} ds N_i(0, r, \varphi)}, \quad (i=1, 2). \quad (3-24)$$

En esta expresión podemos apreciar claramente que estos factores de solapamiento no sólo dependen de las características de la fibra dopada como ocurre con $\eta_0(v)$, sino que también dependen de las poblaciones y, por tanto, de las condiciones de trabajo en que se encuentra la fibra. También puede verse fácilmente que cuando $N_i(0, r, \varphi)$ tiende a $N_T(r, \varphi)$, entonces $\eta_i(v)$ tiende a $\eta_0(v)$. Utilizando las ecuaciones (1-3) y (1-6 a 1-11) para conocer las poblaciones $N_i(0, r, \varphi)$, podemos calcular los factores de solapamiento a partir de la expresión anterior. No obstante, para calcular las poblaciones $N_i(0, r, \varphi)$ aparece un problema: necesitamos conocer todas las potencias en $z = 0$, pero no conocemos a priori los valores de las potencias contrapropagantes. En principio, este problema es bastante serio porque no podemos conocer a priori los valores correspondientes a los factores de solapamiento, es decir, necesitamos resolver las ecuaciones de evolución y los factores de solapamiento simultáneamente, incluyendo estos factores dentro del conjunto de variables que determinamos mediante el proceso iterativo necesario para el

cálculo numérico. Evidentemente, este problema no aparece cuando se utiliza un único factor de solapamiento $\eta_0(\nu)$ que depende sólo de las características de la fibra dopada. Otra posible solución consiste en aproximar la expresión (3-24) despreciando la contribución de las potencias contrapropagantes sobre las poblaciones $N_i(0, r, \varphi)$. Así pues, en esta aproximación los factores de solapamiento sólo dependen de las características de la fibra y de las potencias de bombeo y señal copropagantes, ya que para calcularlos despreciamos las potencias contrapropagantes y la fluorescencia copropagante es nula en $z = 0$. Cuando se trabaja con la configuración más habitual, es decir, con una sólo fuente de bombeo (por tanto, copropagante) y señal copropagante, esta aproximación funciona bien, porque al comienzo de la fibra la potencia de fluorescencia contrapropagante va a ser mucho menor que la potencia de bombeo. De hecho, nosotros hemos trabajado con esta configuración y hemos obtenido resultados bastante buenos. Si se trabaja con bombeo copropagante y señal contrapropagante, esta aproximación también va a tener un buen comportamiento, ya que, en $z = 0$, las potencias de fluorescencia y señal contrapropagantes van a ser mucho menores que la potencia de bombeo. Sin embargo, cuando se trabaja con dos fuentes de bombeo, esta aproximación no siempre funcionará bien y habrá que recurrir a calcular los factores de solapamiento mediante el proceso iterativo. Esto se debe a que, al principio de la fibra, la potencia de bombeo contrapropagante no va a ser mucho menor que la potencia de bombeo copropagante.

Operando de forma similar a la utilizada para el modelo con un único factor de solapamiento, pero teniendo en cuenta que ahora cada población va acompañada de un factor de solapamiento diferente, podemos obtener las ecuaciones que nos permiten calcular las poblaciones en este modelo. Así pues, si promediamos sobre el área dopada los dos miembros de la ecuación (1-3) obtenemos una relación entre las poblaciones medias de ambos niveles

$$\bar{N}_1(z) + \bar{N}_2(z) = \bar{N}_T. \quad (3-25)$$

Análogamente, si promediamos sobre el área dopada ambos miembros de la ecuación (1-5), consideramos sólo la solución estacionaria y utilizamos las ecuaciones (1-3), (1-7 a 1-9), (1-22), (3-4), (3-5) y (3-23) obtenemos que

$$\bar{N}_1(z) = \frac{W_{e,0} + A_{21}}{W_{p,1} + W_{a,1} + W_{e,1} + A_{21}} \bar{N}_T, \quad (3-26)$$

$$\bar{N}_2(z) = \frac{W_{p,0} + W_{a,0}}{W_{p,2} + W_{a,2} + W_{e,2} + A_{21}} \bar{N}_T, \quad (3-27)$$

y las probabilidades de transición por unidad de tiempo (ecuaciones (1-7 a 1-9)) quedan ahora en la forma

$$W_{p,i} = \frac{1}{A_d} \sum_p \frac{\sigma_p(v_p)}{h v_p} P_p(z, v_p) \eta_i(v_p), \quad (3-28)$$

$$W_{a,i} = \frac{1}{A_d} \left[\sum_s \frac{\sigma_a(v_s)}{h v_s} P_s(z, v_s) \eta_i(v_s) + \sum_f \frac{\sigma_a(v_f)}{h v_f} P_f(z, v_f) \eta_i(v_f) \right], \quad (3-29)$$

$$W_{e,i} = \frac{1}{A_d} \left[\sum_p \frac{\sigma_e(v_p)}{h v_p} P_p(z, v_p) \eta_i(v_p) + \sum_s \frac{\sigma_e(v_s)}{h v_s} P_s(z, v_s) \eta_i(v_s) \right] \\ + \frac{1}{A_d} \sum_f \frac{\sigma_e(v_f)}{h v_f} P_f(z, v_f) \eta_i(v_f), \quad (3-30)$$

donde el subíndice i toma los valores 0, 1 y 2.

Como podemos ver en estas ecuaciones, el factor de solapamiento $\eta_0(v)$ también aparece en este modelo. Si particularizamos las ecuaciones (3-23) y (3-24 a 3-30) sustituyendo η_1 y η_2 por η_0 , obtenemos las ecuaciones correspondientes al modelo con un único factor de solapamiento.

Por otra parte, si multiplicamos ambos miembros de la ecuación (1-3) por la distribución modal de potencia, los integramos sobre el área dopada y utilizamos las ecuaciones (1-22), (3-4) y (3-23) obtenemos la siguiente relación entre los tres factores de solapamiento

$$\eta_1(v) \bar{N}_1(z) + \eta_2(v) \bar{N}_2(z) = \eta_0(v) \bar{N}_T. \quad (3-31)$$

La formulación matemática de este modelo está formada por las ecuaciones (1-10), (1-11) y (3-25 a 3-30) para calcular el balance de poblaciones, por las ecuaciones (1-11), (1-19 a 1-21) y (3-23) para determinar la evolución de las potencias y por las ecuaciones (3-5) y (3-24) para calcular la concentración promedio y los factores de solapamiento. Como es suficiente utilizar dos ecuaciones cualesquiera del conjunto de tres ecuaciones (3-25 a 3-27), nosotros elegimos las ecuaciones (3-25) y (3-27).

Finalmente, si trabajamos con fracciones de población en cada nivel (ecuación (3-12)) y presentamos de forma más compacta las ecuaciones (3-25) y (3-27) podemos sustituir las ecuaciones (1-10) y (3-25 a 3-30) por las ecuaciones

$$n_1(z) + n_2(z) = 1, \quad (3-32)$$

$$n_2(z) = \frac{\sum_{j=p,s,f} \frac{\eta_0(\nu_j) \sigma_a(\nu_j)}{h \nu_j} P_j(z, \nu_j)}{\frac{A_d}{\tau} + \sum_{j=p,s,f} \frac{\eta_2(\nu_j) [\sigma_a(\nu_j) + \sigma_e(\nu_j)]}{h \nu_j} P_j(z, \nu_j)}, \quad (3-33)$$

donde los sumatorios se extienden a todas las longitudes de onda de bombeo, señal y fluorescencia y $\sigma_a(\nu_p)$ representa a $\sigma_p(\nu_p)$. Análogamente, la ecuación (3-23) queda en la forma

$$N_i(z, \nu) = \eta_i(\nu) n_i(z) \bar{N}_T, \quad (i = 1, 2). \quad (3-34)$$

Así pues, este modelo está representado matemáticamente por las ecuaciones (1-11), (1-19 a 1-21), (3-5), (3-24) y (3-32 a 3-34). Aunque este conjunto de ecuaciones puede presentarse de forma más reducida, no vamos a hacerlo de momento para facilitar tanto la comparación entre los tres modelos como la comprensión de los mismos.

Por último, vamos a concluir este apartado presentando algunos resultados numéricos de los factores de solapamiento. Hemos realizado estos cálculos para potencias de bombeo y señal copropagantes. Ambas potencias las consideramos monocromáticas y sus longitudes de onda son 1480 nanómetros para bombeo y 1530 nanómetros para señal. La fibra considerada es la misma (tipo salto de índice) que utilizamos en el apartado 2.2..

Hay que hacer notar que en el desarrollo hemos considerado siempre que uno de los dos niveles podía estar totalmente poblado. Sin embargo, cuando se bombea en 1480 nm hay emisión de bombeo, lo cual produce que el nivel 2 nunca pueda ser totalmente poblado. No obstante, puede verse fácilmente que, a pesar de ello, el desarrollo anterior no se ve afectado en absoluto y es totalmente válido.

En la figura 3.1. representamos el factor de solapamiento η_0 en función de la longitud de onda λ en la región correspondiente a la transición láser. En ella

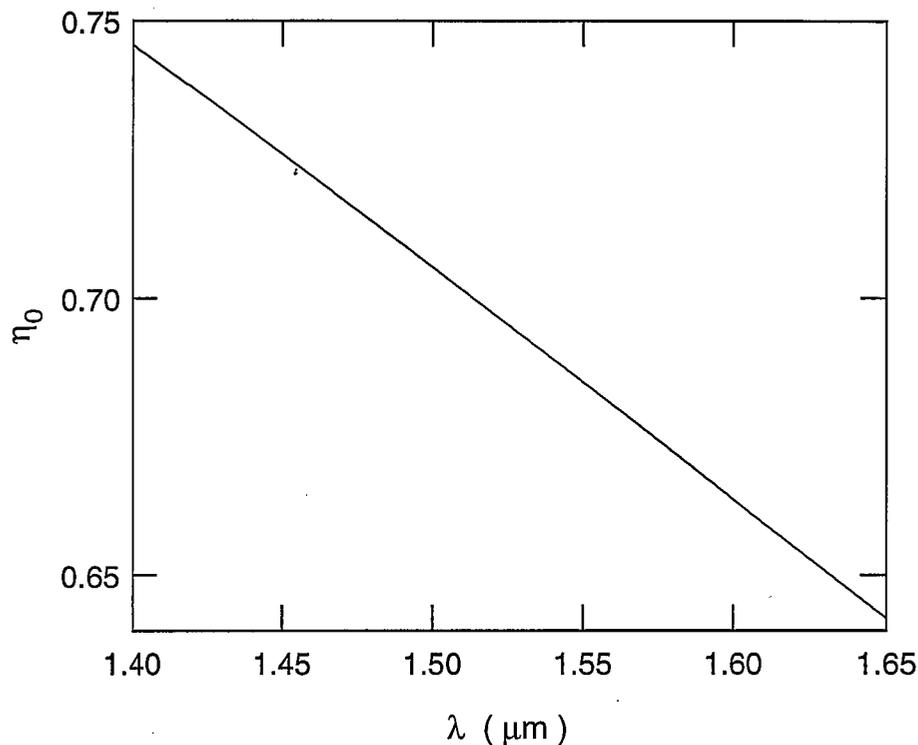


Figura 3.1. Factor de solapamiento η_0 en función de la longitud de onda en la región correspondiente a la transición láser.

podemos apreciar que este factor de solapamiento exhibe una dependencia con la longitud de onda que resulta prácticamente lineal. Para las longitudes de onda de bombeo y señal, η_0 toma los valores 0.7138 y 0.6932, respectivamente.

La figura 3.2. ilustra la variación de los factores de solapamiento η_1 y η_2 para la longitud de onda de la señal con la potencia de bombeo acoplada en el fibra. La potencia de señal es $0.1 \mu\text{W}$. Puede apreciarse claramente como η_2 tiende hacia η_0 conforme aumenta el bombeo ya que cuanto mayor es el bombeo, mayor es la población del nivel 2. Si tenemos en cuenta que estamos bombeando en 1480 nm , la población del nivel 2 puede alcanzar un valor máximo igual a la concentración de erbio multiplicada por un factor que denominaremos \mathcal{E} . Sustituyendo entonces las relaciones $\bar{N}_2(0) = \mathcal{E} \bar{N}_T$ y $\bar{N}_1(0) = (1 - \mathcal{E}) \bar{N}_T$ en la ecuación (3-31) (para $z = 0$) y teniendo en cuenta que η_2 tiende hacia η_0 , vemos que entonces η_1 también tiende hacia η_0 . Cuando el bombeo tiende a cero, el nivel 1 tiende a estar completamente poblado y, por tanto, η_1 tiende a η_0 . Por otra parte, en esta figura queda patente que el modelo con factores de solapamiento que dependen de la potencia de bombeo es más

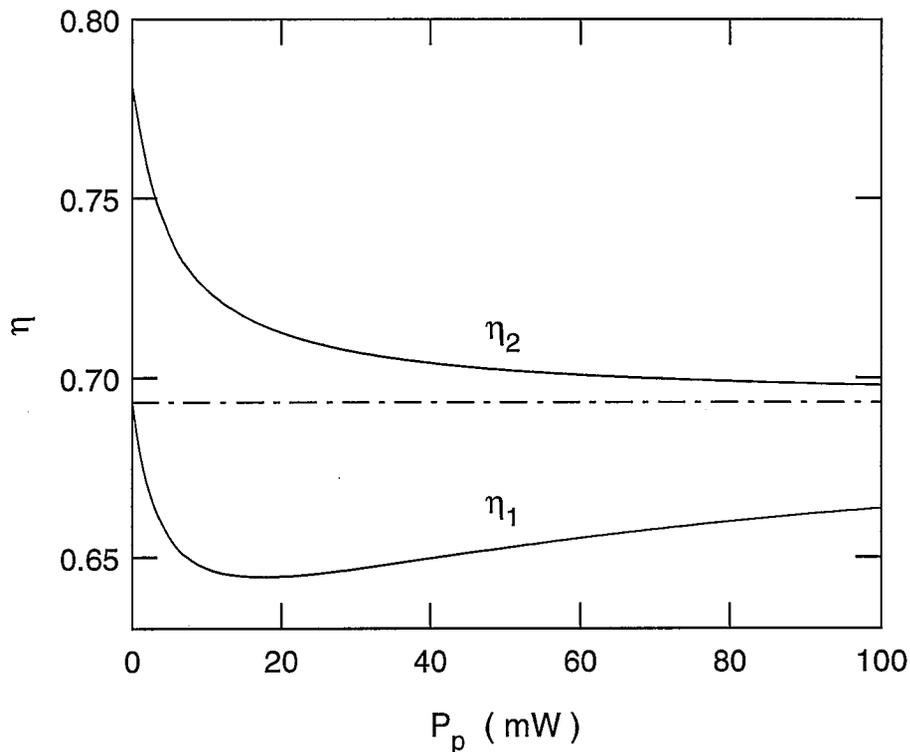


Figura 3.2. Factores de solapamiento η_1 y η_2 para la longitud de onda de señal en función de la potencia de bombeo acoplada en el fibra. La potencia de señal es $0.1 \mu\text{W}$.

realista, ya que las variaciones de η_1 / η_0 y de η_2 / η_0 con la potencia de bombeo son suficientemente significativas.

La figura 3.3. muestra la variación de los factores de solapamiento η_1 y η_2 para la longitud de onda de señal con la potencia de señal acoplada en el fibra. La potencia de bombeo es 20 mW. La variación de ambos factores es muy pequeña, aunque la variación de η_1 toma valores apreciables para potencias de señal alta. Sin embargo, las variaciones de los dos factores para potencias de señal alta son insignificantes. Puede deducirse de todo ello que despreciar la influencia de la potencia de fluorescencia contrapropagante para calcular dichos factores no es una aproximación muy fuerte.

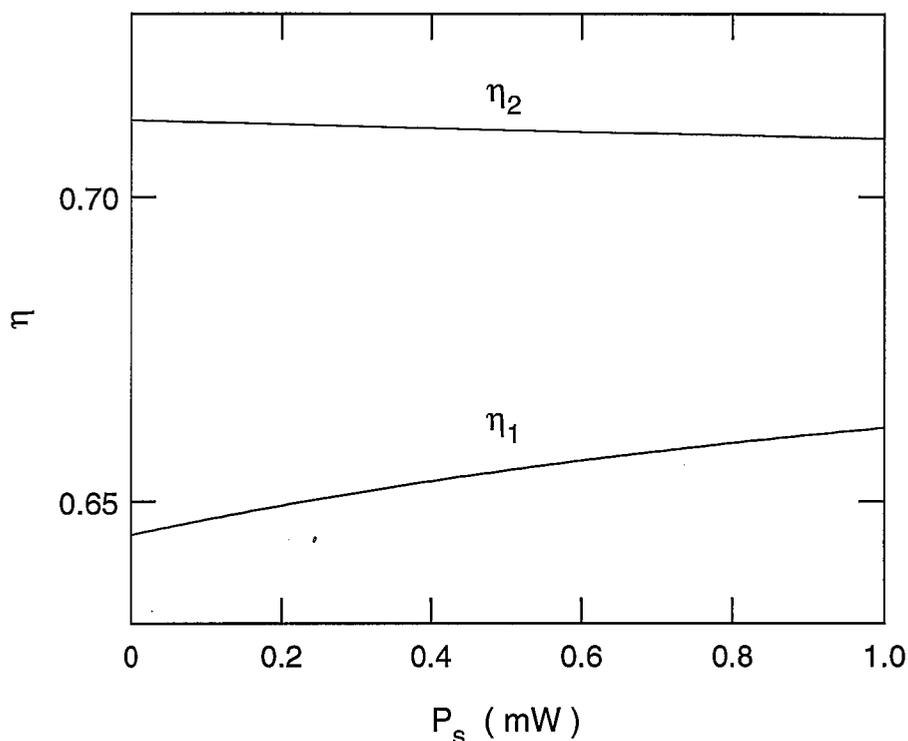


Figura 3.3. Factores de solapamiento η_1 y η_2 para la longitud de onda de señal en función de la potencia de señal acoplada en el fibra. La potencia de bombeo es 20 mW.

3.2. Resultados numéricos: precisión y tiempo de cálculo.

En este apartado vamos a mostrar que, utilizando los modelos basados en factores de solapamiento, podemos resolver las ecuaciones de evolución de potencia consiguiendo soluciones suficientemente precisas en comparación con las que se obtienen con el "modelo exacto" (es decir, el modelo basado en la distribución modal de potencia) si tenemos en cuenta los errores que afectan a los valores de algunos de los parámetros necesarios para resolver dichas ecuaciones con cualquiera de los modelos. Para ello, hemos resuelto con cada uno de los tres modelos las ecuaciones de evolución para una fibra en diferentes condiciones de trabajo. Podemos calcular así los errores que produce cada modelo comparando sus resultados con los del modelo exacto. Una vez determinados estos errores, los compararemos en algunos casos significativos con el error estadístico que afecta a las soluciones del modelo exacto debido a

que los parámetros necesarios (potencias iniciales, secciones eficaces, etc.) no los conocemos de forma precisa sino afectados por errores estadísticos en la medida. Para realizar este análisis hemos utilizado la misma fibra que en el apartado anterior y hemos realizado las mismas consideraciones que en cálculos precedentes, conservando todos los parámetros excepto las potencias de bombeo y señal en el principio de la fibra y la longitud de ésta. Para facilitar la comparación, tanto potencias como errores serán presentados en decibelios. Sólo presentamos resultados para una fibra, ya que las conclusiones cualitativas obtenidas al comparar los modelos entre sí, serán válidas para cualquier otra fibra. Por otra parte, si elegimos otra fibra con la misma longitud

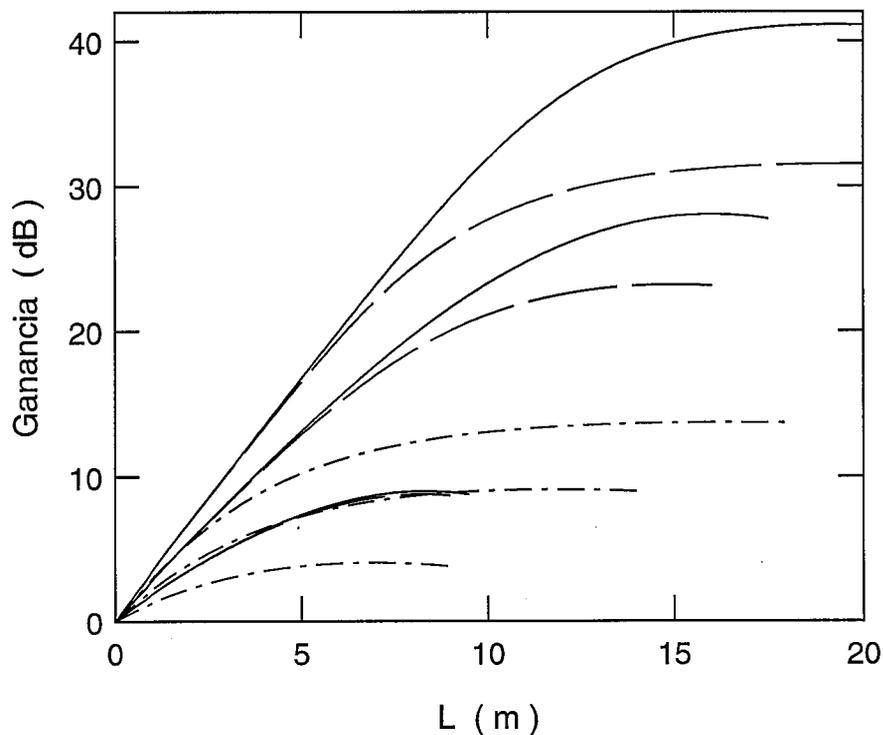


Figura 3.4. Ganancia en función de la longitud de fibra para tres potencias de bombeo: 10, 20 y 40 mW; y tres potencias de señal: 0.1 μ W (—), 10 μ W (— —) y 1 mW (— - —). Para conocer la potencia de bombeo que corresponde a cada curva hay que tener en cuenta que, a igual potencia de señal, la ganancia es siempre creciente con la potencia de bombeo.

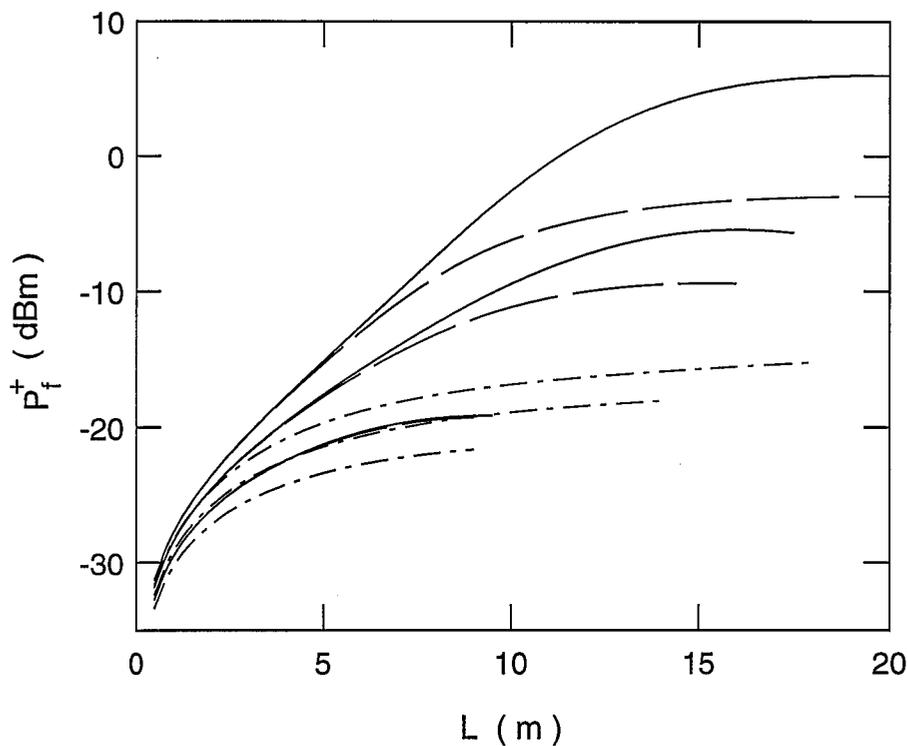


Figura 3.5. Potencia de fluorescencia copropagante en función de la longitud de fibra para tres potencias de bombeo: 10, 20 y 40 mW; y tres potencias de señal: 0.1 μ W (————), 10 μ W (— — —) y 1 mW (— - — -). Para conocer la potencia de bombeo que corresponde a cada curva hay que tener en cuenta que, a igual potencia de señal, la potencia de fluorescencia copropagante es siempre creciente con la potencia de bombeo.

de onda de corte que la fibra estudiada, ambas tendrán el mismo parámetro V y, aproximadamente, el mismo factor de solapamiento $\eta_0(\nu)$ y podemos conseguir que, escalando las potencias que se acoplan en la fibra, ambas fibras se encuentren en una situación física similar de forma que los valores numéricos que presentamos en este estudio son aproximadamente iguales para las dos. Esto no es estrictamente cierto debido a la emisión espontánea, aunque hemos comprobado que es una aproximación que funciona bastante bien.

Los programas de cálculo utilizados para resolver las ecuaciones de evolución mediante los modelos basados en factores de solapamiento son modificaciones directas del programa descrito en el capítulo 2 para fibra con perfil salto de índice. Hemos utilizado potencias de bombeo de 1, 5, 10, 20, 25, 30 y 40 mW y potencias de señal de 0.1 μ W, 10 μ W y 1 mW. Combinando las potencias de bombeo y señal, obtenemos 21 casos diferentes. Cada caso se ha resuelto para longitudes que varían en intervalos de 0.5 m desde una longitud mínima de 0.5 m hasta una longitud máxima que resulta algo superior a aquélla para la cual se obtiene la máxima ganancia en cada caso. Así pues, con cada modelo se han resuelto 590 casos en total.

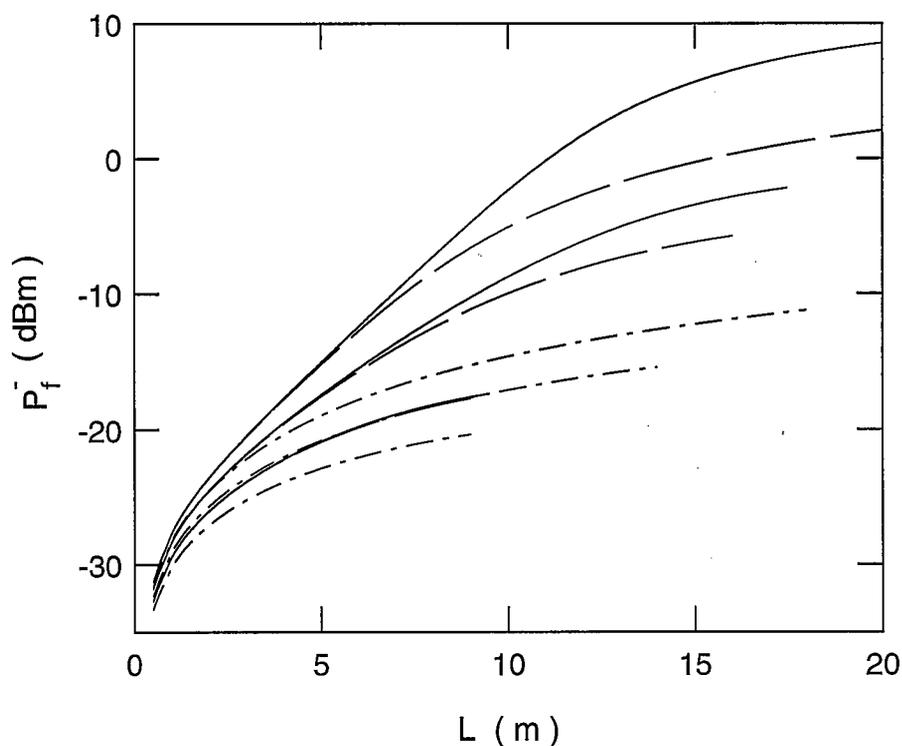


Figura 3.6. Potencia de fluorescencia contrapropagante en función de la longitud de fibra para tres potencias de bombeo: 10, 20 y 40 mW; y tres potencias de señal: 0.1 μ W (————), 10 μ W (— — —) y 1 mW (— - — -). Para conocer la potencia de bombeo que corresponde a cada curva hay que tener en cuenta que, a igual potencia de señal, la potencia de fluorescencia contrapropagante es siempre creciente con la potencia de bombeo.

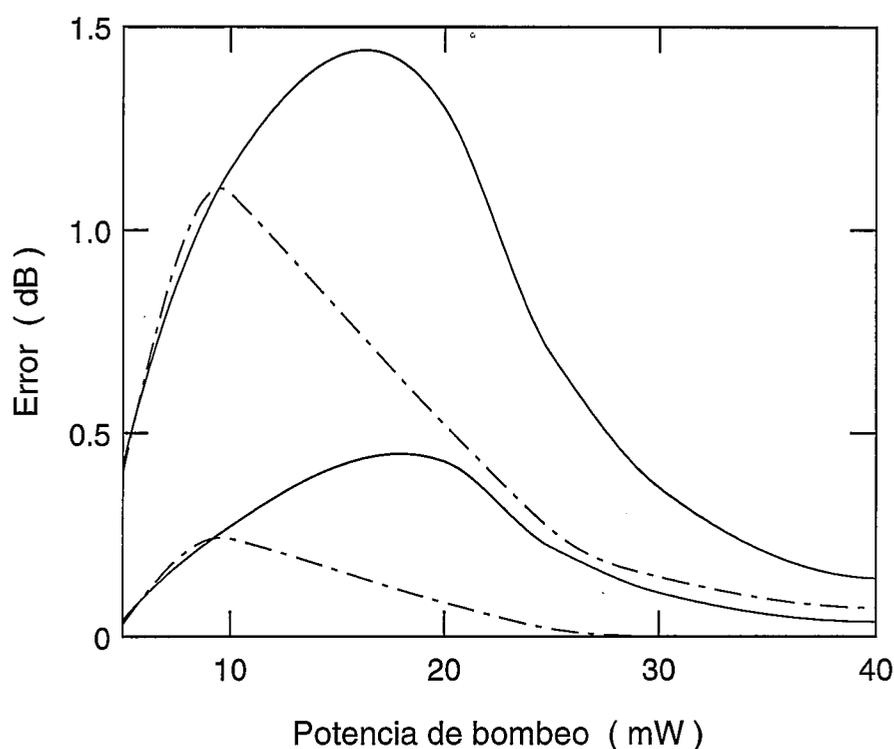


Figura 3.7. Error asociado a los dos modelos basados en factores de solapamiento para la ganancia en función de la potencia de bombeo acoplada en la fibra. La longitud de fibra es la de ganancia máxima para cada potencia de bombeo. Se representan curvas para dos valores de la potencia de señal: $0.1 \mu\text{W}$ (————) y $10 \mu\text{W}$ (— · —). Las dos curvas superiores corresponden al modelo con un único factor de solapamiento.

Las figuras 3.4., 3.5. y 3.6. ilustran el comportamiento de la ganancia y de las potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante en función de la longitud de la fibra para las tres potencias de señal mencionadas y para potencias de bombeo de 10, 20 y 40 mW. Por claridad, estas figuras no contienen el conjunto total de casos calculados con el modelo de distribución modal. En estas figuras se representa un subconjunto de casos suficientemente representativo y que es suficiente para obtener todas las conclusiones necesarias. En el resto de las figuras se ha procedido de la misma forma. Volviendo de nuevo a las tres figuras mencionadas, en ellas se aprecia que, para una potencia de señal determinada, todas estas magnitudes son crecientes

con la potencia de bombeo y que, para una potencia de bombeo determinada, todas estas magnitudes son decrecientes con la potencia de señal. Además, aunque en algunos casos no se aprecia muy bien, la ganancia siempre presenta un máximo local respecto a la longitud de fibra. El mismo fenómeno ocurre con la potencia de fluorescencia copropagante puesto que su comportamiento, como puede verse en las ecuaciones de evolución, es muy similar al de la ganancia, aunque la longitud de ganancia máxima no coincide, en general, con la longitud de potencia de fluorescencia copropagante máxima. Sin embargo, la potencia de fluorescencia contrapropagante se comporta de

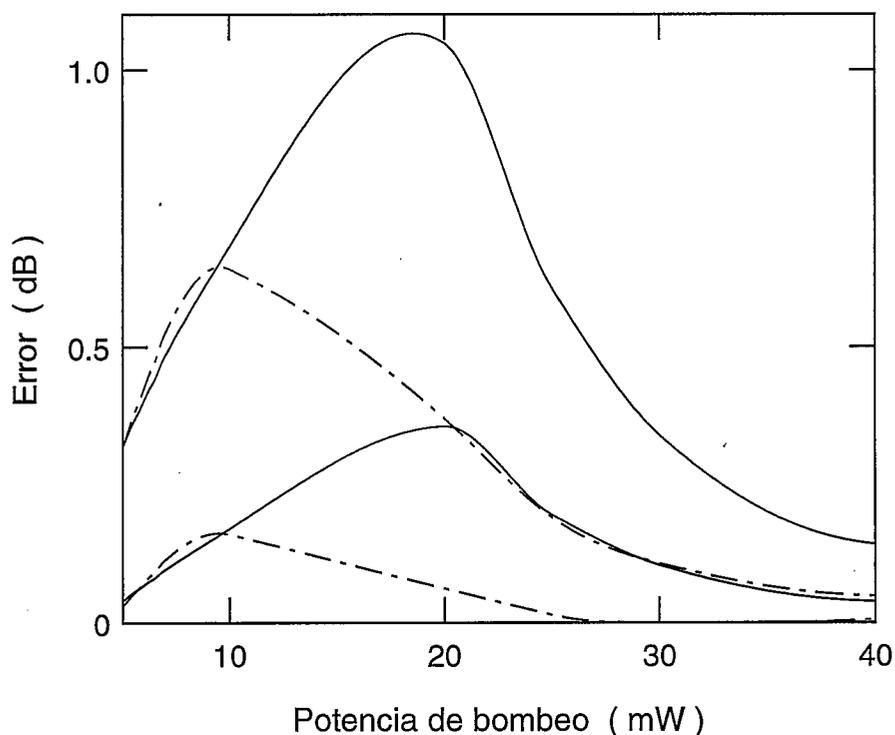


Figura 3.8. Error asociado a los dos modelos basados en factores de solapamiento para la potencia de fluorescencia copropagante en función de la potencia de bombeo acoplada en la fibra. La longitud de fibra es la de ganancia máxima para cada potencia de bombeo. Se representan curvas para dos valores de la potencia de señal: $0.1 \mu\text{W}$ (—) y $10 \mu\text{W}$ (— —). Las dos curvas superiores corresponden al modelo con un único factor de solapamiento.

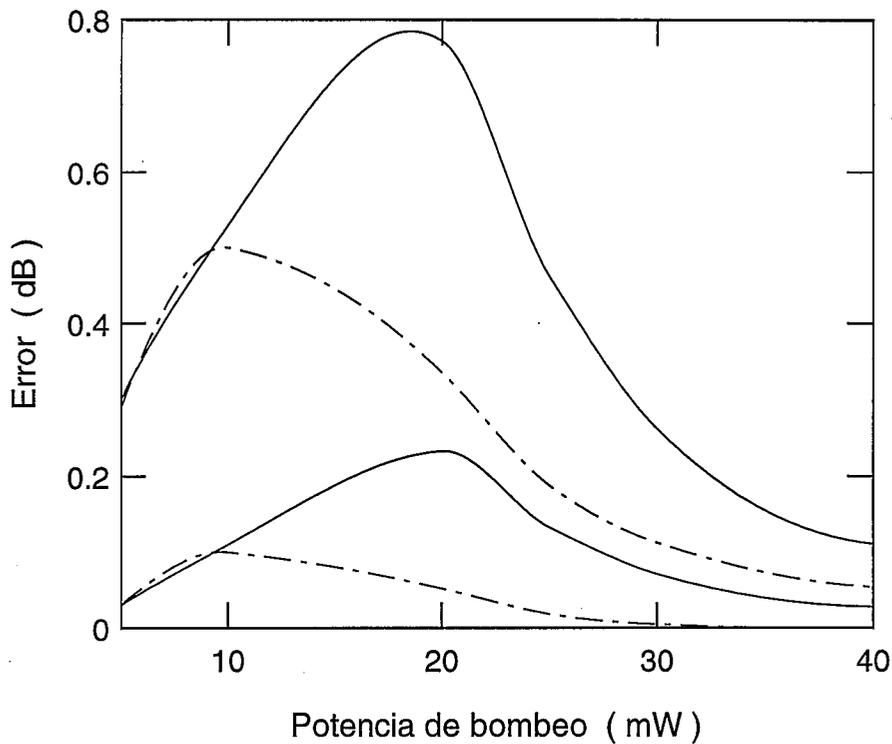


Figura 3.9. Error asociado a los dos modelos basados en factores de solapamiento para la potencia de fluorescencia contrapropagante en función de la potencia de bombeo acoplada en la fibra. La longitud de fibra es la de ganancia máxima para cada potencia de bombeo. Se representan curvas para dos valores de la potencia de señal: $0.1 \mu\text{W}$ (—) y $10 \mu\text{W}$ (— —). Las dos curvas superiores corresponden al modelo con un único factor de solapamiento.

forma diferente, ya que siempre es creciente con la longitud de la fibra tendiendo hacia un valor límite. Esta diferencia de comportamiento está determinada porque la fluorescencia contrapropagante crece considerablemente cuando ya está cerca del comienzo de la fibra, puesto que ésta es la zona de la fibra donde la inversión de población es mayor.

Por último, antes de comenzar con la descripción de los errores asociados a cada modelo, vamos a comentar muy brevemente la reducción del tiempo de cálculo que se consigue utilizando los modelos basados en los factores de solapamiento. Si consideramos el tiempo necesario para resolver

los 590 casos, el tiempo de cálculo se redujo en un factor 5.0 utilizando el modelo con un solo factor de solapamiento y en un factor 4.8 utilizando el modelo con varios factores de solapamiento. Si consideramos por separado el tiempo empleado para resolver los diferentes casos de potencias de bombeo y señal, el mayor factor de reducción se observa con ambos modelos para 40 mW de bombeo y 10 μ W de señal (6.5 para un único factor de solapamiento y 6.3 para varios factores de solapamiento) y el menor factor de reducción se observa con ambos modelos para 5 mW de bombeo y 0.1 μ W de señal (4.2 para un solo factor de solapamiento y 3.7 para varios factores de solapamiento), aunque los factores obtenidos no siguen reglas fijas con estas potencias. El ordenador que utilizamos para realizar este tipo de cálculos es una estación de trabajo Digital, modelo VAXstation 4000-60.

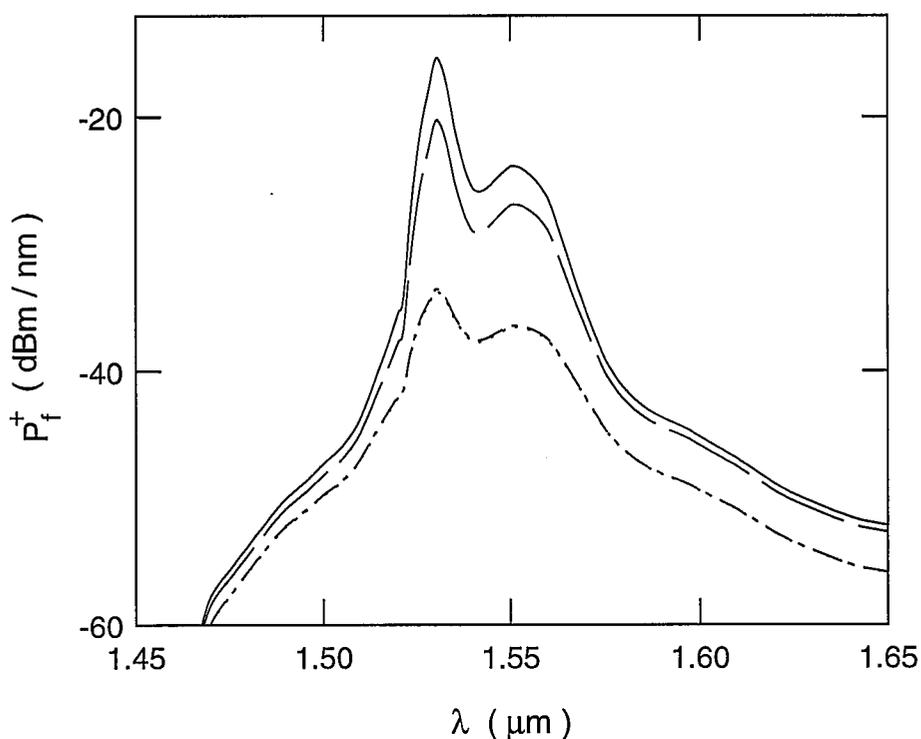


Figura 3.10. Potencia de fluorescencia copropagante en función de la longitud de onda de la transición láser en los siguientes casos: 20 mW de bombeo y 0.1 μ W de señal (-----), 20 mW de bombeo y 10 μ W de señal (— — —), 10 mW de bombeo y 0.1 μ W de señal (— - — -), 10 mW de bombeo y 10 μ W de señal (— - — -). En cada caso la longitud de fibra es la de máxima ganancia (16, 15, 8.5 y 8.5 metros, respectivamente).

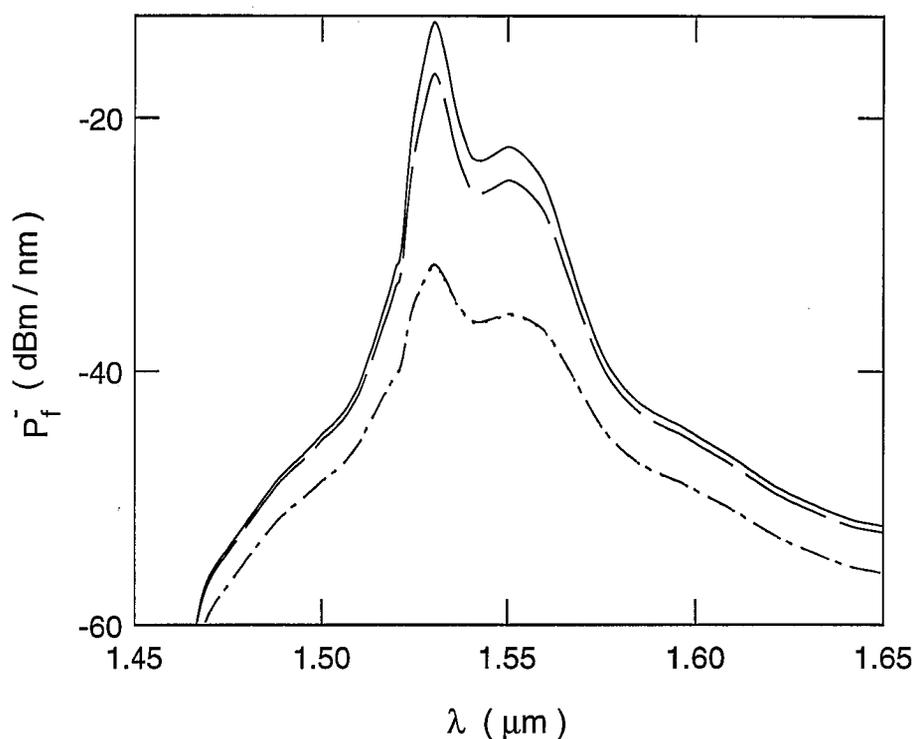


Figura 3.11. Potencia de fluorescencia contrapropagante en función de la longitud de onda de la transición láser en los siguientes casos: 20 mW de bombeo y 0.1 μ W de señal (————), 20 mW de bombeo y 10 μ W de señal (— — —), 10 mW de bombeo y 0.1 μ W de señal (— - — -), 10 mW de bombeo y 10 μ W de señal (— - — -). En cada caso la longitud de fibra es la de máxima ganancia (16, 15, 8.5 y 8.5 metros, respectivamente).

A continuación vamos a analizar los errores asociados a los modelos basados en factores de solapamiento. El error asociado a uno de estos modelos para una magnitud determinada lo calculamos como el valor absoluto de la diferencia de los resultados obtenidos en decibelios por dicho modelo y el modelo exacto para la magnitud considerada. Así, la unidad para el error asociado resulta ser el decibelio.

Las figuras 3.7., 3.8. y 3.9. representan los errores asociados a los modelos basados en factores de solapamiento en la ganancia y potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante en función de la potencia de bombeo acoplada en la fibra. Se representan los resultados para dos potencias

de señal: 0.1 y 10 μW . La longitud de la fibra para cada potencia de bombeo es la de máxima ganancia. Los cálculos realizados para la potencia de señal de 1 mW no se han incluido en estas figuras porque están prácticamente sobre la línea de 0 decibelios. En todas ellas se aprecia claramente cómo el error asociado al modelo de varios factores de solapamiento es sensiblemente inferior al error asociado al modelo de un único factor de solapamiento. Para ambos modelos, cuando la potencia de bombeo es suficientemente baja o suficientemente alta, los errores tienden a cero rápidamente, ya que entonces la población de alguno de los dos niveles tiende a cero, como ya explicamos en el

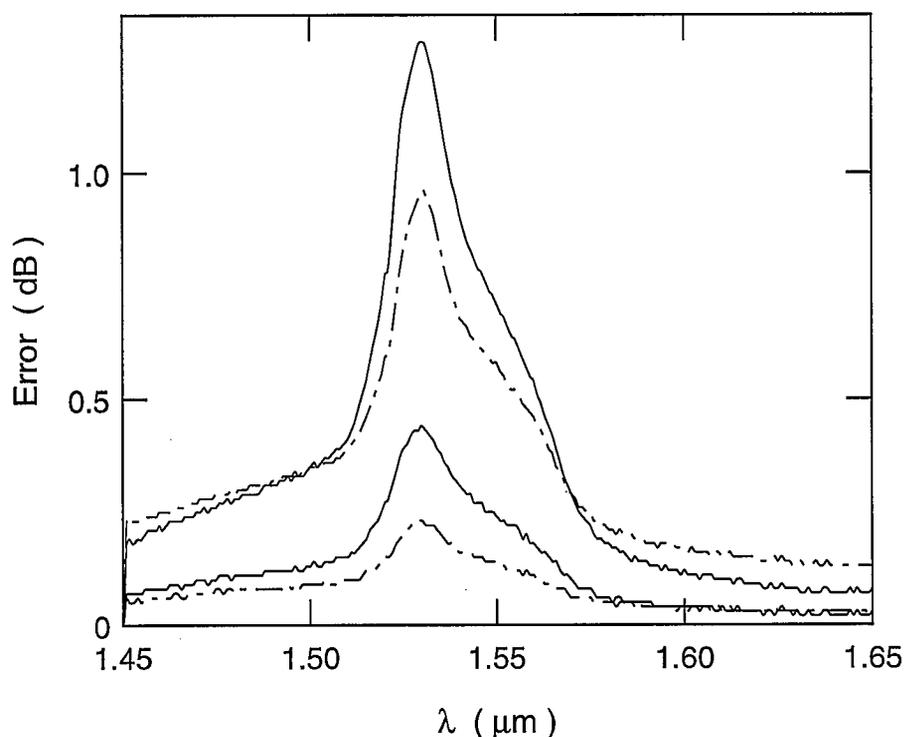


Figura 3.12. Error asociado a los dos modelos basados en factores de solapamiento para la potencia de fluorescencia copropagante en función de la longitud de onda de la transición láser. Se representan curvas para dos casos: 20 mW de bombeo y 0.1 μW de señal (—), 10 mW de bombeo y 10 μW de señal (— - —). Las dos curvas superiores corresponden al modelo con un único factor de solapamiento. En cada caso la longitud de fibra es la de ganancia máxima.

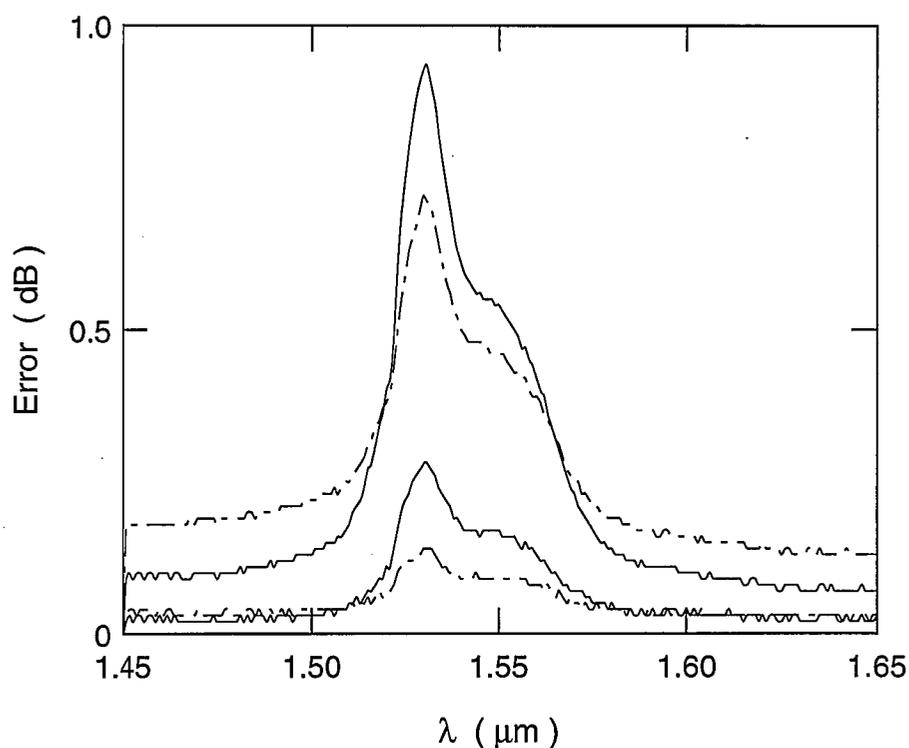


Figura 3.13. Error asociado a los dos modelos basados en factores de solapamiento para la potencia de fluorescencia contrapropagante en función de la longitud de onda de la transición láser. Se representan curvas para dos casos: 20 mW de bombeo y 0.1 μW de señal (—), 10 mW de bombeo y 10 μW de señal (— · — ·). Las dos curvas superiores corresponden al modelo con un único factor de solapamiento. En cada caso la longitud de fibra es la de ganancia máxima.

apartado anterior. Por otra parte, para ambos modelos queda claro que, cuando la potencia de señal es 0.1 μW , el error es máximo cuando la potencia de bombeo se encuentra en torno a 20 mW y, cuando la potencia de señal es 10 μW , el error es máximo cuando la potencia de bombeo se sitúa en torno a 10 mW. En adelante nos centraremos en estas situaciones ya que son las de error máximo. De esta forma, somos más exigentes con los modelos basados en factores de solapamiento. Conviene señalar que para representar estas tres figuras ha sido necesario interpolar los valores calculados para el conjunto de casos estudiado.

Las figuras 3.10. y 3.11. representan las potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante en los extremos de la fibra en función de la longitud de onda de la transición láser en los casos resultantes de combinar potencias de bombeo de 10 y 20 mW con potencias de señal de 0.1 y 10 μ W. En cada caso la longitud de fibra es la de ganancia máxima. Las figuras 3.12. y 3.13. ilustran los errores asociados a ambos modelos para las potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante en los extremos de la fibra en función de la longitud de onda de la transición láser. En ambas figuras se aprecia fácilmente cómo el error asociado al modelo de varios factores de solapamiento es bastante inferior al error asociado al modelo de un único factor

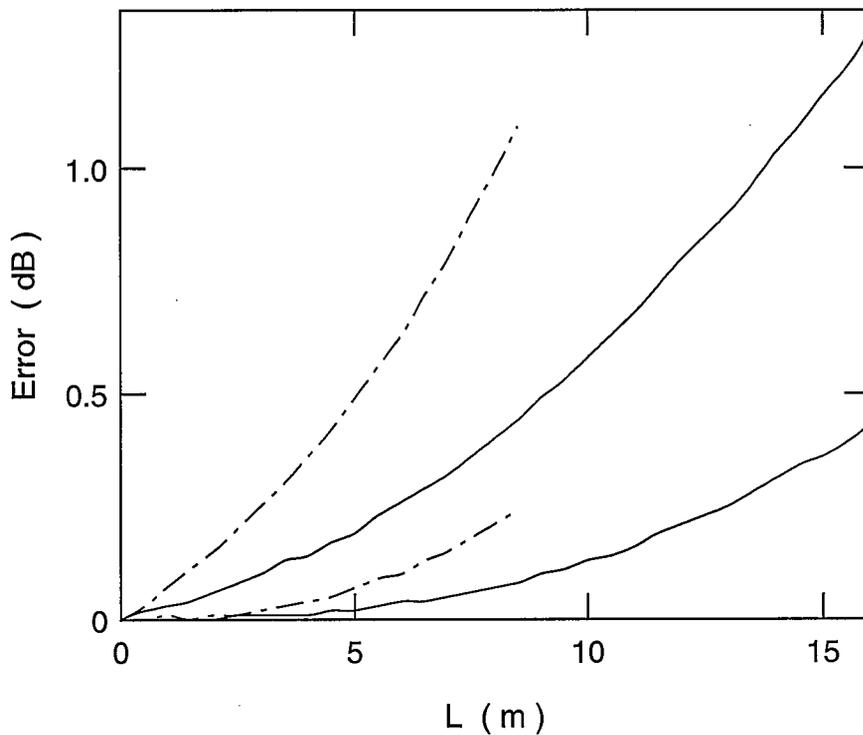


Figura 3.14. Error asociado a los dos modelos basados en factores de solapamiento para la ganancia en función de la longitud de fibra. Se representan curvas para dos casos: 20 mW de bombeo y 0.1 μ W de señal (-----), 10 mW de bombeo y 10 μ W de señal (— - — -). Las dos curvas superiores corresponden al modelo con un único factor de solapamiento. En cada caso la longitud de fibra es la de ganancia máxima.

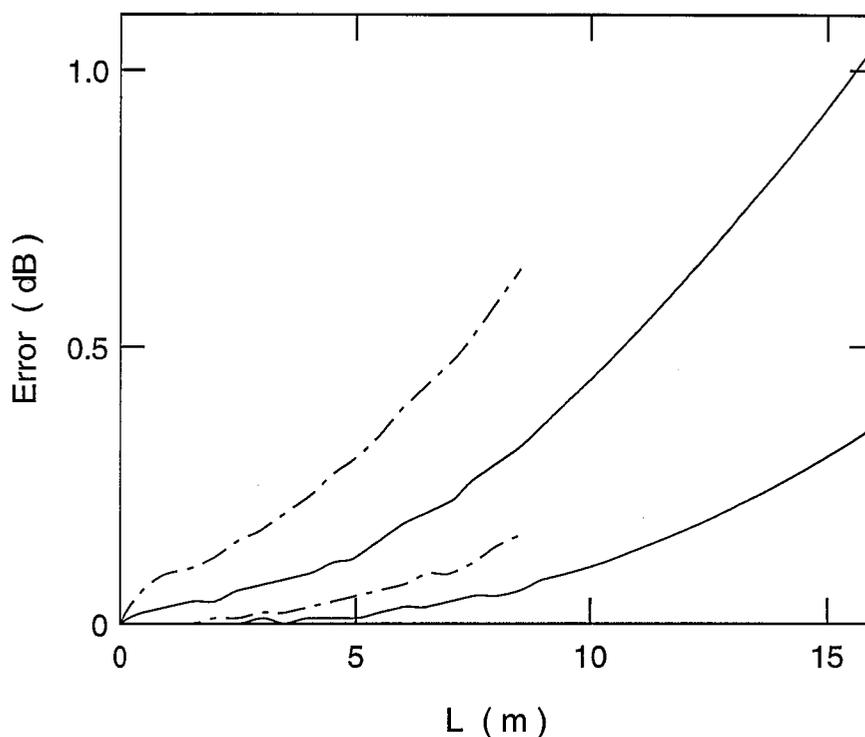


Figura 3.15. Error asociado a los dos modelos basados en factores de solapamiento para la potencia de fluorescencia copropagante en función de la longitud de fibra. Se representan curvas para dos casos: 20 mW de bombeo y 0.1 μ W de señal (—), 10 mW de bombeo y 10 μ W de señal (— - — -). Las dos curvas superiores corresponden al modelo con un único factor de solapamiento. En cada caso la longitud de fibra es la de ganancia máxima.

de solapamiento. También se aprecia claramente que el error aumenta en la zona de mayor amplificación espectral debido a que los términos de acoplamiento aparecen en las ecuaciones de evolución multiplicados por las secciones eficaces y, por tanto, los errores en los términos de acoplamiento evolucionan de forma similar a las potencias. Por otra parte, hay que hacer notar que el pequeño rizado que aparece en estas dos figuras es debido a que hemos realizado los cálculos con una tolerancia del 1% (0.043 dB, aproximadamente).

También podemos estudiar cómo evolucionan los errores en función de la longitud de fibra. En las figuras 3.14., 3.15. y 3.16. se ilustra esta evolución de los errores de ambos modelos para la ganancia y las potencias de fluorescencia

copropagante y contrapropagante. Se representan resultados para los casos de mayor error de las figuras 3.7., 3.8. y 3.9., es decir, 10 mW de potencia de bombeo con 10 μ W de potencia de señal y 20 mW de potencia de bombeo con 0.1 μ W. Podemos apreciar claramente que los errores son crecientes con la longitud de fibra, siendo el error asociado al modelo de varios factores de solapamiento bastante inferior de nuevo.

Hasta ahora hemos analizado los errores sistemáticos asociados a los modelos basados en factores de solapamiento sin detenernos a considerar su precisión. Para decidir si los resultados que nos proporcionan estos modelos

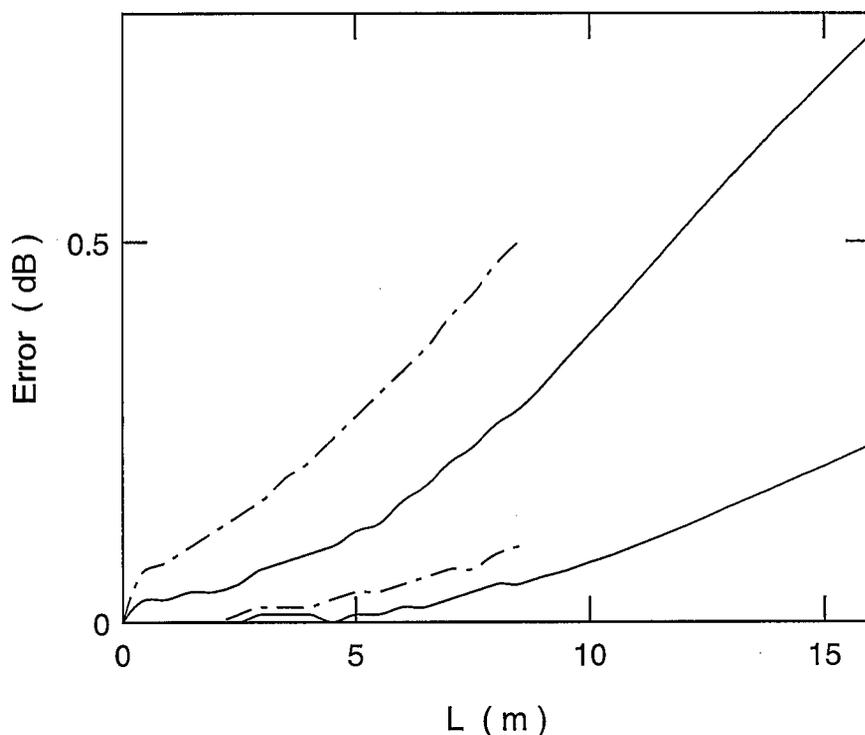


Figura 3.16. Error asociado a los dos modelos basados en factores de solapamiento para la potencia de fluorescencia contrapropagante en función de la longitud de fibra. Se representan curvas para dos casos: 20 mW de bombeo y 0.1 μ W de señal (—), 10 mW de bombeo y 10 μ W de señal (— - — -). Las dos curvas superiores corresponden al modelo con un único factor de solapamiento. En cada caso la longitud de fibra es la de ganancia máxima.

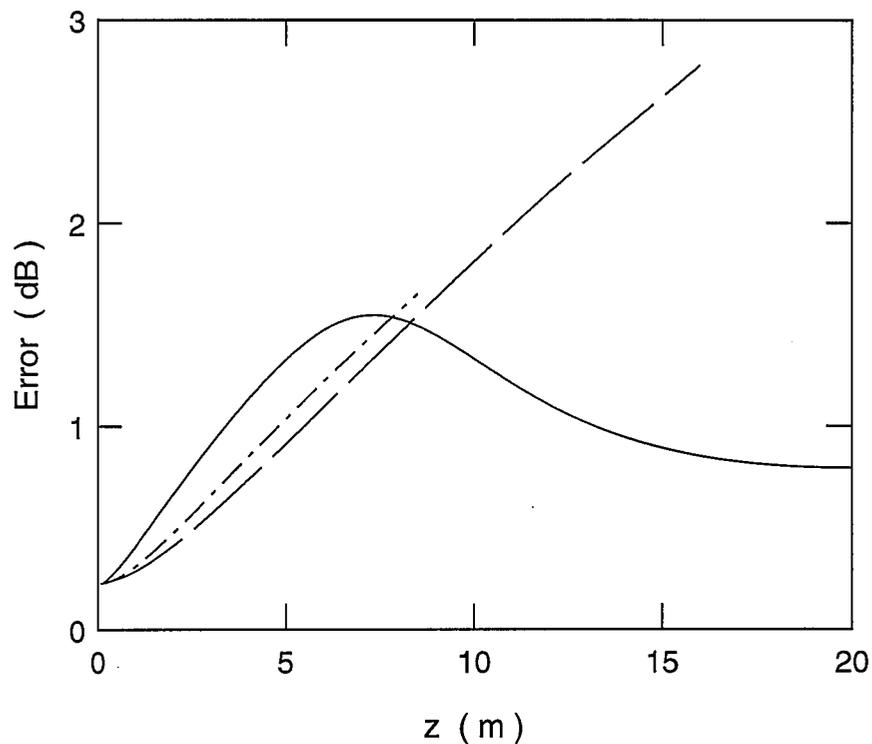


Figura 3.17. Propagación del error para la ganancia a lo largo de la coordenada axial debido a errores en los parámetros. Se representan curvas para tres casos: 40 mW de bombeo y 10 μ W de señal (—), 20 mW de bombeo y 0.1 μ W de señal (— · — ·), 10 mW de bombeo y 10 μ W de señal (- · - ·). En cada caso la longitud de fibra es la de ganancia máxima.

son suficientemente precisos, podemos compararlos con los que obtenemos al aplicar el modelo exacto cuando los parámetros que necesitamos están afectados por los errores estadísticos que aparecen en su determinación experimental. Es decir, supongamos que, por algún procedimiento, podemos medir todos los parámetros necesarios para aplicar el modelo basado en la distribución modal de potencia. Estos parámetros los conocemos con un error estadístico que, evidentemente, afectará a los resultados que nos proporcione el modelo exacto y, por supuesto, afectará igualmente a los resultados que se obtengan mediante los modelos basados en factores de solapamiento. Así pues, los modelos basados en factores de solapamiento estarán afectados por los errores estadísticos de los parámetros y por el error asociado al propio modelo.

Por ello, podemos considerar que un modelo basado en factores de solapamiento es suficientemente preciso si el error intrínseco que lleva asociado es bastante menor que el error producido por los errores estadísticos que afectan a los parámetros.

Para situarnos en una situación suficientemente exigente con los modelos basados en factores de solapamiento, consideraremos que los únicos parámetros afectados por errores estadísticos son la potencia de bombeo, la potencia de señal y las secciones eficaces $\sigma_a(\nu)$ y $\sigma_e(\nu)$ y, además, supondremos que el error estadístico relativo es del 5 % solamente, aunque los errores con que se conocen estos parámetros suelen ser mayores. Consideramos cada uno de estos parámetros como variables estadísticas

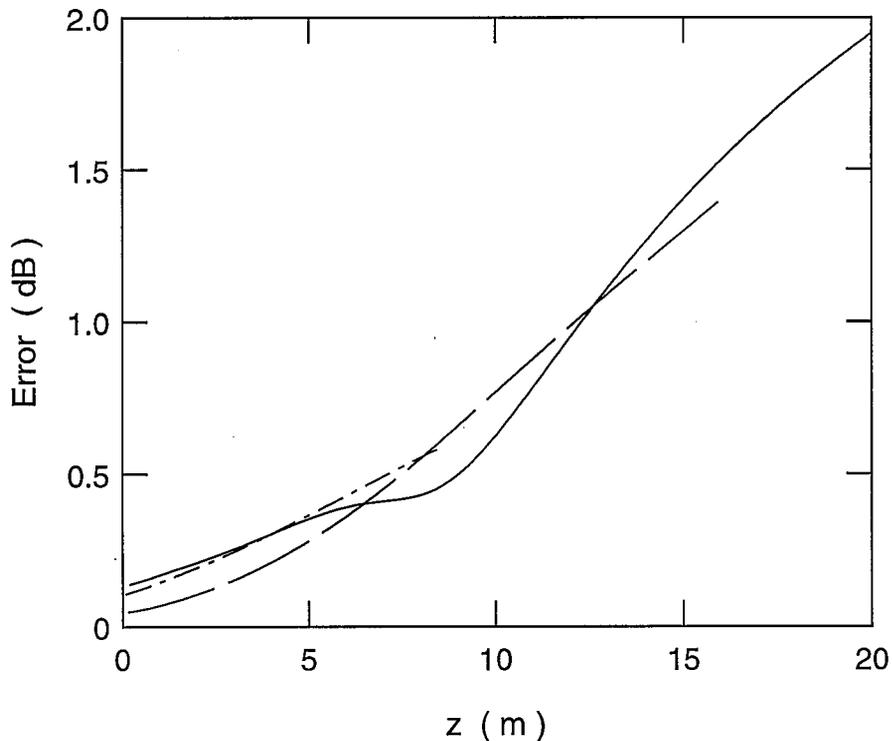


Figura 3.18. Propagación del error para la potencia de fluorescencia copropagante a lo largo de la coordenada axial debido a errores en los parámetros. Se representan curvas para tres casos: 40 mW de bombeo y 10 μ W de señal (—), 20 mW de bombeo y 0.1 μ W de señal (— —), 10 mW de bombeo y 10 μ W de señal (— - —). En cada caso la longitud de fibra es la de ganancia máxima.

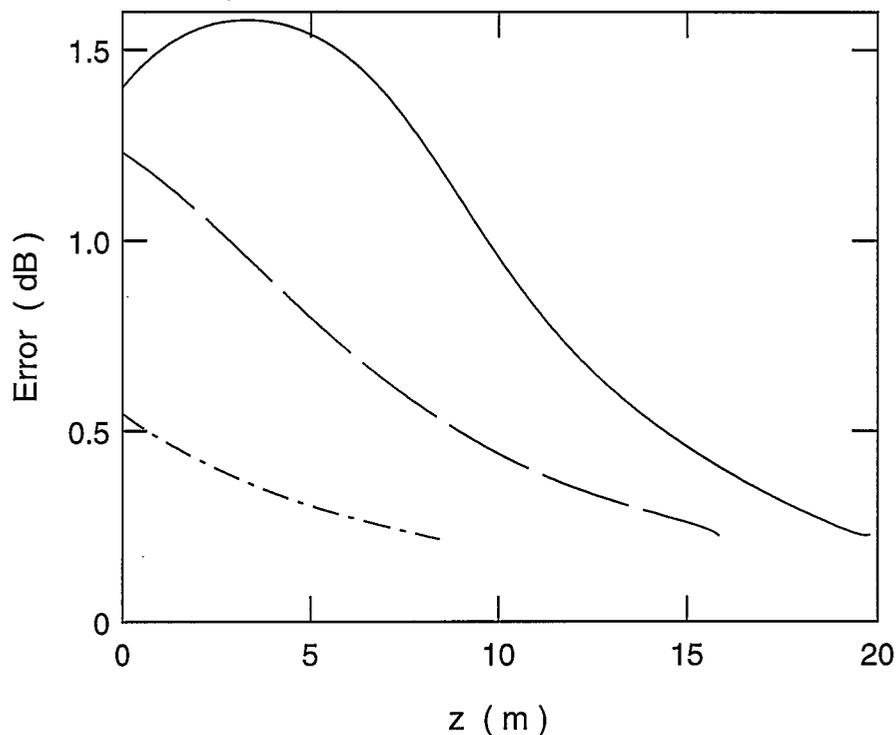


Figura 3.19. Propagación del error para la potencia de fluorescencia contrapropagante a lo largo de la coordenada axial debido a errores en los parámetros. Se representan curvas para tres casos: 40 mW de bombeo y 10 μ W de señal (—), 20 mW de bombeo y 0.1 μ W de señal (— —), 10 mW de bombeo y 10 μ W de señal (— - — -). En cada caso la longitud de fibra es la de ganancia máxima.

independientes entre sí (las secciones eficaces de diferentes longitudes de onda son también variables independientes entre sí). Teniendo en cuenta que los errores que afectan a estos parámetros estarán producidos por muchas fuentes independientes, si aplicamos el teorema del límite central, podemos considerar que dichos errores poseen una distribución de probabilidad gaussiana. Así pues, para calcular los errores que afectarán a los resultados que nos proporciona el modelo exacto, simulamos valores para los parámetros citados anteriormente utilizando un generador de números aleatorios con una distribución de probabilidad gaussiana [43]. Posteriormente, calculamos la evolución de las potencias para cada conjunto de valores de estos parámetros y

procedemos a analizar estadísticamente los resultados. Como las magnitudes que estudiamos las expresamos en decibelios, definimos el error para cada una estas magnitudes como la desviación cuadrática media del conjunto de valores obtenidos para dicha magnitud.

Errores (dB)	Caso 1			Caso 2			Caso 3		
	G	P_f^+	P_f^-	G	P_f^+	P_f^-	G	P_f^+	P_f^-
Simulaciones	1.7	0.6	0.6	2.8	1.4	1.3	0.8	2.0	1.4
Modelo η_0	1.1	0.7	0.5	1.3	1.1	0.8	0.1	0.1	0.1
Modelo η_0, η_1, η_2	0.3	0.2	0.1	0.5	0.4	0.3	0.0	0.0	0.0

Tabla 3.1. Errores sistemáticos asociados a los modelos basados en factores de solapamiento y errores que obtenemos al aplicar el modelo exacto cuando los parámetros que necesitamos están afectados por los errores estadísticos que aparecen en su determinación experimental. Se presentan resultados para ganancia y potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante correspondientes a los tres casos estudiados: 10 mW de potencia de bombeo con 10 μ W de potencia de señal (caso 1), 20 mW de potencia de bombeo con 0.1 μ W de potencia de señal (caso 2) y 40 mW de potencia de bombeo con 10 μ W de potencia de señal (caso 3).

Los casos considerados para este estudio han sido tres: 10 mW de potencia de bombeo con 10 μ W de potencia de señal, 20 mW de potencia de bombeo con 0.1 μ W de potencia de señal y 40 mW de potencia de bombeo con 10 μ W de potencia de señal. Los dos primeros casos se han seleccionado por los motivos que ya hemos explicado anteriormente, mientras que el tercero se ha elegido porque en estas condiciones los errores asociados a los modelos basados en factores de solapamiento son prácticamente despreciables. En todos los casos, hemos simulado 200 valores para cada uno de los parámetros mencionados. En las figuras 3.17., 3.18. y 3.19. se ilustran los errores obtenidos

para la ganancia y potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante en función de la coordenada axial. En la tabla 3.1. figuran los errores sistemáticos asociados a los modelos basados en factores de solapamiento y los errores obtenidos mediante simulaciones para ganancia y potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante correspondientes a los tres casos estudiados (los valores han sido redondeados al alza hasta la décima de decibelio debido a la tolerancia con que han sido realizados los cálculos). A partir de estos valores y teniendo en cuenta que nos hemos centrado en situaciones bastante desfavorables para los modelos basados en factores de solapamiento, vemos que el modelo basado en varios factores de solapamiento es suficientemente preciso y, en general, bastante más preciso que el modelo basado en un único factor de solapamiento. Por otra parte, conviene reseñar que estos resultados sirven para hacernos una idea de los grandes errores (es decir, dificultades) con los que vamos a encontrarnos a la hora de caracterizar experimentalmente una fibra dopada.

3.3. Caracterización de fibras ópticas dopadas.

En este apartado vamos a describir cómo llevar a cabo la caracterización de fibras ópticas dopadas a partir del modelo basado en varios factores de solapamiento. Supondremos que para la caracterización trabajamos con bombeo y señal copropagantes. A partir del estudio desarrollado en el apartado 3.1., resulta claro que para utilizar este modelo es necesario conocer los valores del promedio de la concentración de iones erbio \bar{N}_T y del área dopada A_d , pero no es necesario conocer $N_T(r, \varphi)$. Además, en las ecuaciones de nuestro modelo aparecen productos de la forma $\sigma_\beta(\nu) \eta_i(\nu)$ ($i = 0, 1, 2$) en lugar de los productos de la forma $\sigma_\beta(\nu) \psi(r, \varphi, \nu)$ que aparecen en el modelo exacto. Por tanto, en nuestro modelo no necesitamos medir parámetros que dependen de las coordenadas radiales, evitando así los problemas experimentales que venimos discutiendo desde el capítulo 1.

Utilizando las mismas técnicas experimentales descritas en el apartado 1.4. y sustituyendo la ecuación (3-4) en las ecuaciones (1-23) y (1-24) resulta claro que podemos determinar experimentalmente los productos $\sigma_\beta(\nu) \eta_0(\nu)$. Lógicamente, si quisiéramos caracterizar la fibra con el modelo basado en un único factor de solapamiento ya no tendríamos que seguir más adelante. Como no es éste el caso, necesitamos ahora estudiar cómo podemos determinar los

cocientes $\eta_1(v)/\eta_0(v)$ y $\eta_2(v)/\eta_0(v)$, ya que con ellos podríamos calcular los productos $\sigma_\beta(v)\eta_i(v)$ a partir de los productos $\sigma_\beta(v)\eta_0(v)$.

En primer lugar, hay que tener en cuenta que los tres factores de solapamiento están relacionados por la ecuación (3-31). Así pues, nuestro modelo puede ser expresado en función de tres factores de solapamiento, pero también en función de dos cualesquiera de los tres factores. Como nosotros calculamos $\eta_1(v)$ y $\eta_2(v)$ a partir de las poblaciones en $z = 0$, la ecuación (3-31) sólo es exacta en $z = 0$ (dejando aparte las aproximaciones que se realicen para calcular los factores de solapamiento), es decir,

$$\eta_1(v)\bar{N}_1(0) + \eta_2(v)\bar{N}_2(0) = \eta_0(v)\bar{N}_T. \quad (3-35)$$

Si trabajamos con fracciones de población (ecuación (3-12)) esta ecuación queda en la forma

$$\eta_1(v)n_1(0) + \eta_2(v)n_2(0) = \eta_0(v). \quad (3-36)$$

Si consideramos la ecuación (3-32) en $z = 0$, podemos deducir que $n_1(0) = 1 - n_2(0)$. Sustituyendo esta relación para $n_1(0)$ en la ecuación (3-36) y operando obtenemos que, por una parte,

$$\frac{\eta_1(v)}{\eta_0(v)} = \frac{1 - n_2(0)\eta_2(v)/\eta_0(v)}{1 - n_2(0)}, \quad (3-37)$$

donde vemos explícitamente cómo podemos calcular el cociente $\eta_1(v)/\eta_0(v)$ en función de $\eta_2(v)/\eta_0(v)$ y $n_2(0)$, con lo que sólo debemos preocuparnos de cómo determinar estas magnitudes y, por otra parte,

$$\frac{\eta_1(v) - \eta_2(v)}{\eta_1(v) - \eta_0(v)} = 1 - \frac{1 - \eta_2(v)/\eta_0(v)}{1 - \eta_1(v)/\eta_0(v)} = \frac{1}{n_2(0)}, \quad (3-38)$$

Para unas condiciones determinadas de bombeo y señal, como $n_2(0)$ es independiente de la frecuencia v , deducimos de la expresión anterior que la relación

$$\frac{1 - \eta_2(v)/\eta_0(v)}{1 - \eta_1(v)/\eta_0(v)} \quad (3-39)$$

también lo es. Si esta relación es independiente de la frecuencia puede ser que también lo sean $\eta_1(v)/\eta_0(v)$ y $\eta_2(v)/\eta_0(v)$, aunque ésta no es la única posibilidad. Si consideramos las expresiones que definen los factores de solapamiento y tenemos en cuenta que en ellas lo único que depende de la frecuencia es la distribución modal de potencia, no parece descabellado pensar que estos dos cocientes puedan ser aproximadamente independientes de la frecuencia. Si suponemos que la ecuación (3-31) es exacta para cualquier coordenada axial z (esta misma aproximación la hacemos para obtener nuestro modelo) debe cumplirse que

$$\eta_1(v)[n_1(z_1) - n_1(z_2)] = \eta_2(v)[n_2(z_2) - n_2(z_1)], \quad (3-40)$$

siendo z_1 y z_2 la posición de dos puntos cualesquiera de la fibra. Como $n_1(z)$ y $n_2(z)$ no dependen de la frecuencia, entonces $\eta_2(v)/\eta_1(v)$ tampoco puede hacerlo y, por tanto, ni $\eta_2(v)/\eta_0(v)$ ni $\eta_1(v)/\eta_0(v)$ dependen de la frecuencia, ya que la relación (3-39) no lo hace. Así pues, debe cumplirse que

$$\eta_2(v)/\eta_0(v) = \eta_2(v_0)/\eta_0(v_0), \quad (3-41)$$

siendo v_0 una determinada frecuencia. Como este cociente es independiente de v , es suficiente determinarlo únicamente para la frecuencia de referencia v_0 . También puede establecerse una relación análoga a la expresión (3-41) para el cociente $\eta_1(v)/\eta_0(v)$, puesto que también es independiente de la frecuencia. Como la aproximación en que nos basamos para hacer estas deducciones ha sido utilizada para establecer nuestro modelo y ya hemos visto que es suficientemente preciso, parece lógico pensar que la ecuación (3-41) también lo será. No obstante, es conveniente calcular el error que se comete utilizando esta expresión para comprobar que esta aproximación funciona correctamente. En la figura 3.20. está representado el error relativo máximo que se comete cuando se calcula el cociente $\eta_2(v)/\eta_0(v)$ (lo cual es equivalente a calcular el error relativo máximo que se comete cuando se calcula $\eta_2(v)$) a partir de la expresión (3-41) en función de la potencia de bombeo acoplada al comienzo de la fibra. La potencia de señal acoplada es $0.1 \mu\text{W}$ y los cálculos los hemos realizado para la misma fibra que hemos considerado a la largo de todo este capítulo. Hemos representado dos casos variando entre ellos la frecuencia de referencia. Las frecuencias de referencia utilizadas son las que corresponden a longitudes de onda de 1480 nm y 1525 nm . Hemos elegido estas dos longitudes

de onda porque la primera es la correspondiente al bombeo y la segunda porque está situada en el centro de la transición láser. Para cada bombeo hemos calculado el error relativo en valor absoluto que se comete para todas las frecuencias de la transición láser en intervalos de 1 nm, seleccionando después el mayor de los valores obtenidos, el cual representamos.

Por otra parte, en esta aproximación los tres factores de solapamiento tienen la misma dependencia con la frecuencia ν , y por tanto, con la longitud de onda. Como se muestra en la figura 3.1., $\eta_0(\lambda)$ tiene una dependencia prácticamente lineal con la longitud de onda. Así pues, $\eta_1(\lambda)$ y $\eta_2(\lambda)$ también dependerán de forma aproximadamente lineal con ella.

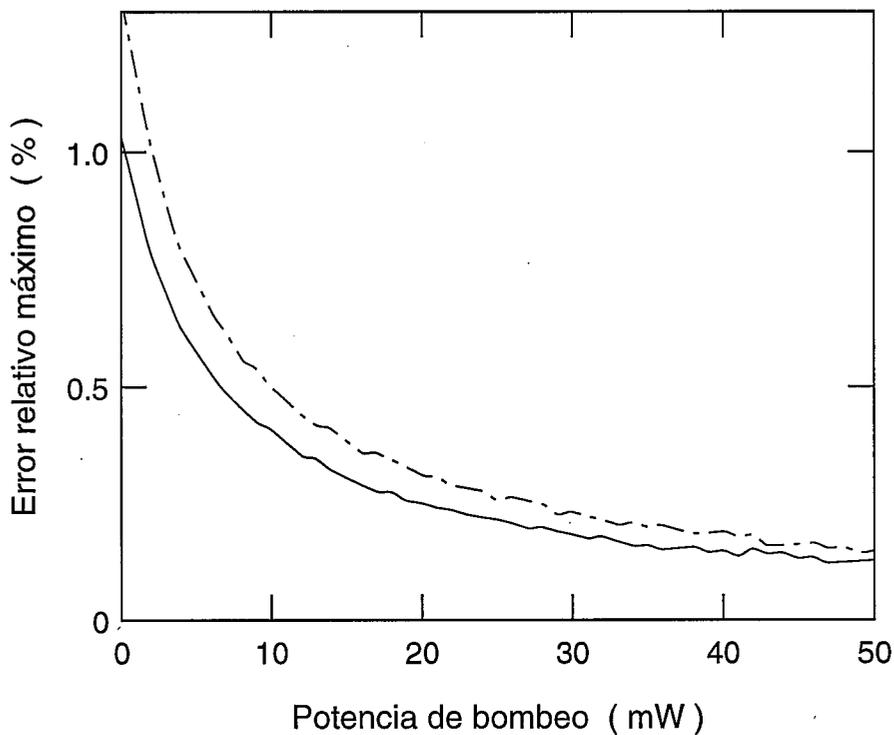


Figura 3.20. Error relativo máximo en el cociente $\eta_2(\nu) / \eta_0(\nu)$ calculado a partir de la expresión (3-41) en función de la potencia de bombeo acoplada al comienzo de la fibra. La potencia de señal es $0.1 \mu\text{W}$. Las longitudes de onda de referencia utilizadas son 1525 nm (—) y 1480 nm (- · -).

Como η_2 / η_0 depende de las potencias de bombeo y señal al principio de la fibra sería interesante encontrar alguna relación que nos ligara este cociente con dichas potencias de forma que no fuese necesario medirlo para todas las posibles potencias de bombeo y señal. Como η_0 no depende de estas potencias y la dependencia de η_2 con la potencia de señal es muy débil (figura 3.3.) podemos empezar buscando una relación de η_2 / η_0 con la potencia de bombeo cuando la potencia de señal es nula. Como η_2 tiende a η_0 cuando la potencia de bombeo tiende a infinito, pero tiende a un valor distinto que η_0 cuando la potencia de bombeo tiende a cero, podríamos ensayar una relación de la forma

$$\eta_2 / \eta_0 = 1 + 1 / [C + C_p P_p (0, v_p)] . \quad (3-42)$$

Como η_2 varía muy débilmente con la potencia de señal, ensayamos finalmente una relación de la forma

$$\eta_2 / \eta_0 = 1 + 1 / [C + C_p P_p (0, v_p) + C_s P_s (0, v_s)] \quad (3-43)$$

para ajustar η_2 / η_0 , siendo C , C_p y C_s parámetros que podemos obtener ajustando a la ecuación (3-43) medidas experimentales del cociente η_2 / η_0 para tres parejas de valores $P_p (0, v_p)$, $P_s (0, v_s)$. Para comprobar la validez de esta expresión hemos realizado cálculos con la misma fibra considerada anteriormente. Hemos obtenido resultados muy precisos en todos los casos. Como ejemplo, en la figura 3.21. representamos el error relativo cometido (en valor absoluto) al calcular el cociente η_2 / η_0 en $\lambda = 1550$ nm con esta expresión en función de la potencia de bombeo para una potencia de señal de $0.1 \mu W$.

Así pues, para completar la caracterización de la fibra sólo nos falta poder determinar η_2 / η_0 para una frecuencia determinada. Supongamos que utilizamos una fibra óptica dopada cuya longitud L sea lo suficientemente corta para conseguir que, para unas potencias de bombeo y señal determinadas, n_1 y n_2 puedan considerarse constantes a lo largo de toda la fibra. Si en estas condiciones integramos para una frecuencia determinada las ecuaciones de evolución para las potencias de señal y fluorescencia copropagante y operamos obtenemos que

$$P_f^+ (v) = 2 h v \Delta v L \sigma_e(v) \eta_0(v) \bar{N}_T \{ [G(v) - 1] / \ln G(v) \} \eta_2 (\eta_2 / \eta_0) , \quad (3-44)$$

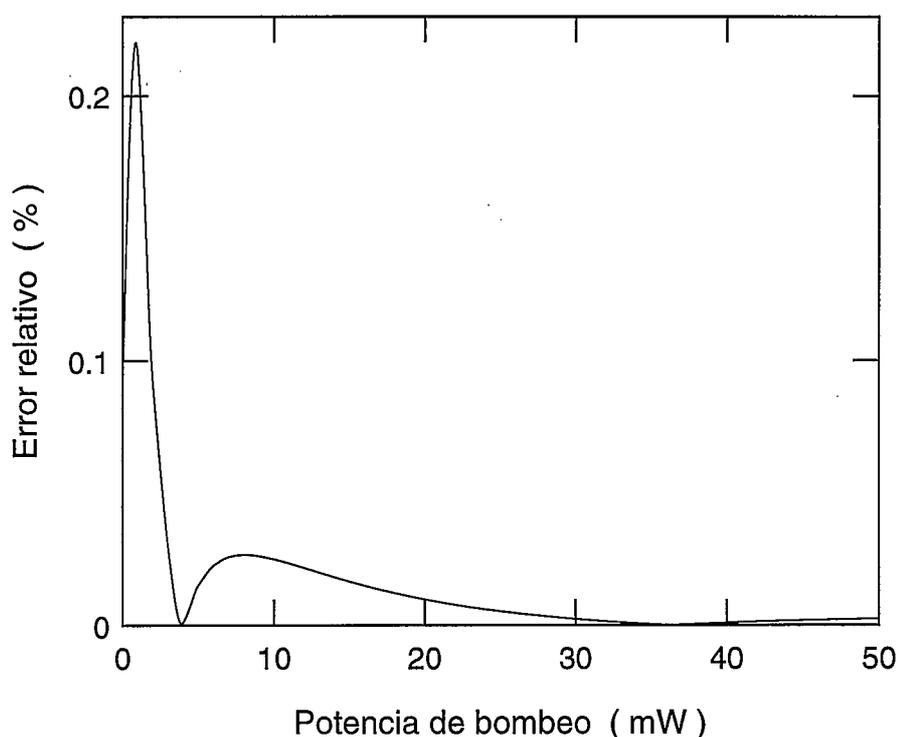


Figura 3.21. Error relativo en el cociente η_2 / η_0 calculado a partir de la expresión (3-43) en función de la potencia de bombeo acoplada al principio de la fibra. La potencia de señal es $0.1 \mu\text{W}$.

donde $G(\nu)$ es la ganancia (lineal) al final de la fibra y $P_f^+(\nu)$ es la potencia de fluorescencia copropagante al final de la fibra. Como conocemos el valor del producto $\sigma_e(\nu) \eta_0(\nu) \bar{N}_T$, si medimos $G(\nu)$ y $P_f^+(\nu)$ podemos determinar el valor de n_2 (η_2 / η_0). Por tanto, si determinamos n_2 , podemos conocer η_2 / η_0 .

Podemos obtener el valor de n_2 a partir de medidas de la potencia de emisión espontánea transversal a la fibra. Si dividimos la potencia de emisión espontánea para unas determinadas potencias de bombeo y señal entre la potencia de emisión espontánea cuando excitamos con un láser de forma que podamos considerar que toda la población se encuentra en el nivel excitado, entonces obtenemos el valor de n_2 . A partir del valor de n_2 determinamos η_2 / η_0 y, finalmente, con los valores de η_2 / η_0 y n_2 , calculamos η_1 / η_0 mediante la expresión (3-37).

3.4. Comentarios.

A lo largo de este capítulo hemos desarrollado y analizado dos modelos alternativos al modelo basado en la distribución modal de potencia. Estos modelos alternativos utilizan factores de solapamiento. El primero de estos modelos usa un único factor de solapamiento, el cual depende sólo de las características de la fibra, mientras que el segundo utiliza varios factores de solapamiento, los cuales dependen de las características de la fibra y de las potencias ópticas acopladas en ella. El modelo de un único factor de solapamiento aparece de una forma bastante natural. De hecho, ya en el capítulo anterior, cuando utilizamos una función de prueba para elegir el método de cálculo numérico más adecuado para realizar la integración transversal encontramos un antecedente del factor de solapamiento utilizado posteriormente en el modelo. El modelo con varios factores de solapamiento es una modificación que mejora el modelo anterior debido a que utiliza un factor de solapamiento diferente para cada nivel de la transición láser y a que dichos factores de solapamiento dependen de las potencias acopladas en la fibra. No obstante, el factor de acoplamiento η_0 aparece en ambos modelos alternativos y tiene una gran importancia tanto en la modelización teórica como en la caracterización experimental.

Hemos demostrado que el modelo basado en varios factores de solapamiento, a pesar de ser una aproximación, es suficientemente preciso en comparación con los errores que introducimos en el modelo basado en la distribución modal de potencia debido a errores en los parámetros de entrada. Además, es más preciso que el modelo basado en un único factor de solapamiento, aunque éste último puede ser útil para algunas aplicaciones.

La gran ventaja de estos modelos alternativos se encuentra en que permiten caracterizar experimentalmente una fibra óptica dopada, lo cual es prácticamente imposible con el modelo basado en la distribución modal de potencia. Además, presentan la ventaja adicional de reducir en un factor considerable el tiempo de cálculo necesario para resolver las ecuaciones de evolución.

Aunque nosotros no hemos trabajado en guías ópticas dopadas [53], resulta claro que todas las ventajas que proporcionan los factores de solapamiento en la modelización y caracterización experimental de las fibras ópticas se acentúan en el caso de guías, debido a que todavía es más complicada la determinación experimental de las características que dependen

de las coordenadas transversales y a que los tiempos de cálculo necesarios para su modelización son mucho mayores que en el caso de fibras ópticas. Además, la utilización de modelos que utilizan factores de solapamiento en lugar de la distribución modal de potencia nos permite comparar entre sí diferentes tipos de guías, ya que los factores de solapamiento engloban las características particulares de cada guía.

Posteriormente veremos cómo los modelos basados en factores de solapamiento nos permiten obtener soluciones analíticas de las ecuaciones de evolución de las potencias, lo cual es una gran ventaja, tanto desde el punto de vista teórico como desde el punto de vista experimental.



Soluciones expresadas en forma analítica de las ecuaciones de evolución de las potencias.

4.1. Introducción.

Hasta ahora, en todos los modelos que hemos desarrollado y analizado, debemos recurrir al cálculo numérico para determinar las soluciones de las ecuaciones de evolución de las potencias. La naturaleza numérica de estas soluciones plantea algunos inconvenientes lo suficientemente serios como para intentar eludirlos obteniendo soluciones de las ecuaciones de evolución que puedan ser expresadas en forma analítica ("soluciones analíticas"). Si disponemos de estas soluciones podemos interpretar físicamente el problema de la amplificación en fibras ópticas dopadas de una manera mucho más simple y completa que si trabajamos con soluciones expresadas en forma numérica ("soluciones numéricas") y podemos desarrollar nuevos métodos de caracterización experimental que mejoren los descritos hasta ahora, siendo además más simples y realistas. Además, hay que tener en cuenta una ventaja adicional: la reducción del tiempo de cálculo necesario, tanto para el análisis teórico como para la obtención y comprobación de los parámetros experimentales.

Algunos autores obtienen soluciones analíticas de las ecuaciones de evolución de las potencias [21, 39 a 41], pero dichas soluciones sólo son válidas si se admiten aproximaciones como las siguientes: potencias de señal o de fluorescencia lo suficientemente bajas para despreciar su influencia sobre las

poblaciones, potencias lo suficientemente altas para suponer que el nivel superior de la transición láser está totalmente poblado, área dopada pequeña, etc., las cuales son tan fuertes que las soluciones obtenidas tienen un rango de aplicación muy limitado, ya que no se desea que estén afectadas por errores excesivamente grandes.

A partir del modelo basado en la distribución modal de potencia podemos intentar encontrar soluciones analíticas de las ecuaciones de evolución de potencia, pero cualquier intento resulta vano a no ser que se realicen hipótesis poco realistas o aproximaciones excesivamente burdas. Sin embargo, a partir de cualquiera de los modelos basados en factores de solapamiento que hemos desarrollado, es posible deducir soluciones de este tipo, debido a que desaparece la dependencia con las coordenadas transversales en los términos de acoplamiento de las ecuaciones de evolución. En particular, nosotros vamos a utilizar el modelo basado en varios factores de solapamiento debido a que es más exacto y general que el basado en un único factor de solapamiento, aunque los resultados que obtengamos pueden ser fácilmente particularizados para este último modelo. No obstante, antes de desarrollar estas soluciones, es conveniente recopilar las ecuaciones que constituyen el modelo que vamos a utilizar y expresarlas de una forma más adecuada.

Si definimos los parámetros

$$\gamma_{\beta,i}(\nu) = \eta_i(\nu) \sigma_{\beta}(\nu) \bar{N}_T, \quad (i = 0, 1, 2), \quad (\beta = p, esa, a, e), \quad (4-1)$$

$$P_0(\nu) = 2 h \nu \Delta \nu \quad (4-2)$$

y sustituímos los términos de acoplamiento (ecuación (3-34)) en las ecuaciones de evolución de las potencias (ecuaciones (1-19 a 1-21)), éstas quedan en la forma

$$\frac{d P_p^{\pm}(z, \nu_p)}{d z} = \pm P_p^{\pm}(z, \nu_p) \left\{ [\gamma_{e,2}(\nu_p) - \gamma_{esa,2}(\nu_p)] n_2(z) - \gamma_{p,1}(\nu_p) n_1(z) \right\}, \quad (4-3)$$

$$\frac{d P_s^{\pm}(z, \nu_s)}{d z} = \pm P_s^{\pm}(z, \nu_s) \left[\gamma_{e,2}(\nu_s) n_2(z) - \gamma_{a,1}(\nu_s) n_1(z) \right], \quad (4-4)$$

$$\frac{d P_f^\pm(z, \nu_f)}{d z} = \pm P_0(\nu_f) \gamma_{e,2}(\nu_f) n_2(z) \pm P_f^\pm(z, \nu_f) [\gamma_{e,2}(\nu_f) n_2(z) - \gamma_{a,1}(\nu_f) n_1(z)]. \quad (4-5)$$

Definiendo los parámetros

$$H_{j,\beta,i}(z, \nu) = P_j(z, \nu) \gamma_{\beta,i}(\nu) / (h \nu \bar{N}_T), \quad (j = p, s, f) \quad (4-6)$$

podemos expresar las probabilidades de transición por unidad de tiempo (ecuaciones 3-28 a 3-30) en la forma

$$W_{p,i} = \frac{1}{A_d} \sum_p H_{p,p,i}(z, \nu_p), \quad (4-7)$$

$$W_{a,i} = \frac{1}{A_d} \left[\sum_s H_{s,a,i}(z, \nu_s) + \sum_f H_{f,a,i}(z, \nu_f) \right], \quad (4-8)$$

$$W_{e,i} = \frac{1}{A_d} \left[\sum_p H_{p,e,i}(z, \nu_p) + \sum_s H_{s,e,i}(z, \nu_s) + \sum_f H_{f,e,i}(z, \nu_f) \right], \quad (4-9)$$

donde el subíndice i toma los valores 0, 1 y 2. Entonces, las fracciones de población en los niveles 1 y 2 quedan determinadas por

$$n_1(z) = \frac{W_{e,0} + 1/\tau}{W_{p,1} + W_{a,1} + W_{e,1} + 1/\tau}, \quad (4-10)$$

$$n_2(z) = \frac{W_{p,0} + W_{a,0}}{W_{p,2} + W_{a,2} + W_{e,2} + 1/\tau}, \quad (4-11)$$

y cumplen la relación dada por la ecuación (3-32). Para completar el modelo debemos tener en cuenta la expresión (1-11), la ecuación (3-5) que define la concentración promedio sobre el área dopada y las expresiones que definen a los factores de solapamiento $\eta_i(\nu)$, es decir, las ecuaciones (3-4) y (3-24). Así pues, el modelo queda formado finalmente por las ecuaciones (1-11), (3-4), (3-5), (3-24), (3-32) y (4-1 a 4-11). Además, los factores de solapamiento $\eta_i(\nu)$ están relacionados por la ecuación (3-36) por lo que, realmente, sólo son necesarios dos cualesquiera de los tres factores de solapamiento. También es

muy importante tener siempre presente que los cocientes $\eta_1(v)/\eta_0(v)$ y $\eta_2(v)/\eta_0(v)$ son prácticamente independientes de la frecuencia v .

Finalmente, para facilitar la lectura vamos a escribir a continuación aquellas ecuaciones que hemos ido mencionando y que corresponden a capítulos anteriores:

$$P_j(z, v_j) = P_j^+(z, v_j) + P_j^-(z, v_j), \quad (j = p, s, f). \quad (1-11)$$

$$\eta_0(v) = \frac{1}{\bar{N}_T} \int_{A_d} ds \psi(r, \varphi, v) N_T(r, \varphi), \quad (3-4)$$

$$\bar{N}_T = \frac{1}{A_d} \int_{A_d} ds N_T(r, \varphi). \quad (3-5)$$

$$\eta_i(v) = \frac{\int_{A_d} ds \psi(r, \varphi, v) N_i(0, r, \varphi)}{\frac{1}{A_d} \int_{A_d} ds N_i(0, r, \varphi)}, \quad (i = 1, 2). \quad (3-24)$$

$$n_1(z) + n_2(z) = 1, \quad (3-32)$$

$$\eta_1(v) n_1(0) + \eta_2(v) n_2(0) = \eta_0(v). \quad (3-36)$$

Una vez que hemos revisado y preparado todas las ecuaciones que constituyen el modelo teórico, comenzamos la deducción de sus soluciones analíticas.

4.2. Soluciones analíticas.

En primer lugar, definiendo los parámetros

$$\alpha_{p,i}(v_p) = \gamma_{p,i}(v_p) + \gamma_{e,i}(v_p) - \gamma_{esa,i}(v_p), \quad (i = 0, 1, 2), \quad (4-12)$$

$$\alpha_{s,i}(v) = \gamma_{a,i}(v) + \gamma_{e,i}(v), \quad (i = 0, 1, 2), \quad (4-13)$$

y utilizando las ecuaciones (3-36) y (4-1), eliminamos $n_1(z)$ en las ecuaciones (4-3 a 4-5) de manera que entonces dichas ecuaciones quedan en la forma

$$\frac{d P_p^\pm(z, v_p)}{d z} = \pm P_p^\pm(z, v_p) [\alpha_{p,2}(v_p) n_2(z) - \gamma_{p,0}(v_p)], \quad (4-14)$$

$$\frac{d P_s^\pm(z, v_s)}{d z} = \pm P_s^\pm(z, v_s) [\alpha_{s,2}(v_s) n_2(z) - \gamma_{a,0}(v_s)], \quad (4-15)$$

$$\begin{aligned} \frac{d P_f^\pm(z, v_f)}{d z} = & \pm P_0(v_f) \gamma_{e,2}(v_f) n_2(z) \\ & \pm P_f^\pm(z, v_f) [\alpha_{s,2}(v_f) n_2(z) - \gamma_{a,0}(v_f)]. \end{aligned} \quad (4-16)$$

A partir de la ecuación (4-14) para bombeo copropagante obtenemos una expresión para $n_2(z)$ con la que, sustituyéndola en la ecuación (4-15), conseguimos la relación

$$\frac{1}{P_s^\pm(z, v_s)} \frac{d P_s^\pm(z, v_s)}{d z} = \pm \gamma(v_s) \pm \beta(v_s) \frac{1}{P_p^\pm(z, v_p)} \frac{d P_p^\pm(z, v_p)}{d z}, \quad (4-17)$$

siendo

$$\beta(v) = \alpha_{s,2}(v) / \alpha_{p,2}(v_p), \quad (4-18)$$

$$\gamma(v) = \gamma_{p,0}(v_p) \beta(v) - \gamma_{a,0}(v). \quad (4-19)$$

Si procedemos de forma análoga para bombeo contrapropagante, entonces

$$\frac{1}{P_s^\pm(z, v_s)} \frac{d P_s^\pm(z, v_s)}{d z} = \pm \gamma(v_s) \mp \beta(v_s) \frac{1}{P_p^\mp(z, v_p)} \frac{d P_p^\mp(z, v_p)}{d z}. \quad (4-20)$$

Igualando las expresiones que obtenemos para $n_2(z)$ a partir de la ecuación (4-14) para bombeo copropagante y para bombeo contrapropagante,

obtenemos que ambas potencias de bombeo están relacionadas por la expresión

$$\frac{1}{P_p^+(z, \nu_p)} \frac{d P_p^+(z, \nu_p)}{d z} = - \frac{1}{P_p^-(z, \nu_p)} \frac{d P_p^-(z, \nu_p)}{d z}, \quad (4-21)$$

la cual también puede obtenerse igualando los segundos miembros de las expresiones (4-17) y (4-20).

Integrando en la variable z entre dos puntos cualesquiera de la fibra, z_1 y z_2 , ambos miembros de las ecuaciones (4-17), (4-20) y (4-21), obtenemos las expresiones

$$\frac{P_s^\pm(z_2, \nu_s)}{P_s^\pm(z_1, \nu_s)} = \exp[\pm \gamma(\nu_s)(z_2 - z_1)] \left[\frac{P_p^+(z_2, \nu_p)}{P_p^+(z_1, \nu_p)} \right]^{\pm \beta(\nu_s)}, \quad (4-22)$$

$$\frac{P_s^\pm(z_2, \nu_s)}{P_s^\pm(z_1, \nu_s)} = \exp[\pm \gamma(\nu_s)(z_2 - z_1)] \left[\frac{P_p^-(z_1, \nu_p)}{P_p^-(z_2, \nu_p)} \right]^{\pm \beta(\nu_s)}, \quad (4-23)$$

$$P_p^+(z_2, \nu_p) P_p^-(z_2, \nu_p) = P_p^+(z_1, \nu_p) P_p^-(z_1, \nu_p), \quad (4-24)$$

respectivamente, las cuales establecen relaciones de las potencias de señal copropagante y contrapropagante con las potencias de bombeo copropagante y contrapropagante y también de las potencias de bombeo entre sí. De estas tres ecuaciones, si trabajamos con una sólo fuente de bombeo (por tanto, copropagante), sólo necesitamos la ecuación (4-22). Sin embargo, cuando se trabaja con dos fuentes de bombeo (es decir, copropagante y contrapropagante) necesitamos dos cualesquiera de estas tres ecuaciones. Como siempre vamos a tener bombeo copropagante y la ecuación (4-24) es más sencilla que las otras dos, elegimos las ecuaciones (4-22) y (4-24). En la relación (4-24) vemos claramente que el producto $P_p^+(z, \nu_p) P_p^-(z, \nu_p)$ es independiente de z y entonces sólo necesitamos conocerlo en un punto de la fibra. Como conocemos $P_p^+(z, \nu_p)$ en el principio de la fibra y $P_p^-(z, \nu_p)$ en el final de la fibra, las dos relaciones más útiles que podemos obtener a partir de esta propiedad son

$$P_p^+(z, \nu_p) = P_p^+(0, \nu_p) P_p^-(0, \nu_p) / P_p^-(z, \nu_p), \quad (4-25)$$

$$P_p^-(z, \nu_p) = P_p^-(L, \nu_p) P_p^+(L, \nu_p) / P_p^+(z, \nu_p), \quad (4-26)$$

siendo L la longitud de la fibra dopada. Así pues, conociendo uno cualquiera de los dos bombeos a lo largo de la fibra dopada podemos determinar el otro. Como ya hemos dicho, siempre habrá bombeo copropagante y, entre estas dos ecuaciones, es más conveniente elegir la ecuación (4-26) porque entonces el bombeo contrapropagante queda expresado en función del bombeo copropagante. Por supuesto, también podemos establecer relaciones similares a las ecuaciones (4-24 a 4-26) para las potencias de señal copropagante y contrapropagante a partir de la ecuación (4-15).

Si aplicamos la ecuación (4-22) para señal copropagante en el comienzo ($z_1 = 0$) y en un punto cualquiera de la fibra ($z_2 = z$) y definimos la ganancia $G(z, \nu)$ a partir de

$$G(z, \nu_s) = P_s^+(z, \nu_s) / P_s^+(0, \nu_s), \quad (4-27)$$

obtenemos que

$$G(z, \nu) = \exp[\gamma(\nu)z] \left[\frac{P_p^+(z, \nu_p)}{P_p^+(0, \nu_p)} \right]^{\beta(\nu)}. \quad (4-28)$$

Análogamente, si aplicamos la ecuación (4-22) para señal contrapropagante en un punto cualquiera ($z_1 = z$) y en el final de la fibra ($z_2 = L$) y tenemos en cuenta la ecuación (4-28) resulta que

$$P_s^-(z, \nu_s) = P_s^-(L, \nu_s) G(L, \nu_s) / G(z, \nu_s). \quad (4-29)$$

En esta ecuación vemos claramente que, mientras la ganancia para la señal copropagante es $G(z, \nu_s)$, la ganancia para señal contrapropagante es igual a $G(L, \nu_s) / G(z, \nu_s)$. Así pues, ambas están relacionadas y tienen como nexo común a la potencia de bombeo copropagante, ya que, una vez conocida ésta a lo largo de la fibra, podemos determinar la potencia de bombeo contrapropagante mediante la ecuación (4-26) y la ganancia usando la ecuación (4-28). Con la ganancia, podemos determinar la potencia de señal copropagante con la ecuación (4-27) y la potencia de señal contrapropagante a partir de la ecuación (4-29).

Una vez estudiadas las relaciones de las potencias de señal copropagante y contrapropagante y de la potencia de bombeo contrapropagante con la potencia de bombeo copropagante, lo lógico es buscar relaciones similares para las potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante. A partir de la ecuación (4-15) obtenemos una relación para $n_2(z)$ con la que, sustituyéndola en la ecuación (4-16), obtenemos que

$$\frac{d P_f^\pm(z, \nu_f)}{d z} = \pm \xi(\nu_f) \left[\gamma_{a,0}(\nu_f) \pm \frac{1}{P_s^\pm(z, \nu_f)} \frac{d P_s^\pm(z, \nu_f)}{d z} \right] + \frac{P_f^\pm(z, \nu_f)}{P_s^\pm(z, \nu_f)} \frac{d P_s^\pm(z, \nu_f)}{d z}, \quad (4-30)$$

donde el parámetro $\xi(\nu)$ está definido por la expresión

$$\xi(\nu) = P_0(\nu) \gamma_{e,0}(\nu) / \alpha_{s,0}(\nu). \quad (4-31)$$

A partir de las ecuaciones (4-15) y (4-27) podemos establecer la relación

$$\frac{1}{P_s^\pm(z, \nu)} \frac{d P_s^\pm(z, \nu)}{d z} = \pm \frac{1}{G(z, \nu)} \frac{d G(z, \nu)}{d z} \quad (4-32)$$

y transformar la ecuación (4-30) en

$$\pm \frac{d P_f^\pm(z, \nu_f)}{d z} = \xi(\nu_f) \left[\gamma_{a,0}(\nu_f) + \frac{1}{G(z, \nu_f)} \frac{d G(z, \nu_f)}{d z} \right] + \frac{P_f^\pm(z, \nu_f)}{G(z, \nu_f)} \frac{d G(z, \nu_f)}{d z}. \quad (4-33)$$

Distinguiendo una ecuación para la fluorescencia copropagante y otra para la fluorescencia contrapropagante, agrupando los términos que contienen potencias de fluorescencia y operando, vemos que

$$\frac{d[P_f^+(z, \nu_f) / G(z, \nu_f)]}{dz} = \frac{\xi(\nu_f)}{G(z, \nu_f)} \left[\gamma_{a,0}(\nu_f) + \frac{1}{G(z, \nu_f)} \frac{dG(z, \nu_f)}{dz} \right], \quad (4-34)$$

$$\frac{d[P_f^-(z, \nu_f) G(z, \nu_f)]}{dz} = -\xi(\nu_f) \left[\gamma_{a,0}(\nu_f) G(z, \nu_f) + \frac{dG(z, \nu_f)}{dz} \right]. \quad (4-35)$$

Como la fluorescencia copropagante es nula en $z = 0$, integramos la ecuación (4-34) entre el comienzo y un punto cualquiera de la fibra y, como la fluorescencia contrapropagante es nula en $z = L$, integramos la ecuación (4-35) entre un punto cualquiera y el final de la fibra. Procediendo así y teniendo en cuenta que $G(0, \nu) = 1$ (ecuación (4-28)), obtenemos las siguientes expresiones para las potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante

$$P_f^+(z, \nu_f) = \xi(\nu_f) \left[G(z, \nu_f) - 1 + \gamma_{a,0}(\nu_f) \int_0^z dz' \frac{G(z, \nu_f)}{G(z', \nu_f)} \right], \quad (4-36)$$

$$P_f^-(z, \nu_f) = \xi(\nu_f) \left[\frac{G(L, \nu_f)}{G(z, \nu_f)} - 1 + \gamma_{a,0}(\nu_f) \int_z^L dz' \frac{G(z', \nu_f)}{G(z, \nu_f)} \right]. \quad (4-37)$$

Si tenemos en cuenta que la ganancia para señal contrapropagante viene dada por $G(L, \nu) / G(z, \nu)$ en vez de por $G(z, \nu)$, apreciamos que estas dos ecuaciones muestran una gran similitud entre sí, aunque no se pueden encontrar magnitudes independientes de z como en el caso del producto de las potencias de bombeo copropagante y contrapropagante, lo cual se debe al término de emisión espontánea que aparece en las ecuaciones de evolución de las potencias de fluorescencia. A partir de estas dos expresiones podemos calcular las potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante si conocemos la ganancia, o bien, la potencia de bombeo copropagante en función de z (ecuación (4-28)). A partir de estas dos ecuaciones podemos obtener expresiones para la potencia de fluorescencia copropagante al final y para la potencia de fluorescencia contrapropagante al comienzo de la fibra, las cuales pueden ser de utilidad. Las expresiones que se obtienen son

$$P_f^+(L, \nu_f) = \xi(\nu_f) \left[G(L, \nu_f) - 1 + \gamma_{a,0}(\nu_f) \int_0^L dz \frac{G(L, \nu_f)}{G(z, \nu_f)} \right], \quad (4-38)$$

$$P_f^-(0, \nu_f) = \xi(\nu_f) \left[G(L, \nu_f) - 1 + \gamma_{a,0}(\nu_f) \int_0^L dz G(z, \nu_f) \right]. \quad (4-39)$$

Por último, integrando entre 0 y z la ecuación (4-35), o bien, a partir de las ecuaciones (4-37) y (4-39), obtenemos la siguiente expresión para la potencia de fluorescencia contrapropagante en función de su valor en el principio de la fibra

$$P_f^-(z, \nu_f) = \frac{P_f^-(0, \nu_f)}{G(z, \nu_f)} - \xi(\nu_f) \left[1 - \frac{1}{G(z, \nu_f)} + \gamma_{a,0}(\nu_f) \int_0^z dz' \frac{G(z', \nu_f)}{G(z, \nu_f)} \right]. \quad (4-40)$$

Una vez que hemos relacionado todas las potencias que intervienen en el proceso de amplificación con la potencia de bombeo copropagante debemos estudiar cómo podemos determinar dicha potencia a lo largo de toda la fibra, ya que, una vez conocida, podemos calcular el resto de las potencias mediante las ecuaciones (4-26 a 4-29), (4-36) y (4-37). Para ello, nos limitaremos a bombeo monocromático (tanto copropagante como contrapropagante), lo cual simplifica el problema sin perder demasiada generalidad, ya que la anchura espectral de los láseres de bombeo que se emplean suele ser bastante inferior a la de la transición láser del erbio. En primer lugar, si sustituimos en la ecuación (4-14) para bombeo copropagante la expresión de $n_2(z)$ que obtenemos a partir de las ecuaciones (4-6 a 4-9) y (4-11) y utilizamos las ecuaciones (1-11), (4-1), (4-12 a 4-13) y (4-18 a 4-19), resulta que

$$P_p^{\text{th}}(\nu_p) \left[\gamma_{p,0}(\nu_p) + \frac{dP_p^+(z, \nu_p)/dz}{P_p^+(z, \nu_p)} \right] + \gamma_{\text{esa},0}(\nu_p) [P_p^+(z, \nu_p) + P_p^-(z, \nu_p)] \\ + \left[1 + \frac{\gamma_{e,0}(\nu_p)}{\gamma_{p,0}(\nu_p)} \right] \frac{dP_p^+(z, \nu_p)/dz}{P_p^+(z, \nu_p)} [P_p^+(z, \nu_p) + P_p^-(z, \nu_p)]$$

$$+ \frac{\alpha_{p,0}(\nu_p)}{\gamma_{p,0}(\nu_p)} \sum_i P(z, \nu_i) \frac{\nu_p}{\nu_i} \left[\gamma(\nu_i) + \beta(\nu_i) \frac{dP_p^+(z, \nu_p)/dz}{P_p^+(z, \nu_p)} \right] = 0, \quad (4-41)$$

donde las frecuencias ν_i son aquéllas en que hemos dividido el espectro de la transición láser y las potencias $P(z, \nu)$ vienen dadas por

$$P(z, \nu) = P_s(z, \nu) + P_f(z, \nu), \quad (4-42)$$

con $P_s(z, \nu)$ y $P_f(z, \nu)$ las potencias definidas en la ecuación (1-11), y

$$P_p^{\text{th}}(\nu_p) = \frac{h \nu_p}{\tau} \frac{A_d \bar{N}_T}{\gamma_{p,2}(\nu_p)}. \quad (4-43)$$

A continuación, vamos a integrar la ecuación (4-41) desde el principio hasta un punto z cualquiera de la fibra dopada para conseguir expresar esta ecuación en forma integral de manera que no aparezcan derivadas de las potencias ópticas involucradas. De los cuatro sumandos que constituyen dicha ecuación, la integración del primero es inmediata, la del tercero resulta inmediata si se considera la ecuación (4-21), la del cuarto puede resolverse aunque es un poco más complicada, pero la del segundo es, en general, imposible de realizar de forma analítica, aunque hay que tener en cuenta que este término se anula cuando no hay absorción de bombeo desde el estado excitado. Por supuesto, las soluciones a las integrales quedan en función de potencias, las cuales a su vez pueden estar expresadas mediante integrales. La integral del último término podemos expresarla como la suma de cuatro integrales, ya que $P(z, \nu)$ es la suma de cuatro potencias (señal copropagante y contrapropagante y fluorescencia copropagante y contrapropagante), como podemos apreciar fácilmente a partir de las ecuaciones (1-11) y (4-42). Las dos integrales que corresponden a las potencias de señal resultan inmediatas utilizando la ecuación (4-17). Combinando las ecuaciones (4-17) y (4-32) obtenemos la expresión

$$\frac{1}{G(z, \nu)} \frac{dG(z, \nu)}{dz} = \gamma(\nu) + \beta(\nu) \frac{dP_p^+(z, \nu_p)/dz}{P_p^+(z, \nu_p)}, \quad (4-44)$$

con la que las dos integrales correspondientes a las potencias de fluorescencia, las cuales designaremos por $\Gamma_f^\pm(z, \nu)$, quedan en la forma

$$\Gamma_f^\pm(z, \nu) = \int_0^z dz' P_f^\pm(z', \nu) \frac{G'(z', \nu)}{G(z', \nu)}, \quad (4-45)$$

donde $G'(z', \nu)$ representa la derivada de $G(z', \nu)$ respecto a la variable z' . Si sustituimos las expresiones para las potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante que nos proporcionan las ecuaciones (4-36) y (4-40), respectivamente, resulta que

$$\begin{aligned} \Gamma_f^+(z, \nu) = & \xi(\nu) [G(z, \nu) - 1 - \ln G(z, \nu)] \\ & + \xi(\nu) \gamma_{a,0}(\nu) \int_0^z dz' \int_0^{z'} dz'' \frac{G'(z', \nu)}{G(z'', \nu)}, \end{aligned} \quad (4-46)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_f^-(z, \nu) = & P_f^-(0, \nu) [1 - 1/G(z, \nu)] - \xi(\nu) [\ln G(z, \nu) + 1/G(z, \nu) - 1] \\ & - \xi(\nu) \gamma_{a,0}(\nu) \int_0^z dz' \int_0^{z'} dz'' \frac{G'(z', \nu) G(z'', \nu)}{[G(z', \nu)]^2}, \end{aligned} \quad (4-47)$$

ya que $G(0, \nu) = 1$. Si tenemos en cuenta que

$$\frac{d}{dz'} \int_0^{z'} \frac{dz''}{G(z'', \nu)} = \frac{1}{G(z', \nu)}, \quad (4-48)$$

$$\frac{d}{dz'} \int_0^{z'} dz'' G(z'', \nu) = G(z', \nu), \quad (4-49)$$

lo cual puede deducirse empleando la regla de Barrow para la integral definida o aplicando la fórmula de Leibnitz para derivación bajo el signo integral, y que $G(0, v) = 1$, entonces

$$\int_0^z dz' \int_0^{z'} dz'' \frac{G'(z', v)}{G(z'', v)} = \int_0^z dz' \frac{G(z, v)}{G(z', v)} - z, \quad (4-50)$$

$$\int_0^z dz' \int_0^{z'} dz'' \frac{G'(z', v) G(z'', v)}{[G(z', v)]^2} = z - \int_0^z dz' \frac{G(z', v)}{G(z, v)}. \quad (4-51)$$

Sustituyendo estos resultados en las expresiones (4-46) y (4-47), respectivamente, y teniendo en cuenta las ecuaciones (4-19), (4-36) y (4-40), así como la expresión que se obtiene para $\ln G(z, v)$ a partir de la ecuación (4-28), resulta finalmente que

$$\Gamma_f^+(z, v) = P_f^+(z, v) - \xi(v) \beta(v) \left\{ \gamma_{p,0}(v_p) z + \ln \left[\frac{P_p^+(z, v_p)}{P_p^+(0, v_p)} \right] \right\}, \quad (4-52)$$

$$\Gamma_f^-(z, v) = P_f^-(0, v) - P_f^-(z, v) - \xi(v) \beta(v) \left\{ \gamma_{p,0}(v_p) z + \ln \left[\frac{P_p^+(z, v_p)}{P_p^+(0, v_p)} \right] \right\}, \quad (4-53)$$

o bien, podemos aprovechar la simetría de estas dos ecuaciones y expresarlas como una única, es decir,

$$\Gamma_f^\pm(z, v) = \mp P_f^\pm(0, v) \pm P_f^\pm(z, v) - \xi(v) \beta(v) \left\{ \gamma_{p,0}(v_p) z + \ln \left[\frac{P_p^+(z, v_p)}{P_p^+(0, v_p)} \right] \right\}, \quad (4-54)$$

ya que $P_f^+(0, v) = 0$. A partir de esta ecuación vemos que ambas potencias de fluorescencia deben cumplir la siguiente relación

$$\Gamma_f^+(z, v) - [P_f^+(z, v) - P_f^+(0, v)] = \Gamma_f^-(z, v) - [P_f^-(0, v) - P_f^-(z, v)]. \quad (4-55)$$

Así pues, empleando todos estos resultados, obtenemos que la integral de la ecuación (4-41) está dada por la expresión

$$\begin{aligned} & [P_p^{\text{th}}(v_p) - P_p^{\text{SP}}(v_p)] \left\{ \gamma_{p,0}(v_p) z + \ln \left[\frac{P_p^+(z, v_p)}{P_p^+(0, v_p)} \right] \right\} + \frac{\gamma_{\text{esa},0}(v_p)}{\gamma_{p,0}(v_p)} P_p^{\text{esa}}(z, v_p) \\ & + \frac{\alpha_{p,0}(v_p)}{\gamma_{p,0}(v_p)} \left\{ P_p^*(z, v_p) - P_p^*(0, v_p) + \sum_i \frac{v_p}{v_i} [P^*(z, v_i) - P^*(0, v_i)] \right\} = 0, \end{aligned} \quad (4-56)$$

siendo

$$P_p^*(z, v) = P_p^+(z, v) - P_p^-(z, v), \quad (4-57)$$

$$P^*(z, v) = P_s^+(z, v) - P_s^-(z, v) + P_f^+(z, v) - P_f^-(z, v), \quad (4-58)$$

$$P_p^{\text{esa}}(z, v_p) = \gamma_{p,0}(v_p) \int_0^z dz' P_p(z', v_p) + P_p^*(z, v_p) - P_p^*(0, v_p), \quad (4-59)$$

$$P_p^{\text{SP}}(v_p) = \frac{4 h v_p}{\gamma_{p,2}(v_p)} \sum_f \Delta v_f \gamma_{e,2}(v_f), \quad (4-60)$$

con $P_p(z, v_p)$ y $P_p^{\text{th}}(v_p)$ definidos en las ecuaciones (1-11) y (4-43), respectivamente. Hay que hacer notar que el parámetro $P_p^{\text{SP}}(v_p)$ procede directamente de los términos de emisión espontánea que aparecen en las ecuaciones de evolución de la potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante.

La expresión (4-56) es una ecuación integral que nos permite calcular la potencia de bombeo copropagante ya que todas las demás potencias son funciones de ella (ecuaciones (4-26 a 4-29) y (4-36 a 4-37)). Aunque puede parecer que si $\sigma_{\text{esa}}(v_p)$ es nula esta ecuación deja de ser integral y se convierte en trascendente, no es así, ya que las expresiones que nos relacionan las potencias de fluorescencia con la potencia de bombeo copropagante son ecuaciones integrales. Para resolver esta ecuación necesitamos utilizar las ecuaciones (1-11), (4-2), (4-12 a 4-13), (4-18 a 4-19),

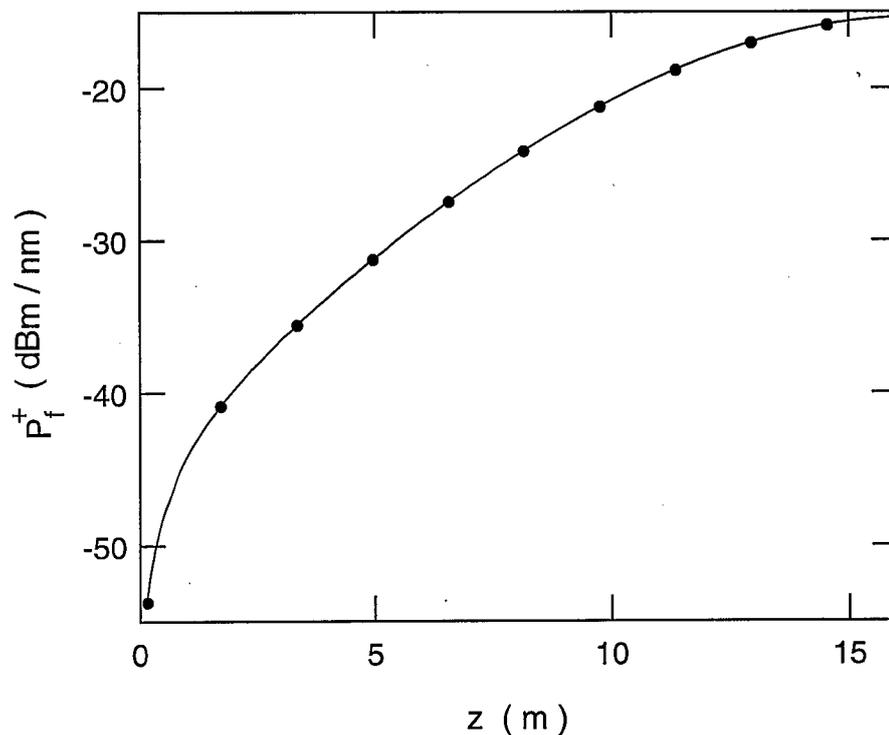


Figura 4.1. Valores de la potencia de fluorescencia copropagante en 1530 nm que se obtienen a partir de las ecuaciones analíticas (línea) con los que se consiguen utilizando el modelo basado en la distribución modal (puntos). La fibra empleada es la misma que en el capítulo anterior. El caso que hemos calculado corresponde a potencias de bombeo (20 mW) y señal (0.1 μ W) copropagantes y monocromáticas (1480 nm y 1530 nm, respectivamente) y la longitud de la fibra es 16 metros.

(4-26 a 4-29), (4-31), (4-36 a 4-37), (4-43) y (4-56 a 4-60). Por tanto, este modelo está formado por dichas ecuaciones y los parámetros que necesita son A_d , \bar{N}_T , τ y $\gamma_{\beta,i}$ (ν). Estos parámetros están relacionados con los parámetros que necesita el modelo basado en la distribución modal por las ecuaciones (3-4), (3-5), (3-24) y (4-1). La figura 4.1. nos sirve como ilustración de que es posible calcular todas las demás potencias a partir de la potencia de bombeo copropagante. En ella comparamos, para la misma fibra que utilizamos en el capítulo anterior, los valores de la potencia de fluorescencia copropagante en 1530 nm que se obtienen a partir de las ecuaciones analíticas ((3-4), (3-24), (4-1 a 4-2), (4-12 a

4-13), (4-18 a 4-19), (4-28), (4-31), (4-36)) con los que se consiguen utilizando el modelo basado en la distribución modal. Para calcularlos con las ecuaciones analíticas hemos utilizado como valores de la potencia de bombeo copropagante los obtenidos a partir del modelo basado en la distribución modal. Hemos elegido representar una potencia de fluorescencia porque para calcularla hay que determinar la ganancia como paso intermedio. El caso que hemos representado corresponde a potencias de bombeo (20 mW) y señal ($0.1 \mu\text{W}$) copropagantes y monocromáticas (1480 nm y 1530 nm, respectivamente) y la longitud de la fibra es 16 metros. El buen acuerdo entre los resultados nos confirma una vez más que el modelo basado en factores de solapamiento se comporta correctamente.

La expresión (4-56) es una ecuación integral que puede resolverse numéricamente utilizando un método iterativo, ya que conocemos las condiciones de contorno pero no las condiciones iniciales. Este método iterativo es similar al empleado en la resolución de las ecuaciones de evolución de las potencias, pero como ahora aparecen integrales necesitamos calcular en primer lugar una solución para la potencia de bombeo copropagante que, aunque no es la que buscamos, nos sirve como punto de partida del cálculo. Si vamos a realizar cálculos para varios casos con diferentes valores de potencias de bombeo, potencias de señal, etc., podemos utilizar la solución final que obtenemos para un caso como solución de partida para el caso siguiente, siempre que sus potencias de bombeo tengan valores cercanos. No obstante, siempre tendremos el problema de buscar una solución de partida para el primero de los casos que tengamos que calcular. Como interesa que la solución de partida sea lo más cercana posible a la solución final, lo mejor es encontrar dicha solución a partir de la propia ecuación (4-56). Para ello, podemos resolverla suponiendo que la fluorescencia es lo suficientemente débil para considerar que no influye sobre las poblaciones, que no hay ni bombeo ni señal contrapropagantes y que no hay absorción de bombeo desde el estado excitado, ya que en esta situación la expresión (4-56) deja de ser una ecuación integral. Desde luego, si el bombeo es débil, entonces la solución de partida ya será una aproximación bastante buena de la solución final. Otro procedimiento para encontrar una solución de partida consiste en suponer que ni fluorescencia ni señal influyen en las poblaciones y que no hay bombeo contrapropagante. Entonces, la expresión (4-56) deja de ser una expresión integral aunque exista absorción de bombeo desde el estado excitado. En esta aproximación, cuando

no hay absorción de bombeo desde el estado excitado la ecuación (4-56) se convierte en la expresión

$$P_p^{th}(\nu_p) \left\{ \gamma_{p,0}(\nu_p) z + \ln \left[\frac{P_p^+(z, \nu_p)}{P_p^+(0, \nu_p)} \right] \right\} + \left[1 + \frac{\gamma_{e,0}(\nu_p)}{\gamma_{p,0}(\nu_p)} \right] [P_p^+(z, \nu_p) - P_p^+(0, \nu_p)] = 0, \quad (4-61)$$

que resulta ser una ecuación trascendente que se resuelve fácilmente. Hay que notar que el parámetro $P_p^{sp}(\nu_p)$ ha desaparecido debido a que hemos despreciado la fluorescencia y este término provenía directamente de los términos de emisión espontánea. En esta misma situación, pero habiendo absorción de bombeo desde el estado excitado, no conviene emplear directamente la expresión (4-56) porque la ecuación resultante sería integral. Sin embargo, si particularizamos a la situación considerada la ecuación (4-41), ésta queda en la forma

$$P_p^{th}(\nu_p) \left[\gamma_{p,0}(\nu_p) + \frac{dP_p^+(z, \nu_p)/dz}{P_p^+(z, \nu_p)} \right] + \gamma_{esa,0}(\nu_p) P_p^+(z, \nu_p) + \left[1 + \frac{\gamma_{e,0}(\nu_p)}{\gamma_{p,0}(\nu_p)} \right] \frac{dP_p^+(z, \nu_p)}{dz} = 0. \quad (4-62)$$

Operando para expresar esta ecuación de forma integrable obtenemos que

$$\frac{dP_p^+(z, \nu_p)}{dz} \left[\frac{1}{P_p^+(z, \nu_p)} + \frac{\alpha_{p,0}(\nu_p)}{\gamma_{esa,0}(\nu_p) P_p^+(z, \nu_p) + \gamma_{p,0}(\nu_p) P_p^{th}(\nu_p)} \right] + \gamma_{p,0}(\nu_p) = 0, \quad (4-63)$$

e integrando entre 0 y z esta ecuación resulta finalmente que

$$\ln \frac{P_p^+(z, \nu_p)}{P_p^+(0, \nu_p)} + \frac{\alpha_{p,0}(\nu_p)}{\gamma_{esa,0}(\nu_p)} \ln \left[\frac{P_p^+(z, \nu_p) + P_{p,esa}^{th}(\nu_p)}{P_p^+(0, \nu_p) + P_{p,esa}^{th}(\nu_p)} \right] + \gamma_{p,0}(\nu_p) z = 0, \quad (4-64)$$

siendo

$$P_{p,esa}^{th}(\nu_p) = \frac{h \nu_p}{\tau} \frac{A_d \bar{N}_T}{\gamma_{esa,2}(\nu_p)} . \quad (4-65)$$

La ecuación (4-64) es una ecuación trascendente que también puede resolverse fácilmente. Por supuesto, esta ecuación no puede utilizarse directamente cuando no hay absorción de bombeo desde el estado excitado, pero si calculamos el límite de esta expresión cuando $\gamma_{esa,2}(\nu_p)$ tiende a cero, lógicamente obtenemos que la ecuación (4-64) tiende a la ecuación (4-61).

Una vez analizado cómo resolver la ecuación (4-56), vamos a explicar a continuación el significado físico de los distintos términos que aparecen en ella. Utilizando la ecuación (4-59), la ecuación (4-56) se transforma en

$$\begin{aligned} & [P_p^{th}(\nu_p) - P_p^{sp}(\nu_p)] \left\{ \gamma_{p,0}(\nu_p) z + \ln \left[\frac{P_p^+(z, \nu_p)}{P_p^+(0, \nu_p)} \right] \right\} \\ & + \gamma_{esa,0}(\nu_p) \int_0^z dz' P_p(z', \nu_p) + \left[1 + \frac{\gamma_{e,0}(\nu_p)}{\gamma_{p,0}(\nu_p)} \right] [P_p^*(z, \nu_p) - P_p^*(0, \nu_p)] \\ & + \frac{\alpha_{p,0}(\nu_p)}{\gamma_{p,0}(\nu_p)} \sum_i \frac{\nu_p}{\nu_i} [P^*(z, \nu_i) - P^*(0, \nu_i)] = 0 . \end{aligned} \quad (4-66)$$

Si sólo tomamos el primer sumando de esta ecuación y lo igualamos a cero, entonces obtenemos la ecuación que describe el comportamiento de la potencia de bombeo copropagante cuando consideramos que el estado fundamental está totalmente poblado. Así pues, la misión de los otros tres sumandos consiste en modificar esta situación. Si consideramos el segmento comprendido entre el principio y un punto z de la fibra, la potencia de bombeo neta que ha absorbido dicho segmento es igual a la diferencia $P_p^*(0, \nu_p) - P_p^*(z, \nu_p)$. Análogamente, las potencias de señal y de fluorescencia netas en un intervalo de frecuencia $\Delta\nu_i$ que emite este segmento viene dada por $P^*(0, \nu_i) - P^*(z, \nu_i)$. Por supuesto, esta diferencia puede ser negativa, lo cual indicaría que la emisión es inferior a la absorción. Así pues, salvo el factor $\alpha_{p,0}(z, \nu_p) / \gamma_{p,0}(z, \nu_p)$, el cuarto sumando de la ecuación (4-66) representa la potencia que sería emitida por este segmento de fibra si la frecuencia de todos los fotones que intervienen

fuese la de bombeo. Análogamente, el tercer sumando representa la potencia de bombeo absorbida por el segmento de fibra, pero en el factor que le acompaña no aparece la absorción de bombeo desde el estado excitado. Este efecto aparece en el segundo sumando ya que la integral representa el valor medio de la potencia de bombeo (copropagante y contrapropagante) a lo largo del segmento de fibra considerado. En la ecuación (4-56) aparecen además los parámetros $P_p^{th}(\nu_p)$ y $P_p^{sp}(\nu_p)$. El parámetro $P_p^{th}(\nu_p)$ podemos definirlo como la potencia de bombeo necesaria para conseguir transparencia si consideramos un amplificador de tres niveles (no bandas, $\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu)$, $\sigma_e(\nu_p) = 0$) cuando introducimos una potencia de señal suficientemente pequeña para que no influya sobre las poblaciones. En esta situación las potencias de fluorescencia tampoco van a influir sobre las poblaciones. Imponiendo la condición de transparencia a la ecuación (4-4) y utilizando las ecuaciones (3-12), (3-31) y (4-1) obtenemos que

$$2\eta_2(\nu_s)n_2(z) = \eta_0(\nu_s). \quad (4-67)$$

Como en la situación actual la ecuación (4-11) queda en la forma

$$n_2(z) = \frac{P_p^{th}(\nu_p)\gamma_{p,0}(\nu_p)}{P_p^{th}(\nu_p)\gamma_{p,2}(\nu_p) + A_d \bar{N}_T h \nu_p / \tau}, \quad (4-68)$$

si utilizamos las ecuaciones (4-6), (4-7), (4-67) y (4-68), obtenemos finalmente la definición de la ecuación (4-43), ya que el cociente $\eta_2(\nu) / \eta_0(\nu)$ es independiente de la frecuencia. Asimismo, en este amplificador de tres niveles, si usamos las ecuaciones (4-3) y (4-5) y tenemos en cuenta que procede del término de emisión espontánea de las ecuaciones de evolución de las potencias de fluorescencia, el parámetro $P_p^{sp}(\nu_p)$ es igual al bombeo (copropagante y contrapropagante) necesario para que el número de fotones de bombeo absorbidos sea igual al número de fotones emitidos espontáneamente y acoplados en la fibra (en ambas direcciones). Este parámetro está definido en la ecuación (4-60), pero si tenemos en cuenta que el cociente $\eta_2(\nu) / \eta_0(\nu)$ es independiente de la frecuencia y utilizamos la ecuación (4-2), entonces también podemos definirlo como

$$P_p^{sp}(\nu_p) = \frac{4 h \nu_p}{\gamma_{p,0}(\nu_p)} \sum_f \Delta\nu_f \gamma_{e,0}(\nu_f). \quad (4-69)$$

Una vez estudiadas las soluciones analíticas de las ecuaciones de evolución de las potencias vamos a analizar las ventajas que reportan a la caracterización experimental de fibras ópticas dopadas.

4.3. Caracterización experimental de fibras ópticas dopadas utilizando soluciones analíticas.

Para calcular las soluciones analíticas de las ecuaciones de evolución de las potencias necesitamos conocer los siguientes parámetros (ecuaciones (4-28), (4-36 a 4-37) y (4-56 a 4-59)): $\gamma_{a,0}(\nu)$, $\gamma_{p,0}(\nu_p)$, $\gamma_{esa,0}(\nu_p)$, $\alpha_{p,0}(\nu_p)$, $\beta(\nu)$, $\gamma(\nu)$, $\xi(\nu)$, $P_p^{th}(\nu_p)$ y $P_p^{sp}(\nu_p)$. Además, estos parámetros nos permiten intuir cómo será el comportamiento de una fibra, así como comparar diferentes fibras entre sí. Por ejemplo, si una fibra presenta un valor bajo para $P_p^{th}(\nu_p)$, vamos a necesitar poca potencia de bombeo para conseguir obtener con ella una amplificación apreciable. Si consideramos las ecuaciones (4-2), (4-12 a 4-13), (4-18 a 4-19), (4-31), (4-43) y (4-60), podemos sustituir este conjunto de parámetros por otro conjunto formado por parámetros más simples: $\gamma_{\beta,i}(\nu_p)$ ($\beta = p, esa, e; i = 0, 2$), $\gamma_{\beta,i}(\nu)$ ($\beta = a, e; i = 0, 2$) y $A_d \bar{N}_T / \tau$. Es muy importante darse cuenta que este último parámetro agrupa tres parámetros que hasta ahora habíamos considerado siempre por separado. En adelante, supondremos que podemos determinarlos por los métodos habituales y que, por tanto, conocemos el parámetro $A_d \bar{N}_T / \tau$. Por último, si tenemos en cuenta que el cociente $\eta_2(\nu) / \eta_0(\nu)$ es independiente de ν (ecuación (3-41)), podemos reducir el número de parámetros necesarios. Así pues, los parámetros que debemos determinar experimentalmente son $\gamma_{\beta,0}(\nu_p)$ ($\beta = p, esa, e$), $\gamma_{\beta,0}(\nu)$ ($\beta = a, e$) y el cociente $\eta_2(\nu) / \eta_0(\nu)$ para una frecuencia cualquiera, el cual, como ya vimos, depende de las potencias de bombeo y de señal. Por supuesto, el parámetro $\gamma_{p,0}(\nu_p)$ (y $\gamma_{a,0}(\nu)$) podemos determinarlo empleando los métodos descritos en capítulos anteriores (método de corte).

Para describir la caracterización experimental mediante las soluciones analíticas, vamos a analizar en primer lugar cómo podemos determinar la mayoría de los parámetros que necesitamos a partir de la relación que nos proporciona la ecuación (4-28) entre la ganancia de la potencia de señal copropagante y la potencia de bombeo copropagante particularizada al final de la fibra ($z = L$), es decir,

$$G(L, \nu) = \exp[\gamma(\nu)L] \left[\frac{P_p^+(L, \nu_p)}{P_p^+(0, \nu_p)} \right]^{\beta(\nu)} \quad (4-70)$$

Como el cociente $P_p^+(L, \nu_p)/P_p^+(0, \nu_p)$ que aparece en esta ecuación representa el factor de atenuación de la potencia inicial de bombeo copropagante, podemos ver esta ecuación como una relación entre este factor y el factor de amplificación de la potencia de señal copropagante (ganancia). Si representamos en unidades logarítmicas (en particular, en decibelios, como es usual cuando se trabaja con fibras ópticas) estos factores utilizando esta ecuación, obtenemos una línea recta. Así pues, si expresamos en decibelios ambos miembros de dicha ecuación obtenemos que

$$g(L, \nu) = \gamma'(\nu)L + \beta(\nu)a^+(L, \nu_p), \quad (4-71)$$

siendo $g(L, \nu)$ la ganancia expresada en dB, $a^+(L, \nu_p)$ el factor de atenuación de la potencia de bombeo copropagante expresado en dB y $\gamma'(\nu) = 10 \log_{10}(e) \gamma(\nu)$, o bien, $\gamma'(\nu)$ es el parámetro $\gamma(\nu)$ expresado en dB/m. Utilizando las ecuaciones (4-1) y (4-12 a 4-13) y considerando que el cociente $\eta_2(\nu)/\eta_0(\nu)$ es independiente de ν , podemos transformar las ecuaciones (4-18) y (4-19) de forma que

$$\beta(\nu) = \frac{\gamma_{a,0}(\nu) + \gamma_{e,0}(\nu)}{\gamma_{p,0}(\nu_p) + \gamma_{e,0}(\nu_p) - \gamma_{esa,0}(\nu_p)}, \quad (4-72)$$

$$\gamma(\nu) = \frac{\gamma_{e,0}(\nu) \gamma_{p,0}(\nu_p) - \gamma_{a,0}(\nu) [\gamma_{e,0}(\nu_p) - \gamma_{esa,0}(\nu_p)]}{\gamma_{p,0}(\nu_p) + \gamma_{e,0}(\nu_p) - \gamma_{esa,0}(\nu_p)}. \quad (4-73)$$

Por tanto, las magnitudes $g(L, \nu)$ y $a^+(L, \nu_p)$ están relacionadas linealmente por unos coeficientes que sólo dependen de la longitud y de las características de la fibra dopada. En la figura 4.2. representamos los valores de $g(L, \nu)$ en función de los valores de $a^+(L, \nu_p)$ y su ajuste a una línea recta por el método de mínimos cuadrados. Para construir este gráfico hemos calculado doce casos para una longitud de 15 metros de la misma fibra que utilizamos en el capítulo anterior. Los doce casos empleados corresponden a potencias de bombeo copropagante de 20, 25, 30 y 40 mW y potencias de señal copropagante de 0.1 μ W, 10 μ W y 1 mW. Las longitudes de onda de las potencias de bombeo y

señal son 1480 y 1530 nm, respectivamente. Calculando con las ecuaciones (4-18) y (4-19), obtenemos que $\beta(\nu) = 5.102$ y que $\gamma(\nu) = 0.9636 \text{ m}^{-1}$ y, en el conjunto de puntos representados, la diferencia entre los valores de ganancia calculados y la línea recta calculada a partir de estos parámetros está comprendida entre 0.05 y 0.13 dB (0.09 dB promediando la diferencia para los doce puntos considerados). Realizando un ajuste por mínimos cuadrados, resulta que $\beta(\nu) = 5.093$ y que $\gamma(\nu) = 0.9612 \text{ m}^{-1}$ y la mayor diferencia entre los valores de ganancia calculados y la línea recta ajustada es inferior a la tolerancia impuesta en el programa de cálculo (1%). Así pues, estos resultados nos muestran claramente que midiendo la ganancia y la potencia de bombeo

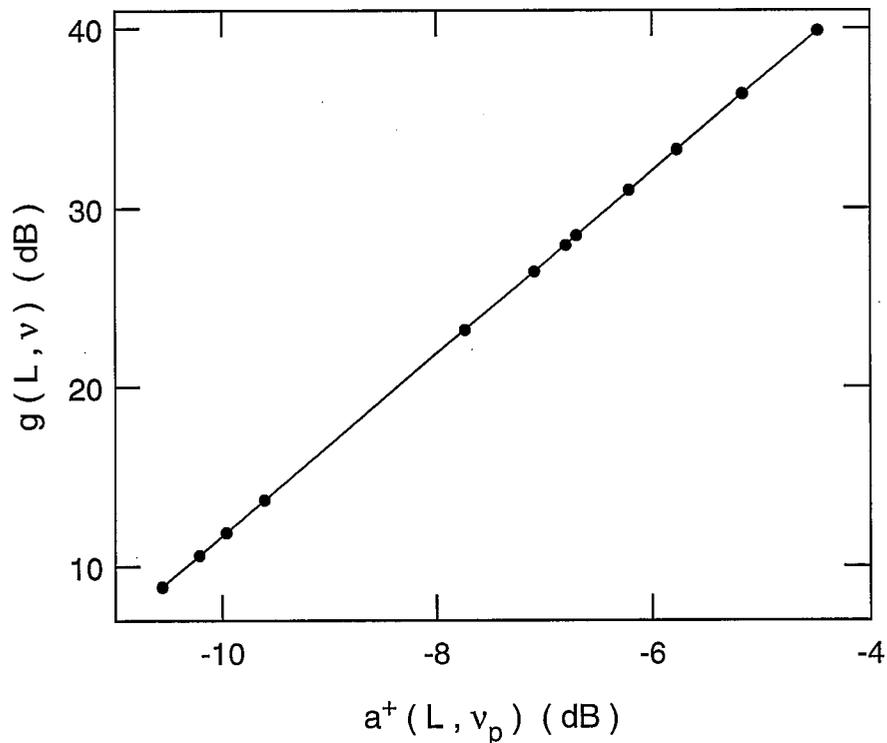


Figura 4.2. Ajuste a una línea recta de $g(z, \nu)$ en función de $a^+(z, \nu_p)$. Para construir este gráfico hemos calculado doce casos para una longitud de 15 metros de la misma fibra que utilizamos en el capítulo anterior. Los doce casos empleados corresponden a potencias de bombeo copropagante de 20, 25, 30 y 40 mW y potencias de señal copropagante de 0.1 μW , 10 μW y 1 mW. Las longitudes de onda de las potencias de bombeo y señal son 1480 y 1530 nm, respectivamente.

residual para varios valores de la potencia de bombeo de entrada y ajustando de acuerdo a la ecuación (4-71) podemos obtener de forma fiable los valores de los parámetros $\gamma(v)$ y $\beta(v)$. Además, nos afianzan todavía más en los buenos resultados que se obtienen con el modelo basado en varios factores de solapamiento.

A partir de las ecuaciones (4-19) y (4-72) deducimos las expresiones

$$\gamma_{a,0}(v) = \gamma_{p,0}(v_p) \beta(v) - \gamma(v), \quad (4-74)$$

$$\gamma_{e,0}(v) = [\gamma_{e,0}(v_p) - \gamma_{esa,0}(v_p)] \beta(v) + \gamma(v), \quad (4-75)$$

las cuales nos permiten calcular $\gamma_{a,0}(v)$ y $\gamma_{e,0}(v)$ una vez que hemos determinado experimentalmente $\gamma(v)$ y $\beta(v)$, siempre y cuando conozcamos el valor de los parámetros $\gamma_{p,0}(v_p)$ y $\gamma_{e,0}(v_p) - \gamma_{esa,0}(v_p)$.

Vamos a estudiar el empleo de estas ecuaciones para las bandas de bombeo de 800, 980 y 1480 nanómetros. Como cada banda de bombeo tiene sus propias particularidades, los problemas que conlleve su empleo en la caracterización serán diferentes. La banda de bombeo que nos conviene utilizar para caracterizar la fibra depende de la banda de bombeo que vayamos a emplear en amplificación. Por supuesto, si caracterizamos empleando una banda de bombeo determinada, obtenemos todos los parámetros necesarios para estudiar la amplificación cuando se bombea en dicha banda, pero también determinamos todos los parámetros necesarios para estudiar la amplificación cuando se bombea en la banda de 1480 nanómetros, ya que esta banda de bombeo coincide con la banda de la transición láser. Así pues, la banda de bombeo de 1480 nanómetros es la menos conveniente para caracterización, aunque muchas veces las fibras dopadas presentan propagación monomodal únicamente para esta banda. Por supuesto, la longitud de onda de corte de la fibra nos limita las bandas de bombeo que podemos utilizar, tanto en caracterización como en amplificación. No obstante, consideraremos que la fibra presenta propagación monomodal en las tres bandas mencionadas.

Supongamos que medimos $\gamma_{p,0}(v_p)$, $\gamma(v)$ y $\beta(v)$ bombeando en la banda de 980 nanómetros. En esta banda no hay emisión estimulada de bombeo ni absorción de bombeo desde el estado excitado y, por tanto, podemos determinar fácilmente $\gamma_{a,0}(v)$ y $\gamma_{e,0}(v)$, ya que entonces la ecuación (4-75) queda en la forma $\gamma_{e,0}(v) = \gamma(v)$. Sin embargo, cuando intentamos realizar el mismo proceso en las bandas de 800 y 1480 nanómetros, nos

encontramos con un problema para emplear la ecuación (4-75) debido a la difícil determinación experimental del parámetro $\gamma_{e,0}(\nu_p) - \gamma_{esa,0}(\nu_p)$ de forma directa. El problema es formalmente idéntico en ambos casos, pero la causa que lo genera es diferente: la existencia de emisión de bombeo en 1480 nanómetros y la absorción de bombeo desde el estado excitado en 800 nanómetros. Para solucionarlo debemos determinar el parámetro $\gamma_{e,0}(\nu_p)$ o el parámetro $\gamma_{esa,0}(\nu_p)$ a partir de medidas de bombeo en condiciones tales que no haya señal y la influencia de la fluorescencia sobre las poblaciones sea despreciable. Para ello, debemos utilizar las ecuaciones (4-61) y (4-64), respectivamente, y, además, conocer el valor del cociente $\eta_2(\nu_p) / \eta_0(\nu_p)$, de cuya determinación experimental todavía no nos hemos ocupado. Finalmente, si tenemos la posibilidad de bombear en las bandas de 800 y 980 nanómetros, podemos determinar todos los parámetros necesarios para trabajar en amplificación bombeando en cualquiera de las tres bandas. Si, una vez calculados $\gamma_{a,0}(\nu)$ y $\gamma_{e,0}(\nu)$ a partir de la caracterización realizada con bombeo en la banda de 980 nanómetros, volvemos a determinar experimentalmente $\gamma(\nu)$ y $\beta(\nu)$ bombeando ahora en la banda de 800 nanómetros, podemos calcular $\gamma_{p,0}(\nu_p)$, $\gamma_{esa,0}(\nu_p)$ en esta banda utilizando nuevamente la ecuación (4-75), ya que entonces no hay emisión de bombeo, pero sí hay absorción de bombeo desde el estado excitado.

Como hemos visto, los parámetros $\gamma(\nu)$ y $\beta(\nu)$ desempeñan una función muy importante en la caracterización de la fibra dopada. Pero además pueden servirnos en bastantes casos para comparar a priori diferentes fibras, diferentes bandas de bombeo o incluso diferentes longitudes de onda dentro de la banda de bombeo o de la banda de amplificación, ya que, por ejemplo, si tenemos en cuenta la ecuación (4-71), vemos que $\beta(\nu)$ nos indica cómo se invierte la potencia de bombeo consumida ($|a^+(L, \nu_p)|$) en producir ganancia con una longitud determinada. Concretamente, supongamos que nos interesa conseguir con un cierto consumo de bombeo una ganancia determinada (suponemos que ambos valores son compatibles) y queremos saber si bombeando en 980 nanómetros necesitaremos menor longitud de fibra que bombeando en 1480 nanómetros. Por una parte, resulta que $\gamma(\nu)$ es siempre mayor cuando se bombea en 980 nanómetros (ecuación (4-73)) y, por otra, $\beta(\nu)$ es menor cuando se bombea en 980 nanómetros si la fibra cumple la condición

$$\gamma_{p,0}(980) > \gamma_{p,0}(1480) + \gamma_{e,0}(1480), \quad (4-76)$$

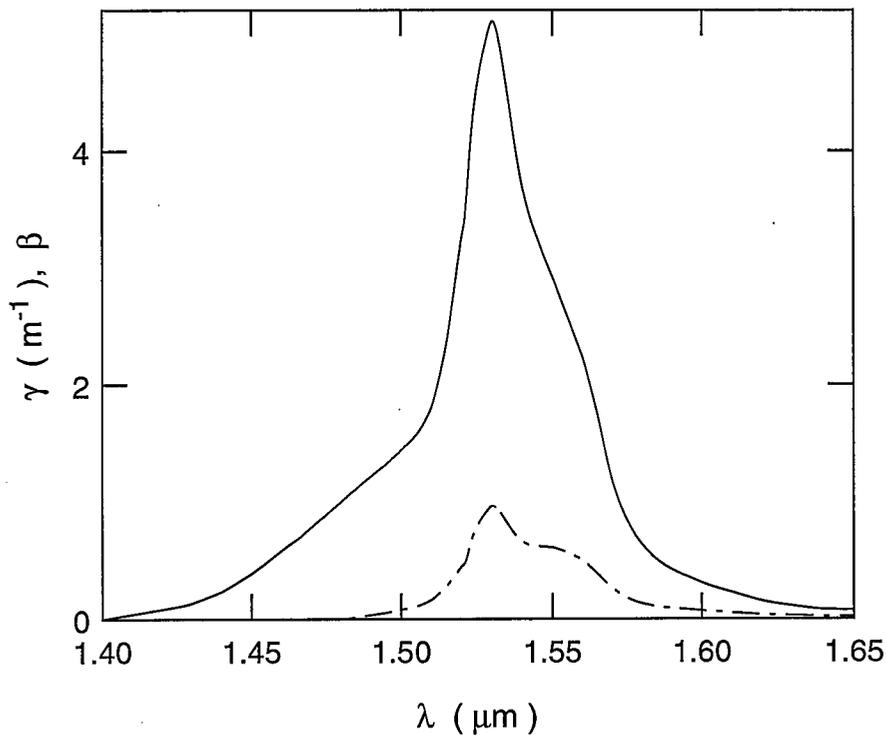


Figura 4.3. Valores de los parámetros γ (línea a trazos) y β (línea continua) en función de la longitud de onda para la misma fibra que hemos utilizado anteriormente cuando la longitud de onda de bombeo es 1480 nanómetros. Como sólo representamos valores positivos de los parámetros, podemos apreciar claramente la región espectral donde la amplificación es posible.

lo cual se deduce fácilmente utilizando la ecuación (4-72). Así pues, si se satisface la condición dada por la ecuación (4-76), necesitaremos menor longitud de fibra si bombeamos en la banda de 980 nanómetros (ecuación (4-71)). Si no se satisface dicha condición, no es posible establecer ninguna conclusión válida.

Como la fibra siempre absorbe potencia de bombeo, la amplificación sólo es posible cuando los parámetros γ (ν) y β (ν) tienen el mismo signo (ecuación (4-71)). Esto es así si bombeamos en las bandas de 800 y 980 nanómetros. Si bombeamos en 1480 nanómetros, esta condición se satisface cuando se verifica que

$$\sigma_a(\nu) / \sigma_e(\nu) < \sigma_a(\nu_p) / \sigma_e(\nu_p), \quad (4-77)$$

(ecuación (4-73)). Curiosamente, cuando puede haber amplificación, tanto $\gamma(\nu)$ como $\beta(\nu)$ son siempre positivos, excepto si se bombea en la banda de 800 nanómetros una fibra para la que $\sigma_a(\nu_p) < \sigma_{esa}(\nu_p)$ (no consideraremos la posibilidad casual $\sigma_a(\nu_p) = \sigma_{esa}(\nu_p)$, ya que entonces se anula el denominador de los parámetros $\gamma(\nu)$ y $\beta(\nu)$). En la figura 4.3. representamos los valores de los parámetros γ y β en función de la longitud de onda para la misma fibra que hemos utilizado anteriormente cuando la longitud de onda de bombeo es 1480 nanómetros. Como en esta figura sólo representamos valores positivos de los parámetros, podemos apreciar claramente la región espectral donde la amplificación es posible.

Para completar la caracterización experimental, sólo nos falta determinar el cociente $\eta_2(\nu) / \eta_0(\nu)$ para una frecuencia determinada. Dejando a un lado que este parámetro lo necesitamos para determinar $\gamma_{e,0}(\nu_p) - \gamma_{esa,0}(\nu_p)$, sólo es necesario determinarlo para calcular la potencia de bombeo copropagante a partir de la ecuación (4-56) debido a que el parámetro $P_p^{th}(\nu_p)$ depende de este cociente (ecuación (4-43)). Una vez que conocemos la potencia de bombeo copropagante ya no necesitamos este cociente para determinar el resto de las potencias. Como ya vimos en el capítulo anterior, si trabajamos con potencias de bombeo y de señal copropagantes y monocromáticas, este cociente podemos determinarlo fácilmente utilizando la relación

$$\eta_2(\nu) / \eta_0(\nu) = 1 + 1 / [C + C_p P_p(0, \nu_p) + C_s P_s(0, \nu_s)], \quad (3-43)$$

cuyos coeficientes C , C_p , C_s podíamos determinarlos mediante ajuste de medidas experimentales obteniendo buenos resultados. No obstante, como en este capítulo estamos describiendo soluciones analíticas a las ecuaciones de evolución de las potencias, parece lógico buscar expresiones analíticas también para estos parámetros. Una vez que las conozcamos, podremos emplear estas expresiones junto con la ecuación (4-56) y no será necesario medir el parámetro $\eta_2(\nu) / \eta_0(\nu)$. Además, nos simplificarán la determinación experimental del parámetro $\gamma_{e,0}(\nu_p) - \gamma_{esa,0}(\nu_p)$. Estas expresiones podemos obtenerlas igualando los desarrollos en serie de potencias hasta primer orden de ambos miembros de la expresión (3-43) en torno al punto ($P_p(0, \nu_p) = 0$, $P_s(0, \nu_s) = 0$). Así obtendríamos que

$$C = 1 / (B - 1), \quad (4-78)$$

$$C_p = -C^2 B_p, \quad (4-79)$$

$$C_s = -C^2 B_s, \quad (4-80)$$

siendo

$$B = \lim [\eta_2(v) / \eta_0(v)], \quad (4-81)$$

$$B_p = \lim \{ \partial [\eta_2(v) / \eta_0(v)] / \partial P_p(0, v_p) \}, \quad (4-82)$$

$$B_s = \lim \{ \partial [\eta_2(v) / \eta_0(v)] / \partial P_s(0, v_s) \}, \quad (4-83)$$

cuando $P_p(0, v_p) \rightarrow 0$ y $P_s(0, v_s) \rightarrow 0$. Para calcular B, B_p y B_s debemos obtener en primer lugar una expresión para $\eta_2(v) / \eta_0(v)$ a partir de las ecuaciones (1-6 a 1-11), (3-4), (3-5) y (3-24), teniendo en cuenta que sólo intervienen la potencia de bombeo y la potencia de señal, ya que despreciamos la influencia de la fluorescencia. Después, derivamos dicha expresión respecto a $P_p(0, v_p)$ y $P_s(0, v_s)$ y, por último procedemos a calcular los límites. Pues bien, cuando aplicamos este método de cálculo para determinar B, nos encontramos con un problema: el límite no existe. Aunque, desde el punto de vista físico, este hecho no tiene la menor importancia ya que el valor de $\eta_2(v)$ cuando no hay potencias puede ser cualquiera, se convierte en un problema que debemos evitar. Para ello, vamos a determinar B y B_p cuando la potencia de señal es nula, ya que $P_s(0, v_s)$ es siempre menor (normalmente, bastante menor) que $P_p(0, v_p)$ y, por tanto, es menor su influencia sobre $\eta_2(v)$. Posteriormente, corregiremos el resultado para que contemple la posibilidad de potencia de señal no nula obteniendo una expresión para C_s . Así pues, calculando B y B_p para señal nula, obtenemos para C y C_p las siguientes expresiones

$$C = \frac{\eta_0(v) \eta_0(v_p)}{\eta(v, v_p) - \eta_0(v) \eta_0(v_p)}, \quad (4-84)$$

$$C_p = \frac{\tau[\gamma_{p,0}(v_p) + \gamma_{e,0}(v_p)]}{h v_p A_d \bar{N}_T} \frac{\eta_0(v) \eta_0(v_p) \eta(v, v_p, v_p) - \eta(v_p, v_p) \eta(v, v_p)}{\eta_0(v_p) [\eta(v, v_p) - \eta_0(v) \eta_0(v_p)]^2} \quad (4-85)$$

siendo

$$\eta(v, v') = \frac{A_d}{N_T} \int_{A_d} ds \psi(r, \varphi, v) \psi(r, \varphi, v') N_T(r, \varphi), \quad (4-86)$$

$$\eta(v, v', v') = \frac{A_d^2}{N_T} \int_{A_d} ds \psi(r, \varphi, v) [\psi(r, \varphi, v')]^2 N_T(r, \varphi). \quad (4-87)$$

Para introducir la dependencia con la potencia de señal nos falta obtener una expresión para C_s . Para ello vamos a dar los mismos pasos que para calcular C_p , pero ahora derivando respecto a $P_s(0, v_s)$ en vez de respecto a $P_p(0, v_p)$ y vamos a considerar que, en lugar de la potencia de señal, la potencia de bombeo es nula. Hemos evitado el problema de la no existencia de límite en el punto ($P_p(0, v_p) = 0$, $P_s(0, v_s) = 0$) al haber considerado la influencia de la potencia de señal como una perturbación sobre el resultado obtenido anteriormente. Así pues, obtenemos que

$$C_s = \frac{\tau[\gamma_{a,0}(v_s) + \gamma_{e,0}(v_s)]}{h v_s A_d \bar{N}_T} \frac{\eta_0(v) \left[\frac{\eta_0(v_p)}{\eta_0(v_s)} \right]^2 \eta_0(v_s) \eta(v, v_s, v_s) - \eta(v_s, v_s) \eta(v, v_s)}{\left[\eta(v, v_p) - \eta_0(v) \eta_0(v_p) \right]^2} \quad (4-88)$$

Como $\eta_2(v) / \eta_0(v)$ es independiente de la frecuencia v y la expresión (3-43) debe ser válida, dentro de las aproximaciones realizadas, para cualquier valor de las potencias de bombeo y de señal, entonces los coeficientes C , C_p y C_s también deben ser independientes de la frecuencia. De hecho, ya en las ecuaciones (4-84), (4-85) y (4-88) no les hemos asignado ninguna dependencia. Si dividimos el numerador y el denominador del segundo miembro de la ecuación (4-84) por el producto $\eta_0(v) \eta_0(v_p)$, vemos que, como

C es independiente de la frecuencia, el cociente $\eta(v, v_p) / \eta_0(v)$ también debe serlo. Análogamente, a partir de las ecuaciones (4-85) y (4-88), vemos que los cocientes $\eta(v, v_p, v_p) / \eta_0(v)$ y $\eta(v, v_s, v_s) / \eta_0(v)$ tampoco dependen de la frecuencia. Además, si consideramos las ecuaciones (4-86) y (4-87), podemos concluir que los cocientes $\eta(v, v^1) / \eta_0(v)$ y $\eta(v, v^1, v^1) / \eta_0(v)$ no dependen de la frecuencia v . Si definimos los parámetros

$$\chi_1(v^1) = \eta(v, v^1) / \eta_0(v), \quad (4-89)$$

$$\chi_2(v^1) = \eta(v, v^1, v^1) / \eta_0(v), \quad (4-90)$$

las ecuaciones (4-84), (4-85) y (4-88) quedan en la forma

$$C = \frac{1}{\chi_1(v_p) / \eta_0(v_p) - 1}, \quad (4-91)$$

$$C_p = \frac{\tau[\gamma_{p,0}(v_p) + \gamma_{e,0}(v_p)]}{h v_p A_d \bar{N}_T} \frac{\chi_2(v_p) - \chi_1^2(v_p)}{[\chi_1(v_p) - \eta_0(v_p)]^2}, \quad (4-92)$$

$$C_s = \frac{\tau[\gamma_{a,0}(v_s) + \gamma_{e,0}(v_s)]}{h v_s A_d \bar{N}_T} \frac{[\eta_0(v_p)]^2}{[\eta_0(v_s)]^2} \frac{\chi_2(v_s) - \chi_1^2(v_s)}{[\chi_1(v_p) - \eta_0(v_p)]^2}. \quad (4-93)$$

Por último, empleando las ecuaciones (4-86) y (4-87) y como $\chi_1(v^1)$ y $\chi_2(v^1)$ no dependen de la frecuencia v , podemos transformar las ecuaciones (4-89) y (4-90) en la forma

$$\chi_1(v^1) = A_d \frac{\int_{A_d} ds [\psi(r, \varphi, v^1)]^2 N_T(r, \varphi)}{\int_{A_d} ds \psi(r, \varphi, v^1) N_T(r, \varphi)}, \quad (4-94)$$

$$\chi_2(v^1) = A_d^2 \frac{\int_{A_d} ds [\psi(r, \varphi, v^1)]^3 N_T(r, \varphi)}{\int_{A_d} ds \psi(r, \varphi, v^1) N_T(r, \varphi)}. \quad (4-95)$$

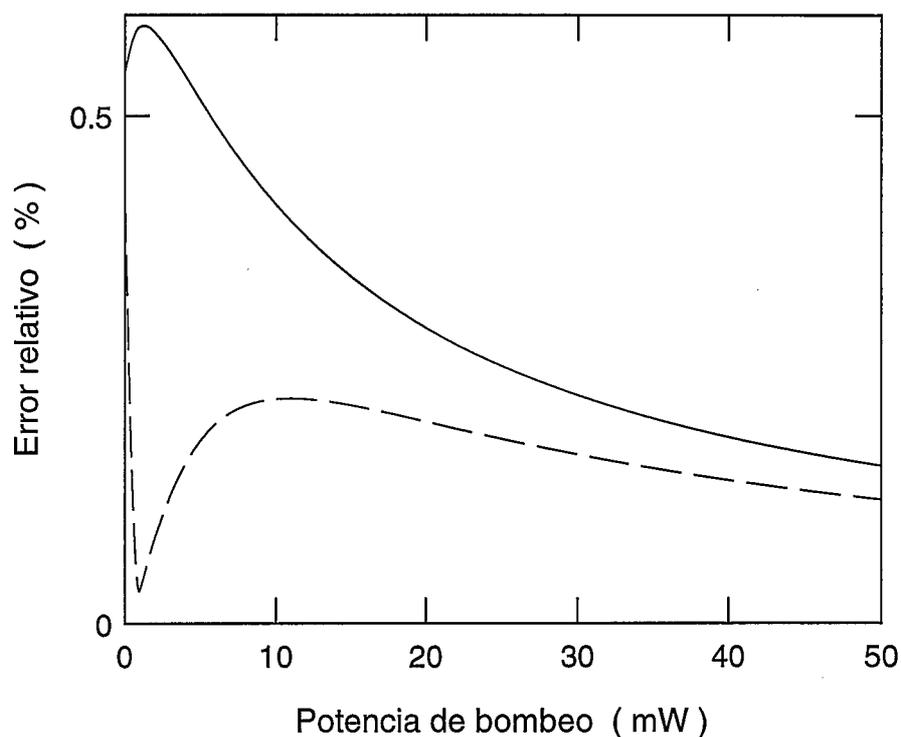


Figura 4.4. Valor absoluto del error relativo cometido calculando el cociente $\eta_2(v) / \eta_0(v)$ a partir de la expresión (3-43), determinando los coeficientes C , C_p y C_s con las ecuaciones (3-4), (3-5), (4-1) y (4-91 a 4-95). El error lo hemos calculado en $v = v_p$ para dos potencias de señal: $0.1 \mu\text{W}$ (línea discontinua) y 1 mW (línea continua).

Como ya hicimos en la figura 3.21., en la figura 4.4. representamos el valor absoluto del error relativo que se comete calculando el cociente η_2 / η_0 a partir de la expresión (3-43), pero ahora determinamos los coeficientes C , C_p y C_s con las ecuaciones (3-4), (3-5), (4-1) y (4-91 a 4-95). El error lo hemos calculado en $v = v_p$ para potencias de bombeo desde 0 hasta 50 mW y dos potencias de señal: $0.1 \mu\text{W}$ y 1 mW . La fibra dopada es la misma que hemos utilizado anteriormente y las longitudes de onda de las potencias de bombeo y señal son 1480 y 1530 nanómetros, respectivamente. Los resultados obtenidos son suficientemente buenos ya que el máximo error es inferior al 0.6 %, aún cuando hemos considerado situaciones en las que la potencia de señal es igual e incluso mayor que la potencia de bombeo.

En este apartado hemos tratado el tema de la caracterización de fibras ópticas dopadas utilizando las soluciones analíticas de las ecuaciones de evolución, pero las ventajas que proporcionan estas soluciones no acaban aquí, ya que también pueden ser empleadas en otros aspectos del estudio teórico de los amplificadores de fibra óptica dopada.

4.4. Otras posibilidades de las soluciones analíticas.

En este apartado vamos a introducir el estudio de algunas de las posibilidades que ofrecen las soluciones analíticas en el estudio teórico de los amplificadores de fibra óptica dopada. Trataremos, aunque brevemente, tres temas: potencia de bombeo umbral, máximos de ganancia y fluorescencia y potencias de señal equivalente.

Si consideramos una fibra óptica dopada de longitud L trabajando como amplificador en esquema copropagante (es decir, potencias de bombeo y señal copropagantes), podríamos definir la potencia de bombeo umbral para una frecuencia ν del espectro de amplificación como la menor potencia de bombeo necesaria para conseguir ganancia unidad (0 dB) en dicha frecuencia. Pero entonces, esta potencia dependería, en general, de la longitud de la fibra y de la potencia de señal por lo que no nos sería muy útil. Sin embargo, si limitamos esta definición al caso de una fibra cuya longitud es nula (realmente, cuya longitud tiende al caso límite de longitud nula) en la que no hay señal, entonces la potencia de bombeo umbral sería un parámetro que dependería únicamente de las características de la fibra. Además, para esta longitud, las potencias de fluorescencia son nulas por lo que, evidentemente, no influyen en las poblaciones y la ganancia para señal contrapropagante coincide con la ganancia para señal copropagante. Así pues, considerando que en una fibra óptica dopada de longitud nula introducimos una potencia de bombeo copropagante y no introducimos señal alguna, definimos la potencia de bombeo umbral, $P_p^{th}(\nu_p, \nu)$, para una frecuencia ν del espectro de amplificación como la menor potencia de bombeo necesaria para conseguir que la ganancia $G(L, \nu)$ sea igual a 1. Realmente, como la longitud es nula y no hay señal, más que ganancia deberíamos decir ganancia potencial. Por supuesto, tanto esta definición como el posterior tratamiento, pueden ser fácilmente generalizados a otros esquemas de amplificación.

Como ni señal ni fluorescencia van a influir sobre las poblaciones, podemos calcular la potencia de bombeo copropagante en L particularizando la ecuación (4-64) en $z = L$ y teniendo en cuenta que la potencia de bombeo copropagante en el principio de la fibra es igual a la potencia de bombeo umbral, es decir,

$$\ln \frac{P_p^+(L, \nu_p)}{P_p^{\text{th}}(\nu_p, \nu)} + \frac{\alpha_{p,0}(\nu_p)}{\gamma_{\text{esa},0}(\nu_p)} \ln \left[\frac{P_p^+(L, \nu_p) + P_{p,\text{esa}}^{\text{th}}(\nu_p)}{P_p^{\text{th}}(\nu_p, \nu) + P_{p,\text{esa}}^{\text{th}}(\nu_p)} \right] + \gamma_{p,0}(\nu_p) L = 0, \quad (4-96)$$

estando definido $P_{p,\text{esa}}^{\text{th}}(\nu_p)$ por la ecuación (4-65). Imponiendo la condición $G(L, \nu) = 1$ en la ecuación (4-28) obtenemos que

$$P_p^+(L, \nu_p) = P_p^{\text{th}}(\nu_p, \nu) \exp \left[-\gamma(\nu) L / \beta(\nu) \right]. \quad (4-97)$$

A partir del sistema formado por estas dos últimas ecuaciones y utilizando la ecuación (4-19), obtenemos que

$$\frac{P_p^{\text{th}}(\nu_p, \nu) \exp \left[-\gamma(\nu) L / \beta(\nu) \right] + P_{p,\text{esa}}^{\text{th}}(\nu_p)}{P_p^{\text{th}}(\nu_p, \nu) + P_{p,\text{esa}}^{\text{th}}(\nu_p)} = \exp \left[-\frac{\gamma_{a,0}(\nu) \gamma_{\text{esa},0}(\nu_p)}{\beta(\nu) \alpha_{p,0}(\nu_p)} L \right]. \quad (4-98)$$

Como vamos a calcular $P_p^{\text{th}}(\nu_p, \nu)$ cuando L tiende a cero, desarrollamos en serie de potencias hasta primer orden las exponenciales que aparecen en la ecuación anterior y obtenemos que

$$P_p^{\text{th}}(\nu_p, \nu) = \frac{P_{p,\text{esa}}^{\text{th}}(\nu_p)}{\frac{\alpha_{p,0}(\nu_p) \gamma(\nu)}{\gamma_{\text{esa},0}(\nu_p) \gamma_{a,0}(\nu)} - 1}. \quad (4-99)$$

Utilizando las ecuaciones (4-1), (4-12), (4-13), (4-18), (4-19), (4-43) y (4-65), y teniendo en cuenta que el cociente $\eta_2(\nu) / \eta_0(\nu)$ no depende de la frecuencia ν , la ecuación (4-99) podemos transformarla finalmente en la forma

$$P_p^{\text{th}}(\nu_p, \nu) = \frac{P_p^{\text{th}}(\nu_p)}{\frac{\gamma_{e,0}(\nu) \gamma_{e,0}(\nu_p)}{\gamma_{a,0}(\nu) \gamma_{p,0}(\nu_p)}}, \quad (4-100)$$

donde vemos claramente que la potencia de bombeo umbral es independiente de la absorción de bombeo desde el estado excitado y es proporcional a $P_p^{th}(\nu_p)$. El denominador que aparece en esta expresión es positivo siempre que nos encontremos en el espectro de amplificación (para cualquier banda de bombeo). Esta ecuación presenta una complicación: para calcular el parámetro $P_p^{th}(\nu_p)$ necesitamos conocer el cociente $\eta_2(\nu)/\eta_0(\nu)$, el cual depende de la potencia de bombeo umbral. No obstante, sustituyendo dicho cociente por la expresión que obtenemos para él a partir de las ecuaciones (3-43), (4-91) y (4-92), obtenemos una ecuación de segundo grado para la potencia de bombeo umbral. Así pues, la potencia de bombeo umbral que hemos definido depende únicamente de las características de la fibra. Por otra parte, el parámetro

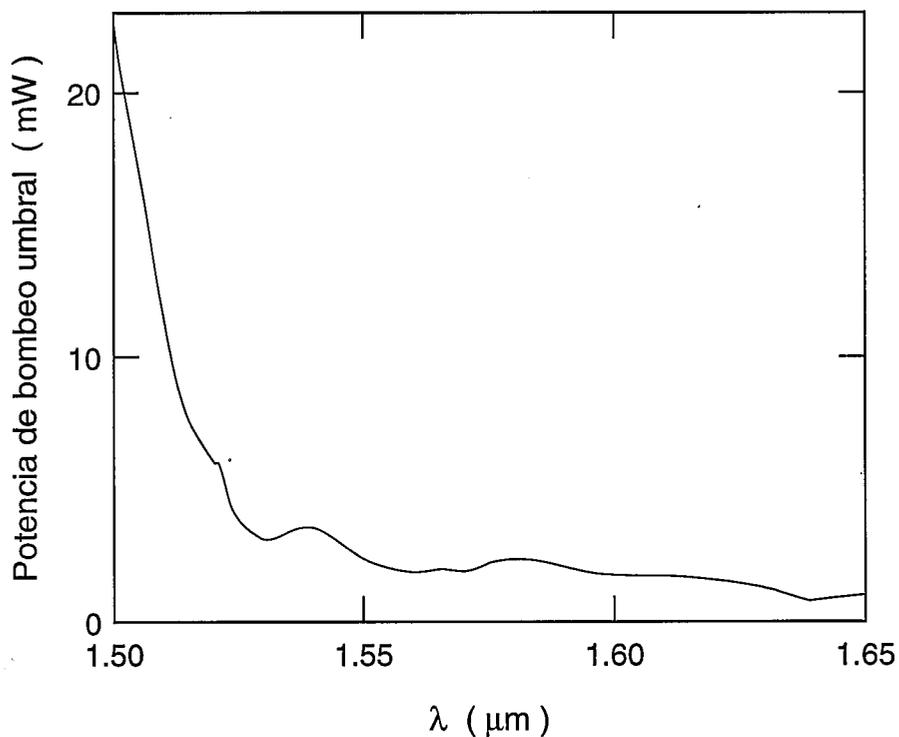


Figura 4.5. Potencia de bombeo umbral para la misma fibra que hemos considerado hasta ahora. La longitud de onda de bombeo es 1480 nanómetros.

$P_p^{th}(\nu_p)$ coincide con la potencia de bombeo umbral que proponen otros autores [25, por ejemplo] cuando los factores de solapamiento η_2 y η_0 se consideran iguales, es decir, cuando se trabaja con el modelo de un único factor de solapamiento.

En la figura 4.5. representamos la potencia de bombeo umbral para la misma fibra que hemos venido utilizando hasta ahora. La hemos calculado resolviendo la ecuación de segundo grado que resulta al tener en cuenta la dependencia del factor de solapamiento $\eta_2(\nu_p)$ con la potencia de bombeo. La longitud de onda de bombeo es 1480 nanómetros.

En dicha figura puede verse que la potencia de bombeo umbral presenta importantes variaciones con la longitud de onda del espectro de amplificación. Así, por ejemplo, para tener garantías de amplificación en 1500 nm vamos a tener que utilizar una potencia de bombeo superior a 22.6 mW, mientras que en 1530 y 1650 nm necesitamos que sea superior a 3.11 y 1.02 mW, respectivamente. Por supuesto, esto es una primera condición para obtener amplificación, ya que hemos definido la potencia de bombeo umbral considerando que la longitud de la fibra tiende a cero. No obstante, está claro que en la región espectral situada en torno a 1600 nm vamos a necesitar muy poca potencia de bombeo para conseguir amplificación, aunque no sabemos si obtendremos una gran ganancia. Desde luego, si observamos los valores de las secciones eficaces de absorción y emisión (figura 1.2.) apreciamos en seguida que la máxima amplificación que puede obtenerse va a ser bastante inferior a la que puede conseguirse en la región situada en torno a 1530 nm. Aunque es complicado hacer un estudio detallado de la máxima amplificación que puede conseguirse con una fibra óptica dopada, podemos utilizar las soluciones analíticas para deducir algunas conclusiones sobre este tema que, por simplicidad, no vamos a tratar en función de la longitud de la fibra, sino en función de z , aunque, por supuesto, ambos tratamientos son similares y los resultados no presentan grandes diferencias. En general, como la potencia de bombeo es una función decreciente con z , la ganancia es el producto de una función creciente y otra función decreciente (ecuación (4-28)). Esto nos asegura que la ganancia va a presentar un máximo relativo. Si llamamos z_m al punto donde se alcanza el máximo de ganancia, debe cumplirse que la derivada de la ganancia evaluada en dicho punto se anule y, por tanto, obtenemos que la condición de ganancia máxima es equivalente a

$$\frac{1}{P_p^+(z_m, \nu_p)} \frac{d P_p^+(z_m, \nu_p)}{d z} = - \frac{\gamma(\nu)}{\beta(\nu)}. \quad (4-101)$$

Por supuesto, esta expresión es válida siempre que el segundo miembro sea negativo, lo cual, como ya vimos, es una condición necesaria para que haya amplificación. Si no fuera así, el razonamiento seguido sería falso. Así pues, para calcular z_m y la ganancia máxima debemos resolver el sistema formado por las ecuaciones (4-56) y (4-101). Análogamente, podemos encontrar condiciones de máximo para la potencia de fluorescencia copropagante, por ejemplo. No vamos a entrar en ello ahora, pero vamos a demostrar que, cuando la ganancia es máxima, la fluorescencia copropagante es creciente y, por tanto, el máximo de la fluorescencia copropagante es posterior al de ganancia. Si calculamos la derivada de la potencia de fluorescencia copropagante (ecuaciones (4-36) y (4-48)) e imponemos la condición de máximo de ganancia obtenemos que

$$\frac{d P_f^+(z_m, \nu_f)}{d z} = \gamma_{a,0}(\nu_f) \xi(\nu_f). \quad (4-102)$$

lo que nos indica que, en general, la derivada de la potencia de fluorescencia copropagante en z_m es positiva y, por tanto, la potencia de fluorescencia copropagante es creciente en dicho punto.

Esta breve referencia es suficiente para ilustrar la utilidad de las soluciones analíticas para deducir condiciones de optimización de amplificadores de fibra dopada, aunque también sirve para dejarnos entrever que el tema es suficientemente complicado para abordarlo sin introducir ningún tipo de simplificación. El cálculo se hace complicado debido a que la ecuación (4-56) es una ecuación integral. Si estamos bombeando en una banda para la que no hay absorción de bombeo desde el estado excitado, son las potencias de fluorescencia las que convierten esta ecuación en integral. Hay aproximaciones, como despreciar el efecto de las potencias de fluorescencia sobre las poblaciones, que simplifican este problema, pero cuyos resultados son, en general, bastante inexactos, ya que, cuando la potencia de bombeo sea suficientemente alta, la ganancia también lo será y las potencias de fluorescencia van a tener una influencia bastante importante sobre las poblaciones. Aplicar esta aproximación siempre sobrevalora la ganancia que puede obtenerse, puesto que considera que el bombeo es más eficiente. En la figura 4.6. podemos ver un ejemplo de los elevados errores que pueden

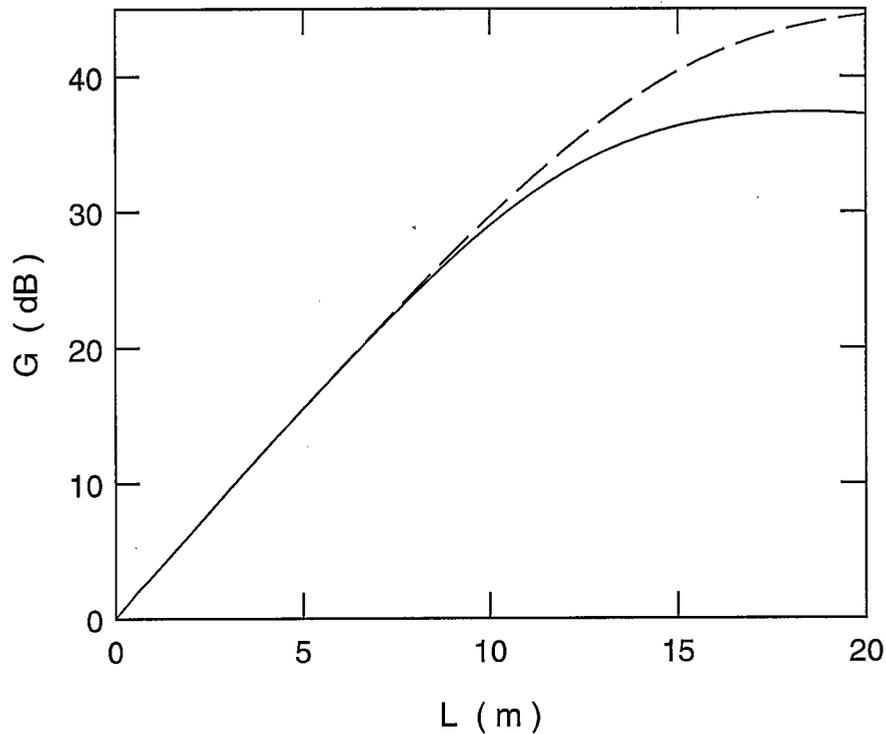


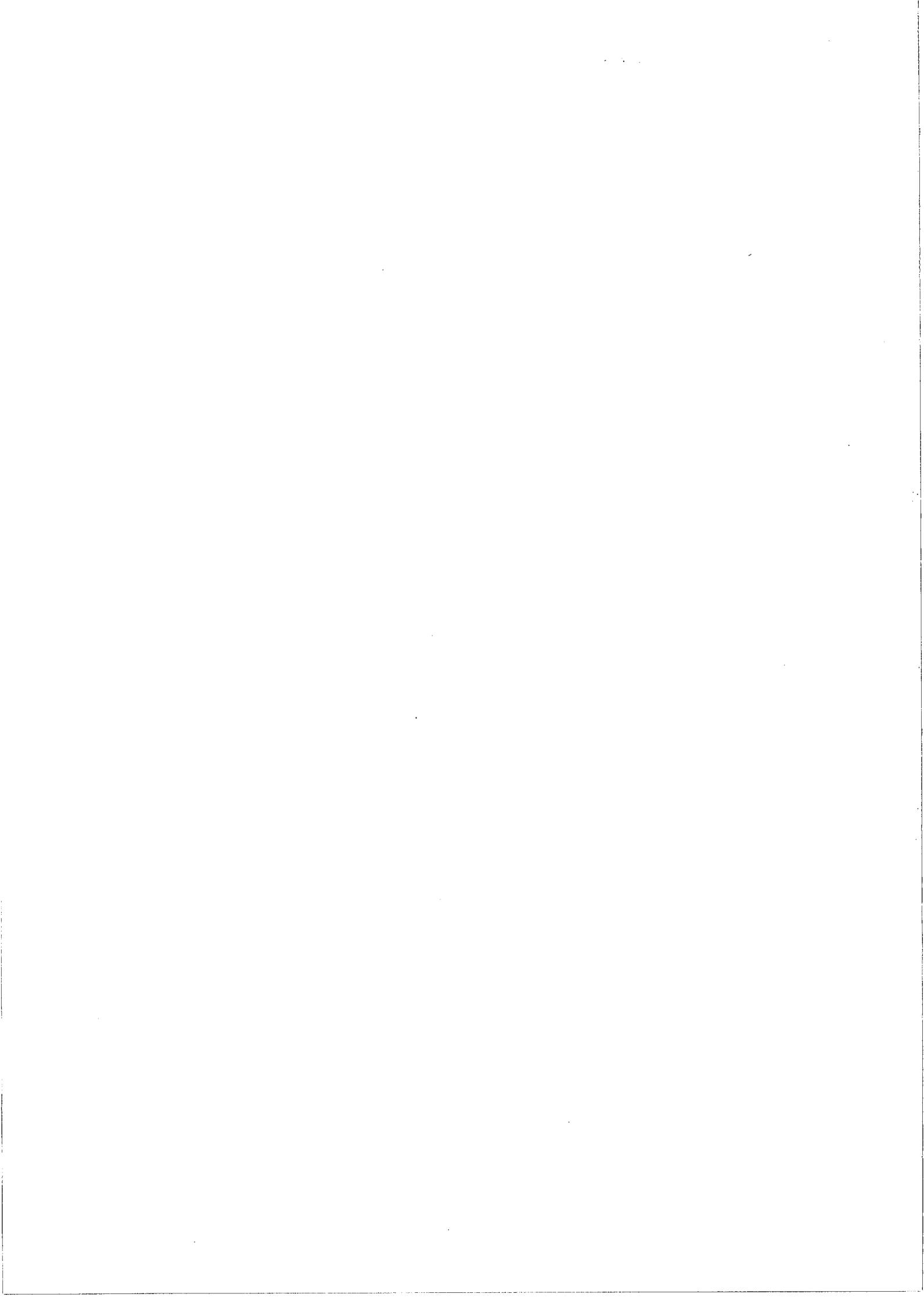
Figura 4.6. Ganancia que se obtiene despreciando el efecto de las potencias de fluorescencia sobre las poblaciones (línea discontinua) y ganancia calculada de forma exacta (línea continua). Los cálculos se han realizado con el modelo basado en la distribución modal para la misma fibra que hemos venido utilizando con una potencia de bombeo (1480 nm) de 30 mW y una potencia de señal (1530 nm) de 0.1 μ W.

cometerse usando esta aproximación. En ella comparamos la ganancia que se obtiene despreciando el efecto de las potencias de fluorescencia sobre las poblaciones y la calculada de forma exacta. Los cálculos se han realizado con el modelo basado en la distribución modal para la misma fibra que hemos venido utilizando con una potencia de bombeo (1480 nm) de 30 mW y una potencia de señal (1530 nm) de 0.1 μ W. Cuando la longitud es 20 metros, el error cometido es 7.3 dB. Así pues, resulta claro que hay que buscar aproximaciones con las que no perdamos exactitud de manera excesiva. Hemos comprobado que una aproximación que puede funcionar bastante bien consiste en sustituir, sólo para resolver la ecuación (4-56), las potencias de fluorescencia por una potencia de señal copropagante y otra contrapropagante (potencias de señal equivalentes), ya que, de esta forma, dicha ecuación dejaría de ser

integral (siempre que no haya absorción de bombeo desde el estado excitado). La forma en que intervienen las potencias de fluorescencia en dicha ecuación nos sugiere esta aproximación de una forma bastante natural y nos proporciona una forma de calcular las potencias de señal equivalentes. Evidentemente, para que estas potencias equivalentes sean útiles, debemos conocerlas a priori y es conveniente considerar que son monocromáticas. Entonces, si recalculamos la ecuación (4-56) en esta situación y comparamos la nueva expresión que obtenemos con la propia ecuación (4-56), podemos calcular de forma exacta las potencias de señal equivalentes, aunque no las podremos conocer a priori porque dependerán de los valores de las potencias de fluorescencia. Sin embargo, podremos ensayar aproximaciones sobre las expresiones que obtengamos de forma que podamos calcularlas a priori con suficiente precisión.

4.5. Comentarios.

A lo largo de este capítulo hemos desarrollado y analizado las soluciones analíticas de las ecuaciones de evolución de las potencias a partir de los modelos basados en factores de solapamiento. Este tipo de soluciones nos proporcionan algunas ventajas muy importantes: mejoramos los métodos de caracterización experimental, entendemos mejor el proceso físico de la amplificación, determinamos condiciones de amplificación y de optimización, comparamos entre sí diferentes fibras y diferentes bandas de bombeo y disponemos de un excelente punto de partida para realizar nuevas aproximaciones que simplifiquen el problema. Además, este tipo de soluciones nos proporcionan un método de cálculo alternativo al utilizado para resolver las ecuaciones de evolución. Ante todo, hay que tener en cuenta que, una vez admitido el modelo basado en varios factores de solapamiento, hemos obtenido estas soluciones analíticas sin realizar ningún tipo de aproximación, de forma que su validez es general. Así, estas soluciones y todas las ventajas que se deriven de ellas, pueden ser directamente aplicadas a otros problemas físicos similares (guías ópticas dopadas, por ejemplo) y a las posibles variaciones del modelo de amplificación que hemos considerado hasta ahora. Las modificaciones sobre dicho modelo estarían en función de los resultados que se obtuvieran en la comparación entre teoría y experiencia. Finalmente, todo ello hará posible que la comparación entre teoría y experiencia se realice de forma fiable.



Resultados experimentales para caracterización de fibras ópticas dopadas con erbio

5.1. Introducción.

En este capítulo analizamos los resultados experimentales obtenidos para la aplicación posterior de los métodos de caracterización que hemos discutido en capítulos anteriores a tres fibras ópticas dopadas con erbio dispuestas en un amplificador. Principalmente, utilizaremos los métodos derivados de las soluciones analíticas de las ecuaciones de evolución de las potencias aplicados a un amplificador que trabaja en esquema copropagante.

En este amplificador debemos medir las magnitudes necesarias para la caracterización de cada fibra, es decir, las potencias de bombeo y de señal en el principio y en el final de la fibra, pero teniendo en cuenta que debemos variar las condiciones de trabajo del amplificador según qué parámetro deseemos determinar. Por ejemplo, para determinar el coeficiente de absorción para el bombeo, $\gamma_{p,0}(\nu_p)$, no es necesario introducir señal en la fibra y la potencia de bombeo acoplada debe ser muy débil. En realidad, debido a la dificultad de medir las potencias que se acoplan en la fibra, las medidas se realizan para dos longitudes de fibra.

Para poder determinar las secciones eficaces de absorción y emisión en toda la banda de la transición láser del erbio (entre 1400 y 1650 nm, aproximadamente) utilizamos como señal la emisión policromática de un diodo. Sin embargo, no es posible conocer dichas secciones eficaces en toda esta

región espectral debido al factor de transmisión espectral de los elementos de fibra óptica que son necesarios para construir el amplificador de fibra dopada, debiéndonos conformar con la región comprendida entre 1500 y 1600 nm, aunque ésta es la de mayor interés en amplificación.

Aunque la emisión del diodo láser de bombeo utilizado no es monocromática, por simplicidad supondremos que sí lo es. Es decir, consideramos que la potencia de bombeo que emite el diodo láser es equivalente a una cierta potencia monocromática en 1480 nm. En principio, esta simplificación no introduce ningún error en la caracterización, pero veremos que siempre es conveniente tenerla presente. Este diodo láser emite en la banda de 1480 nm, lo cual nos complica la caracterización experimental de las fibras debido a la necesidad de determinar el coeficiente de emisión para la longitud de onda de bombeo, $\gamma_{e,0}(\nu_p)$, como ya discutimos en el capítulo anterior.

Finalmente, en estos amplificadores también debemos medir la potencia de fluorescencia copropagante, ya que estas medidas junto a las anteriores nos proporcionan la posibilidad de comparar la concordancia de los resultados experimentales con el modelo teórico. Hemos elegido la fluorescencia copropagante en lugar de la contrapropagante porque es preferible no medir ésta última durante el proceso de caracterización, ya que así evitamos la realización de cambios en la instalación experimental que puedan perturbar la fiabilidad de las medidas.

5.2. Fibras ópticas utilizadas: características.

A lo largo de este trabajo hemos utilizado cuatro fibras ópticas diferentes: las tres fibras dopadas con erbio que hemos caracterizado y una fibra no dopada, la cual es imprescindible para construir cualquiera de las instalaciones experimentales necesarias para la caracterización de fibras ópticas dopadas, ya que su misión consiste en unir todos los dispositivos de fibra óptica que formen dicha instalación. Los fabricantes de cada fibra nos proporcionan los valores de algunas de sus características. En el caso de las fibras dopadas y a falta de caracterizarlas, estos valores son nuestro punto de partida para cualquier estimación que necesitemos realizar sobre su comportamiento, aunque normalmente sólo conocemos los valores de un número insuficiente de parámetros.

La fibra no dopada que hemos utilizado es del tipo Corguide SMF-21 CSB3 de la empresa CORNING. Es una fibra óptica de núcleo circular con un perfil del tipo salto de índice, cuyas principales características son las siguientes:

Diámetro del núcleo:	8.7 μm .
Apertura numérica:	0.11.
Altura del perfil de índice (Δ):	3.0×10^{-3} .
Longitud de onda de corte:	1210 ± 70 nm.
Atenuación en 850 nm:	1.76 dB / Km.
Atenuación en 1300 nm:	0.35 dB / Km.
Atenuación en 1380 nm:	0.60 dB / Km.
Atenuación en 1550 nm:	0.19 dB / Km.

A partir de los valores del diámetro de núcleo y de la apertura numérica, la longitud de onda de corte que se obtiene utilizando la expresión (2-20) tiene un valor de 1250 nm, el cual concuerda con el valor experimental que nos proporciona el fabricante.

En la tabla 5.1. figuran las principales características de las tres fibras dopadas con erbio que hemos utilizado, las cuales designaremos por A, B y C. Esta última fibra ha sido producida por la compañía Deutsche Bundespost Telekom (DBT) dentro del proyecto europeo de investigación COST-241. Todos los parámetros que figuran en esta tabla son facilitados por el fabricante de cada fibra, excepto el tiempo de vida media de la transición láser del ión de erbio, el cual ha sido medido por nosotros. Como ya explicamos en el capítulo 1, el tiempo de vida media lo determinamos utilizando un bombeo modulado en intensidad en forma de onda cuadrada y midiendo la caída exponencial de la fluorescencia emitida en una dirección perpendicular a la de propagación en la fibra (fluorescencia transversal). Los valores que figuran en esta tabla nos dan una idea de cómo son estas fibras y nos permiten llegar a algunas conclusiones sobre su comportamiento. Como se considera que estas fibras tienen aproximadamente un perfil del tipo salto de índice, podemos calcular a partir de la expresión (2-20) la longitud de onda de corte para las fibras A, B y C, obteniendo los valores 1638, 1019 y 844 nm, respectivamente. Si comparamos estos valores teóricos con los valores determinados experimentalmente que figuran en la tabla 5.1. vemos que, excepto para la fibra B, hay una discrepancia bastante fuerte, lo cual nos indica que quizá el perfil de las fibras se separe bastante del perfil salto de índice que suponemos. No obstante, lo que resulta

claro es que, tanto la fibra no dopada como las fibras A y B, sólo presentan propagación monomodo para la banda de 1480 nm. Sin embargo, la fibra C presenta propagación monomodo en las bandas de 980 y 1480 nm. Así pues, para caracterizar estas fibras, la única banda de bombeo que podemos utilizar es la de 1480 nm. Como ni los valores del diámetro del núcleo ni de la apertura

Características / Fibra	A	B	C
Fabricante	Lycom	Lycom	DBT ⁽¹⁾
Modelo	R-27002	R-17001	---
Codopantes en el núcleo	Al	Ge	Al, Ge, P
Concentración de Er ³⁺ ($\times 10^{24} \text{ m}^{-3}$)	2	5	3.4 ⁽²⁾
Diámetro del núcleo (μm)	6.6	3.9	3.8
Apertura numérica	0.19	0.20	0.17
Longitud de onda de corte (nm)	1410	1040	950
Tiempo de vida media (ms)	10.5	12.1	10.5
Longitud de onda (nm)	794	802	796
Atenuación (dB / m)	0.68	1.86	1.4
Longitud de onda (nm)	976	982	978
Atenuación (dB / m)	1.68	6.05	3.9
Longitud de onda (nm)	1533	1535	---
Atenuación (dB / m)	3.9	9	---
Atenuación (dB / Km) en 1100 nm	< 10	< 5	2

Tabla 5.1. Principales características de las tres fibras dopadas con erbio que hemos utilizado. Todos los parámetros que figuran en esta tabla son facilitados por el fabricante de cada fibra, excepto el tiempo de vida media de la transición láser del ión de erbio, el cual ha sido medido por nosotros a partir de medidas de la potencia de fluorescencia emitida transversalmente.

Notas:

- (1) Deutsche Bundespost Telekom.
- (2) La concentración que nos proporciona el fabricante es 170 ± 50 ppm. En la tabla figura el valor equivalente a 170 ppm.

numérica de las fibras dopadas son similares a los de la fibra no dopada, vamos a tener pérdidas de potencia siempre que tengamos una unión entre la fibra no dopada y una cualquiera de las fibras dopadas. En principio, estas pérdidas serán considerables y, por supuesto, deberán tenerse en cuenta en la caracterización experimental. Si comparamos el coeficiente de atenuación de cualquiera de las fibras dopadas con el de la fibra no dopada, vemos que haría falta utilizar algunos kilómetros de dicha fibra no dopada para que su atenuación influyese en los resultados experimentales de caracterización. Por otra parte, si comparamos entre sí los coeficientes de atenuación de las tres fibras dopadas, cabe esperar que necesitaremos, en condiciones experimentales similares, menor longitud de la fibra B que de las otras dos y menor longitud de la fibra C que de la fibra A debido a que el coeficiente de atenuación de la fibra B es mayor que el de la fibra C y éste es mayor que el de la fibra A.

5.3. Amplificación y fluorescencia: instalación experimental.

En la figura 5.1. representamos el esquema de la instalación experimental utilizada para la medida de señal amplificada, fluorescencia copropagante y bombeo residual en un amplificador de fibra óptica. Hay que tener en cuenta que, como ya comentamos anteriormente, hemos decidido que el amplificador trabaje en esquema copropagante para realizar la caracterización de la fibra óptica dopada. El bombeo es continuo en el tiempo mientras que la señal emitida por el diodo está modulada sinusoidalmente para distinguirla de la fluorescencia, la cual es continua en el tiempo ya que el bombeo lo es. La instalación experimental debe ser tal que nos permita, en primer lugar, introducir el bombeo y la señal en la fibra dopada (fuentes y acoplador) y, posteriormente, separar la señal amplificada y la fluorescencia copropagante del bombeo residual (separador). Además, no debe permitir que ocurra el fenómeno de auto-oscilación, el cual nos impediría estudiar la amplificación en la fibra dopada (aislador óptico).

A continuación, vamos a describir brevemente cada uno de los componentes de esta instalación. En primer lugar, comenzamos por las fuentes de bombeo y señal. Como fuente de bombeo empleamos un láser de semiconductor InGaAsP / InP (modelo 250-Type ASTROTEC 1.48 μm , de AT&T Microelectronics) con una potencia nominal entre 30 y 40 mW y cuya emisión se

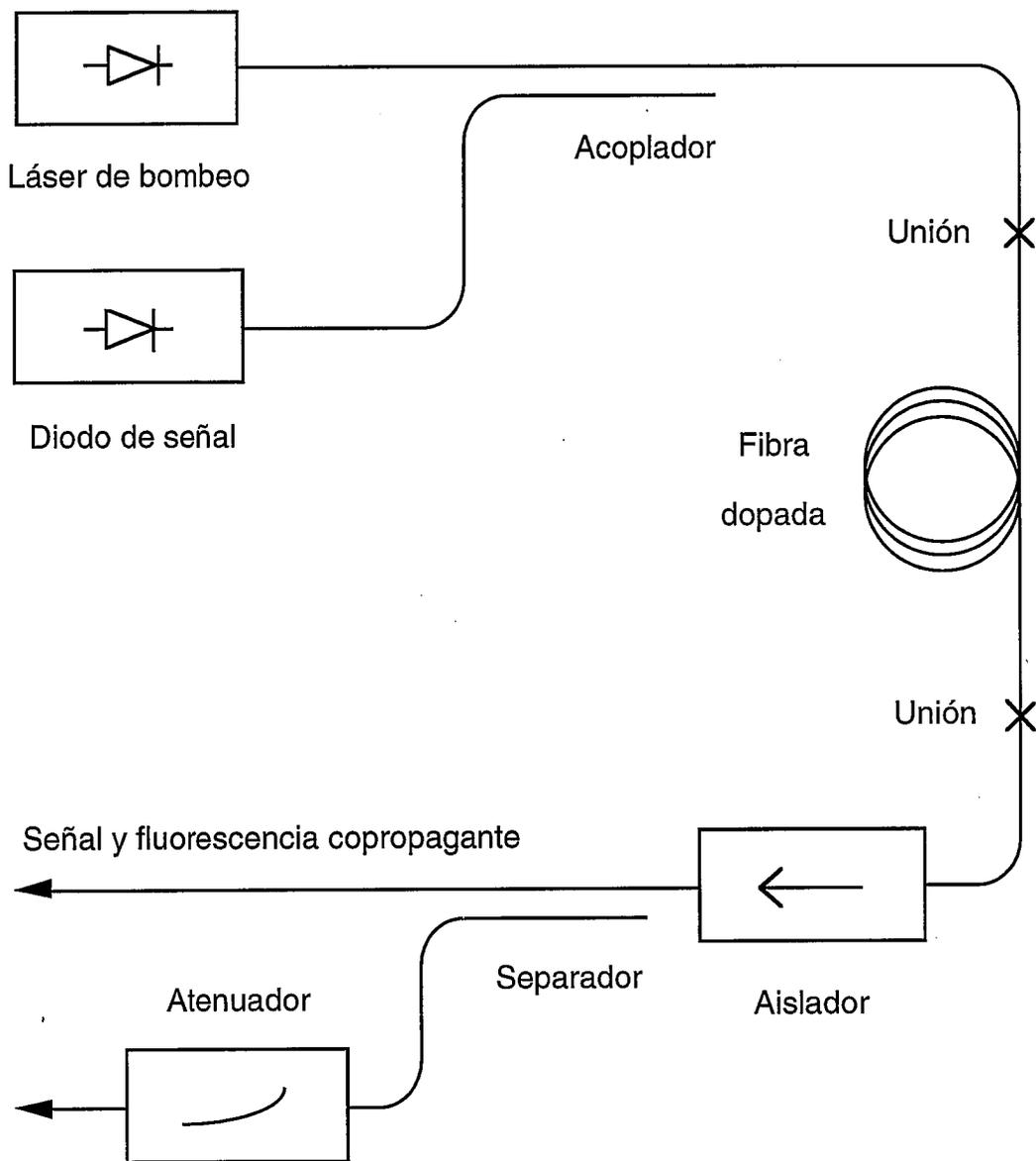


Figura 5.1. Esquema de la instalación experimental utilizada para la medida de señal amplificada, fluorescencia copropagante y bombeo residual en un amplificador de fibra óptica. El bombeo es continuo en el tiempo mientras que la señal emitida por el diodo está modulada sinusoidalmente para distinguirla de la fluorescencia, la cual es continua en el tiempo ya que el bombeo lo es.

sitúa entre 1.46 y 1.49 μm (1.48 μm , como valor típico). Está preparado de forma que su emisión está acoplada en una fibra óptica ("pigtail"). Como fuente de señal empleamos un diodo (modelo ETX 1550 de Epitaxx) con una potencia máxima de 5 μW y cuya emisión está centrada en 1550 nm y tiene una anchura espectral a media altura de 75 nm (valores típicos). Como el láser de bombeo, este diodo viene preparado de manera que su emisión también está acoplada en una fibra óptica. Como necesitamos introducir el bombeo y la señal en la fibra dopada, debemos acoplar previamente ambas potencias en una misma fibra, que en nuestro caso es la fibra no dopada que hemos descrito en el apartado anterior. Para ello utilizamos un acoplador de fusión (de Gould Electronics) diseñado concretamente para acoplar longitudes de onda de 1480 nm y 1550 nm. El calibrado que nos proporciona el fabricante nos asegura que sus pérdidas de inserción son inferiores a 0.5 dB en ambas longitudes de onda. Hay que tener en cuenta que un acoplador también puede usarse para separar ambas longitudes de onda cuando éstas entran mezcladas por la fibra de salida del acoplador. De hecho, este acoplador actúa como separador para las potencias que provienen de la fibra dopada. En este sentido de propagación, podemos definir, para una longitud de onda determinada, el factor de aislamiento o de separación como la razón entre la potencia transmitida por la rama del acoplador que no corresponde a dicha longitud de onda y la potencia transmitida por la otra rama del acoplador. El calibrado del fabricante nos asegura que el valor de este factor es, como mínimo, de 17.8 dB para 1480 nm y de 16.3 dB para 1550 nm. Una vez que hemos acoplado las potencias de bombeo y de señal en la misma fibra óptica debemos introducirlas en la fibra dopada que queremos estudiar, uniendo el extremo final de la fibra no dopada con el extremo inicial de la fibra dopada. También es necesario realizar otra unión de este tipo a la salida de la fibra dopada para acoplar todas las potencias que salen de la fibra dopada al siguiente dispositivo de la instalación. Aunque a lo largo de la instalación experimental hay que realizar bastantes uniones entre fibras, hay que dedicar un poco más de atención a la unión de una fibra dopada con una fibra no dopada. Esto es debido a que las fibras dopadas suelen presentar unas características bastante diferentes a las de las fibras no dopadas que se utilizan en los diferentes dispositivos y en la propia instalación experimental, mientras que éstas últimas son bastante similares. Por tanto, las pérdidas de transmisión que se producen en las uniones entre fibras no dopadas van a ser bastante menores que en las uniones entre fibra dopada y fibra no dopada. Además, como ya veremos, el factor de transmisión en las

uniones entre fibra dopada y fibra no dopada tiene una gran importancia en el desarrollo de la caracterización experimental porque hay que tenerlo siempre en cuenta para determinar cualquiera de las potencias a la entrada o a la salida de la propia fibra dopada. Las pérdidas de transmisión en las uniones entre fibras no dopadas no necesitamos conocerlas de forma individual, sino que se integran en el calibrado global de toda la instalación. La unión de dos fibras puede realizarse por métodos mecánicos y por fusión. En general, este último método es mucho mejor ya que es más simple y presenta menores pérdidas de transmisión. Si unimos dos fibras idénticas por fusión, las pérdidas de transmisión en la unión son inferiores a 0.1 dB (si las dos superficies están correctamente preparadas) y como valor típico podemos estimarlas en torno a 0.03 dB [54]. Sin embargo, cuando la unión se realiza entre una fibra dopada y otra no dopada, las pérdidas de transmisión son bastante superiores (no es raro encontrar valores en torno a 1 dB e incluso superiores, como ya veremos más adelante). Después de la fibra dopada, incluimos un aislador óptico (modelo PIFI-1550-IL-A/U de E-TEK Dynamics, Inc.) cuya misión consiste prácticamente en permitir la propagación en una única dirección, eliminando con ello la posibilidad de auto-oscilación de la fibra óptica dopada, efecto que debe evitarse cuando se trabaja con amplificadores. Como estamos amplificando en esquema copropagante, nos interesa que el aislador permita la propagación en dicha dirección. Este aislador está diseñado para propagación en 1550 nm, es insensible a la polarización y, según el calibrado del fabricante, presenta unas pérdidas de inserción de 0.65 dB e introduce pérdidas para la propagación en la dirección no deseada superiores a 50 dB. Finalmente, separamos el bombeo de la señal y de la fluorescencia copropagante porque necesitamos medir, por una parte, la potencia de bombeo y, por otra, las potencias de señal y fluorescencia. Para ello, usamos como separador un acoplador similar al utilizado para acoplar el bombeo y la señal al comienzo de la instalación. El calibrado que nos proporciona el fabricante para este separador nos asegura que las pérdidas de inserción son inferiores a 0.9 dB para la longitud de onda de bombeo e inferiores a 0.8 dB para la longitud de onda de señal. Usándolo como separador, el calibrado del fabricante nos asegura que el valor del factor de aislamiento es, como mínimo, de 13.9 dB para 1480 nm y de 17.0 dB para 1550 nm. En principio, ésta sería la instalación experimental que necesitamos utilizar y no habría que añadir ningún otro dispositivo, pudiendo pasar ya a ocuparnos de la etapa de detección y medida. Sin embargo, hay que añadir un último dispositivo debido a que la potencia de bombeo que proviene del

separador puede ser, como ya veremos, mayor que la potencia máxima que soporta el detector. Así pues, antes del detector introducimos un atenuador (modelo FFOA-1550-10-4W de E-TEK Dynamics, Inc.) para reducir la potencia de bombeo de forma que el detector quede protegido. Según el calibrado realizado por el fabricante, el factor de atenuación de este dispositivo tiene un valor de 9.92 dB en la longitud de onda de 1480 nm.

Para realizar la caracterización experimental de la fibra dopada que estamos estudiando necesitamos detectar y medir las potencias que salen de esta instalación. Antes de explicar la etapa de detección y medida que hemos empleado, conviene analizar brevemente el recorrido de la potencia de fluorescencia contrapropagante, puesto que ya hemos explicado el recorrido de las demás potencias que intervienen en el proceso de amplificación. La potencia de fluorescencia contrapropagante se genera en la fibra dopada. A partir de ella, atraviesa la unión de la fibra dopada con la fibra no dopada y entra en el acoplador que, para esta potencia, trabaja como separador. Prácticamente, toda la potencia de fluorescencia contrapropagante que entra en el acoplador sale por la rama correspondiente a la potencia de señal y termina en el diodo que emite la potencia de señal que queremos amplificar. Hay que tener en cuenta que la fluorescencia contrapropagante podría llegar a dañar al emisor de señal que se emplee, si éste fuera, por ejemplo, un láser que no hubiéramos protegido con un aislador óptico. En nuestro caso, no es así porque empleamos un diodo como emisor. Sin embargo, en este punto debemos plantearnos qué puede ocurrir si retornara demasiada potencia al láser que empleamos para producir el bombeo. En primer lugar debemos tener en cuenta que las potencias que retornan hasta el láser de bombeo son de dos tipos: fluorescencia contrapropagante generada en la fibra dopada y retornos o reflexiones en los dispositivos que componen la instalación experimental. De toda la fluorescencia contrapropagante generada en la fibra dopada, sólo una mínima proporción llega hasta el láser de bombeo debido a que, por una parte, la potencia de fluorescencia contrapropagante que se emite en torno a 1480 nm es muy pequeña y, por otra, el alto valor del factor de aislamiento del acoplador produce que del resto de fluorescencia contrapropagante sólo una pequeña parte llegue hasta el láser de bombeo. En la instalación aparecen dos acopladores (uno como acoplador y otro como separador) y el orden en que aparecen no es arbitrario, ya que el primero tiene menores pérdidas de inserción, lo cual nos permite acoplar mayor potencia a la fibra dopada, y el factor de aislamiento para señal es similar en ambos, por lo que los dos

protegen al láser de bombeo de forma similar. Las potencias que retornan debido a reflexiones no dan ningún problema tampoco porque todas las uniones de la instalación se han realizado por fusión, y los acopladores producen retornos muy débiles. Además, estos retornos deben pasar por el acoplador antes de llegar al láser de bombeo. Resumiendo, nosotros no hemos necesitado protegerlo con ningún aislador óptico y no hemos tenido problemas de inestabilidades o daños en el láser. Aunque los retornos no suponen ningún problema para el láser de bombeo, sí lo suponen para el estudio de la amplificación en fibras ópticas dopadas debido al fenómeno de auto-oscilación en la fibra dopada. Este problema lo hemos evitado mediante la utilización del aislador óptico. Si en la instalación no incluyésemos el aislador óptico, los pequeños retornos en los extremos de la fibra dopada (o en los acopladores) se amplificarían en la fibra dopada y producirían el fenómeno de auto-oscilación. De hecho, cuando suprimimos el aislador óptico siempre encontramos que, efectivamente, aparece este fenómeno. Para que el aislador sea adecuado para este estudio experimental necesitábamos que el factor de atenuación en la dirección no deseada fuese muy superior a 30 dB, valor que estimábamos como la máxima ganancia que podíamos conseguir. Además, siempre es conveniente que las pérdidas de inserción del dispositivo tengan el menor valor posible. Si observamos los valores de estos dos parámetros que presenta el aislador utilizado vemos que cumple ambos requisitos con suficientes garantías.

En la figura 5.2. representamos el esquema de la etapa de detección y medida que sigue a la instalación experimental representada en la figura 5.1.. En esta etapa utilizamos dos detectores: uno para bombeo y otro para señal y fluorescencia. Como necesitamos conocer la señal y la fluorescencia de forma espectral, las detectamos a la salida de un monocromador. Como la potencia de fluorescencia copropagante es continua en el tiempo ya que la potencia de bombeo lo es, la medimos empleando un osciloscopio digital. Sin embargo, como la potencia de señal está modulada temporalmente, la medimos utilizando un amplificador síncrono. Para medir usando esta técnica, utilizamos como tensión de referencia la misma tensión sinusoidal con la que alimentamos el diodo de señal para que su emisión sea modulada en el tiempo. Por último, recogemos los resultados en un ordenador personal mediante GPIB. Para una longitud de fibra dopada y unas potencias de bombeo y de señal determinadas, el proceso de medida puede dividirse en las siguientes etapas:

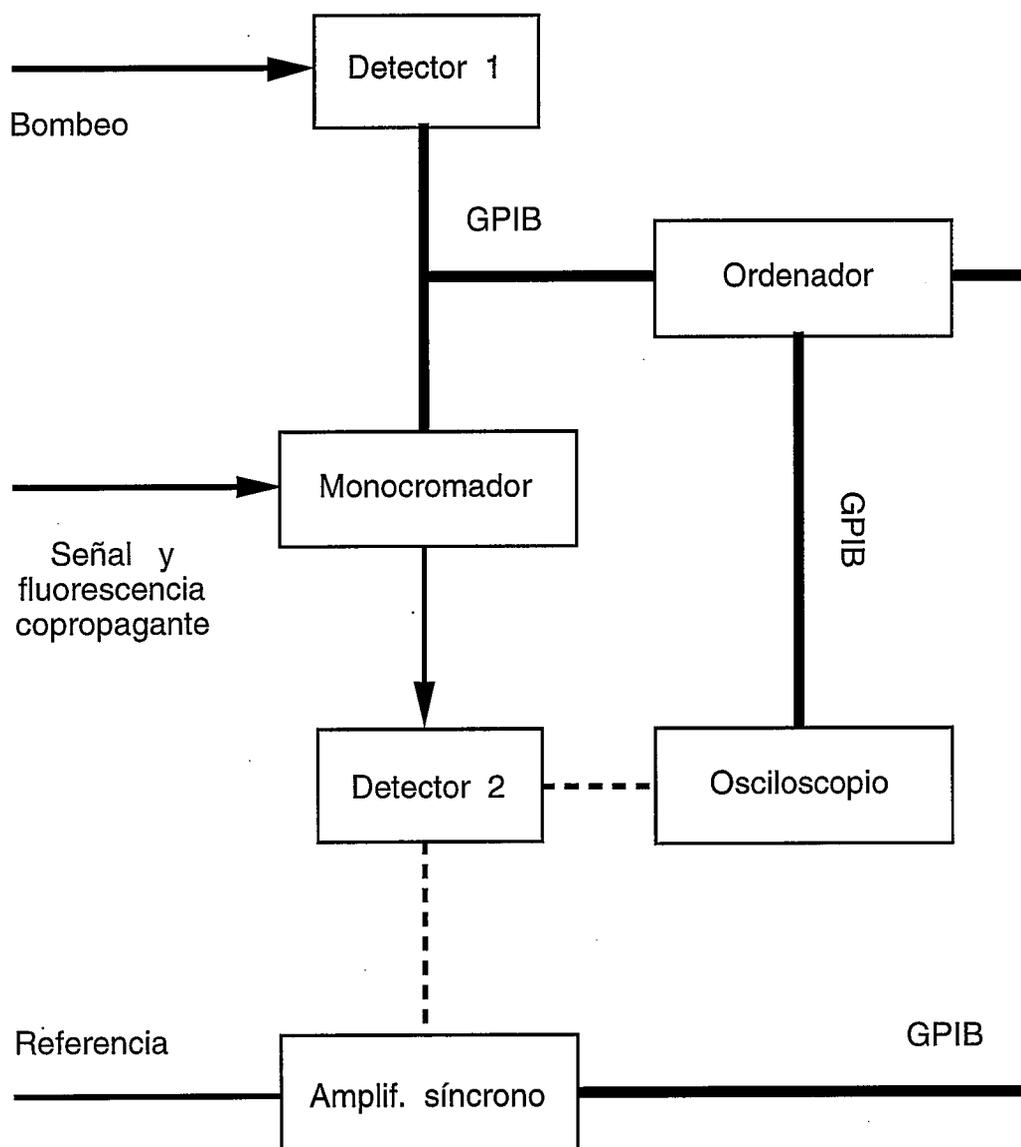


Figura 5.2. Esquema de la etapa de detección y medida que sigue a la instalación experimental representada en la figura 5.1.. Utilizamos dos detectores: uno para bombeo y otro para señal y fluorescencia. La señal y la fluorescencia las detectamos espectralmente a la salida de un monocromador. Aprovechando que la señal está modulada temporalmente, la medimos síncronamente (amplificador síncrono), mientras que la medida de la fluorescencia la realizamos con un osciloscopio digital.

- a) Seleccionamos con el monocromador el intervalo espectral correspondiente a la longitud de onda donde queremos medir señal o fluorescencia.
- b) Medimos la potencia de bombeo residual.
- c) Medimos la señal o la fluorescencia en dicho intervalo espectral.
- d) Repetimos las etapas a, b y c en el resto de longitudes de onda donde queremos medir.
- e) Promediamos los valores que hemos obtenido para la potencia de bombeo. De esta forma, obtenemos un valor medio que neutraliza en gran parte el efecto de las posibles inestabilidades que pueden ocurrir mientras se realiza todo el proceso de medida.

Como la potencia de señal está modulada temporalmente, no podemos medir la potencia de fluorescencia simultáneamente con la potencia de señal, aunque la potencia de señal que utilizamos es suficientemente pequeña para no influir en las poblaciones y, por tanto, su presencia no influiría en las medidas de la potencia de fluorescencia. No obstante, cuando medimos la potencia de fluorescencia, no alimentamos el diodo de señal de forma que no entra señal en la fibra dopada. Aunque no las medimos simultáneamente, medimos las potencias de señal y de fluorescencia en las mismas condiciones experimentales y la medida de la potencia de bombeo nos sirve para, además de caracterizar, comprobar que dichas condiciones son las mismas, tanto para señal como para fluorescencia.

Para conocer la potencia de bombeo hemos utilizado como detector un fotodiodo PIN de InGaAs (modelo TQ82032 de Advantest). Este detector puede detectar potencias entre -90 dBm y 5 dBm (entre 1 pW y 3 mW) en un intervalo espectral que varía desde 800 hasta 1650 nm. Aunque la precisión con que realiza las medidas es ± 0.25 dB ($\pm 5\%$), hay que destacar que este equipo permite medir en un rango de potencias y en un intervalo espectral muy amplios. Una desventaja de este equipo es que su velocidad de medida es lenta (3 medidas/segundo, aproximadamente), por lo que, prácticamente, sólo permite medir potencias ópticas continuas en el tiempo. Sin embargo, esto no constituye ningún problema para nuestros propósitos porque vamos a utilizarlo para medir la potencia de bombeo, la cual es continua en el tiempo. Este detector presenta un ligero inconveniente para utilizarlo en nuestra instalación experimental, ya que no soporta potencias superiores a 3 mW y a la salida del separador la potencia de bombeo puede ser tan alta como 12 mW. De ahí que, para proteger el detector, necesitemos añadir un atenuador que reduzca la potencia de bombeo que sale del separador en un factor superior a 6 dB, aproximadamente.

Contemplando la posibilidad de futuras modificaciones en la instalación, utilizamos un atenuador de 10 dB.

Para detectar las potencias de señal y de fluorescencia hemos utilizado un fotodiodo PIN de InGaAs (de RCA Inc., Electro Optics) cuya respuesta es uniforme en el intervalo espectral desde 1400 hasta 1600 nm, aunque puede detectar en un intervalo más amplio (desde 1100 hasta 1700 nm). Según el fabricante, la respuesta de este detector es 0.84 A/W en 1300 nm y 0.88 A/W en 1550 nm, lo que nos confirma la uniformidad de su respuesta en el intervalo espectral que nos interesa. El detector está integrado en una etapa de amplificación y el conjunto presenta una frecuencia de corte del orden de 1 MHz, valor suficientemente alto ya que la potencia de señal la modulamos con frecuencias del orden de 1 KHz.

Para detectar espectralmente las potencias de señal y fluorescencia, utilizamos un monocromador de doble paso (modelo 1680 de Spex Industries, Inc.) cuya focal es 220 mm y su dispersión es 3.6 nm/mm. Las redes de difracción utilizadas tienen 600 líneas/mm y su longitud de onda de "blaze" es 1000 nm.

La única característica que vamos a destacar del amplificador síncrono (modelo 5209 de EG&G Princeton Applied Research) que hemos utilizado es que ofrece una precisión del 3 % en las medidas. Para medir la tensión correspondiente a la potencia de señal de un intervalo espectral determinado, ajustamos, mediante uno de los programas de ordenador desarrollados para controlar la instalación experimental, la sensibilidad y la constante de tiempo del amplificador síncrono teniendo en cuenta la relación señal/ruido. Además, siempre medimos evitando la influencia del posible desfase de la señal detectada con la señal de referencia (modulación). El osciloscopio digital (modelo PM3320A de Philips) que hemos utilizado tiene una velocidad de muestreo máxima de 250 millones de muestras/segundo y nos ofrece, entre otras, la posibilidad de promediar los valores de la señal que estamos midiendo, obteniendo de forma muy cómoda los resultados que necesitamos. La tensión correspondiente a la potencia de fluorescencia de un intervalo espectral determinado la medimos durante un cierto tiempo, el cual depende de la relación señal/ruido, y promediamos los valores obtenidos de forma que, como resultado final, consideramos el valor medio. Por último, cuando la señal detectada es demasiado pequeña comparada con la sensibilidad del osciloscopio añadimos antes del osciloscopio un amplificador de continua (modelo SR560 de Stanford Research Systems). Hay que tener en cuenta que,

tanto en las medidas de señal como en las de fluorescencia, no siempre es posible medir con toda la precisión que se querría, ya que si la medida se extiende durante un tiempo demasiado largo, las inestabilidades de la potencia de bombeo afectan a la medidas perdiendo precisión.

Finalmente, un ordenador (ACER 1120SX, con microprocesador 80386SX-20 MHz y coprocesador matemático 80387SX-20MHz) almacena todas las medidas necesarias y controla mediante GPIB (tarjeta NI-488.2 de National Instruments) la etapa de detección y medida. Los programas de control y medida los hemos realizado en el lenguaje QuickBASIC 4.5 (Microsoft).

5.4. Amplificación y fluorescencia: calibrado de la instalación.

En el apartado anterior hemos descrito la instalación experimental y los dispositivos que la componen. Normalmente, el fabricante nos proporciona los valores de los parámetros más relevantes de cada dispositivo. Sin embargo, no siempre es así o los valores que nos suministran son los valores típicos de un determinado modelo y no los valores calibrados para un dispositivo concreto. Además, para integrar los distintos elementos en la instalación añadimos fibra no dopada para unirlos. Aunque las variaciones que producen sobre el calibrado no son demasiado grandes, la fibra añadida y, ante todo, las uniones van a modificar los valores de dichos parámetros. Por todo ello, necesitamos calibrar la instalación experimental, aunque no es necesario hacerlo elemento a elemento, sino de forma global. No obstante, por completitud, analizaremos brevemente la forma del factor de transmisión espectral de un acoplador de fusión y las potencias espectrales de bombeo y de señal que se acoplan en la fibra dopada.

En lo referente al calibrado vamos a considerar la misma instalación experimental, pero sin fibra dopada. Consideraremos que está dividida en dos partes: hasta la salida del acoplador y desde la entrada del aislador en adelante. Para calibrar la instalación necesitamos medir las potencias de bombeo y de señal, tanto a la salida del acoplador como en el final de la instalación. Si en unas determinadas condiciones experimentales medimos la potencia de bombeo a la salida del acoplador, podemos conocer la potencia de bombeo que entraría en la fibra óptica dopada, salvo el factor de transmisión de la unión entre la fibra no dopada y la fibra dopada. Análogamente, si medimos la potencia de bombeo en el final de la instalación, podemos establecer una

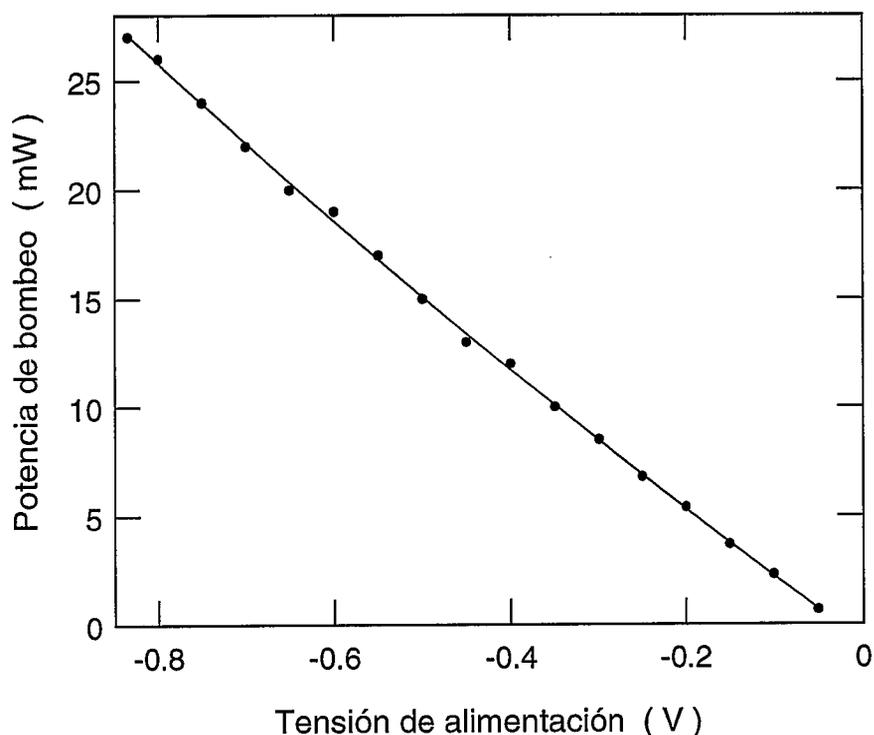


Figura 5.3. Potencia de bombeo a la salida del acoplador en función de la tensión de alimentación del láser. Los puntos representan las medidas experimentales y la línea continua es su ajuste a un polinomio de cuarto grado por el método de mínimos cuadrados. Esta función nos permite conocer la potencia de bombeo que entra en la fibra dopada (salvo el factor de transmisión de la unión entre la fibra no dopada y la fibra dopada) a partir de la tensión de alimentación del láser.

relación entre dicha potencia de bombeo y la que saldría de la fibra dopada, salvo el factor de transmisión de la unión entre la fibra dopada y la fibra no dopada. Por supuesto, para ello suponemos que la unión entre las dos partes de la instalación es ideal y, por tanto, su factor de transmisión es igual a la unidad. Procediendo de la misma forma con la potencia de señal, obtendremos la potencia de señal que entraría en la fibra dopada y una relación entre la potencia de señal a la salida de la instalación y la potencia de señal que saldría de la fibra dopada (salvo el factor debido a la unión entre fibra dopada y fibra no dopada). Esta última relación no la necesitamos para las medidas de amplificación puesto que, como ya veremos, siempre las hacemos de forma

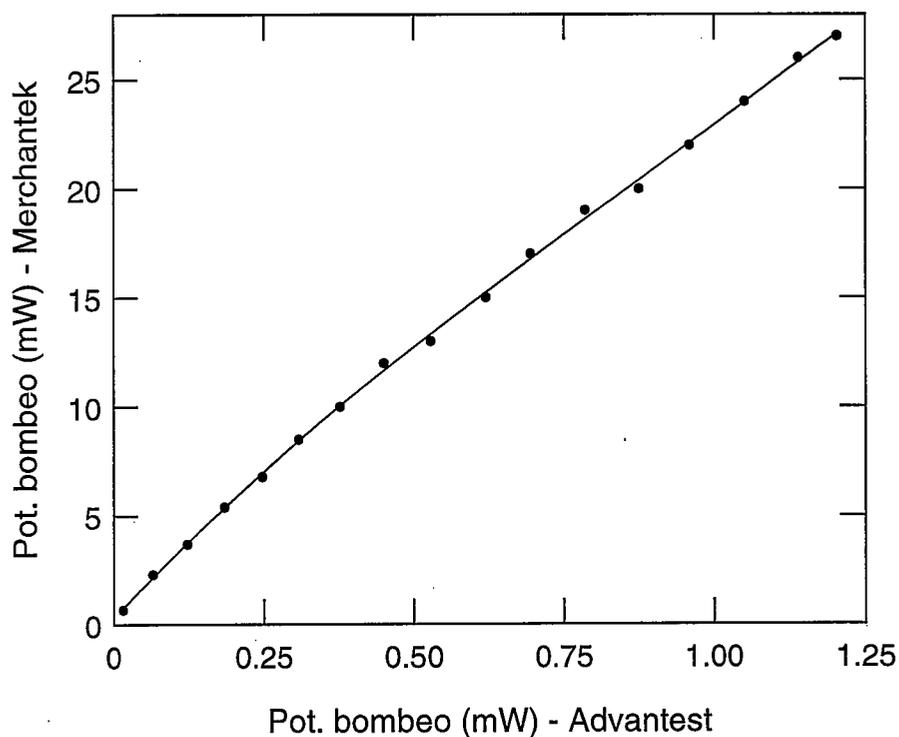


Figura 5.4. Potencia de bombeo a la salida del acoplador (detector Merchantek) en función de la potencia de bombeo en el final de la instalación experimental (detector Advantest). Los puntos representan las medidas experimentales y la línea continua es su ajuste a un polinomio de cuarto grado por el método de mínimos cuadrados. Esta función nos permite conocer la potencia de bombeo a la salida de la fibra dopada (salvo el factor de transmisión de la unión entre la fibra dopada y la fibra no dopada) a partir de la potencia de bombeo medida en el final de la instalación.

relativa y las potencias de señal medidas son lo suficientemente pequeñas para que dicha relación no varíe con la potencia. Sin embargo, es imprescindible para conocer la potencia espectral de fluorescencia copropagante producida por la fibra dopada.

Para medir la potencia de bombeo a la salida del acoplador no podemos utilizar el detector que empleamos en el final de la instalación experimental ya que la potencia de bombeo es superior a 3 mW. Tampoco podemos incluir un atenuador a no ser que estuviese calibrado. Como no es el caso, recurrimos a usar un detector absoluto cuya potencia máxima no sea tan limitada. Este

detector (modelo M8 de Merchantek) tiene un sensor de 8 mm de diámetro que presenta sensibilidad en el intervalo espectral comprendido entre 300 nm y 20 μm y que puede soportar una potencia máxima de 2 W. Además, presenta una alta uniformidad de detección (1% sobre 80% de la superficie total) y una precisión aceptable en la medida ($\pm 5\%$). Debido a su gran superficie de detección no encontramos ningún problema para conseguir que reciba toda la potencia que transporta la fibra. Aunque el detector proporciona medidas absolutas de potencia, les aplicamos el factor de corrección correspondiente para la zona espectral de 1480 nm. Dicho factor fue obtenido a partir de una calibración del detector realizada en el Instituto de Óptica "Daza de Valdés".

Así pues, para diferentes tensiones de alimentación del láser de bombeo, es decir, para diferentes potencias de emisión de este láser, medimos las potencias de bombeo a la salida del acoplador y en el final de la instalación, obteniendo los resultados que se representan en las figuras 5.3. y 5.4., donde la línea continua en ambas gráficas se ha obtenido mediante ajuste de los puntos

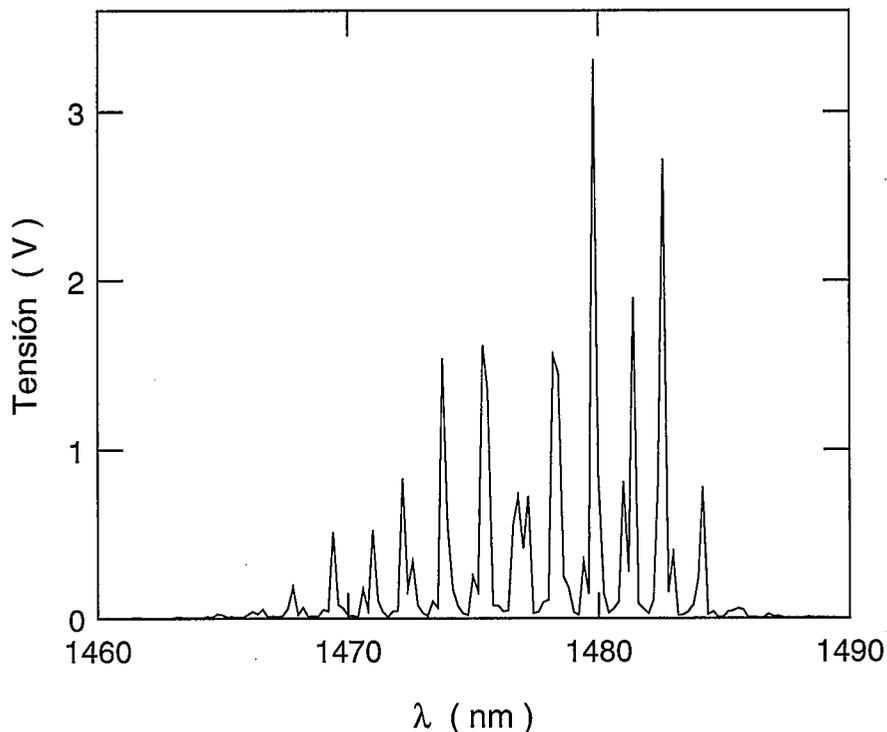


Figura 5.5. Tensión detectada correspondiente a la potencia espectral de bombeo a la salida del acoplador. La tensión de alimentación del láser de bombeo es -0.800 voltios.

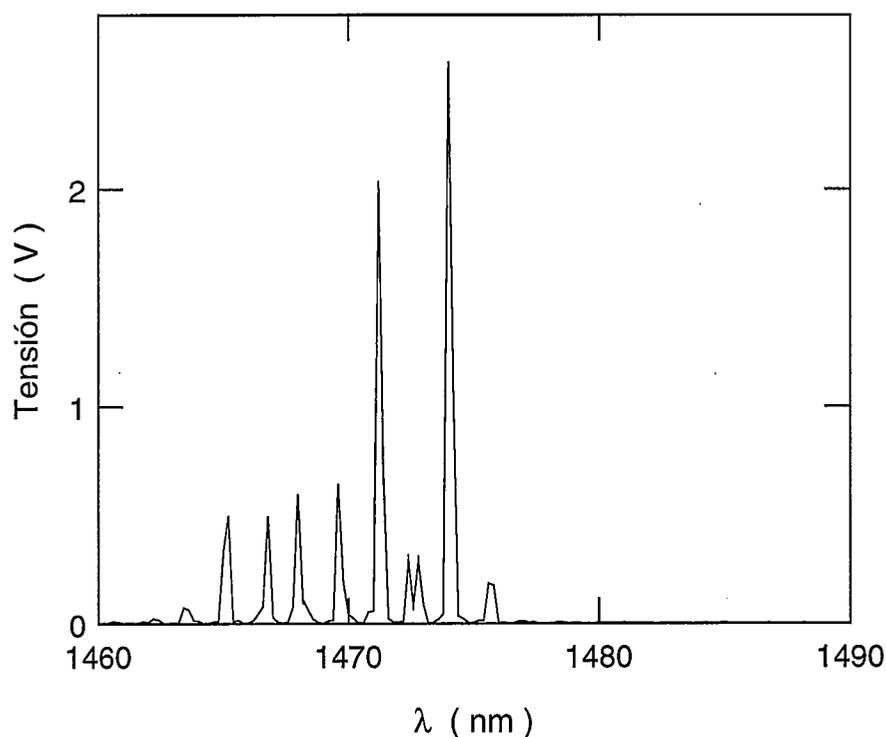


Figura 5.6. Tensión detectada correspondiente a la potencia espectral de bombeo a la salida del acoplador. La tensión de alimentación del láser de bombeo es -0.350 voltios.

experimentales a un polinomio de cuarto grado por el método de mínimos cuadrados. Más adelante veremos que, aunque probamos con polinomios de diferentes grados, éste es el más adecuado. Por último, hay que recordar que en el calibrado no tenemos en cuenta el espectro de emisión del láser y, por tanto, hacemos un calibrado efectivo, es decir, como si la potencia de bombeo fuese monocromática.

Aunque vayamos a trabajar considerando que el bombeo es monocromático, no está de más medir la potencia de bombeo espectral a la salida del acoplador. Además de conocer el espectro de la potencia de bombeo que entra en el fibra dopada, estas medidas nos dan información de la estabilidad que presenta la potencia de bombeo y nos permiten averiguar si dicho espectro varía con la potencia. Esta última información es necesaria para planificar las medidas que realicemos posteriormente ya que en ellas debemos considerar diferentes valores de la potencia de bombeo. Estas medidas han sido realizadas con el osciloscopio digital, midiendo en cada intervalo espectral

el promedio temporal de la señal producida por la potencia de bombeo en el detector después de atravesar el monocromador. La anchura de los intervalos espectrales considerados es 0.2 nm y hemos trabajado con seis valores de la tensión de alimentación del láser de bombeo. En la figuras 5.5. y 5.6. representamos los espectros obtenidos para tensiones de alimentación de -0.800 y -0.350 voltios, respectivamente. Hay que tener siempre presente que estos espectros no representan únicamente la emisión del láser de bombeo, sino que representan dicha emisión modulada por el factor de transmisión espectral del acoplador. Para caracterizarlos de una forma sencilla, podemos calcular la longitud de onda central y la anchura de cada uno de los espectros obtenidos. Teniendo en cuenta el perfil que presentan estos espectros, definimos la longitud de onda central de un espectro como aquella longitud de onda tal que la potencia total correspondiente a longitudes de onda inferiores a ella es igual a la mitad de la potencia total y su anchura la definimos como el intervalo espectral en torno a la longitud de onda central que contiene 0.8427 veces la potencia total del espectro. El valor 0.8427 es la proporción de la potencia total contenida en el intervalo espectral correspondiente a la anchura a altura 1/e en un espectro gaussiano. Así pues, en la tabla 5.2. presentamos los resultados obtenidos para estos parámetros en función de la tensión de alimentación del láser de bombeo. A la vista de estos parámetros, así como de las figuras anteriores, resulta claro que el espectro de la potencia de bombeo

Tensión (V)	λ_c (nm)	$\Delta \lambda$ (nm)
- 0.800	1478	12.
- 0.650	1476	9.8
- 0.500	1473	9.2
- 0.350	1471	9.2
- 0.200	1469	8.8
- 0.050	1466	6.0

Tabla 5.2. Longitud de onda central λ_c y anchura del espectro $\Delta \lambda$ de la potencia de bombeo que entra a la fibra dopada para diferentes valores de la tensión de alimentación del láser de bombeo.

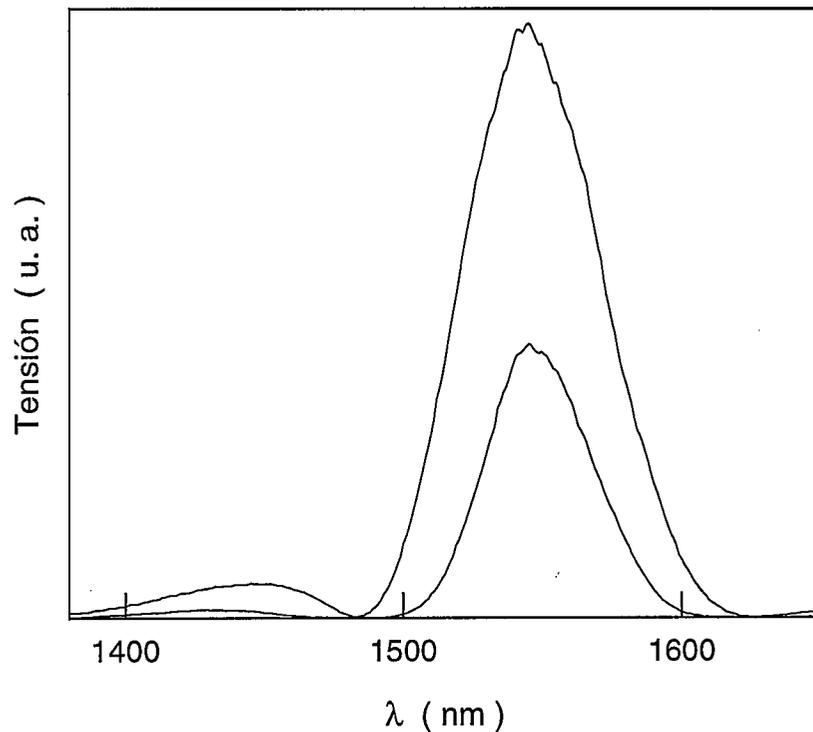


Figura 5.7. Potencia espectral de señal a la salida del acoplador (línea superior) y en el final de la instalación (línea inferior). Podemos ver claramente cómo el acoplador limita la región espectral donde la señal es apreciable y, por tanto, la región donde podemos medir la ganancia de forma fiable.

que entra en la fibra dopada varía con la potencia de emisión del láser. Por tanto, esta situación debemos tenerla siempre presente a la hora de caracterizar experimentalmente la fibra dopada.

Continuamos el calibrado midiendo la potencia espectral de señal a la salida del acoplador y al final de la instalación mediante detección síncrona, considerando intervalos espectrales de 1 nm de anchura. En la figura 5.7. representamos los espectros obtenidos. Si los comparamos con el espectro de emisión del diodo de señal, que representamos en la figura 5.8., vemos claramente cómo el acoplador nos limita la región espectral donde disponemos de una potencia de señal considerable y, por tanto, la región espectral donde podemos medir amplificación (desde 1500 hasta 1600 nm), ya que si la potencia de señal es muy débil vamos a cometer errores excesivamente altos en el cálculo de la ganancia. Hemos representado estos espectros en unidades

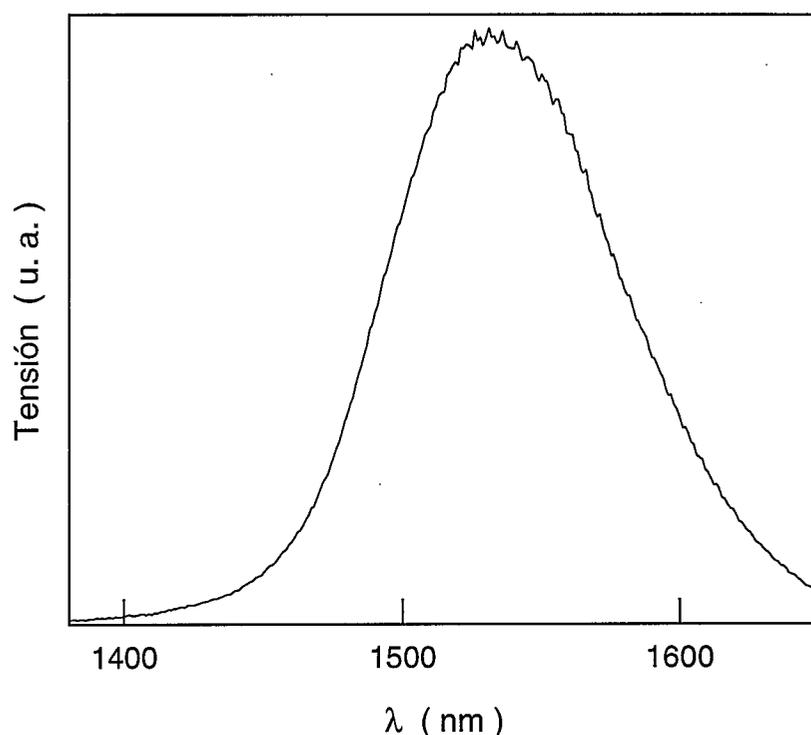


Figura 5.8. Potencia espectral de emisión del diodo de señal. Vemos que la anchura de cualquiera de los espectros representados en la figura anterior es bastante menor que la de este espectro debido al efecto del acoplador.

arbitrarias porque, como ya hemos dicho, no necesitamos conocer factores de conversión para la potencia espectral de señal ya que siempre hacemos medidas relativas. El promedio temporal de la potencia total de señal a la salida del acoplador tiene un valor de 372 nW (-34.3 dBm) y de 105 nW (-39.8 dBm) en el final de la instalación.

En las figuras 5.9. y 5.10. representamos el factor de transmisión espectral que presenta un acoplador de fusión para las ramas de bombeo y de señal, respectivamente. En una etapa experimental anterior medimos estos factores para un acoplador similar a los empleados en la instalación experimental (de hecho, es un acoplador del mismo modelo y del mismo fabricante que los empleados en la instalación). Estos factores de transmisión corresponden a una función sinusoidal con un período de 150 nm, aproximadamente, es decir, en torno al doble de la diferencia entre 1480 nm y 1550 nm. Para la rama de bombeo, el factor de transmisión es máximo en torno a 1480 y a 1630 nm,

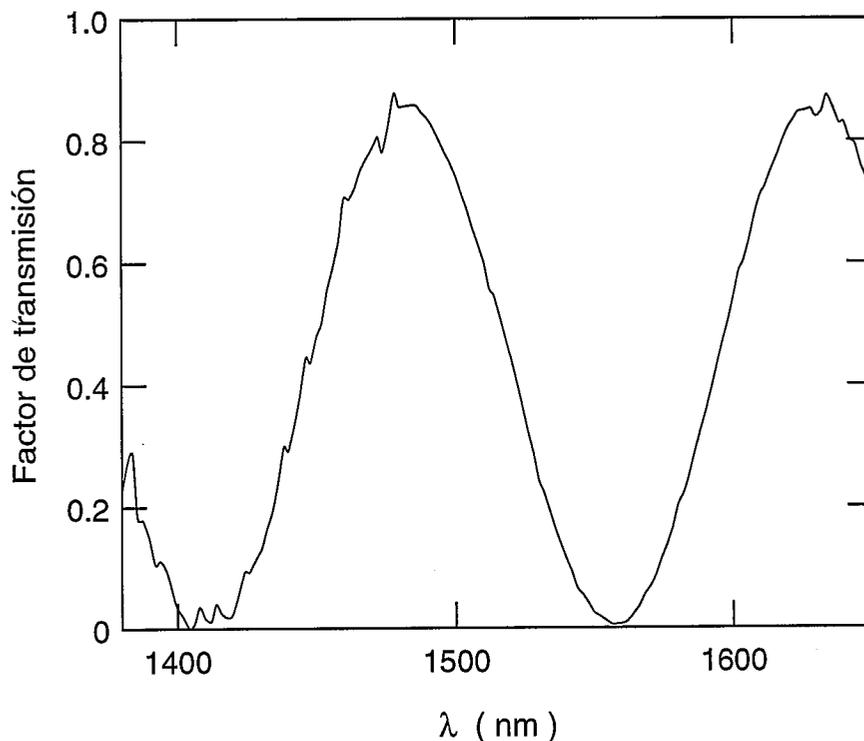


Figura 5.9. Factor de transmisión espectral para la rama de bombeo de un acoplador de fusión similar a los empleados en la instalación experimental.

anulándose en valores próximos a 1410 y a 1560 nm. Para la rama de señal, el factor de transmisión aparece desplazado de tal forma que ahora la transmisión es nula donde antes era máxima y es máxima donde antes era nula. Por ello, el acoplador modifica el espectro de emisión del diodo de señal, restringiendo la región espectral donde podemos medir ganancia.

Para conocer de forma absoluta la potencia espectral de fluorescencia copropagante a la salida de la fibra dopada, necesitamos conocer, en función de la longitud de onda, el factor de conversión en potencia de la tensión medida al final de la instalación. La dependencia espectral de este factor de conversión podemos determinarla calculando la relación entre los espectros de la potencia de señal medidos a la salida del acoplador y en el final de la instalación (figura 5.7.). Ahora bien, para convertir la tensión medida en potencia debemos utilizar el factor de conversión que presenta el detector utilizado. Este factor nos lo proporciona el fabricante y, como ya hemos dicho, tiene un valor de 0.88 A/W. Como conocemos la resistencia eléctrica de la etapa de amplificación (0.9 MΩ)

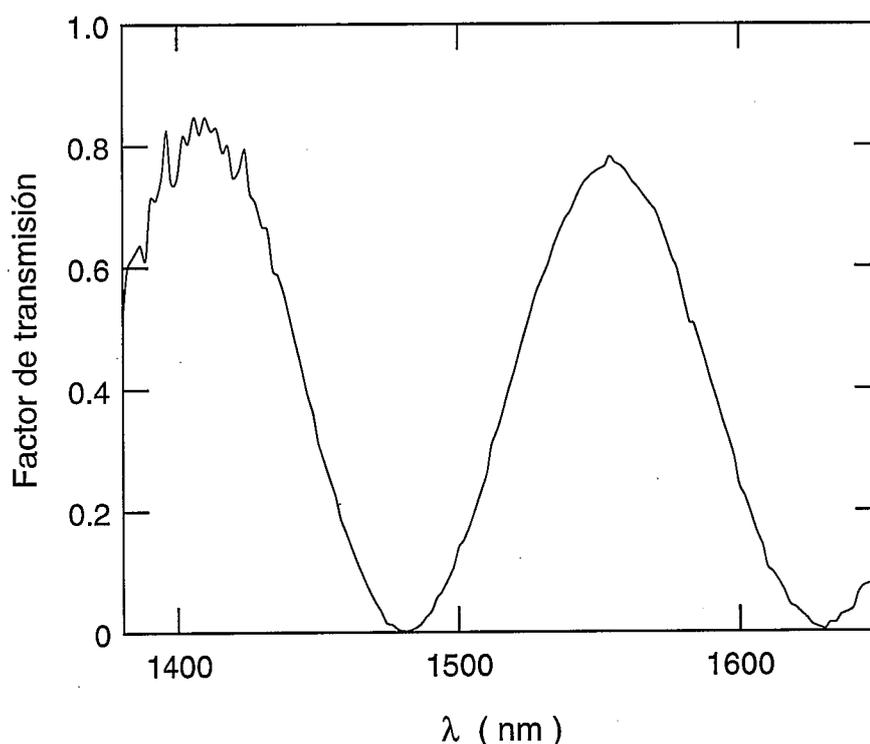


Figura 5.10. Factor de transmisión espectral para la rama de señal de un acoplador de fusión similar a los empleados en la instalación experimental. El ruido en el primer máximo se debe a que el diodo emite poca potencia en esa zona del espectro.

que acompaña al detector, podemos calcular finalmente el factor de conversión en función de la longitud de onda. En la figura 5.11. mostramos los resultados obtenidos. Por supuesto, hay que tener en cuenta que con este factor podemos determinar la potencia espectral de fluorescencia copropagante que emite la fibra dopada y se acopla en la fibra no dopada, es decir, nos falta incluir el factor de transmisión de la unión entre las dos fibras.

Por último, medimos la diferencia entre la fase de la señal detectada y la fase de la señal de referencia. Medimos esta diferencia para diferentes longitudes de onda tanto a la salida del acoplador como en el final de la instalación. En ambos casos, los valores obtenidos son prácticamente iguales y presentan una débil dependencia con la longitud de onda. En la tabla 5.3. mostramos los resultados obtenidos. Estos valores serán de gran utilidad para analizar posteriormente, en función de la longitud de onda, las variaciones que produzca la fibra dopada en la fase de la señal detectada.

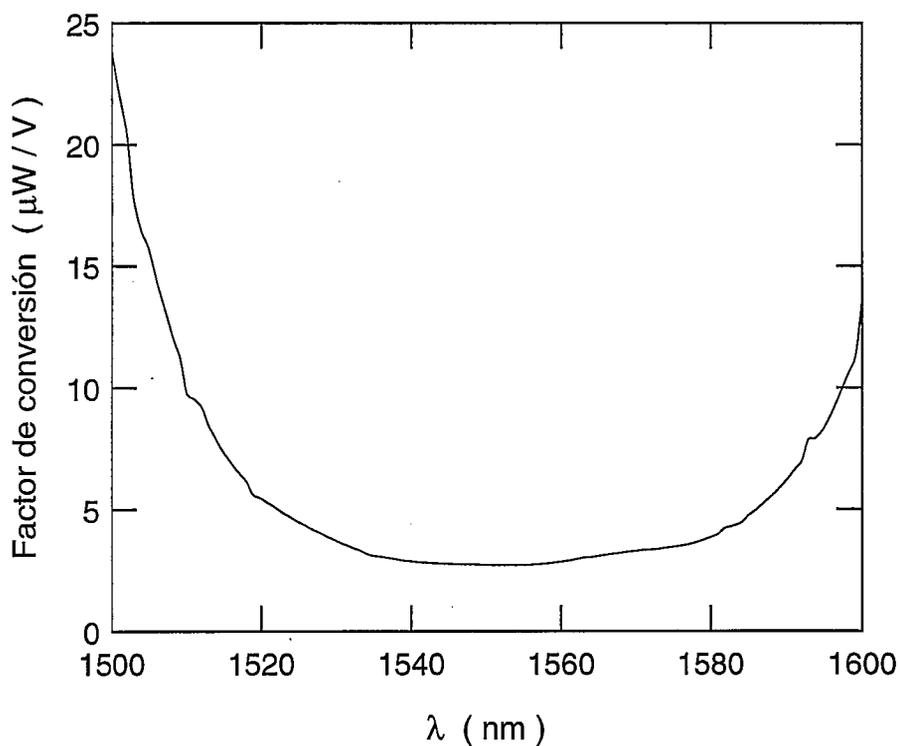


Figura 5.11. Factor de conversión para calcular, a partir de medidas en el final de la instalación, la potencia espectral de fluorescencia copropagante que emite la fibra dopada y se acopla en la fibra no dopada.

λ (nm)	1520	1530	1540	1550	1560	1570	1580
ϕ_1 (°)	159.2	159.1	158.9	158.7	158.4	158.1	157.9
ϕ_2 (°)	159.3	158.6	158.4	158.5	158.3	158.2	157.4

Tabla 5.3. Valores obtenidos (en grados) de la diferencia de fase entre la señal detectada y la señal de referencia en función de la longitud de onda λ . Estos valores se han medido a la salida del acoplador (ϕ_1) y en el final de la instalación (ϕ_2).

5.5. Amplificación y fluorescencia: resultados experimentales.

Para cada una de las tres fibras dopadas consideradas, medimos la amplificación que presentan en función de la longitud de onda de la señal, variando la potencia de bombeo y la longitud de la fibra. Utilizamos diez valores de la potencia de bombeo y seis longitudes de fibra. Los valores concretos de estos parámetros son diferentes para cada fibra. Para elegir los valores de la potencia de bombeo tenemos en cuenta que, para caracterizar las fibras dopadas, utilizaremos la expresión (4-71), la cual muestra una dependencia lineal entre la ganancia y el factor de atenuación de la potencia de bombeo, expresados ambos en decibelios. Así, para una longitud de fibra determinada, elegimos los valores de la potencia de bombeo de forma que los valores de la ganancia, expresados en decibelios, respondan a una relación lineal, procurando además que la ganancia correspondiente a la potencia de bombeo más baja sea cercana a la unidad (es decir, 0 dB). Por supuesto, estos valores dependen de la longitud de onda de la señal que consideremos. En concreto, lo hacemos para la longitud de onda que nos proporcione una ganancia mayor. La longitud de las muestras de fibra utilizadas son:

fibra A: 17.67, 15.51, 13.34, 10.35, 7.41, 4.45 m,
fibra B: 12.77, 10.94, 9.80, 8.75, 6.89, 3.60 m, y
fibra C: 31.66, 27.95, 24.71, 21.04, 17.54, 13.71 m,

determinando los valores de la potencia de bombeo para las fibras A, B y C con las muestras de 13.34, 10.94 y 24.71 m, respectivamente. A partir de los valores de la tensión de alimentación del láser podemos determinar los valores de la potencia de bombeo a la salida del acoplador mediante el calibrado realizado anteriormente (figura 5.3.). Sin embargo, es imprescindible tener en cuenta que estos valores no son los de la potencia de bombeo que se acopla en la fibra dopada ya que no se ha considerado el factor de transmisión de la unión entre fibra no dopada y fibra dopada. Los valores de la potencia de bombeo son los siguientes:

fibra A: 14.3, 12.6, 11.6, 11.0, 10.4, 9.8, 9.3, 8.9, 8.4, 7.9 dBm,
fibra B: 14.3, 13.5, 13.0, 12.7, 12.4, 12.2, 11.9, 11.6, 11.4, 11.3 dBm, y
fibra C: 14.3, 12.3, 11.3, 10.7, 10.2, 9.8, 9.4, 9.1, 8.8, 8.5 dBm,

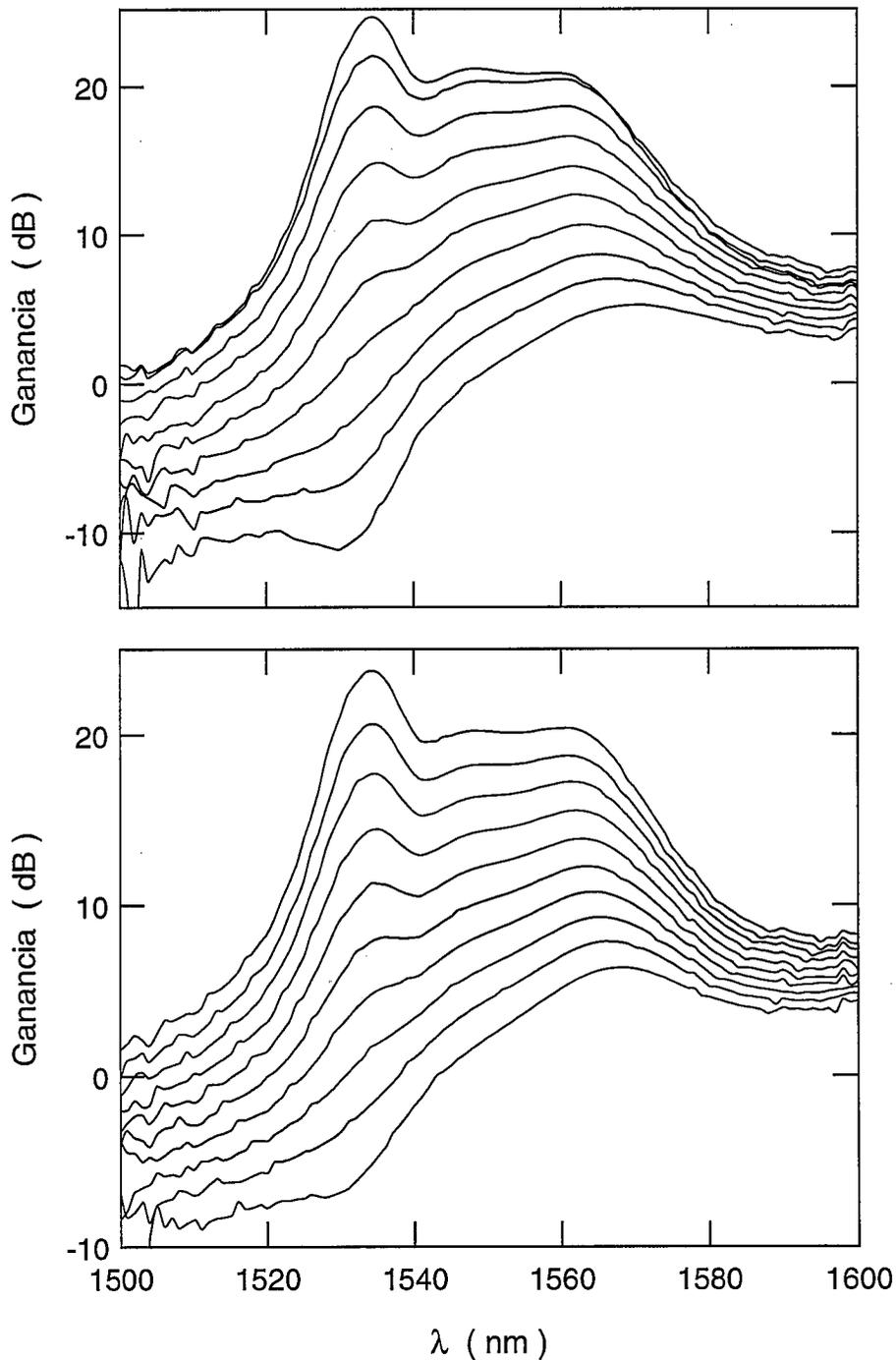


Figura 5.12. Resultados experimentales de la ganancia obtenida con longitudes de 17.56 m (superior) y 15.40 m (inferior) de la fibra dopada A en función de la longitud de onda de la señal. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo. Para determinar a qué potencia de bombeo corresponde cada espectro hay que tener en cuenta que, cuanto mayor es la potencia de bombeo, mayor es la ganancia obtenida.

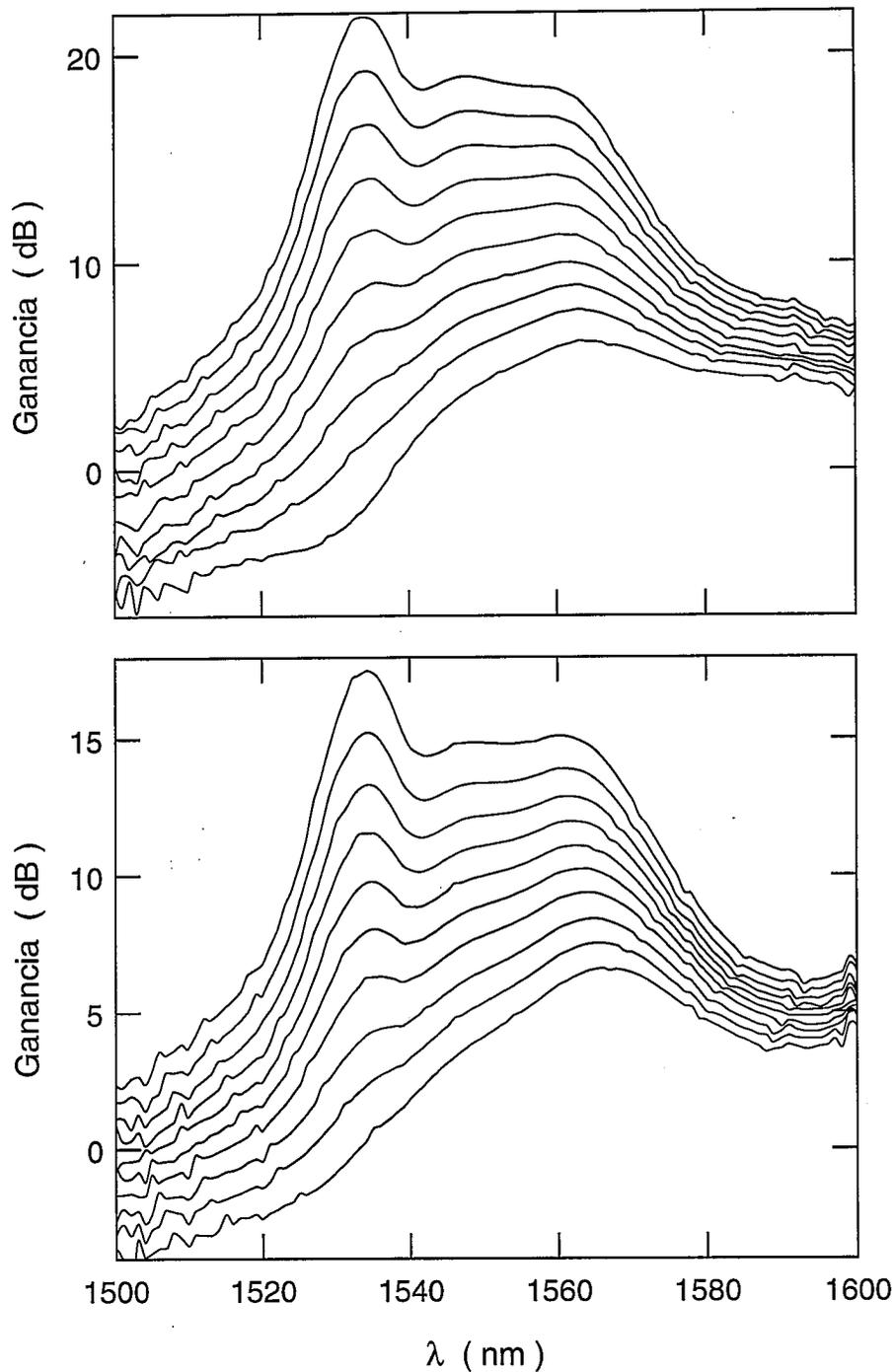


Figura 5.13. Resultados experimentales de la ganancia obtenida con longitudes de 13.23 m (superior) y 10.24 m (inferior) de la fibra dopada A en función de la longitud de onda de la señal. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo. Para determinar a qué potencia de bombeo corresponde cada espectro hay que tener en cuenta que, cuanto mayor es la potencia de bombeo, mayor es la ganancia obtenida.

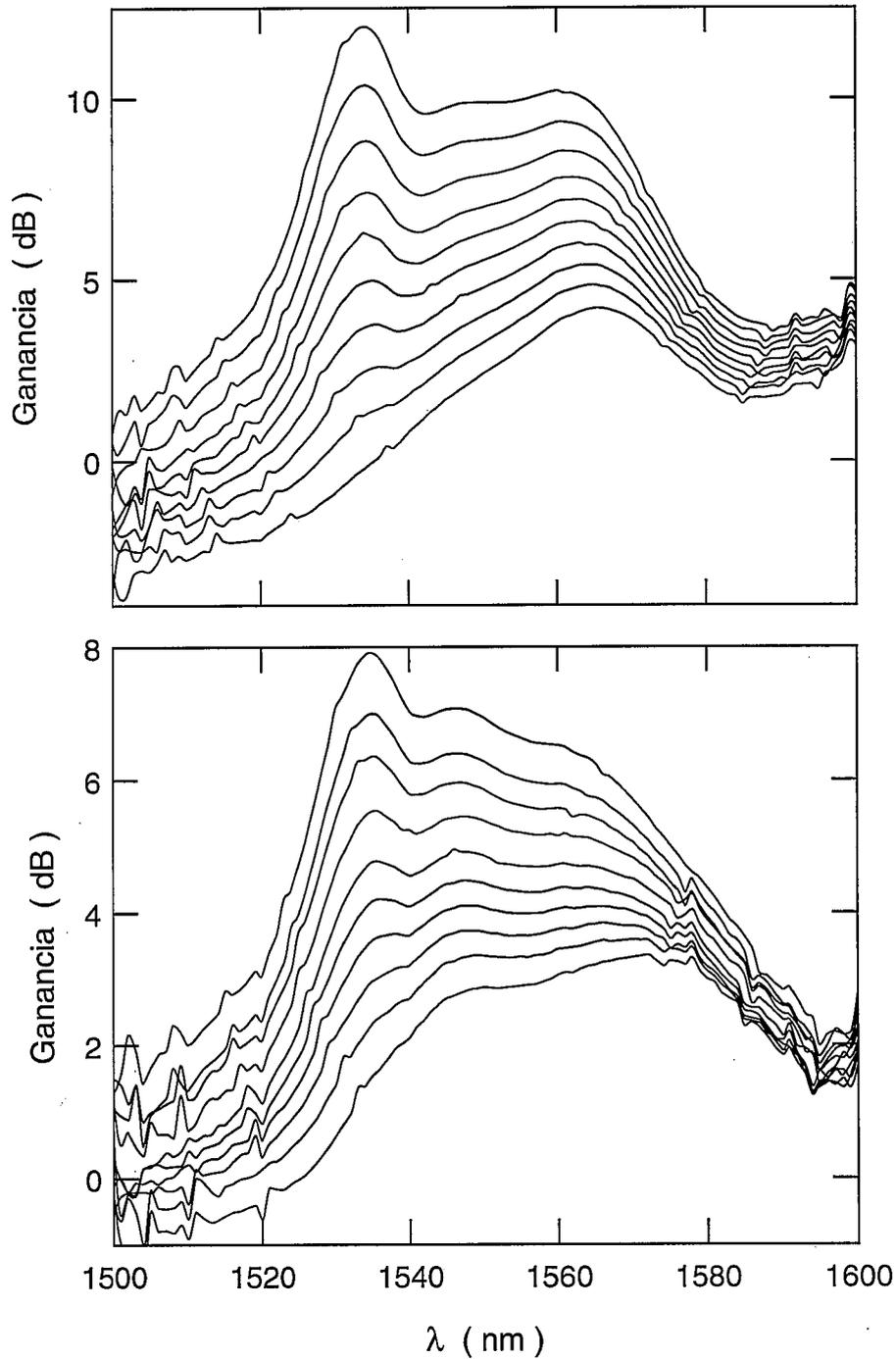


Figura 5.14. Resultados experimentales de la ganancia obtenida con longitudes de 7.30 m (superior) y 4.34 m (inferior) de la fibra dopada A en función de la longitud de onda de la señal. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo. Para determinar a qué potencia de bombeo corresponde cada espectro hay que tener en cuenta que, cuanto mayor es la potencia de bombeo, mayor es la ganancia obtenida.

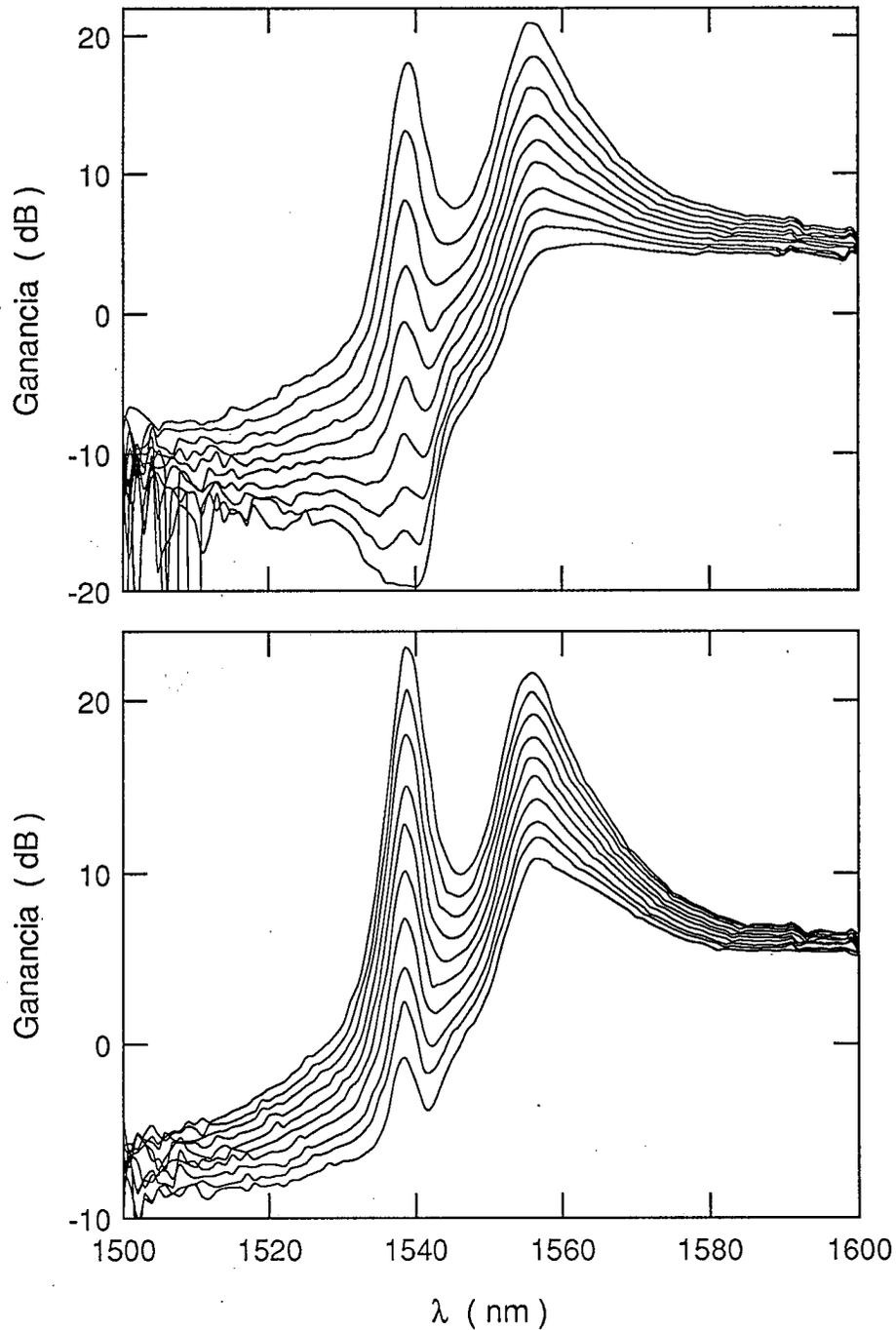


Figura 5.15. Resultados experimentales de la ganancia obtenida con longitudes de 12.65 m (superior) y 10.82 m (inferior) de la fibra dopada B en función de la longitud de onda de la señal. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo. Para determinar a qué potencia de bombeo corresponde cada espectro hay que tener en cuenta que, cuanto mayor es la potencia de bombeo, mayor es la ganancia obtenida.

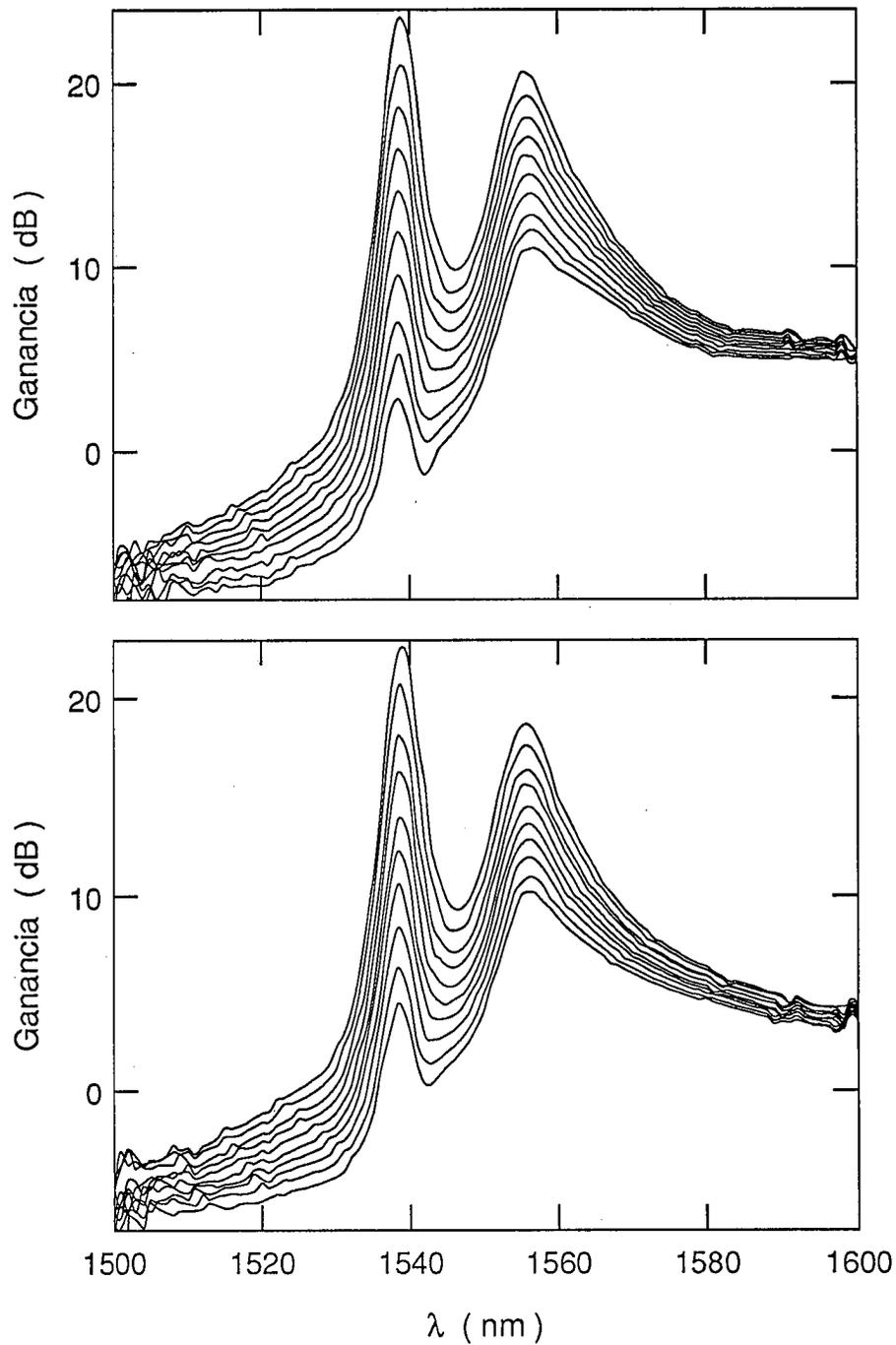


Figura 5.16. Resultados experimentales de la ganancia obtenida con longitudes de 9.68 m (superior) y 8.63 m (inferior) de la fibra dopada B en función de la longitud de onda de la señal. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo. Para determinar a qué potencia de bombeo corresponde cada espectro hay que tener en cuenta que, cuanto mayor es la potencia de bombeo, mayor es la ganancia obtenida.

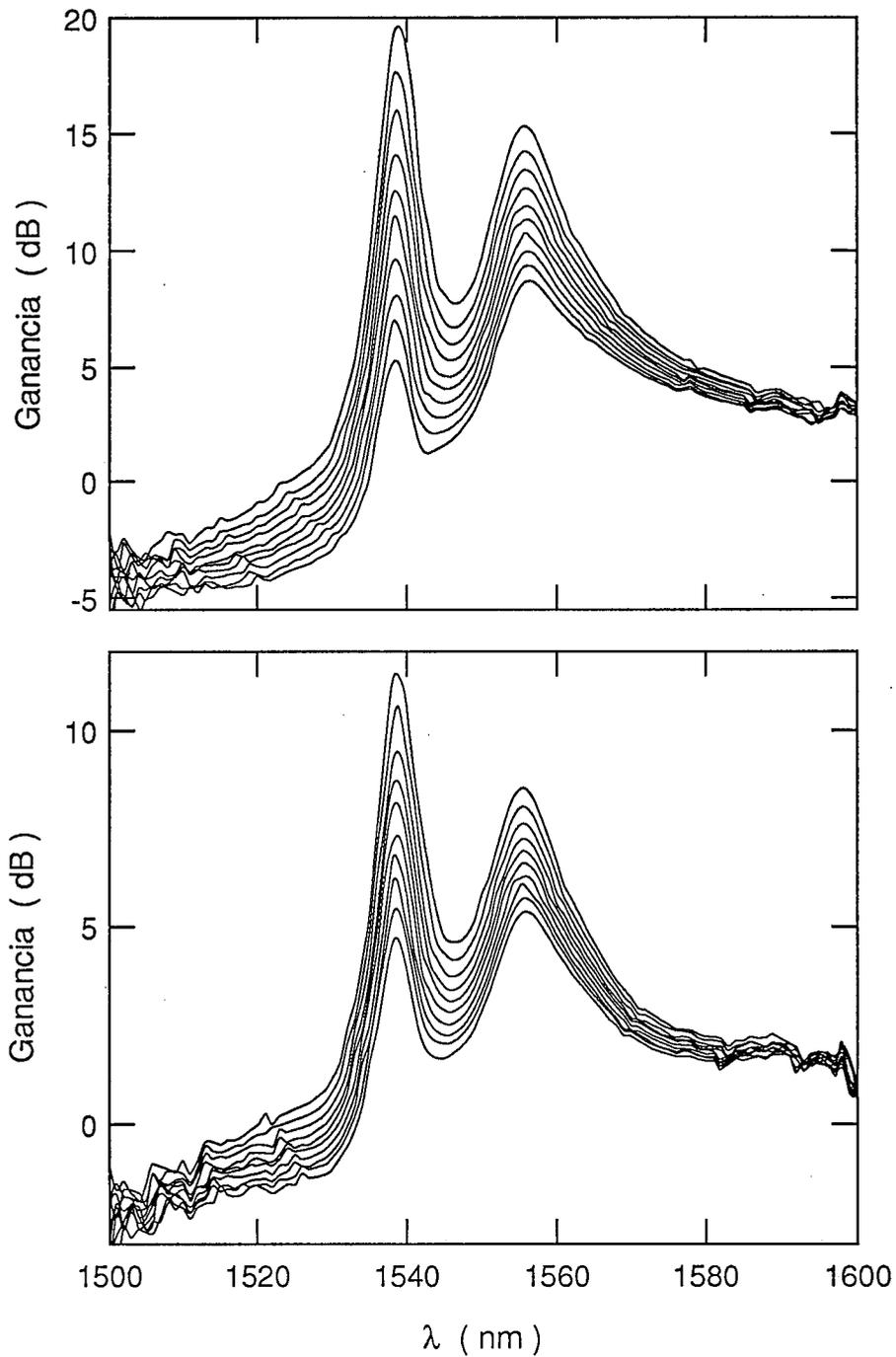


Figura 5.17. Resultados experimentales de la ganancia obtenida con longitudes de 6.77 m (superior) y 3.48 m (inferior) de la fibra dopada B en función de la longitud de onda de la señal. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo. Para determinar a qué potencia de bombeo corresponde cada espectro hay que tener en cuenta que, cuanto mayor es la potencia de bombeo, mayor es la ganancia obtenida.

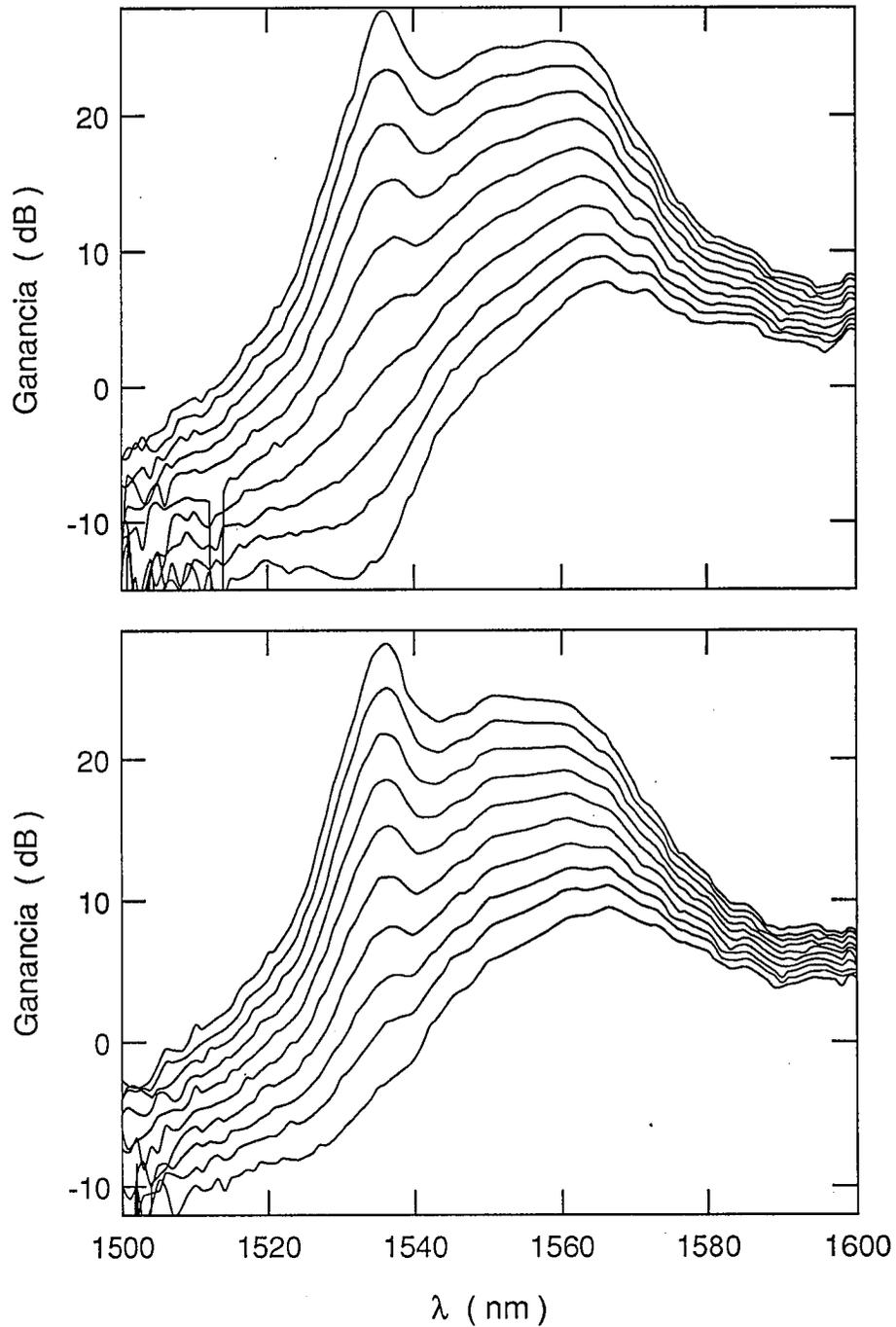


Figura 5.18. Resultados experimentales de la ganancia obtenida con longitudes de 31.57 m (superior) y 27.86 m (inferior) de la fibra dopada C en función de la longitud de onda de la señal. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo. Para determinar a qué potencia de bombeo corresponde cada espectro hay que tener en cuenta que, cuanto mayor es la potencia de bombeo, mayor es la ganancia obtenida.

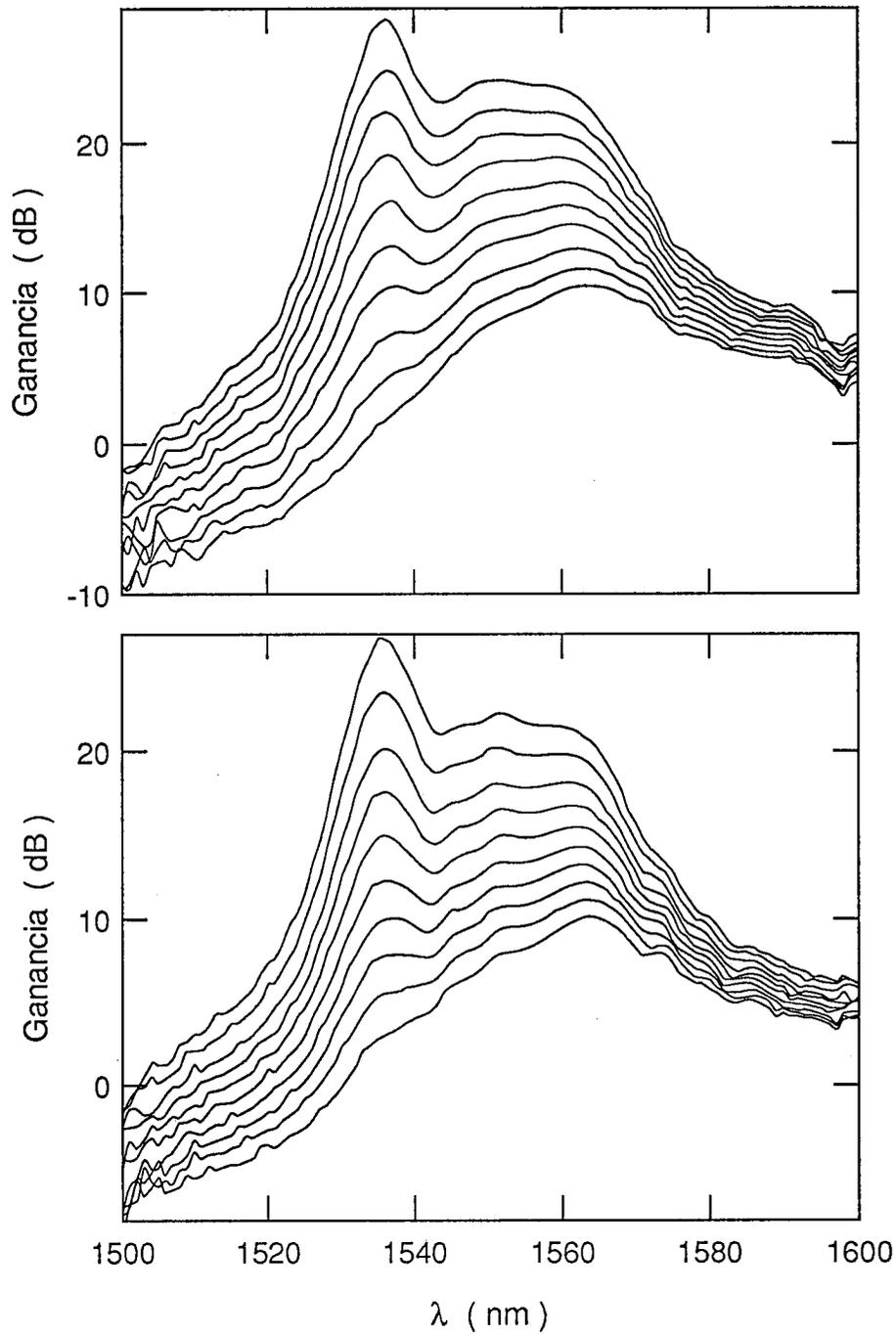


Figura 5.19. Resultados experimentales de la ganancia obtenida con longitudes de 24.62 m (superior) y 20.95 m (inferior) de la fibra dopada C en función de la longitud de onda de la señal. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo. Para determinar a qué potencia de bombeo corresponde cada espectro hay que tener en cuenta que, cuanto mayor es la potencia de bombeo, mayor es la ganancia obtenida.

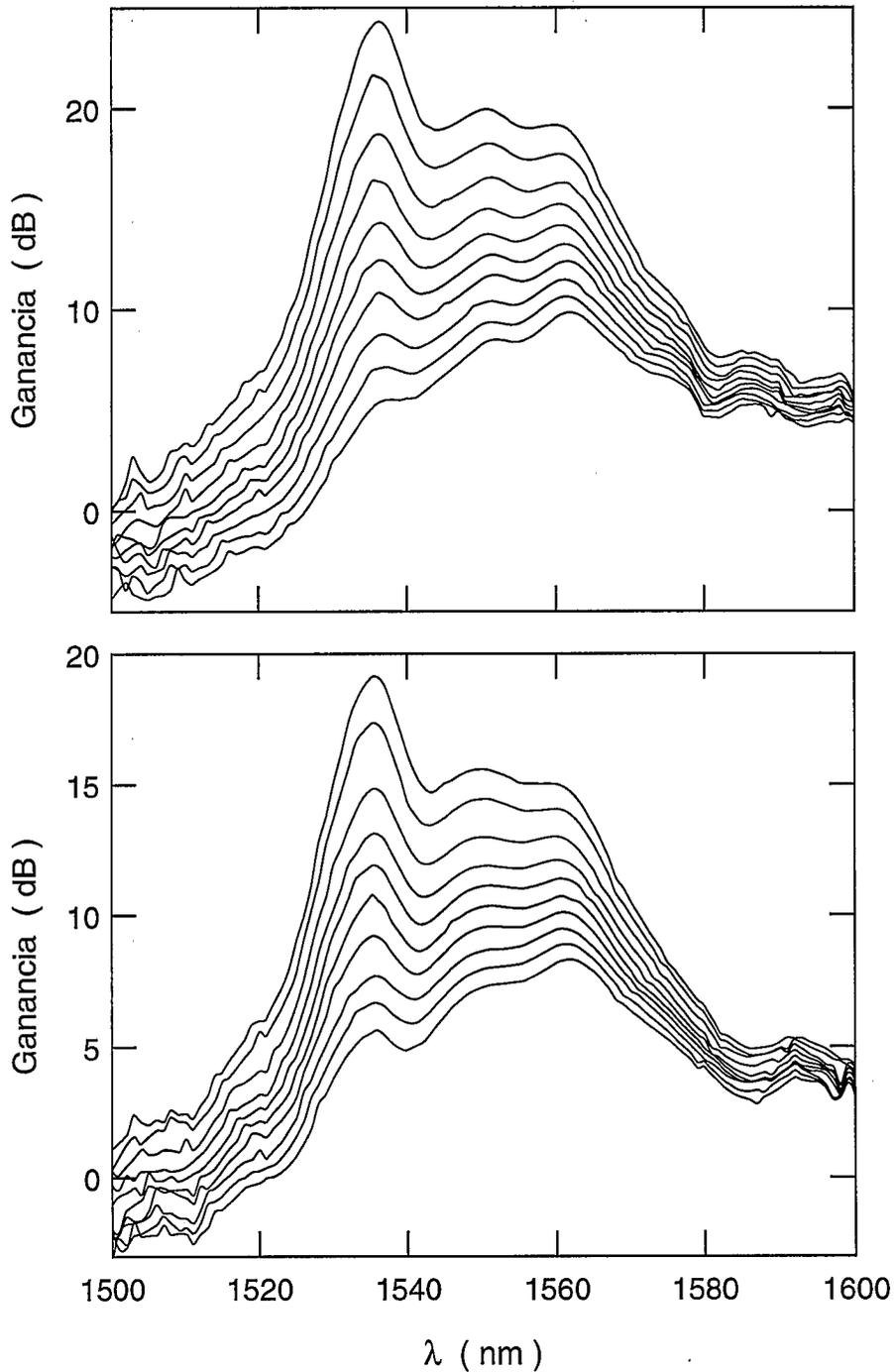


Figura 5.20. Resultados experimentales de la ganancia obtenida con longitudes de 17.45 m (superior) y 13.62 m (inferior) de la fibra dopada C en función de la longitud de onda de la señal. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo. Para determinar a qué potencia de bombeo corresponde cada espectro hay que tener en cuenta que, cuanto mayor es la potencia de bombeo, mayor es la ganancia obtenida.

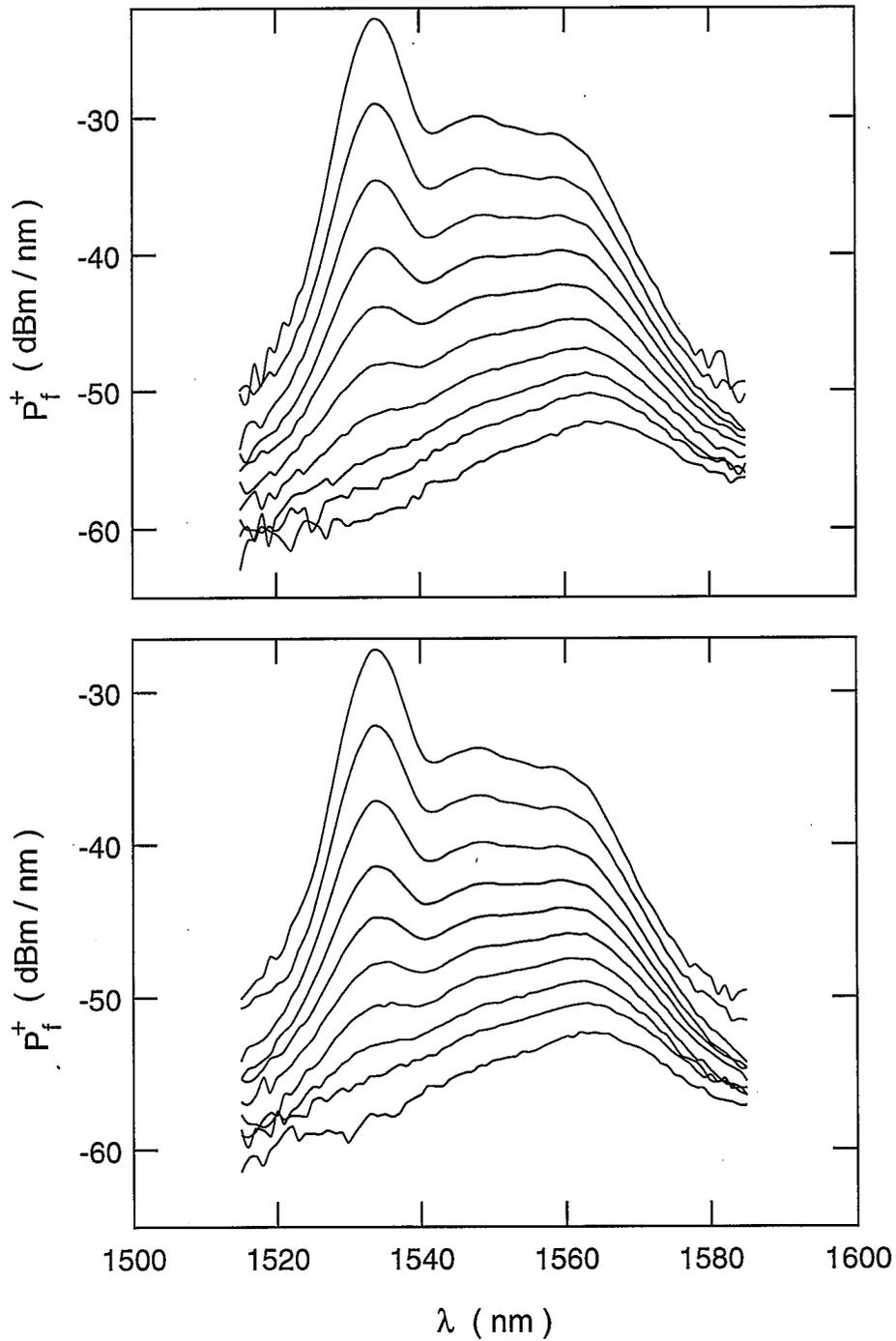


Figura 5.21. Resultados experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante obtenida con longitudes de 17.67 m (superior) y 15.51 m (inferior) de la fibra dopada A en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo.

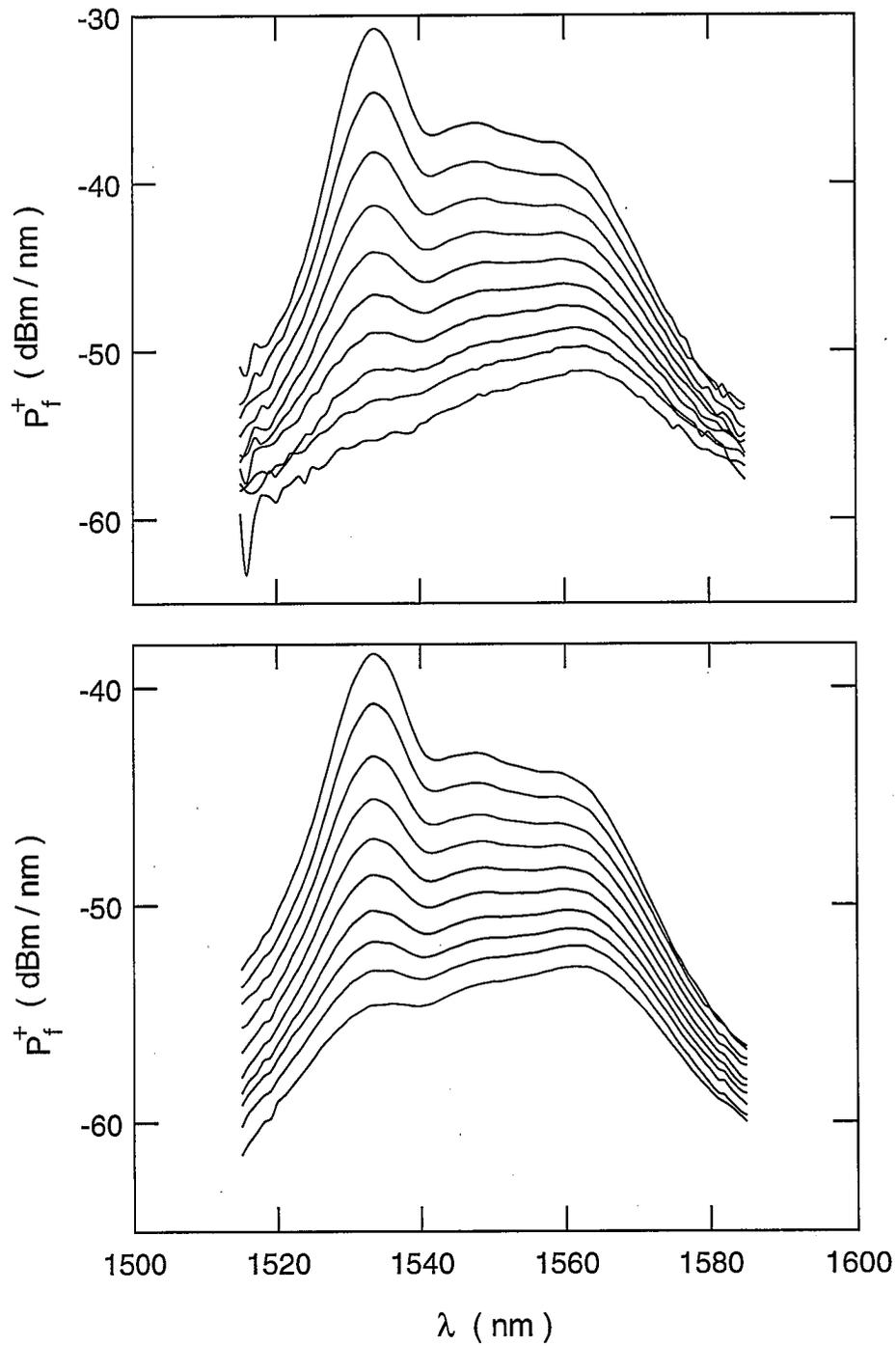


Figura 5.22. Resultados experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante obtenida con longitudes de 13.34 m (superior) y 10.35 m (inferior) de la fibra dopada A en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo.

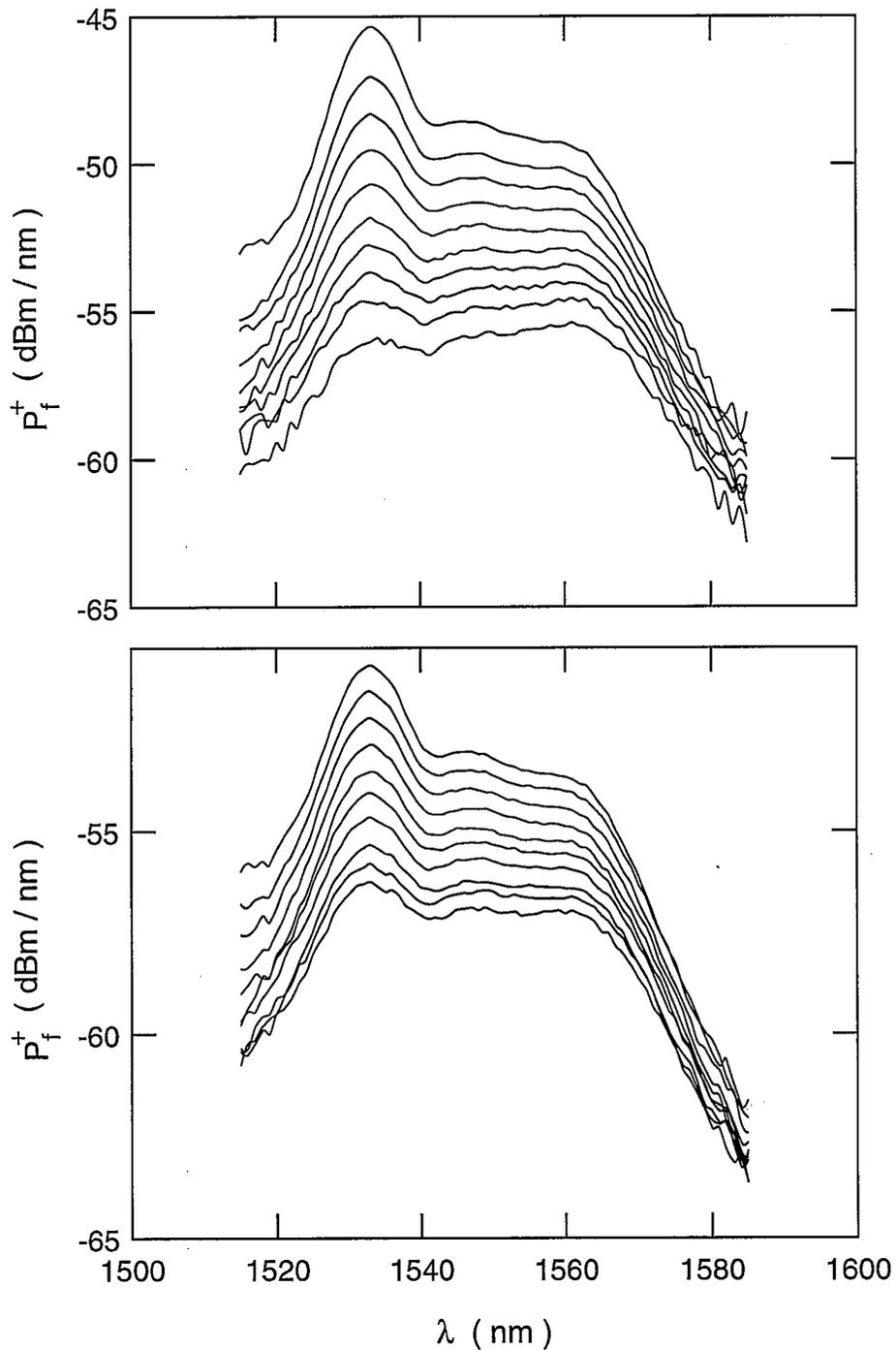


Figura 5.23. Resultados experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante obtenida con longitudes de 7.41 m (superior) y 4.45 m (inferior) de la fibra dopada A en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo.

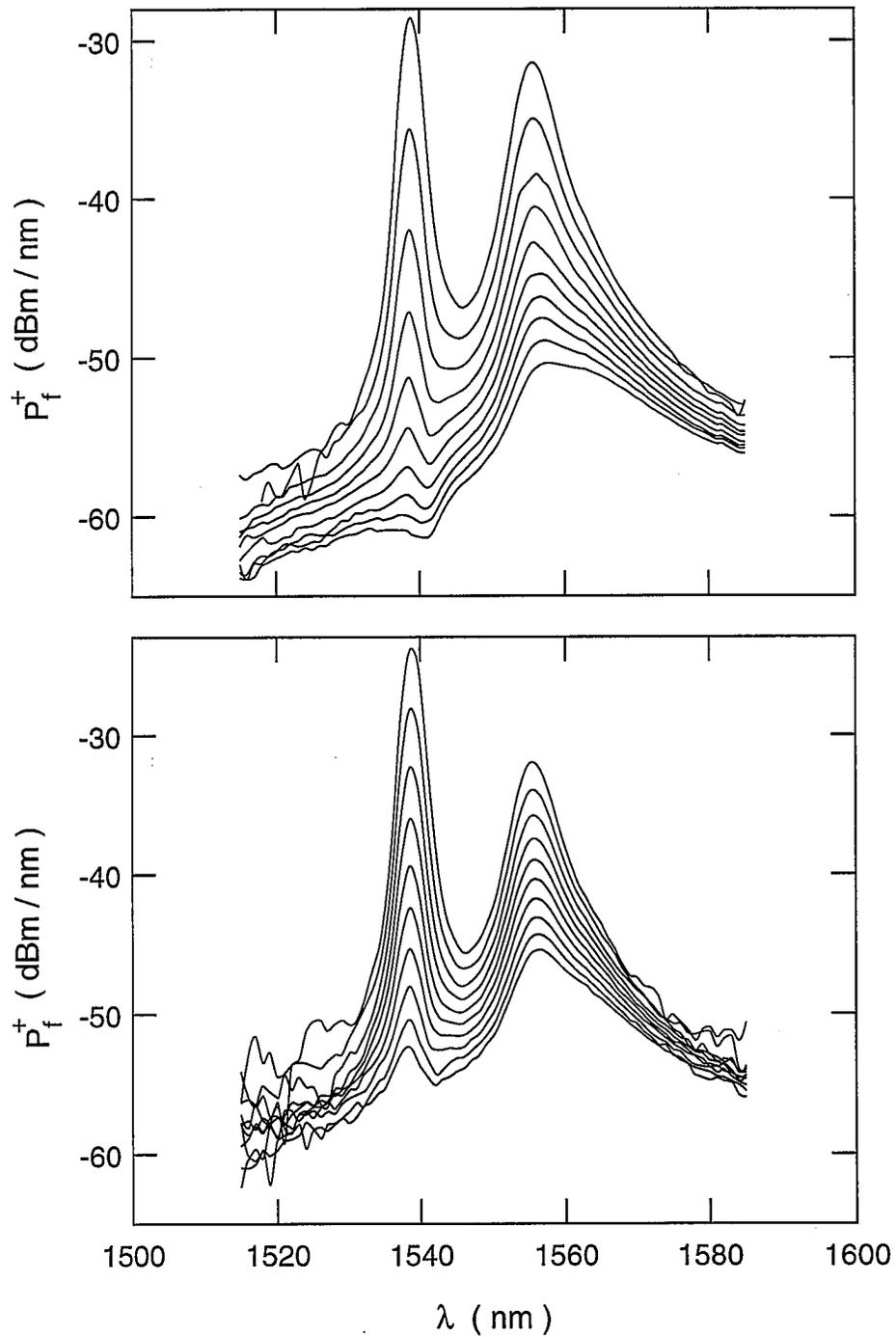


Figura 5.24. Resultados experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante obtenida con longitudes de 12.77 m (superior) y 10.94 m (inferior) de la fibra dopada B en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo.

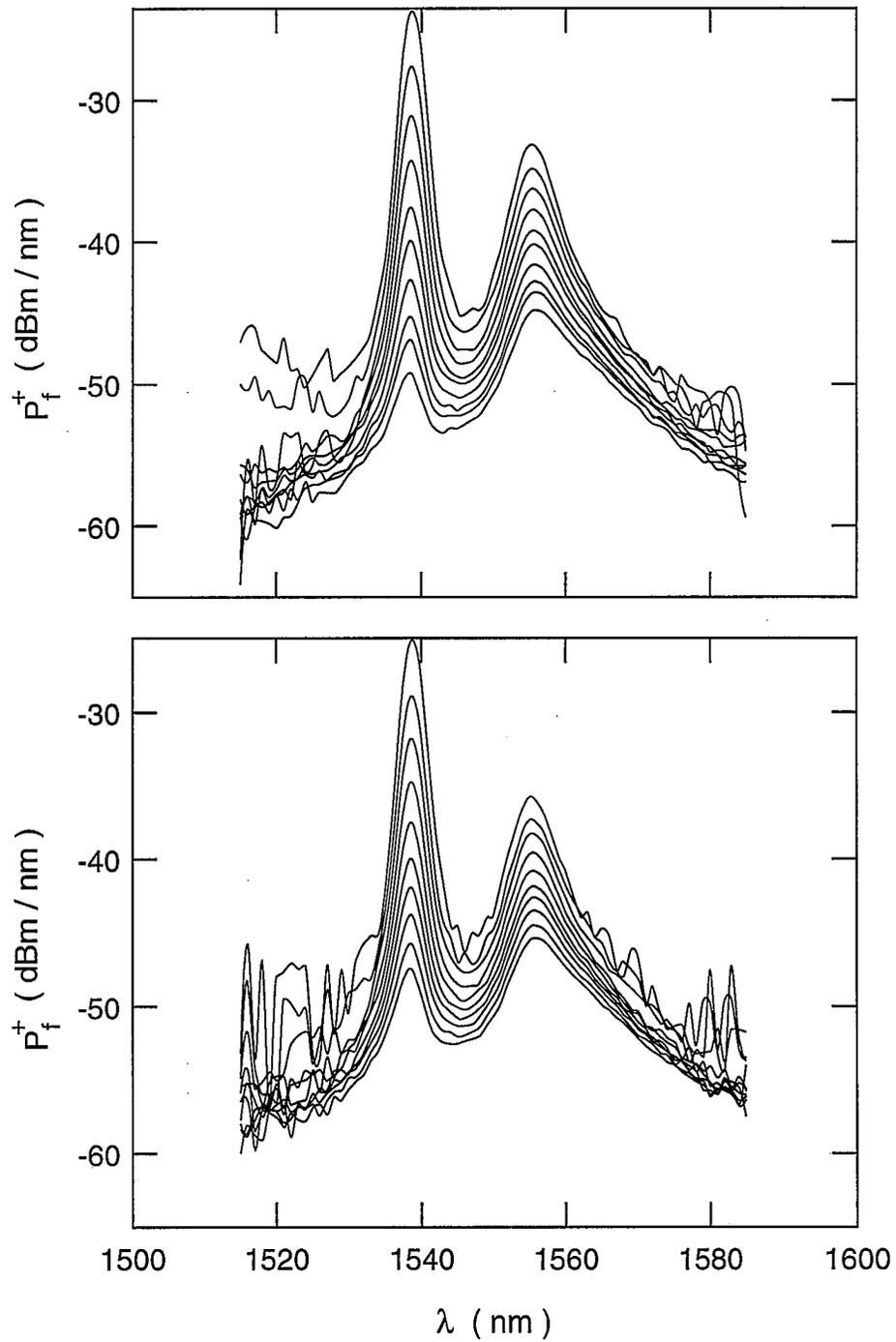


Figura 5.25. Resultados experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante obtenida con longitudes de 9.80 m (superior) y 8.75 m (inferior) de la fibra dopada B en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo.

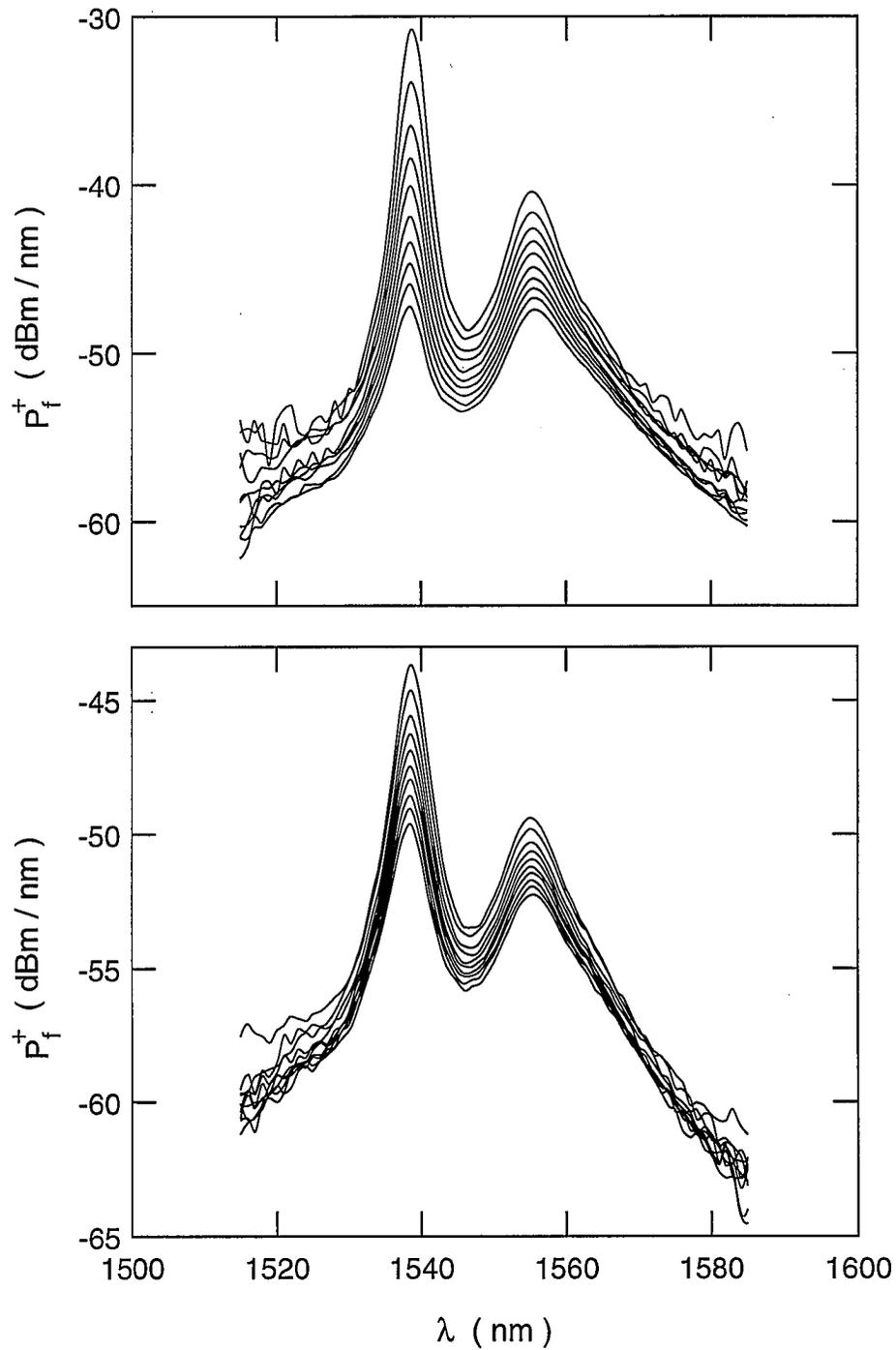


Figura 5.26. Resultados experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante obtenida con longitudes de 6.89 m (superior) y 3.60 m (inferior) de la fibra dopada B en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo.

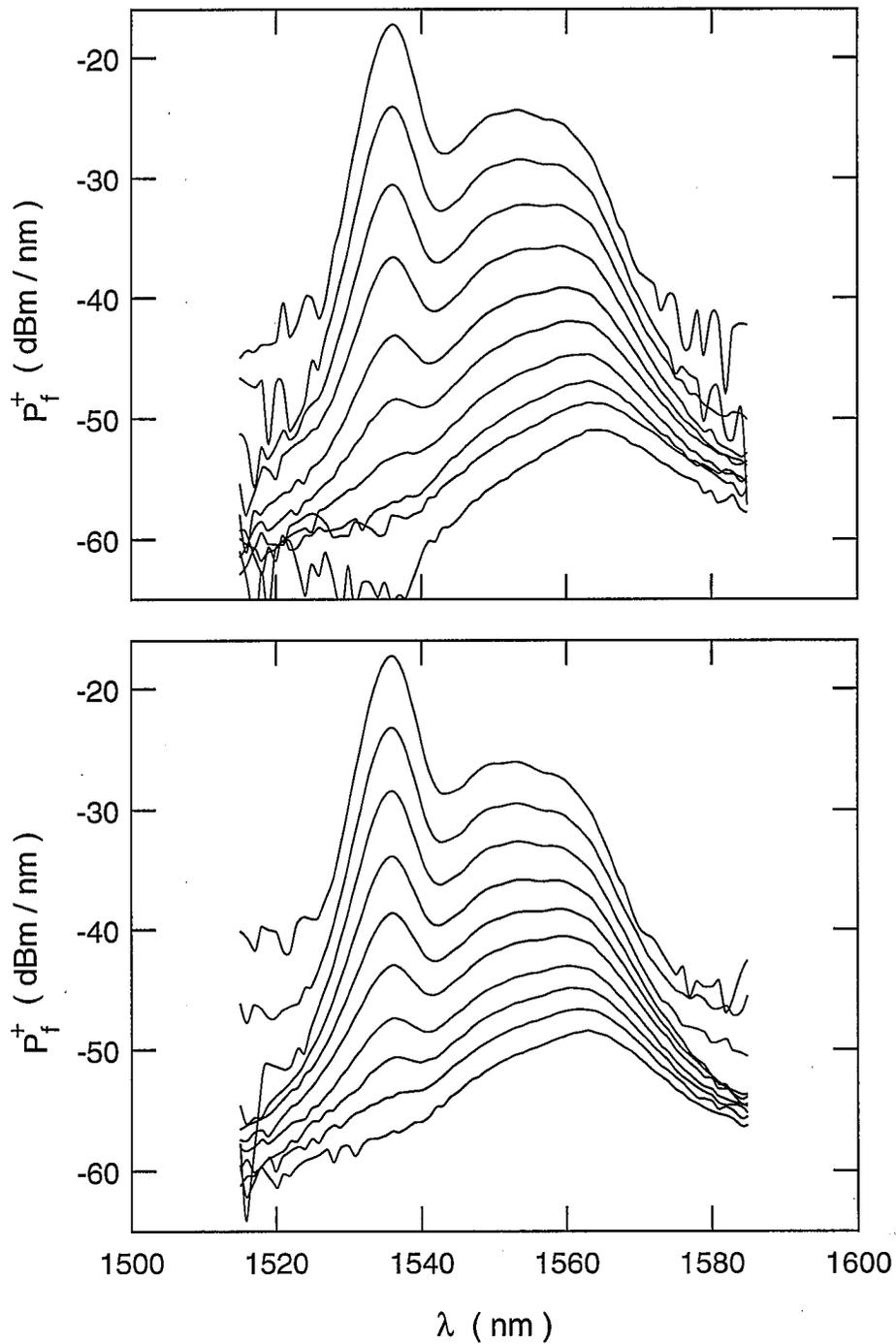


Figura 5.27. Resultados experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante obtenida con longitudes de 31.66 m (superior) y 27.95 m (inferior) de la fibra dopada C en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo.

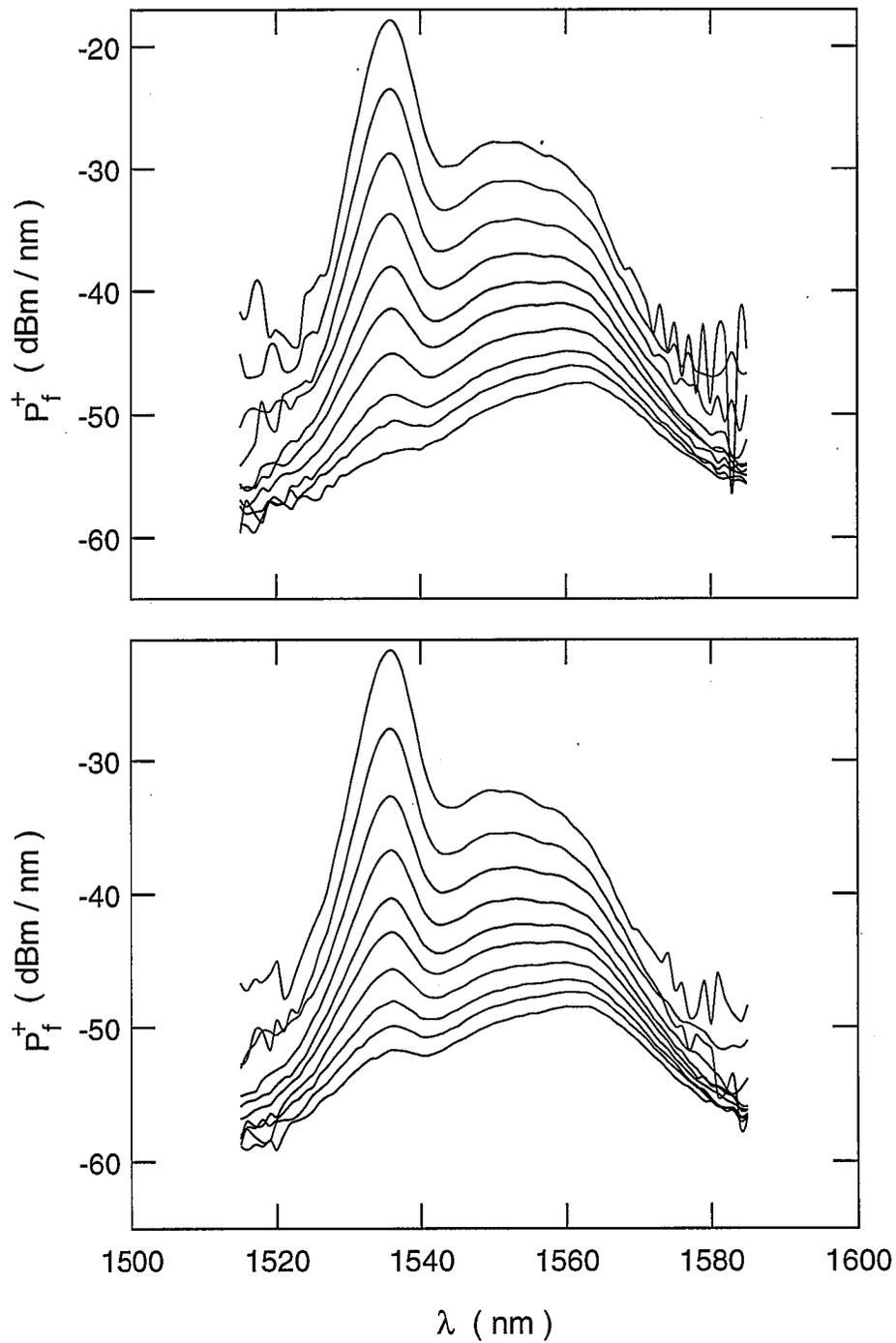


Figura 5.28. Resultados experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante obtenida con longitudes de 24.71 m (superior) y 21.04 m (inferior) de la fibra dopada C en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo.

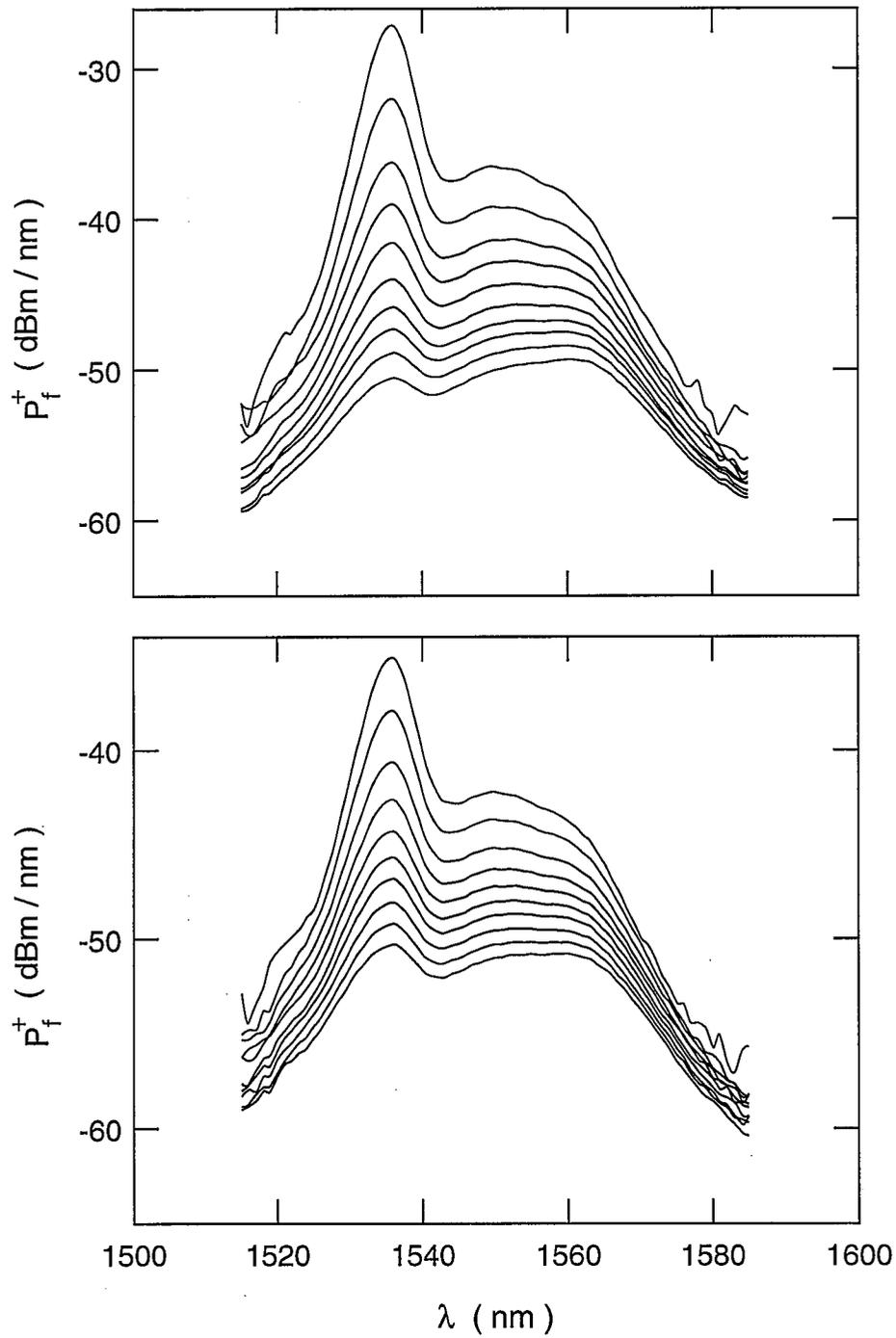


Figura 5.29. Resultados experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante obtenida con longitudes de 17.54 m (superior) y 13.71 m (inferior) de la fibra dopada C en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para diez valores de la potencia de bombeo.

que enumeraremos, en adelante, del 1 al 10 para cada fibra.

La ganancia que produce una fibra de longitud L la calculamos dividiendo las potencias de señal que medimos para una fibra de longitud L_r y para una fibra de longitud $L+L_r$, para evitar así el efecto de las pérdidas en las uniones entre fibra dopada y fibra no dopada. Así pues, hay que tener esto presente cuando nos referimos a la ganancia que produce una fibra de longitud L . La longitud de referencia L_r la elegimos suficientemente pequeña para considerar, con muy buena aproximación, que su ganancia es igual a la unidad. No obstante, no puede tomarse todo lo pequeña que se quiera porque hay que tener en cuenta los procesos de preparación de las muestras y de unión de las fibras y permitir además que la fibra dopada expulse la proporción de potencia que no se propaga en el modo fundamental de dicha fibra. Las longitudes de referencia utilizadas para las medidas de amplificación en las fibras A, B y C son 11, 12 y 9 cm, respectivamente. En las medidas de la potencia de fluorescencia copropagante no utilizamos ninguna longitud de referencia debido a que la potencia de fluorescencia emitida por una longitud tan corta de fibra es tan baja que medirla nos resulta prácticamente imposible con nuestra instalación.

Como ya hemos dicho anteriormente, la región espectral donde podemos medir se limita al intervalo comprendido entre 1500 y 1600 nm. Realizamos las medidas considerando intervalos espectrales de 1 nm de anchura, ajustando la resolución del monocromador a dicho valor. La frecuencia de modulación de la potencia de señal tiene un valor de 1320 Hz. Además, hay que recordar que cuando medimos la potencia de señal amplificada tenemos en cuenta las variaciones de fase con la longitud de onda para evitar su negativo efecto sobre las medidas.

En las figuras 5.12. a 5.20. mostramos la ganancia obtenida con las tres fibras en las situaciones experimentales descritas anteriormente en función de la longitud de onda de la señal. Cada figura consta de dos partes, en las que representamos los resultados obtenidos con una determinada longitud de fibra dopada para los diez valores de la potencia de bombeo utilizada. Para determinar a qué potencia de bombeo corresponde cada espectro hay que tener en cuenta que, cuanto mayor es la potencia de bombeo, mayor es la ganancia obtenida. En estas figuras expresamos la ganancia en decibelios ya que, para recoger todos sus valores, necesitamos emplear un rango dinámico bastante elevado (superior a 40 dB). Análogamente, en las figuras 5.21. a 5.29. representamos la potencia de fluorescencia copropagante obtenida con las tres fibras dopadas en función de la longitud de onda de la transición láser. Para

obtener los valores de estas potencias hemos utilizado el factor de conversión representado en la figura 5.11. y el factor de transmisión de la unión entre la fibra dopada y la no dopada, cuya determinación analizaremos más adelante. La tensión medida en las longitudes de onda cercanas a 1500 y a 1600 nm es prácticamente nula, lo cual produce grandes variaciones al expresarla en unidades logarítmicas. Por ello, limitamos el intervalo espectral en el que representamos las curvas experimentales, aunque mantenemos el formato de las figuras para permitir la comparación entre los perfiles espectrales de la potencia de fluorescencia y los de amplificación. En las figuras 5.30., 5.31. y 5.32. representamos la ganancia y la potencia de fluorescencia copropagante obtenidas en algunas de las situaciones experimentales consideradas, pero utilizando unidades lineales en lugar de unidades logarítmicas. En las tres figuras se representan los espectros correspondientes a las cinco potencias de bombeo más altas de las diez utilizadas. Los casos elegidos para la ganancia son 15.40 m de la fibra A, 10.82 m de la fibra B y 31.57 m de la fibra C, respectivamente. Los casos elegidos para la potencia de fluorescencia son 15.51 m de la fibra A, 10.94 m de la fibra y 31.66 m de la fibra C, respectivamente. En dichas figuras podemos apreciar con mayor claridad cómo varían los espectros con la potencia de bombeo y cómo la potencia de fluorescencia es prácticamente nula en los extremos de la región espectral considerada.

Con este conjunto de figuras (5.12. a 5.32.) podemos estudiar el comportamiento general de la ganancia y de la fluorescencia copropagante. En primer lugar, resulta claro que ambas magnitudes tienen un comportamiento similar debido a que, a pesar de tener orígenes diferentes, ambas están sometidas a los mismos procesos físicos conforme se propagan por la fibra dopada. Este hecho refuerza la idea de sustituir el efecto producido por las potencias de fluorescencia sobre las poblaciones por el que producirían unas potencias de señal equivalentes. Apoyándonos en esta similitud, centraremos esta discusión en el comportamiento de la ganancia. Además, el comportamiento general de ambas magnitudes es el mismo para las tres fibras, aunque en una primera impresión no lo parezca, ya que la fibra B exhibe un comportamiento mucho más marcado que las otras dos fibras. Como característica principal, vemos que los espectros de ganancia siempre muestran dos zonas donde ésta es mayor. Sin embargo, su variación con el bombeo es totalmente distinta. Cuando el bombeo es alto, la primera de estas zonas es estrecha, tiene apariencia de pico y está situada en torno a 1535 nm (1534 nm

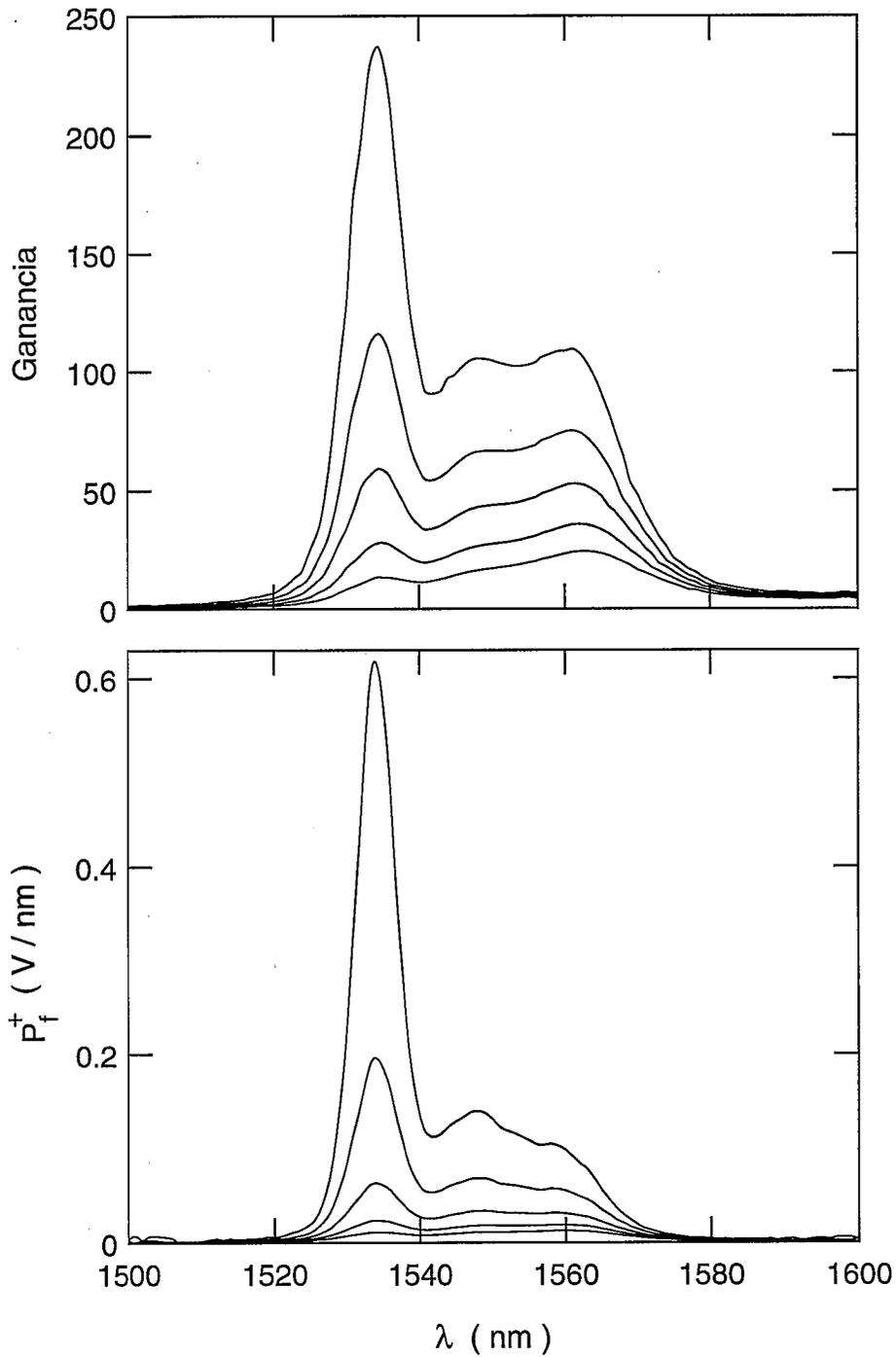


Figura 5.30. Superior: ganancia obtenida con una longitud de 15.40 m de la fibra dopada A en función de la longitud de onda de la señal. Inferior: potencia de fluorescencia copropagante obtenida con una longitud de 15.51 m de la fibra dopada A en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para las cinco potencias de bombeo más altas de las diez utilizadas.

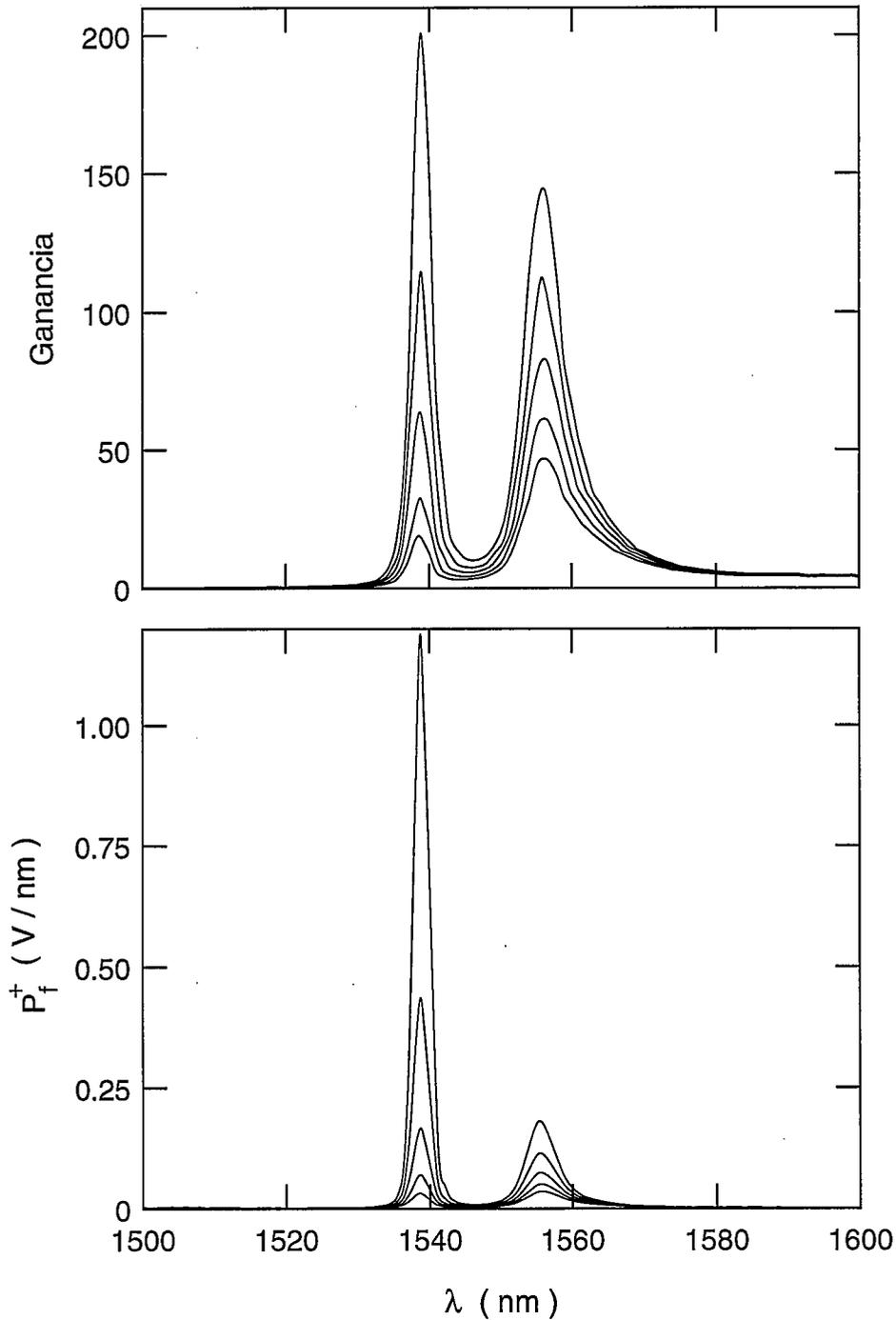


Figura 5.31. Superior: ganancia obtenida con una longitud de 10.82 m de la fibra dopada B en función de la longitud de onda de la señal. Inferior: potencia de fluorescencia copropagante obtenida con una longitud de 10.94 m de la fibra dopada B en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para las cinco potencias de bombeo más altas de las diez utilizadas.

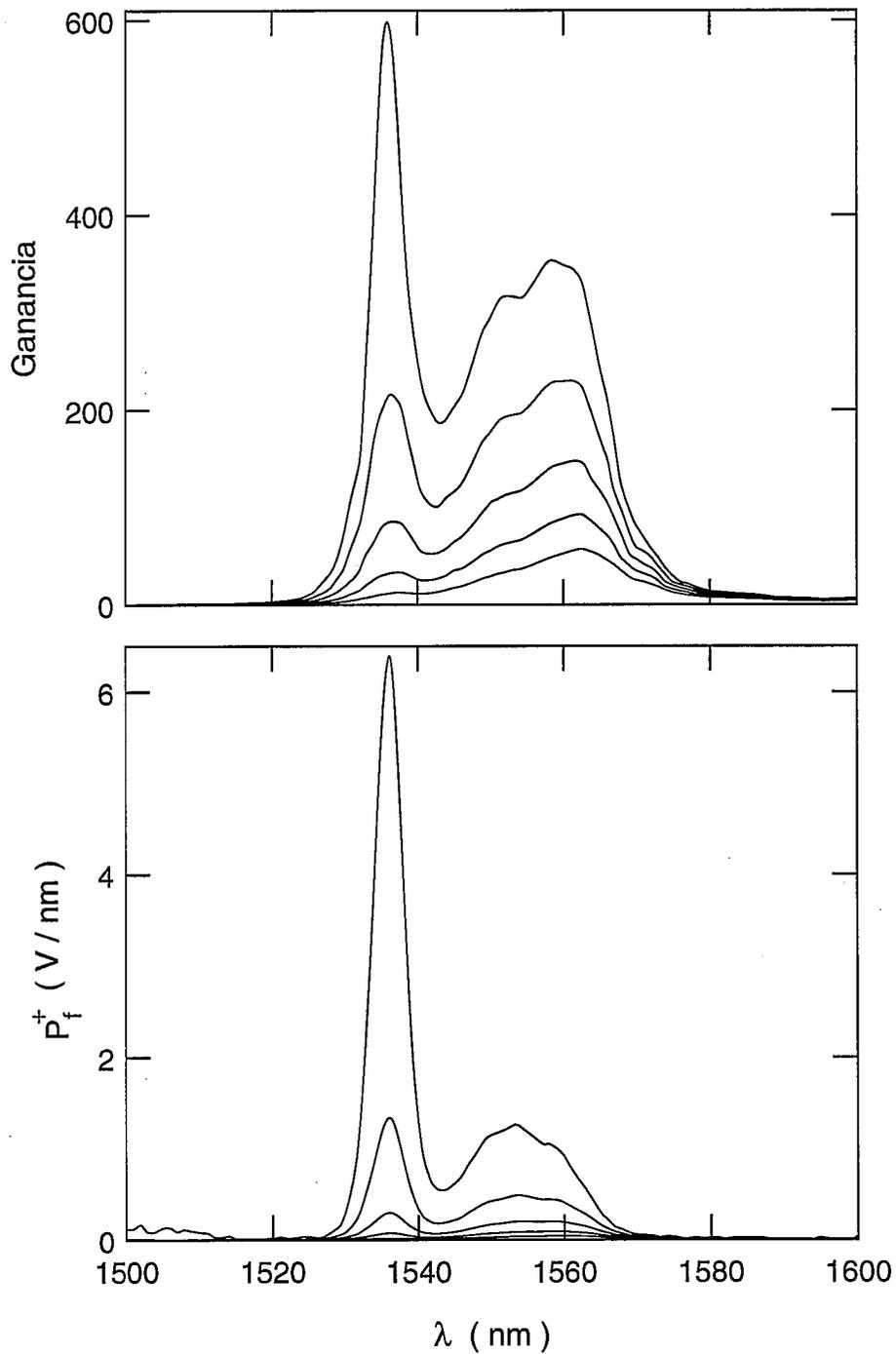


Figura 5.32. Superior: ganancia obtenida con una longitud de 31.57 m de la fibra dopada C en función de la longitud de onda de la señal. Inferior: potencia de fluorescencia copropagante obtenida con una longitud de 31.66 m de la fibra dopada C en función de la longitud de onda de la transición láser. En cada caso se representan los espectros medidos para las cinco potencias de bombeo más altas de las diez utilizadas.

para la fibra A, 1539 nm para la fibra B y 1536 nm para la fibra C), mientras que la segunda es más ancha y plana, ofrece menor ganancia y está situada entre 1550 y 1560 nm (aproximadamente, entre 1548 y 1561 nm para la fibra A y entre 1551 y 1561 nm para la fibra C). Ambas zonas están separadas produciéndose en el intermedio una región de menor ganancia. En la fibra B, esta separación es muy clara y las dos zonas de mayor amplificación son estrechas y con apariencia de pico (1539 y 1556 nm). Además, no siempre es mayor la ganancia en la primera zona, ya que depende de la longitud de la fibra (por ejemplo, si la muestra tiene una longitud de 12.65 m, ésta es superior a la longitud óptima para 1539 nm y la amplificación es mayor en el segundo pico). Esta separación es menos clara en la fibra C y todavía se manifiesta más débilmente en la fibra A. En todas las fibras se observa que, conforme decrece la potencia de bombeo, la amplificación en la primera zona disminuye muy rápidamente, mientras que en la segunda zona decrece mucho más lentamente y la fibra no llega a presentar absorción. Así, se llega a un punto en el que la fibra presenta en ambas zonas una ganancia similar y, finalmente, se invierten los papeles de forma que en la segunda zona presenta una ganancia mayor que en la primera zona. Esta situación se hace todavía más radical en los extremos de los espectros. En torno a 1600 nm nunca encontramos absorción y la amplificación depende muy poco de la potencia de bombeo y de la longitud de la fibra dopada, mientras que en las longitudes de onda cercanas a 1500 nm ocurre todo lo contrario. Todo ello, junto con la variación de la longitud de onda a partir de la cual hay amplificación conforme disminuye el bombeo, coincide con las predicciones teóricas sobre la potencia de bombeo umbral que realizamos en el capítulo 4 (figura 4.5.).

Todos estos fenómenos concuerdan con el perfil que ofrecen las secciones eficaces de absorción y emisión estimulada típicas del ión erbio (figura 1.2.). Así, las variaciones en los perfiles de ganancia se originan porque en cada fibra son diferentes los dopantes que acompañan al erbio y, por tanto, modifican de distinta manera los perfiles de dichas secciones eficaces.

Por último, en las tablas 5.4., 5.5. y 5.6. figuran los valores del factor de atenuación de la potencia de bombeo expresado en decibelios ($a^+(L, \nu_p)$; ecuación (4-71)) que hemos obtenido para las fibras A, B y C, respectivamente. Estos valores son siempre negativos, pero, por simplicidad, en las tablas aparecen en valor absoluto. Este factor lo calculamos a partir de las medidas de bombeo residual en las mismas situaciones experimentales para las que medimos ganancia y teniendo en cuenta el calibrado realizado anteriormente

	1	2	3	4	5	6
1	1.97	1.62	0.80	0.74	0.98	0.42
2	2.59	2.21	1.32	1.12	1.45	0.56
3	3.12	2.69	1.70	1.34	1.67	0.69
4	3.63	3.20	2.00	1.58	1.84	0.74
5	4.15	3.68	2.34	1.83	1.97	0.81
6	4.68	4.12	2.76	2.02	2.14	0.94
7	5.25	4.48	3.09	2.30	2.40	1.04
8	5.75	4.86	3.33	2.62	2.57	1.18
9	6.19	5.28	3.67	2.84	2.72	1.25
10	6.77	5.75	4.17	3.06	2.97	1.35

Tabla 5.4. Valor absoluto del factor de atenuación de la potencia de bombeo expresado en decibelios para la fibra A. En cada fila se mantiene constante la potencia de bombeo y la longitud de la fibra decrece de izquierda a derecha. En cada columna se mantiene constante la longitud de la fibra y la potencia de bombeo decrece de arriba a abajo.

(figura 5.4.). Los valores de este factor, al igual que los de ganancia, no dependen de los factores de transmisión de las uniones entre la fibra dopada y la fibra no dopada, ya que viene dado por el cociente entre la potencia de bombeo a la salida de una muestra determinada de fibra dopada y la potencia de bombeo a la salida de una fibra dopada cuya longitud es la de referencia.

En cada una de estas tablas aparecen sesenta valores que corresponden a las distintas situaciones experimentales consideradas (diez valores de la potencia de bombeo y seis longitudes distintas de fibra dopada). En cada fila se mantiene constante la potencia de bombeo y la longitud de la fibra decrece de izquierda a derecha. En cada columna se mantiene constante la longitud de la fibra y la potencia de bombeo decrece de arriba a abajo. En general, estos valores crecen conforme disminuye el bombeo y decrecen conforme disminuye la longitud de la fibra. En la fibra C, estas tendencias se verifican en todos los

	1	2	3	4	5	6
1	7.08	4.52	4.22	3.76	2.88	1.73
2	7.20	4.49	4.27	3.84	2.92	1.78
3	7.40	4.61	4.33	3.93	3.00	1.83
4	7.59	4.73	4.41	4.01	3.08	1.86
5	7.63	4.70	4.42	4.03	3.09	1.87
6	7.76	4.82	4.53	4.07	3.14	1.91
7	7.94	4.99	4.64	4.19	3.21	1.94
8	8.08	5.12	4.74	4.31	3.26	1.97
9	8.14	5.10	4.74	4.33	3.26	1.98
10	8.24	5.20	4.82	4.37	3.32	1.99

Tabla 5.5. Valor absoluto del factor de atenuación de la potencia de bombeo expresado en decibelios para la fibra B. En cada fila se mantiene constante la potencia de bombeo y la longitud de la fibra decrece de izquierda a derecha. En cada columna se mantiene constante la longitud de la fibra y la potencia de bombeo decrece de arriba a abajo.

casos, mientras que en las otras dos fibras hay algunas excepciones. En la fibra B estas excepciones son perfectamente atribuibles a ligeros errores experimentales ya que suceden entre valores muy próximos. Sin embargo, no podemos decir lo mismo en la fibra A, ya que las excepciones ocurren siempre para la longitud nº 5 cuando estudiamos el comportamiento respecto a la longitud desde la potencia de bombeo nº 1 hasta la potencia de bombeo nº 7. No obstante, al examinar estos valores hay que tener siempre presente que corresponden al factor de atenuación y no a la potencia de bombeo consumida en el proceso de amplificación y que, por tanto, estas reglas de comportamiento no deben cumplirse obligatoriamente.

	1	2	3	4	5	6
1	5.78	4.42	3.04	2.23	1.62	1.23
2	6.45	5.06	3.65	2.89	2.16	1.64
3	6.93	5.47	4.03	3.27	2.58	1.86
4	7.29	5.73	4.39	3.57	2.76	2.08
5	7.68	6.04	4.70	3.90	2.97	2.20
6	8.08	6.41	4.96	4.22	3.22	2.36
7	8.48	6.73	5.25	4.42	3.42	2.48
8	8.80	7.00	5.58	4.58	3.60	2.68
9	9.08	7.32	5.82	4.84	3.76	2.77
10	9.41	7.68	6.08	5.19	3.97	2.88

Tabla 5.6. Valor absoluto del factor de atenuación de la potencia de bombeo expresado en decibelios para la fibra C. En cada fila es constante la potencia de bombeo y la longitud de la fibra decrece de izquierda a derecha. En cada columna es constante la longitud de la fibra y la potencia de bombeo decrece de arriba a abajo.

5.6. Variación espectral de la fase de la señal amplificada.

Como ya hemos comentado, cuando detectamos síncronamente la potencia de señal amplificada, debemos prestar una atención especial a las posibles variaciones con la longitud de onda que pueda presentar la fase de la señal amplificada. Aunque no podemos conocer esta magnitud de forma absoluta, sí podemos determinar la diferencia entre la fase de la señal amplificada y la fase de la señal de modulación. Cuando calibramos la instalación no hay fibra dopada y, por tanto, no encontramos variaciones apreciables de esta diferencia de fase con la longitud de onda de la señal (tabla 5.3.). Sin embargo, la situación cambia cuando trabajamos con fibra dopada, ya que entonces la diferencia de fase sí depende de la longitud de onda. Desde un punto de vista experimental, este hecho puede ocasionar graves problemas, puesto que, si ajustamos el amplificador síncrono para que trabaje con ambas señales en fase en una longitud de onda determinada, cuando midamos a lo largo de todo el espectro esta condición dejará de satisfacerse y pueden llegar a cometerse importantes errores en la medida. Para atenuarlos, estudiamos en primer lugar la influencia de las variaciones de fase sobre las medidas de amplificación. Normalmente, trabajando con frecuencias de modulación en torno a 1320 Hz y ajustando el amplificador síncrono en el pico de amplificación de cada fibra, estas variaciones de fase no influyen apreciablemente sobre las medidas de ganancia. Sin embargo, no siempre es así. Por ejemplo, acoplado en la fibra C la potencia de bombeo más alta de las diez utilizadas en este trabajo, se cometen errores tan elevados como los representados en la figura 5.33. (el error en 1536 nm es 3.6 dB), aunque éste es el peor caso de todos los estudiados. En dicha figura podemos ver que, si ajustamos el amplificador síncrono en el pico de amplificación (1536 nm), únicamente medimos con precisión la zona cercana a esta longitud de onda, mientras que, si ajustamos el amplificador síncrono en 1552 nm, medimos correctamente todo el espectro excepto el entorno del pico de amplificación. Para resolver este problema experimental en aquellas situaciones en las que se presente, medimos varios espectros de la potencia de señal amplificada ajustando el amplificador síncrono en diferentes longitudes de onda, de forma que entonces, el espectro correcto viene dado por la envolvente de todos los espectros medidos. En la práctica, hemos comprobado que es suficiente con medir sólo dos espectros, ajustando el amplificador síncrono en 1536 y en 1552 nm, respectivamente. Esta misma situación se encuentra en las otras dos fibras dopadas, pero de forma

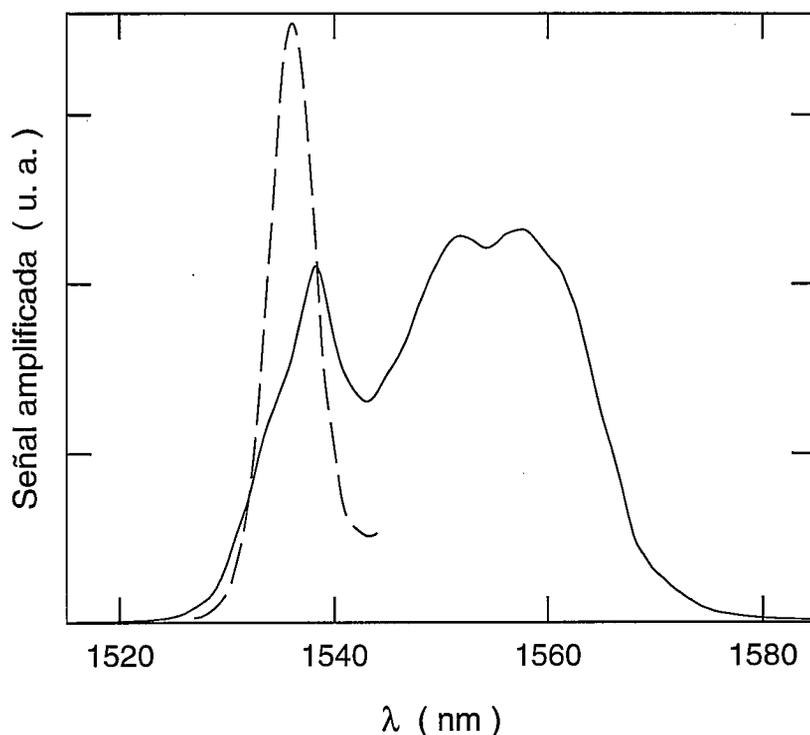


Figura 5.33. Medidas de la potencia de señal amplificada ajustando el amplificador síncrono para que la señal amplificada esté en fase con la de modulación en dos longitudes de onda: 1536 (línea discontinua) y 1552 nm (línea continua). Estas medidas se han realizado con una longitud de 31.66 m de la fibra C para el bombeo más alto de los diez utilizados. La señal medida está representada en unidades arbitrarias (y lineales).

mucho más débil. De hecho, sólo con la fibra C ha sido necesario realizar estas correcciones. Verdaderamente, en la figura 5.33. parece que la zona del pico de amplificación no tuviese nada que ver con el resto del espectro.

En las tablas 5.7. a 5.10. figuran los valores de la diferencia entre la fase de la potencia de señal amplificada y la fase de la señal de modulación. En cada una de ellas aparecen los valores de esta magnitud obtenidos en tres longitudes de onda y dos frecuencias de modulación (660 y 1320 Hz, aproximadamente) para las diez potencias de bombeo utilizadas en este trabajo. Los valores de las tablas 5.7. y 5.8. se obtuvieron con longitudes de 8.75 y 12.77 m de la fibra B, respectivamente. Las tres longitudes de onda consideradas son 1539 (pico de amplificación), 1556 y 1561 nm. Los valores de

las tablas 5.9. y 5.10. se obtuvieron con longitudes de 17.54 y 31.66 m de la fibra C, respectivamente. Las tres longitudes de onda consideradas son 1536 (pico de amplificación), 1552 y 1560 nm. Para estas dos fibras hemos medido diferencias de fase para las seis longitudes de fibra consideradas a lo largo de este trabajo, pero hemos seleccionado sólo estos casos porque son suficientes para ver las características que presenta este fenómeno. Con la fibra A hemos realizado un número menor de medidas porque el efecto es menos acusado, aunque se observan las mismas tendencias. Sin embargo, este efecto lo descubrimos con esta fibra, ya que, en medidas realizadas anteriormente a éstas, utilizamos frecuencias de modulación menores y la variación espectral de la fase tenía consecuencias considerables sobre las medidas de ganancia.

	$\nu_m = 660 \text{ Hz}$			$\nu_m = 1320 \text{ Hz}$		
	λ_1	λ_2	λ_3	λ_1	λ_2	λ_3
1	182.6	168.4	167.5	164.8	156.6	156.3
2	175.5	168.0	167.4	163.8	156.4	156.1
3	172.2	167.8	167.4	158.7	156.3	159.1
4	170.5	167.7	167.3	157.7	156.1	159.0
5	169.5	167.5	167.2	157.1	156.0	159.0
6	168.9	167.4	167.1	156.9	155.9	155.8
7	168.4	167.3	167.1	156.6	156.0	155.8
8	168.3	167.3	167.1	156.6	156.0	155.8
9	168.0	167.1	167.1	156.5	156.0	155.8
10	167.9	167.2	167.0	156.5	156.0	155.9

Tabla 5.7. Diferencia (°) entre la fase de la señal amplificada y la fase de la señal de modulación para una longitud de 8.75 m de la fibra B. Se muestran los valores obtenidos en las tres longitudes de onda (1539, 1556 y 1561 nm) y las dos frecuencias de modulación consideradas para las diez potencias de bombeo utilizadas (la potencia de bombeo decrece de arriba a abajo).

	$\nu_m = 660 \text{ Hz}$			$\nu_m = 1320 \text{ Hz}$		
	λ_1	λ_2	λ_3	λ_1	λ_2	λ_3
1	192.7	170.4	168.3	170.3	159.0	157.8
2	176.7	168.8	167.9	162.4	158.2	157.6
3	171.6	168.2	167.6	159.9	157.9	157.6
4	169.5	167.9	167.5	158.9	157.7	157.5
5	169.0	167.6	167.4	158.4	157.6	157.5
6	167.6	167.6	167.4	157.6	157.6	157.5
7	167.2	167.4	167.2	158.9	157.5	157.5
8	---	167.4	167.3	157.5	157.5	157.5
9	---	167.3	167.2	---	157.5	157.4
10	---	167.3	167.2	---	157.5	157.4

Tabla 5.8. Diferencia (°) entre la fase de la señal amplificada y la fase de la señal de modulación para una longitud de 12.77 m de la fibra B. Se muestran los valores obtenidos en las tres longitudes de onda (1539, 1556 y 1561 nm) y las dos frecuencias de modulación consideradas para las diez potencias de bombeo utilizadas (la potencia de bombeo decrece de arriba a abajo).

Por simplicidad, en las tablas siempre aparecen valores positivos. Realmente, el signo no tiene la menor importancia ya que la señal amplificada siempre va retrasada con respecto a la de modulación.

A partir de los valores mostrados en las tablas podemos apreciar las tendencias que presenta el comportamiento de la diferencia de fase. En primer lugar, la diferencia de fase varía con la longitud de onda de la señal, como ya hemos comentado anteriormente, de forma que su comportamiento en el pico es totalmente diferente al que muestra en el resto del espectro de amplificación. Además, depende fuertemente de la frecuencia de modulación, aumentando cuando disminuye la frecuencia de la modulación. Así pues, el tiempo de retraso de la señal amplificada con respecto a la de modulación no es constante, sino

que aumenta cuando lo hace el período de la modulación. La diferencia de fase aumenta también con la ganancia que presenta la fibra dopada. Hay que tener presente que, en las situaciones consideradas, la ganancia no depende de la frecuencia de modulación, lo cual es lógico y, además, lo hemos comprobado experimentalmente. Por último, la diferencia de fase depende de la longitud, aunque hay que tener en cuenta que la ganancia también lo hace. Sin embargo, cada una de estas magnitudes presenta una dependencia distinta con la longitud de la fibra dopada.

	$\nu_m = 660 \text{ Hz}$			$\nu_m = 1320 \text{ Hz}$		
	λ_1	λ_2	λ_3	λ_1	λ_2	λ_3
1	176.2	169.1	168.7	163.0	158.8	158.5
2	171.9	168.7	168.4	160.4	158.5	158.3
3	170.0	168.4	168.2	159.3	158.3	158.1
4	169.2	168.2	168.0	158.9	158.2	158.1
5	168.9	168.1	168.0	158.7	158.2	158.1
6	168.7	168.0	167.9	158.7	158.2	158.1
7	168.6	168.0	167.9	158.6	158.2	158.1
8	168.4	168.0	167.9	158.6	158.2	158.1
9	168.4	168.0	167.9	158.6	158.2	158.1
10	168.4	168.0	167.9	158.7	158.2	158.1

Tabla 5.9. Diferencia ($^{\circ}$) entre la fase de la señal amplificada y la fase de la señal de modulación para una longitud de 17.54 m de la fibra C. Se muestran los valores obtenidos en las tres longitudes de onda (1536, 1552 y 1560 nm) y las dos frecuencias de modulación consideradas para las diez potencias de bombeo utilizadas (la potencia de bombeo decrece de arriba a abajo).

	$v_m = 660 \text{ Hz}$			$v_m = 1320 \text{ Hz}$		
	λ_1	λ_2	λ_3	λ_1	λ_2	λ_3
1	281.5	182.2	177.1	234.6	170.0	166.2
2	215.4	177.3	176.1	184.2	163.7	162.5
3	184.1	171.3	170.6	167.2	160.8	160.3
4	173.5	169.1	169.5	162.0	159.6	159.4
5	170.5	168.7	167.9	160.0	159.0	158.9
6	169.1	168.3	167.5	159.3	158.8	158.7
7	168.1	168.2	168.1	159.2	158.8	158.6
8	167.7	168.1	168.0	158.7	158.7	158.6
9	---	167.8	167.8	---	158.8	158.5
10	---	167.8	167.7	---	158.5	158.5

Tabla 5.10. Diferencia ($^\circ$) entre la fase de la señal amplificada y la fase de la señal de modulación para una longitud de 31.66 m de la fibra C. Se muestran los valores obtenidos en las tres longitudes de onda (1536, 1552 y 1560 nm) y las dos frecuencias de modulación consideradas para las diez potencias de bombeo utilizadas (la potencia de bombeo decrece de arriba a abajo).

Finalmente, decir que este fenómeno no puede explicarse con el modelo teórico considerado en esta memoria. Desde luego, su estudio está fuera de los objetivos de esta tesis, pero es un interesante efecto que planeamos estudiar en un futuro cercano.

5.7. Coeficiente de absorción desde el estado fundamental para la potencia de bombeo.

En la caracterización de fibras dopadas resulta imprescindible determinar el coeficiente de absorción desde el estado fundamental para la potencia de bombeo, $\gamma_{p,0}(\nu_p)$. Como ya desarrollamos anteriormente, una vez conocidos este coeficiente y los parámetros $\gamma(\nu)$ y $\beta(\nu)$, podemos determinar el coeficiente de absorción desde el estado fundamental para todas las longitudes de onda de la transición láser. Trabajando de esta forma, sólo necesitamos medir el coeficiente de absorción para la potencia de bombeo, que consideramos monocromática, y no, como suelen proceder habitualmente, medirlo para todas las longitudes de onda de la transición láser. Hay que tener presente que, debido a que la emisión del láser de bombeo no es monocromática, es obligado medir el coeficiente de absorción para la potencia de bombeo. Esta simplificación en las medidas de absorción es una gran ventaja, aunque, en una primera impresión, no lo parezca. Supongamos que queremos determinar, de forma directa, el coeficiente de absorción para un cierto número de longitudes de onda de la transición láser. Para ello necesitamos, en primer lugar, una fuente sintonizable cuya emisión se encuentre en esta banda. Como no es habitual disponer de una fuente de este tipo, se suple este dispositivo por una fuente normal cuya emisión se pasa por un monocromador, con lo que añadimos inestabilidades adicionales a las que presente la propia fuente. En segundo lugar, para determinar el coeficiente de absorción con suficiente precisión en las distintas longitudes de onda que consideremos, es necesario utilizar diferentes longitudes de fibra, puesto que el valor que presenta este coeficiente sufre fuertes variaciones con la longitud de onda. Si se intenta determinar este coeficiente con una sólo longitud de fibra, obtendremos, en general, valores afectados por errores considerables. Por ejemplo, es habitual determinar este coeficiente ajustando el proceso de medida para conseguir buena precisión en torno al pico de absorción, pero entonces se cometen grandes errores en las zonas del espectro donde la absorción es débil.

Para determinar el coeficiente de absorción desde el estado fundamental para el bombeo hemos empleado el método de corte. Fundamentalmente, este método consiste en acoplar una determinada potencia en una muestra de fibra dopada y medir la potencia que sale de la muestra, repitiendo este proceso para otra muestra de fibra de menor longitud que la primera. Suponiendo que la potencia se atenúa de forma exponencial conforme se propaga a lo largo de la

fibra dopada, podemos determinar el coeficiente de absorción a partir de los valores de las dos potencias medidas. Aunque más adelante describiremos con más detalle este proceso y las condiciones experimentales necesarias para determinar el coeficiente de absorción con precisión, podemos adelantar que la potencia acoplada debe ser lo suficientemente débil para que sea válida la aproximación de considerar que la atenuación es exponencial y que la diferencia de longitudes de las dos muestras utilizadas no puede ser arbitraria, ya que, si es demasiado corta, los errores en la medida de las potencias afectarán fuertemente al valor que obtengamos para el coeficiente y, si es demasiado larga, la potencia que sale de la muestra puede ser demasiado pequeña para medirla con precisión o incluso para detectarla.

En la figura 5.34. se representa esquemáticamente la instalación experimental que hemos utilizado para determinar el coeficiente de absorción para la potencia de bombeo. Todos los dispositivos que aparecen en ella han sido ya descritos en apartados anteriores de este capítulo, excepto el atenuador. En general, el atenuador representado simboliza a varios atenuadores dispuestos en serie. Los tres atenuadores utilizados son del mismo modelo que el descrito en la instalación de amplificación y, según el calibrado del fabricante, presentan un factor de atenuación en la longitud de onda de 1480 nm de 5.28, 15.54 y 30.90 dB (nominalmente, 5, 15 y 30 dB), con lo que podemos conseguir que el factor de atenuación global tenga un valor nominal de 5, 15, 20, 30, 35, 45 ó 50 dB. La presencia del atenuador antes de la fibra dopada es imprescindible, ya que es necesario que la potencia acoplada en la fibra sea suficientemente baja. Podría pensarse que este dispositivo es supérfluo porque la potencia emitida por el láser de bombeo puede disminuirse bajando su tensión de alimentación, pero no podemos olvidar que su espectro de emisión varía con la potencia total que emite. Así pues, debemos determinar el coeficiente de absorción para diferentes valores de la tensión de alimentación del láser de bombeo y, como la potencia total emitida depende de la tensión de alimentación, necesitamos disponer de diferentes valores del factor de atenuación. Además, para una tensión de alimentación determinada, debemos comprobar que la potencia de bombeo acoplada en la fibra dopada es lo suficientemente baja. Para ello, debemos determinar el coeficiente de absorción con factores de atenuación cada vez mayores hasta que el coeficiente de atenuación que obtengamos no varíe. Otro dispositivo que puede parecer innecesario es el acoplador. Sin embargo, no es así, ya que no debemos determinar el coeficiente de absorción para el espectro de bombeo que emite el

láser, sino para la que se acopla en la fibra dopada y produce amplificación. Hay que tener presente que el acoplador es un dispositivo imprescindible en la instalación experimental de amplificación.

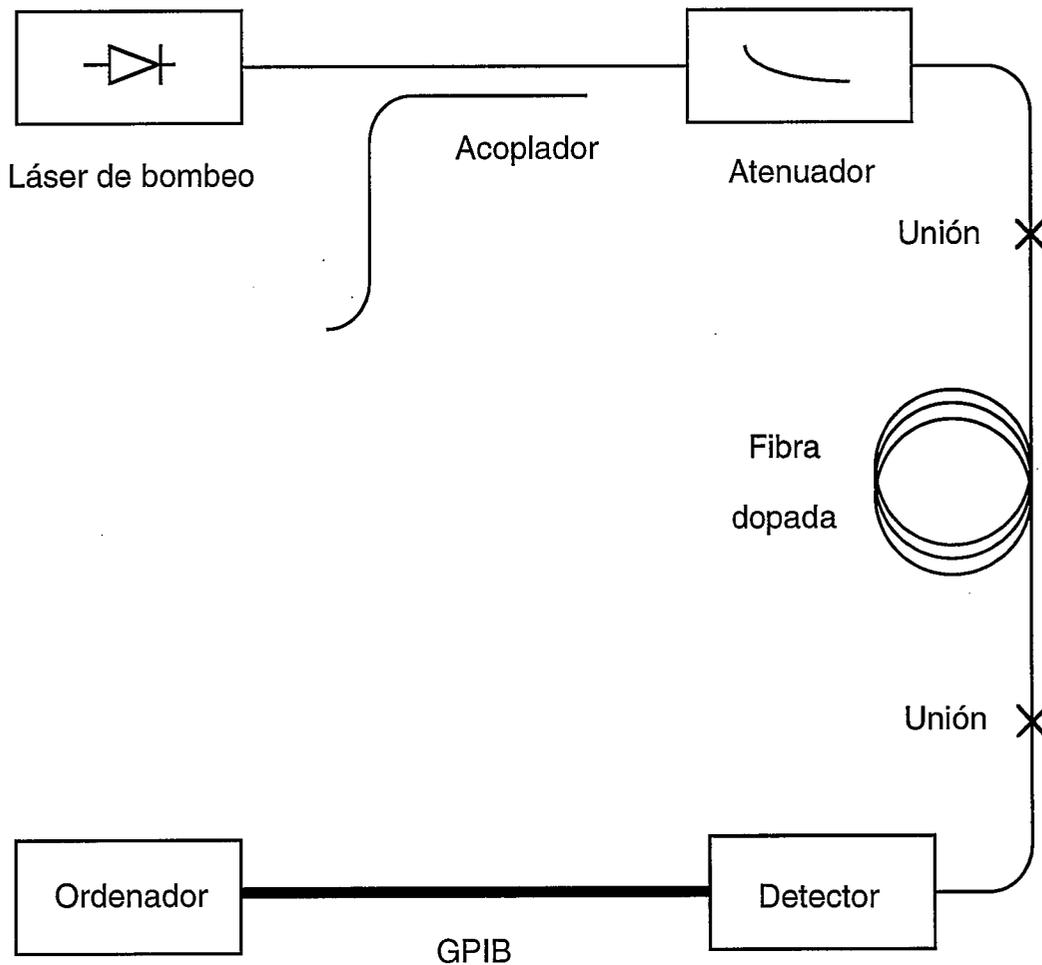


Figura 5.34. Esquema de la instalación experimental utilizada para la determinación del coeficiente de absorción desde el estado fundamental para la potencia de bombeo. Como la potencia de bombeo acoplada en la fibra dopada debe ser muy baja para determinar con precisión el coeficiente de absorción, disponemos un atenuador a la salida del acoplador para disminuir dicha potencia sin modificar su distribución espectral, la cual varía con la potencia total emitida por el láser de bombeo.

Con un valor determinado de la tensión de alimentación del láser de bombeo, realizamos tres medidas para determinar el coeficiente de absorción para la potencia de bombeo. En la primera, medimos la potencia de bombeo que llega al detector cuando no hay fibra dopada (P_{m0}). A continuación, medimos esta potencia (P_{m1}) cuando disponemos una muestra de fibra dopada de longitud L_1 en la instalación. Por último, repetimos esta medida (P_{m2}), pero ahora con una muestra de longitud L_2 . Si consideramos que la potencia de bombeo se atenúa de forma exponencial conforme se propaga a lo largo de la fibra, vemos fácilmente que el coeficiente de absorción viene dado por la expresión

$$\gamma_p = \frac{1}{L_1 - L_2} \ln \left(\frac{S_{01} S_1 P_{m2}}{S_{02} S_2 P_{m1}} \right) = \frac{1}{L_1 - L_2} \left[\ln \left(\frac{P_{m2}}{P_{m1}} \right) + \ln \left(\frac{S_{01} S_1}{S_{02} S_2} \right) \right] \quad (5-1)$$

y que

$$\frac{S_{0i} S_i}{S_0} = \frac{P_{mi}}{P_{m0}} \exp(\gamma_p L_i), \quad \text{con } i = 1 \text{ ó } 2, \quad (5-2)$$

siendo S_{0i} y S_i ($i = 1$ ó 2 , según sea L_1 ó L_2 la longitud de la fibra dopada) los factores de transmisión de las uniones entre la fibra no dopada y la fibra dopada y viceversa, respectivamente, y S_0 el factor de transmisión de la unión cuando no hay fibra dopada. Teniendo en cuenta que $S_{01} S_1 / S_0$ y $S_{02} S_2 / S_0$ son valores diferentes de la misma variable, podemos considerar que

$$\frac{S_{01} S_1}{S_0} = \frac{S_{02} S_2}{S_0} \equiv S^2, \quad (5-3)$$

aunque hay que tener en cuenta que, debido a errores experimentales, dichos valores estarán afectados por un cierto error estadístico. Entonces, las ecuaciones (5-1) y (5-2) quedan en la forma

$$\gamma_p = \frac{1}{L_1 - L_2} \ln \left(\frac{P_{m2}}{P_{m1}} \right), \quad (5-4)$$

$$S = \left[\frac{P_{mi}}{P_{m0}} \exp(\gamma_p L_i) \right]^{1/2}, \quad \text{con } i = 1 \text{ ó } 2. \quad (5-5)$$

Si consideramos que el valor de S_0 es muy cercano a la unidad y suponemos que los valores de S_{0i} y S_i son prácticamente iguales, la magnitud S representa al factor de transmisión de una cualquiera de las uniones entre fibra dopada y fibra no dopada. Sin la última suposición, S es la media geométrica de los factores de transmisión de las dos uniones. Además, con estas aproximaciones, la potencia acoplada en la fibra dopada viene dada por $S P_{m0} / C$, siendo C el factor de transmisión del conector empleado para enfrentar la fibra no dopada con el detector.

Dejando aparte todos aquellos errores que puedan influir en la determinación de los parámetros γ_p y S debido a que las muestras de fibra dopada no son ideales, los valores que obtengamos para dichos parámetros van a estar afectados por errores, tanto sistemáticos como estadísticos. Por ello, antes de comenzar a medir, realizamos un estudio sobre las condiciones de medida necesarias, es decir, potencia de bombeo y longitudes de las muestras, para minimizar los efectos de los errores sistemáticos y de medida de potencias y longitudes sobre los valores obtenidos para estos parámetros. En primer lugar, apoyándonos en el modelo teórico, obtenemos expresiones que nos permiten calcular de forma aproximada la máxima potencia que podemos acoplar en la fibra dopada para que podamos considerar que la atenuación es exponencial. En la ecuación (5-1) vemos que, si la diferencia entre las longitudes de las muestras utilizadas es suficientemente alta, minimizamos el efecto de las variaciones de los valores de los factores de transmisión. Hay que tener presente que, al comparar las medidas realizadas con dos muestras de fibra, podemos determinar γ_p sin necesidad de conocer dichos factores de transmisión (ecuación (5-4)). Hay que recordar que, por el mismo motivo, en las medidas de ganancia también realizamos medidas con dos muestras. Por otra parte, estudiando cómo se propagan los errores en la medida de las potencias y de las longitudes llegamos a algunas conclusiones para aminorar su efecto sobre los valores de los parámetros. En resumen, las más importantes son las siguientes: para aumentar la precisión en la determinación de γ_p conviene que el valor del producto $\gamma_p (L_1 - L_2)$ sea lo mayor posible, es decir, lo mayor que nos permita el rango dinámico de detección, y, para mejorar el valor obtenido de S , la longitud de la muestra más corta debe ser lo menor posible. Así pues, a partir de valores aproximados de los parámetros que caracterizan a la fibra dopada podemos establecer unas condiciones experimentales adecuadas para la determinación de γ_p y S . No obstante, una vez realizada la determinación de estos dos parámetros, comprobamos que las condiciones experimentales elegidas

satisfacen las condiciones mencionadas anteriormente. Sin embargo, es conveniente realizar medidas en diferentes situaciones experimentales para comprobar que las deducciones teóricas corresponden con los resultados experimentales. Por ejemplo, para la fibra A utilizamos tres longitudes (0.45, 4.45 y 13.38 m) y seis factores de atenuación (15, 20, 30, 35, 45 y 50 dB) con lo que determinamos γ_p y S en 18 condiciones experimentales diferentes. Con este conjunto de medidas comprobamos que las condiciones experimentales más adecuadas coincidían con las que predice la teoría. Finalmente, Las longitudes de fibra utilizadas son: 0.45 y 13.38 m de la fibra A, 0.38 y 10.98 m de la fibra B y 0.49 y 25 m de la fibra C. En estas medidas, la potencia acoplada en cualquiera de las tres fibras dopadas nunca es mayor que 0.2 μ W.

En la tabla 5.11. podemos apreciar los valores del coeficiente de absorción para la potencia de bombeo que hemos obtenido en las tres fibras consideradas. Este coeficiente lo hemos determinado para seis valores de la tensión de alimentación del láser de bombeo. En esta tabla podemos apreciar claramente cómo el coeficiente de absorción desciende conforme disminuye la potencia emitida por el láser de bombeo, es decir, conforme la tensión de alimentación se acerca a cero. Ello es debido, como ya hemos comentado, a la variación del espectro de emisión (figuras 5.5. y 5.6.). Para la última tensión que aparece en esta tabla se aprecia una variación muy brusca del coeficiente de absorción, lo cual se debe a que el espectro de emisión del láser de bombeo está ya muy desplazado hacia las longitudes de onda más cortas y cambia bruscamente su anchura (tabla 5.2.). Como en el modelo teórico no se contempla esta posibilidad, necesitamos determinar un valor medio del coeficiente de absorción. Para ello, calculamos el polinomio de interpolación (de cuarto grado) de los valores obtenidos para las tensiones de -0.800, -0.650, -0.500, -0.350 y -0.200 voltios. A partir de este polinomio calculamos los valores del coeficiente de absorción que corresponden a las diez tensiones utilizadas con cada fibra en las medidas de amplificación y promediamos dichos valores. En este proceso no usamos los valores correspondientes a la tensión de -0.050 voltios debido a la variación brusca que hemos comentado y porque las tensiones utilizadas en las medidas de amplificación nunca son tan cercanas a cero (de hecho, están comprendidas entre -0.833 y -0.229 voltios). Este valor promedio es 0.2850 m^{-1} para la fibra A, 0.3593 m^{-1} para la fibra B y 0.2002 m^{-1} para la fibra C, aunque, en adelante, utilizaremos los valores 0.29, 0.36 y 0.20 m^{-1} , respectivamente.

	A	B	C
-0.800	0.3383	0.3975	0.2354
-0.650	0.3163	0.3709	0.2207
-0.500	0.2943	0.3454	0.2065
-0.350	0.2763	0.3244	0.1950
-0.200	0.2609	0.3093	0.1865
-0.050	0.2264	0.2715	0.1566
	0.2850	0.3593	0.2002

Tabla 5.11. Valores del coeficiente de absorción (m^{-1}) para la potencia de bombeo para varias tensiones de alimentación (voltios) del láser de bombeo que hemos obtenido para las fibras A, B y C. En la última línea figura el valor promedio calculado para las tres fibras, aunque, en adelante, utilizaremos los valores 0.29, 0.36 y $0.20 m^{-1}$, respectivamente.

En la figura 5.35. representamos estos resultados para facilitar su comparación. En ella podemos apreciar fácilmente la situación del valor promedio del coeficiente de absorción y la variación brusca de dicho coeficiente cuando la tensión de alimentación se acerca a cero. Así mismo, vemos que el comportamiento es muy similar en las tres fibras consideradas.

Es de esperar que el factor de transmisión S sea prácticamente independiente de la emisión espectral del láser de bombeo. En efecto, los valores obtenidos para este factor muestran una gran uniformidad con la tensión de alimentación del láser de bombeo. Por ello, sólo vamos a indicar el valor medio de las medidas obtenidas: 0.88 (-0.56 dB) para la fibra A, 0.76 (-1.19 dB) para la fibra B y 0.93 (-0.32 dB) para la fibra C. Hay que resaltar la importancia de conocer el valor de este parámetro debido a que resulta imprescindible para determinar la potencia de bombeo acoplada en la fibra dopada y, por tanto, para llevar a cabo la comparación entre el modelo teórico y los resultados experimentales.

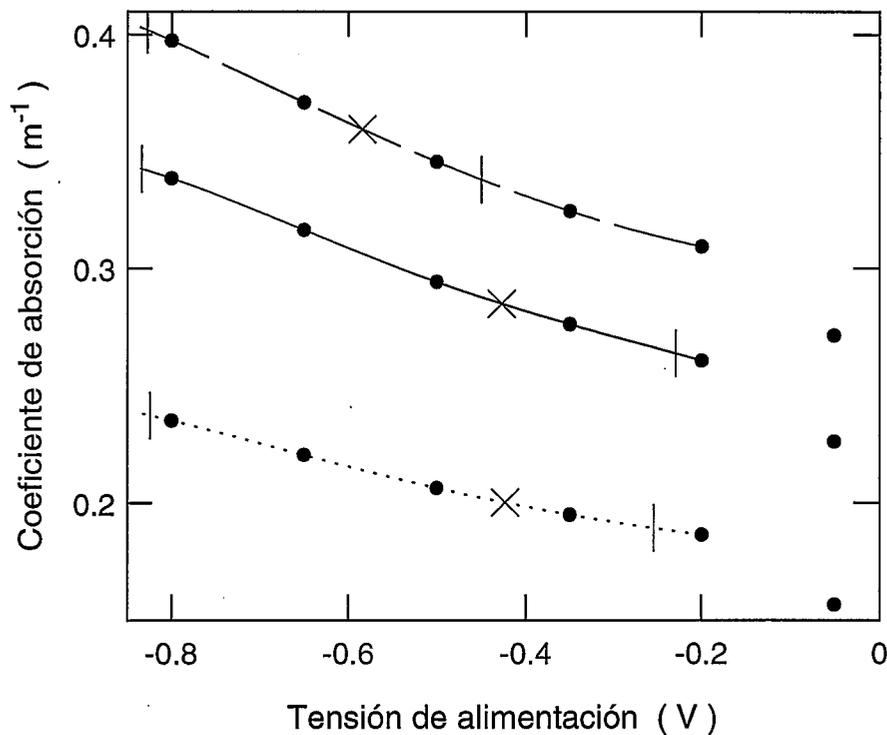


Figura 5.35. Coeficiente de absorción para la potencia de bombeo en función de la tensión de alimentación del láser de bombeo para las fibras A (línea continua), B (línea a trazos) y C (línea punteada). Los valores determinados experimentalmente están representados mediante círculos y los valores medios calculados para cada fibra están representado por cruces. Los valores teóricos intermedios han sido calculados interpolando los valores experimentales con un polinomio de cuarto grado. Las líneas verticales que atraviesan las tres curvas representan el intervalo de tensiones de alimentación utilizadas en las medidas de amplificación. En esta figura podemos apreciar claramente la fuerte variación que se produce cuando el valor de la tensión es cercano a cero.

Finalmente, hay que tener presente la importancia de disponer de una fuente con la suficiente estabilidad para realizar estas medidas, ya que las inestabilidades de la potencia pueden influir negativamente en los resultados que obtengamos. Para determinar si el láser de bombeo que utilizamos posee la estabilidad suficiente, medimos la potencia emitida durante una hora para diferentes tensiones de alimentación del láser de bombeo. A lo largo de ese

intervalo de tiempo, la máxima variación relativa de la potencia medida resultó ser inferior al 0.4 %, de donde deducimos que sí disponemos de una estabilidad suficiente. Tampoco observamos variaciones significativas en el espectro de emisión, del cual también realizamos medidas.

5.8. Coeficiente de emisión estimulada para la potencia de bombeo.

Otro parámetro necesario para caracterizar una fibra dopada cuando se bombea en la banda de 1480 nm es el coeficiente de emisión estimulada para la potencia de bombeo, $\gamma_{e,0}(\nu_p)$. Una vez conocidos este coeficiente y los parámetros $\gamma(\nu)$ y $\beta(\nu)$, podemos determinar el coeficiente de emisión estimulada para todas las longitudes de onda de la transición láser. Así, sólo es necesario determinar este coeficiente para una longitud de onda en lugar de para un conjunto amplio de longitudes de onda a lo largo de toda la transición láser, lo que resulta muy ventajoso, más aún teniendo en cuenta lo difícil que resulta determinar este parámetro con precisión. Cuando se bombea en la banda de 980 nm, este coeficiente suele determinarse para toda la transición a partir de medidas de amplificación utilizando una potencia de bombeo suficientemente elevada para conseguir que, prácticamente, toda la población se sitúe en el estado excitado de la transición. Para ello se necesitan potencias de bombeo demasiado elevadas, a no ser que la longitud de la muestra de fibra sea corta, pero entonces los errores que afecten a la medidas nos van a impedir determinar este parámetro con la precisión suficiente. En cualquier caso, este método no puede emplearse cuando se bombea en la banda de 1480 nm, ya que, como hay emisión estimulada para la potencia de bombeo, nunca podemos poblar totalmente el estado excitado de la transición.

El método que empleamos para determinar el coeficiente de emisión estimulada para la potencia de bombeo es similar al empleado para el coeficiente de absorción. Realmente, el proceso de medida es el mismo, pero ahora las condiciones experimentales son diferentes. La potencia de bombeo que debemos emplear ahora debe ser suficientemente alta para que no se atenúe de forma exponencial conforme se propaga, porque ello significaría que apenas poblamos el estado excitado de la transición láser y, por tanto, perderíamos toda información del coeficiente de emisión estimulada. Así mismo, la potencia de bombeo debe ser suficientemente baja para que las potencias de fluorescencia no influyan sobre las poblaciones. Que se verifique esta última

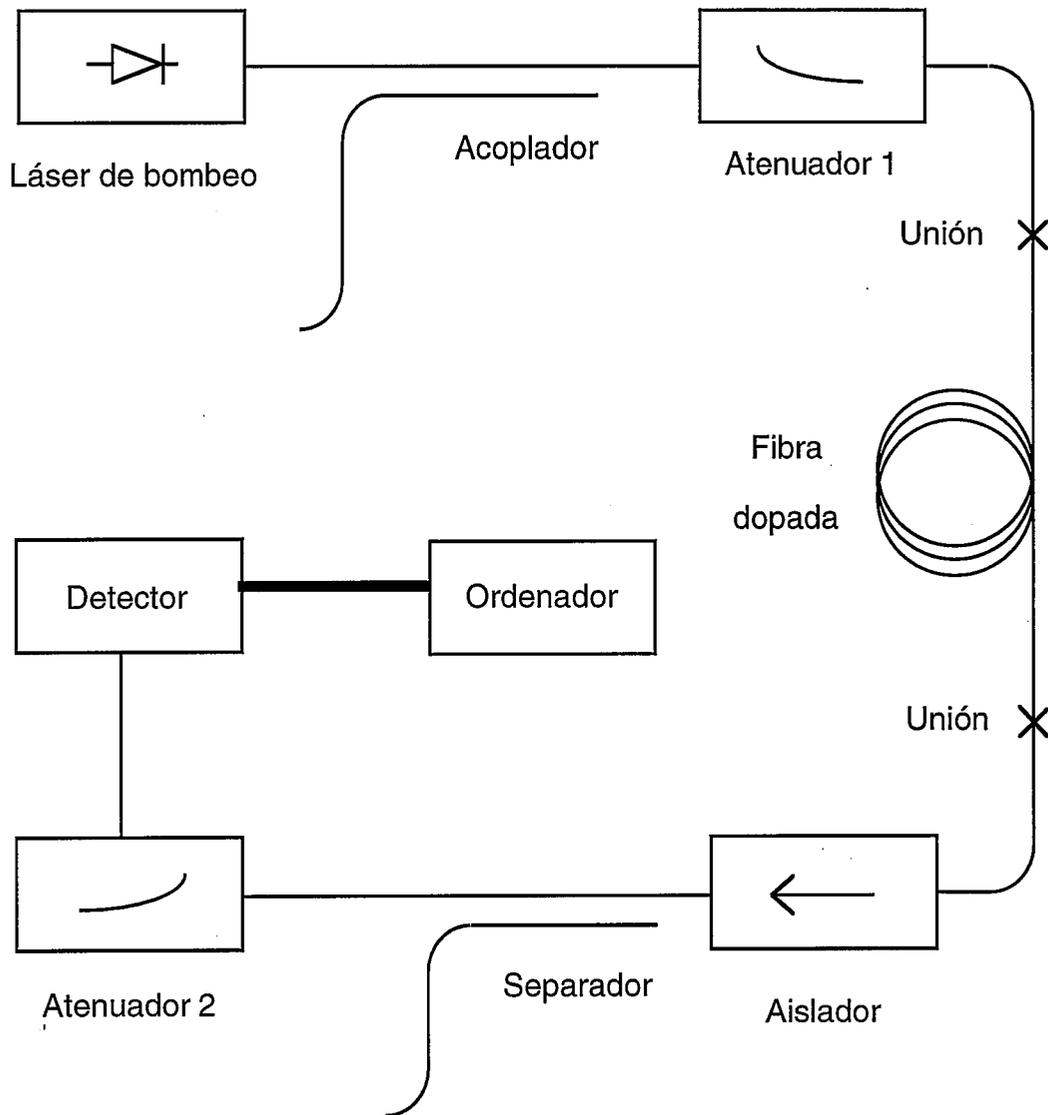


Figura 5.36. Esquema de la instalación experimental utilizada para la determinación del coeficiente de emisión estimulada para la potencia de bombeo, la cual es prácticamente igual que la utilizada en las medidas de amplificación. Si tenemos en cuenta que ahora sólo nos interesa medir la potencia de bombeo, el único cambio consiste en la inclusión de un atenuador antes de la fibra dopada, aunque, debido a las condiciones experimentales necesarias, sólo se utiliza en algún caso aislado.

condición también depende de la longitud de la fibra utilizada. Teniendo todo ello en cuenta, estudiamos, a partir del modelo teórico, qué condiciones

experimentales serían adecuadas para las tres fibras consideradas. Los resultados obtenidos indican que la diferencia de las longitudes de las dos muestras utilizadas debe ser tal que su producto por el coeficiente de absorción desde el estado fundamental esté comprendido entre 1 y 1.5. Por otra parte, también hay que tener en cuenta la influencia de los errores en el proceso de medida, las variaciones en los factores de transmisión de las uniones, etc., cuyo efecto sobre los resultados dependerá de las condiciones experimentales. En este caso, no se encuentran relaciones sencillas como en la determinación del coeficiente de absorción desde el estado fundamental. Por supuesto, tendremos que determinar el coeficiente de emisión en función de la tensión de alimentación del láser de bombeo, debido a la variación del espectro de emisión con la tensión de alimentación. A partir de las medidas, deducimos el coeficiente de emisión estimulada con ayuda de las soluciones analíticas del modelo teórico.

En la figura 5.36. representamos de forma esquemática la instalación experimental empleada, la cual es prácticamente igual que la utilizada en las medidas de amplificación. Si tenemos en cuenta que ahora sólo nos interesa medir la potencia de bombeo, el único cambio realizado consiste en la inclusión de un atenuador antes de la fibra dopada, cuya misión es limitar la potencia de bombeo que se acopla en ella sin modificar su distribución espectral, aunque, debido a las condiciones experimentales necesarias, se utiliza sólo en algún caso aislado (y únicamente con un factor de atenuación de 5 dB). El separador es necesario para evitar que la potencia de fluorescencia copropagante nos falsee la medida de la potencia de bombeo. El aislador óptico no es imprescindible, ya que se trabaja en condiciones de baja ganancia.

Si suponemos que las potencias de fluorescencia son lo suficientemente débiles para poder considerar que su efecto sobre las poblaciones es despreciable y tenemos en cuenta que, bombeando en esta banda, no hay absorción de bombeo desde el estado excitado, la potencia de bombeo $P_p(L)$ al final de una fibra dopada de longitud L viene dada por la ecuación (4-61), ya que no trabajamos con dos fuentes de bombeo. Sustituyendo en ella la ecuación (4-43), empleando las ecuaciones (3-43), (4-1), (4-91) y (4-92) y teniendo en cuenta que no acoplamos potencia de señal, obtenemos que dicha potencia viene dada por la ecuación

$$\gamma_{p,0} L + \ln [P_p(L) / P_p(0)] + q [P_p(L) / P_p(0) - 1] = 0, \quad (5-6)$$

donde, por simplicidad, sobreentendemos la dependencia con ν_p , $P_p(0)$ es la potencia de bombeo acoplada en la fibra dopada y el parámetro q viene dado por la expresión

$$q = t \frac{\chi t + \chi_1}{\chi t + \eta_0}, \quad (5-7)$$

siendo

$$t = \frac{\tau(\gamma_{p,0} + \gamma_{e,0})}{h\nu_p A_d \bar{N}_T} P_p(0) \quad (5-8)$$

y

$$\chi = \frac{\chi_2 - \chi_1^2}{\chi_1 - \eta_0}. \quad (5-9)$$

Así pues, si determinamos experimentalmente el parámetro q , podemos calcular t con las ecuaciones (5-7) y (5-9) ya que η_0 , χ_1 y χ_2 están definidos en las ecuaciones (3-4), (4-94) y (4-95), respectivamente. Finalmente, con la ecuación (5-8) calculamos el valor del coeficiente de emisión estimulada.

Antes de analizar cómo podemos determinar q de forma experimental, hay que advertir del serio problema que aparece a la hora de calcular el coeficiente de emisión estimulada: hay que suponer que conocemos el perfil de índice de la fibra, así como el perfil de la concentración de erbio. En principio, no conocemos estos perfiles, pero podemos suponer que la fibra tiene un perfil salto de índice y que la concentración es uniforme en todo el área dopada. De esta forma, podemos calcular los parámetros necesarios a partir de los valores que proporciona el fabricante de la fibra para su radio, apertura numérica y concentración de erbio (además, hay que trabajar en la aproximación de guiado débil, ya que el fabricante no proporciona el valor de ningún parámetro que nos permita conocer la diferencia entre el índice del núcleo y el del revestimiento). Resumiendo, aunque determinemos el valor de q de forma precisa, no podremos asegurar lo mismo sobre el valor del coeficiente de emisión.

Para determinar q , debemos realizar las mismas medidas que en el caso del coeficiente de absorción para la potencia de bombeo. Sin embargo, ahora no detectamos directamente la potencia de bombeo, sino que atraviesa una

serie de dispositivos posteriores a la fibra dopada. A partir de los valores medidos para la potencia de bombeo y utilizando el calibrado previo que realizamos para la instalación experimental (figura 5.4.), determinamos la potencia de bombeo que sale de la fibra dopada y se acopla en la fibra no dopada. En adelante, llamaremos P_{mi} , con $i = 0, 1, 2$, a estas potencias. Los puntos experimentales de este calibrado los interpolamos con un polinomio de cuarto grado porque es el más adecuado para la determinación de q . Así pues, manteniendo la misma notación y las mismas consideraciones y admitiendo las aproximaciones

$$S_0 = 1, \quad (5-10.a)$$

$$S_{01} = S_{02} = S_1 = S_2 = S, \quad (5-10.b)$$

establecemos finalmente el sistema de ecuaciones

$$q \left(\frac{1}{S^2} \frac{P_{mi}}{P_{m0}} - 1 \right) + \ln \left(\frac{P_{mi}}{P_{m0}} \right) + \gamma_{p,0} L_i - 2 \ln S = 0, \quad \text{con } i = 1, 2, \quad (5-11)$$

a partir del cual, determinamos los valores de q y S . La aproximación (5-10.b) es necesaria porque q depende del bombeo acoplado en la fibra dopada. Por ello, si S_{01} y S_{02} no son iguales, el valor de q es diferente en cada medida. El resto de las igualdades que constituyen esta aproximación se derivan de ésta. La condición $S_{01} = S_{02}$ puede conseguirse exactamente si obtenemos la muestra de menor longitud cortando la muestra más larga sin soltar la unión del extremo más cercano al láser de bombeo. Como el valor de S ya lo hemos determinado a partir de las medidas realizadas para determinar el coeficiente de absorción, el valor que obtengamos ahora va a servirnos para evaluar la calidad de los resultados. Es decir, si ambos valores de S son similares, entonces habremos determinado el valor de q con suficiente precisión. Por último, hay que tener en cuenta que, para calcular $\gamma_{e,0}$, necesitamos conocer la potencia acoplada en la fibra dopada, es decir, $P_p(0)$, cuyo valor viene dado por $P_p(0) = P_{m0} S$.

Las longitudes de fibra utilizadas para realizar estas medidas son las siguientes: 0.47 y 4.45 m de la fibra A, 0.38 y 4.16 m de la fibra B y 0.49 y 7.06 m de la fibra C. Con estas longitudes el producto $\gamma_{p,0} |L_2 - L_1|$ es igual a 1.2, 1.4 y 1.3 para las fibras A, B y C, respectivamente. En la tabla 5.12. figuran los resultados obtenidos para q y $\gamma_{e,0}$ para los mismos valores de la tensión de alimentación

	q			$\gamma_{e,0}$ (m ⁻¹)		
	A	B	C	A	B	C
-0.800	12.55	11.93	12.13	0.1476	.02133	.02857
-0.650	10.22	10.24	10.09	0.1808	.08336	.05684
-0.500	7.404	7.736	8.034	0.1837	0.1191	.08966
-0.350	4.889	5.590	5.797	0.1974	0.1859	0.1276
-0.200	2.704	3.113	3.206	0.2168	0.2257	0.1436
-0.050	1.587	3.589	1.555	1.586	3.933	0.8339

Tabla 5.12. Valores del parámetro q y del coeficiente de emisión estimulada para la potencia de bombeo obtenidos con las fibras A, B y C para varias tensiones de alimentación del láser de bombeo.

del láser de bombeo que consideramos en las medidas del coeficiente de absorción. En esta tabla podemos apreciar claramente cómo el coeficiente de emisión aumenta conforme disminuye la potencia emitida por el láser de bombeo, es decir, conforme la tensión de alimentación se acerca a cero (el coeficiente de absorción descendía). Ello es debido, como ya hemos comentado, a la variación del espectro de emisión (figuras 5.5. y 5.6.). Para la última tensión que aparece en esta tabla, los valores del coeficiente de emisión estimulada no son significativos, ya que la potencia de bombeo es tan baja que no permite determinarlos con precisión. Como ya hicimos con el coeficiente de absorción, calculamos de la misma forma el valor promedio del coeficiente de emisión para la potencia de bombeo. Los resultados obtenidos son: 0.1915 m⁻¹ para la fibra A, 0.09582 m⁻¹ para la fibra B y 0.1135 m⁻¹ para la fibra C, aunque, en adelante, utilizaremos los valores 0.19, 0.096 y 0.11 m⁻¹, respectivamente.

De nuevo observamos que los valores obtenidos para el factor de transmisión S son prácticamente independientes de la tensión de alimentación. Los resultados obtenidos son los siguientes: 0.89 para la fibra A, 0.78 para la fibra B y 0.89 para la fibra C. Estos valores están en buena concordancia con los obtenidos a partir de las medidas de atenuación (0.88, 0.76 y 0.93, respectivamente). Todo ello nos permite confiar en la determinación realizada

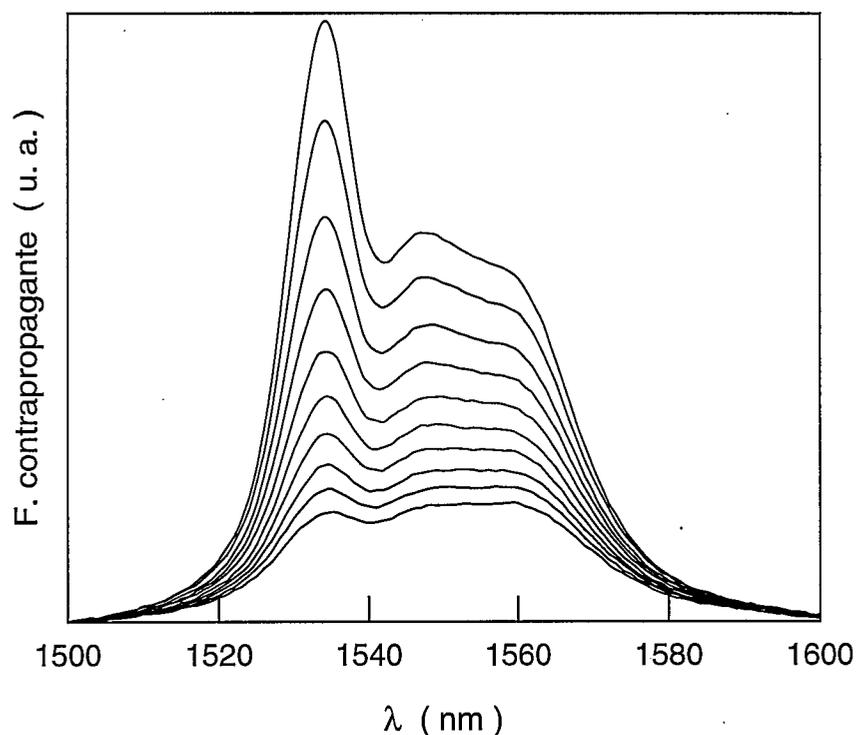


Figura 5.37. Comportamiento espectral de la potencia de fluorescencia contrapropagante que emite una muestra de 7.38 m de la fibra A para las mismas potencias de bombeo empleadas en las medidas de amplificación.

del parámetro q , aunque, como ya hemos comentado, no podemos asegurar lo mismo de los valores obtenidos para el coeficiente de emisión.

5.9. Potencia de fluorescencia contrapropagante.

En este apartado vamos simplemente a constatar experimentalmente la existencia de la potencia de fluorescencia contrapropagante emitida por la fibra dopada. Para ello, hemos medido dicha potencia para las tres fibras consideradas empleando las mismas potencias de bombeo que en amplificación. La instalación experimental es la misma que utilizamos en las medidas de amplificación y fluorescencia copropagante, pero ahora, como no acoplamos potencia de señal en la fibra, disponemos el monocromador y el detector en la rama de señal del acoplador, es decir, donde antes colocábamos

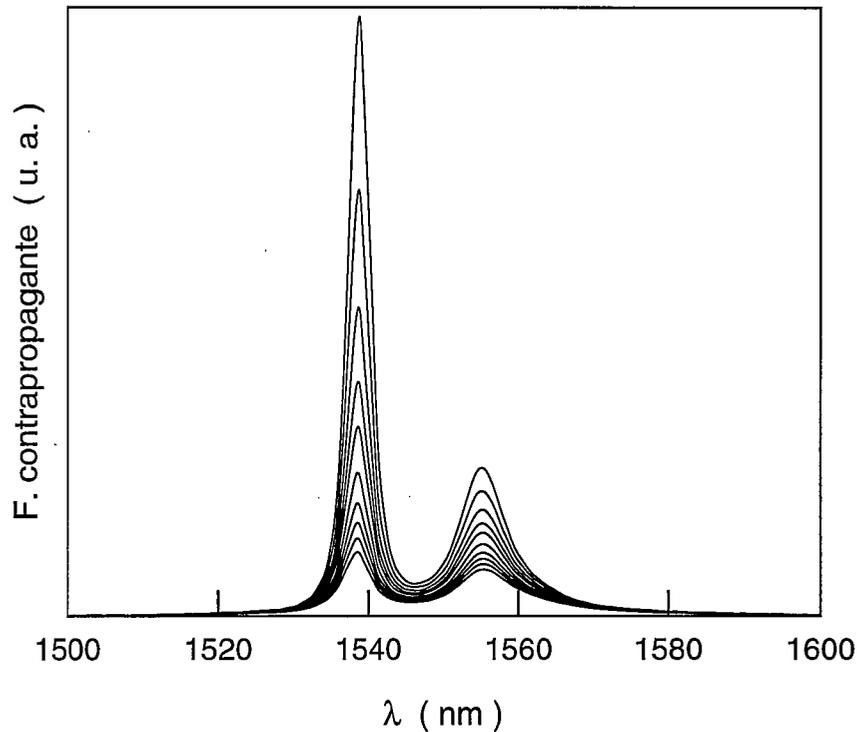


Figura 5.38. Comportamiento espectral de la potencia de fluorescencia contrapropagante que emite una muestra de 6.86 m de la fibra B para las mismas potencias de bombeo empleadas en las medidas de amplificación.

el diodo de señal. Las muestras de fibra utilizadas tienen una longitud de 7.38 m para la fibra A, 6.86 m para la fibra B y 13.68 m para la fibra C. Los espectros medidos son muy similares a los obtenidos con la fluorescencia copropagante. Cuando medimos la fluorescencia copropagante, detectamos una pequeña proporción de la potencia de bombeo residual (por supuesto, en longitudes de onda en torno a 1480 nm), que sólo influye, y de forma muy débil, sobre las medidas realizadas en las longitudes de onda más cercanas a 1500 nm. Sin embargo, esto no se observa cuando medimos la fluorescencia contrapropagante. Es la única diferencia relevante entre ambos tipos de medidas. En las figuras 5.37., 5.38. y 5.39. representamos la tensión medida correspondiente a los espectros de fluorescencia contrapropagante para las fibras A, B y C, respectivamente. Podemos apreciar que, tanto el comportamiento con la potencia de bombeo como el perfil espectral de la

potencia de fluorescencia contrapropagante son muy similares a los que ofrece la potencia de fluorescencia copropagante.

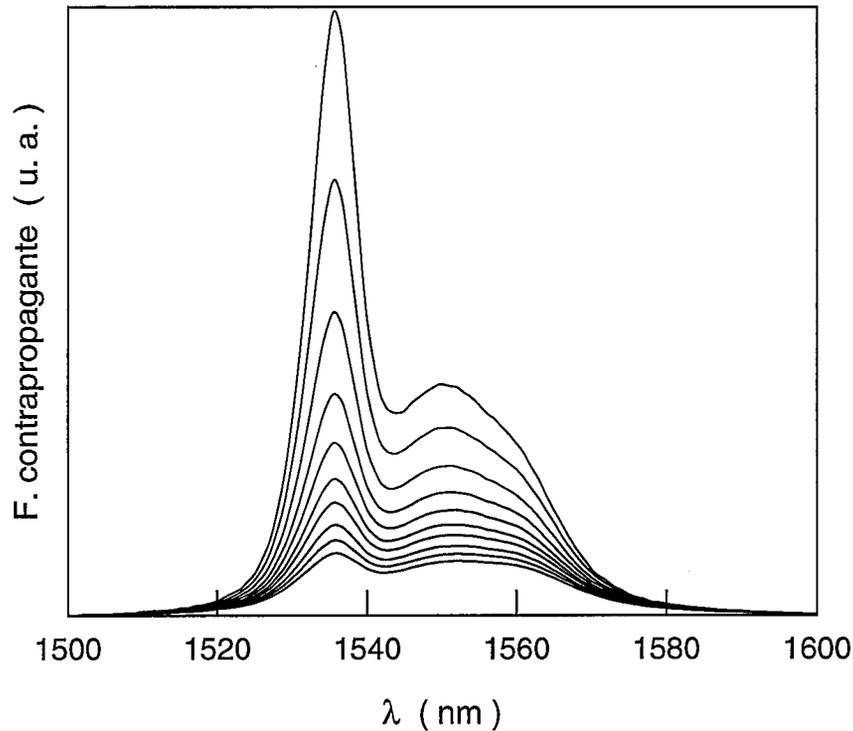


Figura 5.39. Comportamiento espectral de la potencia de fluorescencia contrapropagante que emite una muestra de 13.68 m de la fibra C para las mismas potencias de bombeo empleadas en las medidas de amplificación.

5.10. Comentarios.

A lo largo de todo este capítulo hemos descrito todo el trabajo experimental realizado, así como las instalaciones experimentales empleadas y su calibración. Este trabajo tiene interés para estudiar el comportamiento de las fibras dopadas con erbio cuando bombeamos en la banda de 1480 nm, pero es imprescindible para poder caracterizar tales fibras. En este capítulo ya hemos visto cómo es posible obtener algunos de los parámetros característicos de una fibra dopada: coeficientes de absorción y emisión estimulada para la potencia de bombeo. Para determinar ambos nos hemos apoyado en el modelo teórico,

pero en la determinación del coeficiente de emisión hemos necesitado utilizar las soluciones analíticas de dicho modelo, las cuales van a ser imprescindibles para completar la caracterización experimental. Por último, una vez que hayamos caracterizado las tres fibras dopadas consideradas en este trabajo, sólo nos restará comparar, tanto cuantitativa como cualitativamente, los resultados experimentales con las predicciones del modelo teórico.

Además de los problemas que se presentan para obtener resultados experimentales, como el fenómeno de la variación espectral de la diferencia entre las fases de la señal amplificada y la de modulación, en este capítulo también hemos analizado aquellos problemas derivados de la necesidad de realizar la comparación con el modelo teórico (por ejemplo, la potencia de bombeo que emite el láser no es monocromática y su espectro varía con la potencia de bombeo emitida), así como de la falta de información sobre los parámetros pasivos de la fibra (por ejemplo, los perfiles de índice y dopante).

Caracterización experimental de fibras ópticas dopadas con erbio. Comparación del modelo teórico con los resultados experimentales.

6.1. Introducción.

En esta memoria hemos presentado resultados experimentales para tres fibras dopadas con erbio y los desarrollos teóricos que realizamos a partir del modelo teórico utilizado habitualmente para describir el fenómeno de amplificación en fibras ópticas dopadas, es decir, el modelo basado en la distribución modal de potencia. Dejando aparte la validez de las hipótesis y aproximaciones que se consideran para establecerlo, este modelo presenta un problema muy serio: para poder aplicarlo es necesario conocer un gran número de parámetros, muchos de los cuales resultan muy difíciles de determinar y, además, tampoco nos proporciona métodos para determinarlos. Con estos desarrollos pretendemos alcanzar dos objetivos: en primer lugar, simplificar dicho modelo de forma que dependa de parámetros cuya determinación sea más sencilla y pueda llevarse a cabo mediante métodos derivados del propio modelo y, en segundo lugar, comparar, tanto cualitativa como cuantitativamente, los resultados experimentales obtenidos con las predicciones que nos proporciona el modelo teórico. Los resultados de esta comparación y la fenomenología experimental observada nos permitirán evaluar la validez de las hipótesis y aproximaciones utilizadas para establecer el modelo basado en la

distribución modal, así como plantearnos, si procede, las posibles modificaciones que deben realizarse en dichas hipótesis y aproximaciones.

En este capítulo completaremos la caracterización de las tres fibras dopadas consideradas en la parte experimental de esta memoria y, con los parámetros determinados, procederemos a comparar las predicciones teóricas del modelo basado en la distribución modal con los resultados obtenidos experimentalmente. Para completar la caracterización utilizaremos las medidas de amplificación y de potencia de bombeo, mientras que para la comparación teoría-experiencia emplearemos las medidas de amplificación y las de fluorescencia copropagante. La potencia de bombeo no la empleamos en la comparación porque los errores que afectan a dicha magnitud se reflejan, pero de forma mucho más fuerte, en los errores de la ganancia. Finalmente, comentaremos los resultados de la comparación y las posibles modificaciones que convendría realizar sobre el modelo basado en la distribución modal.

6.2. Caracterización experimental: parámetros $\beta(\nu)$ y $\gamma(\nu)$.

Cuando describimos la caracterización experimental de una fibra dopada mediante las soluciones analíticas de las ecuaciones de evolución de las potencias, vimos que era posible determinar los parámetros $\beta(\nu)$ y $\gamma(\nu)$ ajustando a una línea recta (ecuación (4-71), figura 4.2.) los valores medidos de la ganancia en la frecuencia ν y del factor de atenuación de la potencia de bombeo, expresados ambos en decibelios, para varias potencias de bombeo acopladas en la fibra. Como determinamos con anterioridad los valores de los coeficientes de absorción y emisión estimulada para la potencia de bombeo, es decir, $\gamma_{p,0}(\nu_p)$ y $\gamma_{e,0}(\nu_p)$, una vez conocidos los valores de los parámetros $\beta(\nu)$ y $\gamma(\nu)$, podemos calcular, mediante las ecuaciones (4-74) y (4-75), los valores de los coeficientes de absorción y emisión estimulada para cualquiera de las frecuencias de la transición láser, es decir, $\gamma_{a,0}(\nu)$ y $\gamma_{e,0}(\nu)$.

En las figuras 6.1., 6.2. y 6.3. presentamos los resultados obtenidos para las fibras A, B y C, respectivamente. En cada una de ellas mostramos, en función de la longitud de onda de la transición láser, los valores de β y γ (parte superior) y los de $\gamma_{a,0}$ y $\gamma_{e,0}$ (parte inferior). En la parte superior representamos con diferente escala ambos parámetros para poder comparar sus perfiles de forma cómoda, ya que el valor de γ es siempre muy inferior al de β . Sin embargo, en la parte inferior utilizamos una única escala porque los valores de

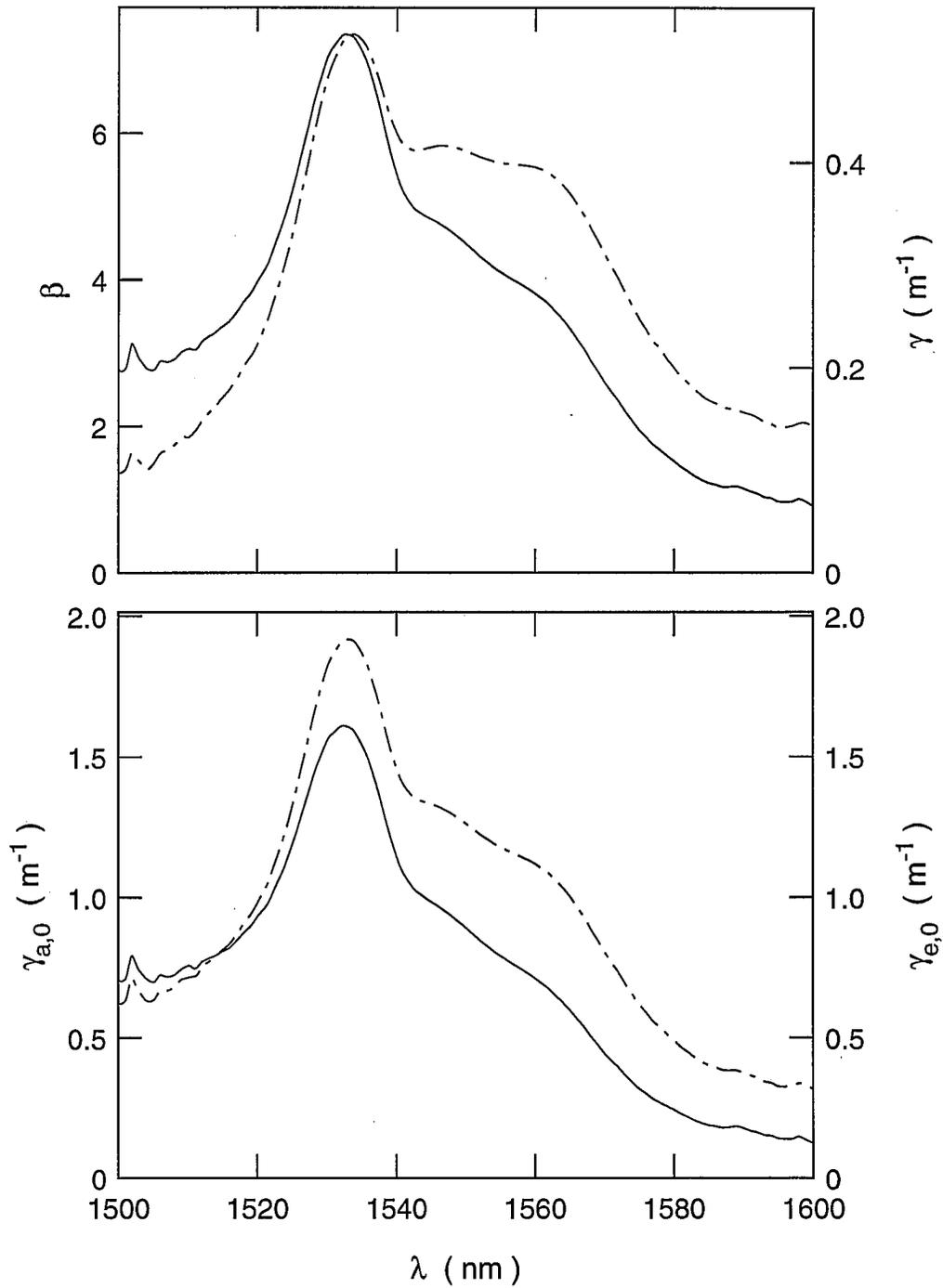


Figura 6.1. Valores obtenidos, en función de la longitud de onda de la transición láser, para los parámetros β , γ , $\gamma_{a,0}$ y $\gamma_{e,0}$ en la caracterización experimental de la fibra A. En la parte superior, representamos β (línea continua) y γ (línea discontinua). En la parte inferior, representamos $\gamma_{a,0}$ (línea continua) y $\gamma_{e,0}$ (línea discontinua), cuyos perfiles tienen un comportamiento cualitativo prácticamente igual al que presentan los perfiles de β y γ .

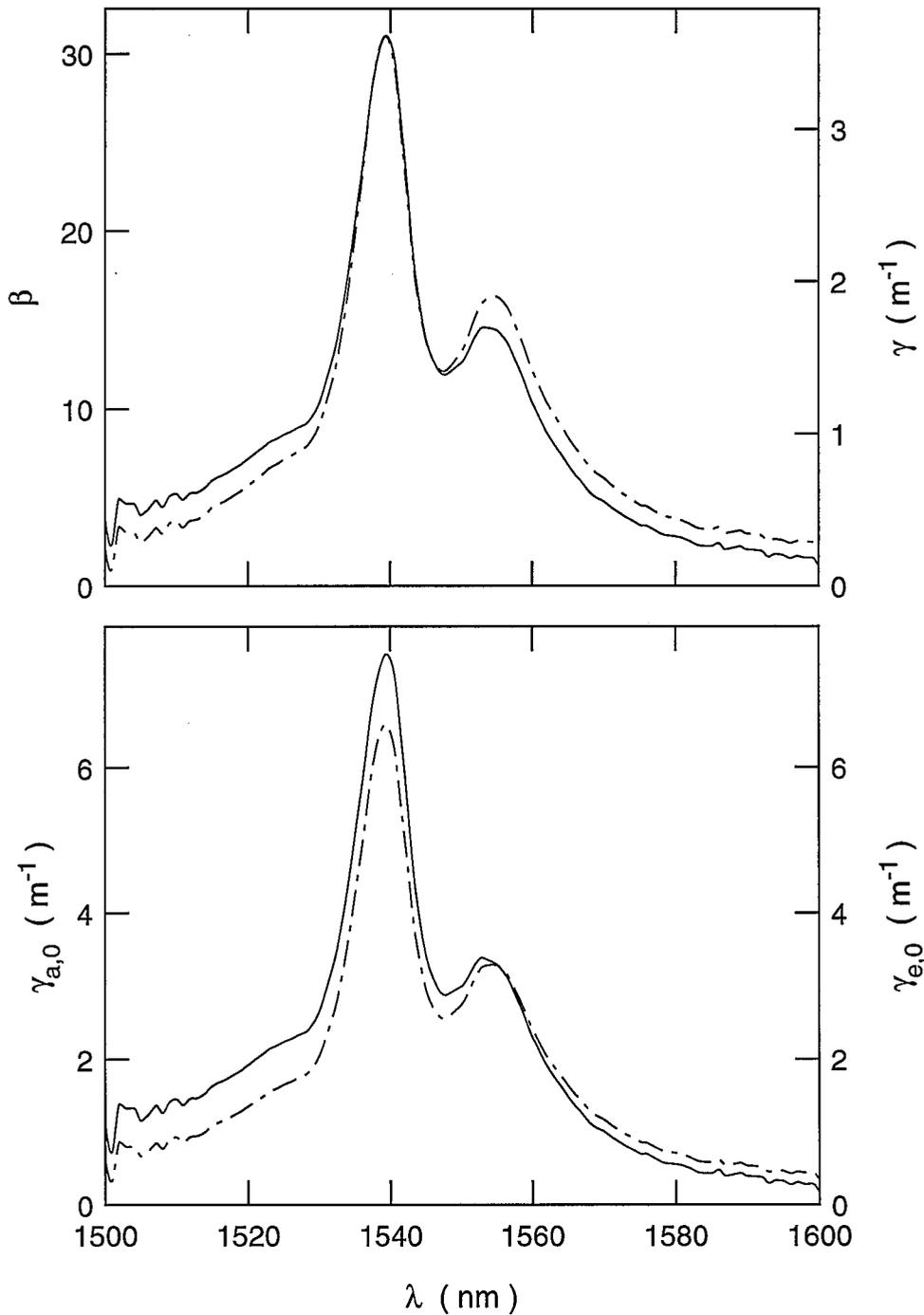


Figura 6.2. Valores obtenidos, en función de la longitud de onda de la transición láser, para los parámetros β , γ , $\gamma_{a,0}$ y $\gamma_{e,0}$ en la caracterización experimental de la fibra B. En la parte superior, representamos β (línea continua) y γ (línea discontinua). En la parte inferior, representamos $\gamma_{a,0}$ (línea continua) y $\gamma_{e,0}$ (línea discontinua), cuyos perfiles tienen un comportamiento cualitativo prácticamente igual al que presentan los perfiles de β y γ .

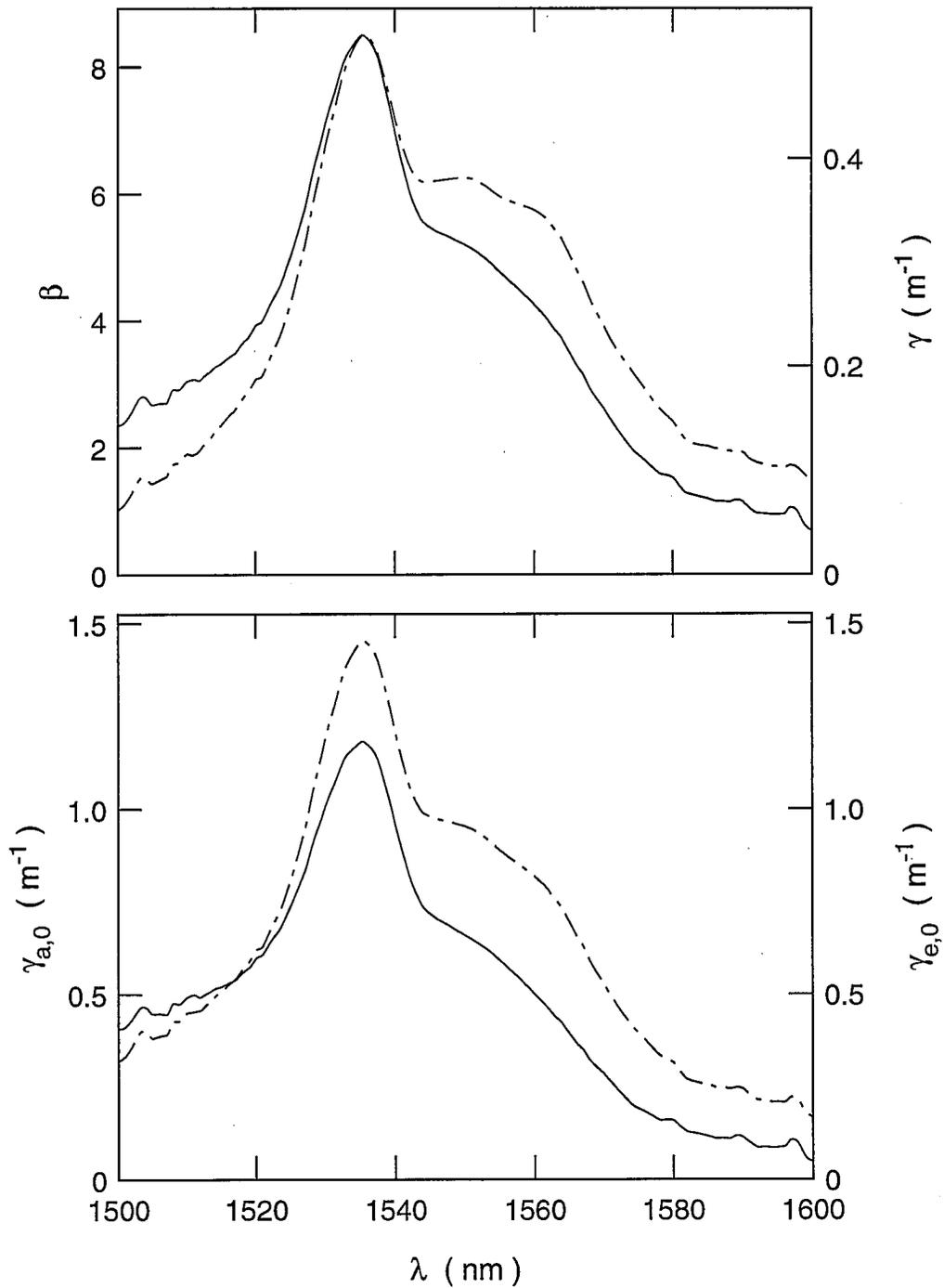


Figura 6.3. Valores obtenidos, en función de la longitud de onda de la transición láser, para los parámetros β , γ , $\gamma_{a,0}$ y $\gamma_{e,0}$ en la caracterización experimental de la fibra C. En la parte superior, representamos β (línea continua) y γ (línea discontinua). En la parte inferior, representamos $\gamma_{a,0}$ (línea continua) y $\gamma_{e,0}$ (línea discontinua), cuyos perfiles tienen un comportamiento cualitativo prácticamente igual al que presentan los perfiles de β y γ .

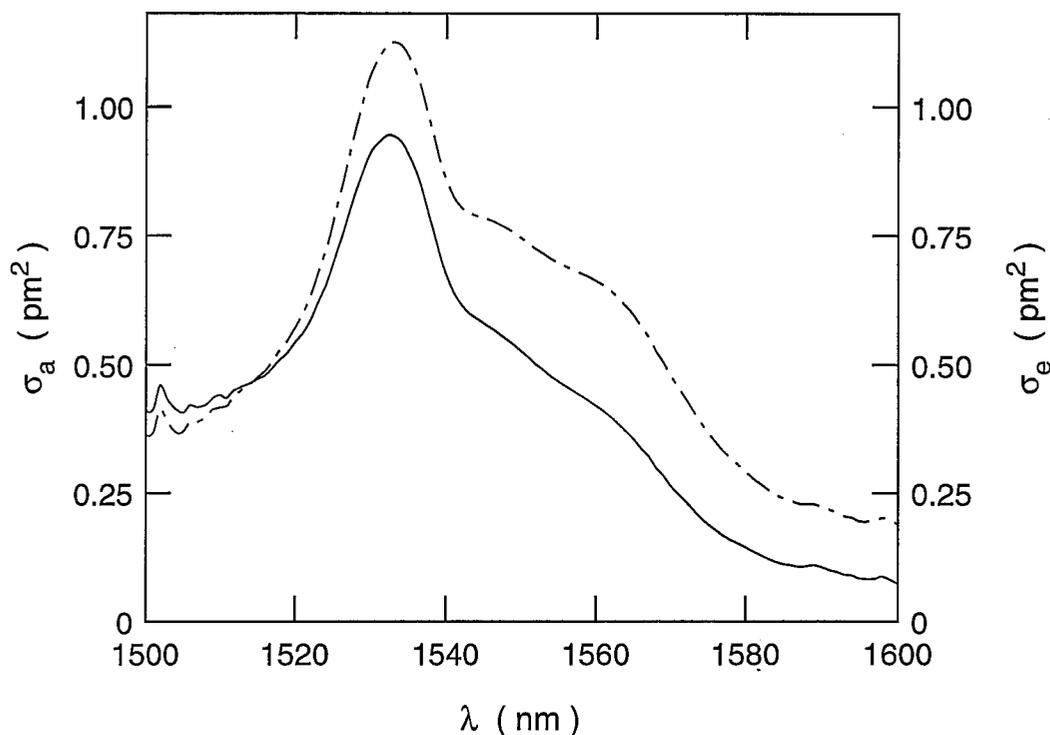


Figura 6.4. Valores obtenidos, en función de la longitud de onda de la transición láser, para los coeficientes de absorción (línea continua) y emisión estimulada (línea discontinua) para la fibra A.

los parámetros representados son similares. Cualitativamente, los perfiles se comportan igual que los de la parte superior de la figura, lo cual ocurre porque el valor de γ es mucho menor que el de β . En estas figuras podemos apreciar claramente que el comportamiento cualitativo de los parámetros representados coincide, lógicamente, con la fenomenología experimental observada en las medidas de amplificación. Únicamente, remarcar una vez más el diferente comportamiento que presenta la fibra B. Además, es la única de las tres fibras que presenta un valor para el coeficiente de absorción superior, aunque ligeramente, al valor del coeficiente de emisión en una gran parte de la transición láser.

Una vez determinados los coeficientes de absorción y emisión estimulada calculamos, mediante la ecuación (4-1), los valores de las secciones eficaces de absorción y emisión estimulada. Para ello consideramos que la concentración de erbio que figura en la tabla 5.1. coincide con el valor de la concentración media de erbio. Asimismo, utilizando los valores de la tabla 5.1. y suponiendo

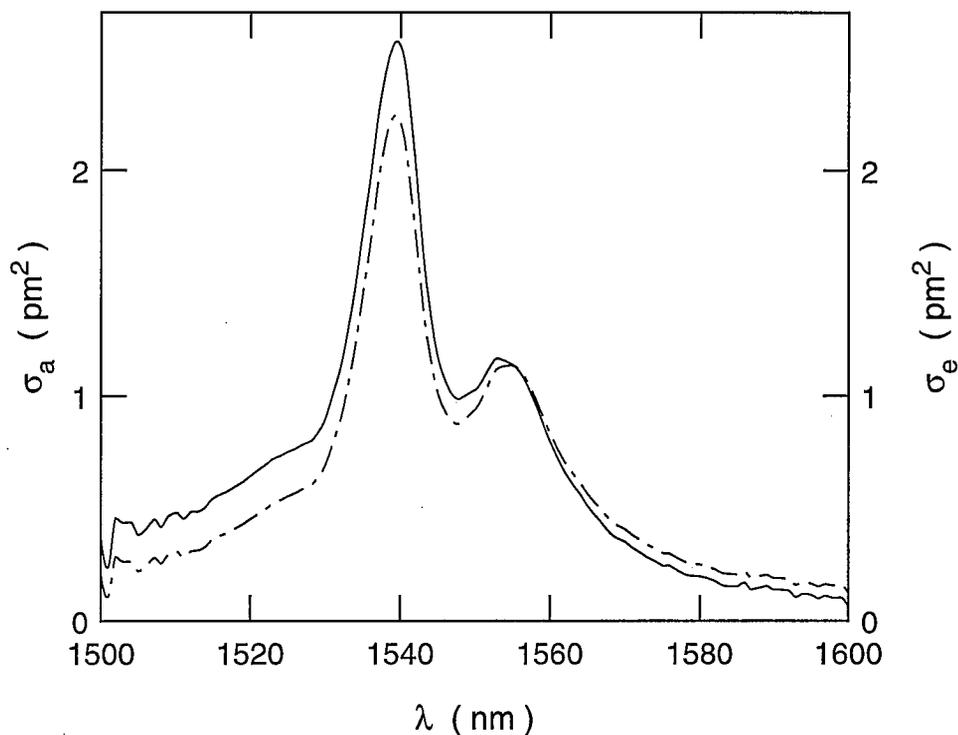


Figura 6.5. Valores obtenidos, en función de la longitud de onda de la transición láser, para los coeficientes de absorción (línea continua) y emisión estimulada (línea discontinua) para la fibra B.

que los perfiles de índice y de concentración son del tipo salto en las tres fibras, calculamos el factor de solapamiento para cada fibra y conocemos su concentración de erbio. El factor de solapamiento es prácticamente lineal con la longitud de onda para las tres fibras. Su valor en 1480 nm es 0.8636, 0.6178 y 0.4605 para las fibras A, B y C, respectivamente, en 1534 nm es 0.8517 para la fibra A, en 1539 nm es 0.5878 para la B y en 1536 nm es 0.4263 para la C. En las figuras 6.4., 6.5. y 6.6. representamos los resultados obtenidos para las tres fibras. Debido a la débil dependencia del factor de solapamiento con la longitud de onda, apenas se aprecia variación alguna entre los perfiles de los coeficientes y los de las secciones eficaces. Los valores de las secciones eficaces de absorción y emisión estimulada en 1480 nm son los siguientes: $1.7 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ y $1.1 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ para la fibra A, $1.2 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ y $0.31 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ para la fibra B y $1.3 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ y $0.70 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ para la fibra C. Finalmente, hay que destacar la buena concordancia que ofrecen los valores obtenidos con

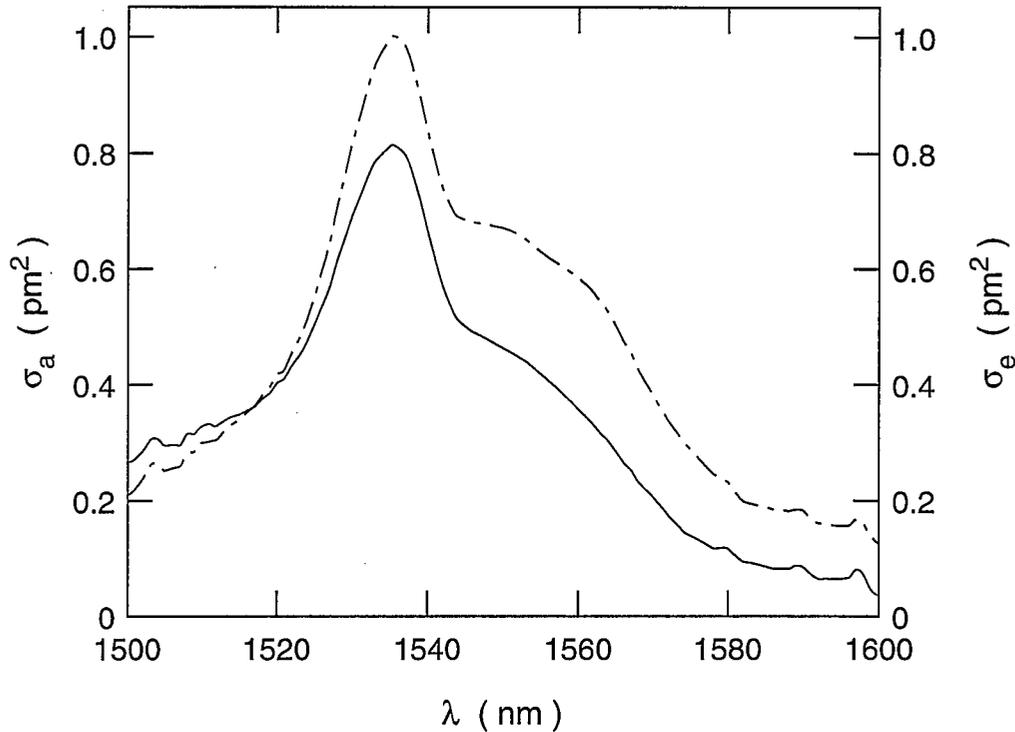


Figura 6.6. Valores obtenidos, en función de la longitud de onda de la transición láser, para los coeficientes de absorción (línea continua) y emisión estimulada (línea discontinua) para la fibra C.

los que aparecen en la bibliografía [8, 14].

Una vez mostrados los resultados obtenidos en la caracterización, conviene analizar cómo se han realizado los ajustes para determinar β y γ , y, sobre todo, la calidad de dichos ajustes. Para ello debemos calcular el factor de atenuación para la potencia de bombeo a partir de los valores medidos de ésta, necesitamos emplear el calibrado que hicimos previamente. Los puntos experimentales de este calibrado los interpolamos mediante un polinomio de cuarto grado porque es el que mejores resultados ofrece. Por supuesto, para llegar a esta conclusión ensayamos polinomios de diferentes grados. Para determinar β y γ , empleamos el método de ajuste por mínimos cuadrados y, en general, la calidad de los ajustes es buena, aunque, lógicamente, empeoren ligeramente en las longitudes de onda cercanas a los extremos del intervalo espectral considerado. En las figuras 6.7., 6.8. y 6.9. representamos, para las fibras A, B y C, respectivamente, los puntos experimentales y la recta de ajuste para las seis muestras de fibra que consideramos en las medidas de

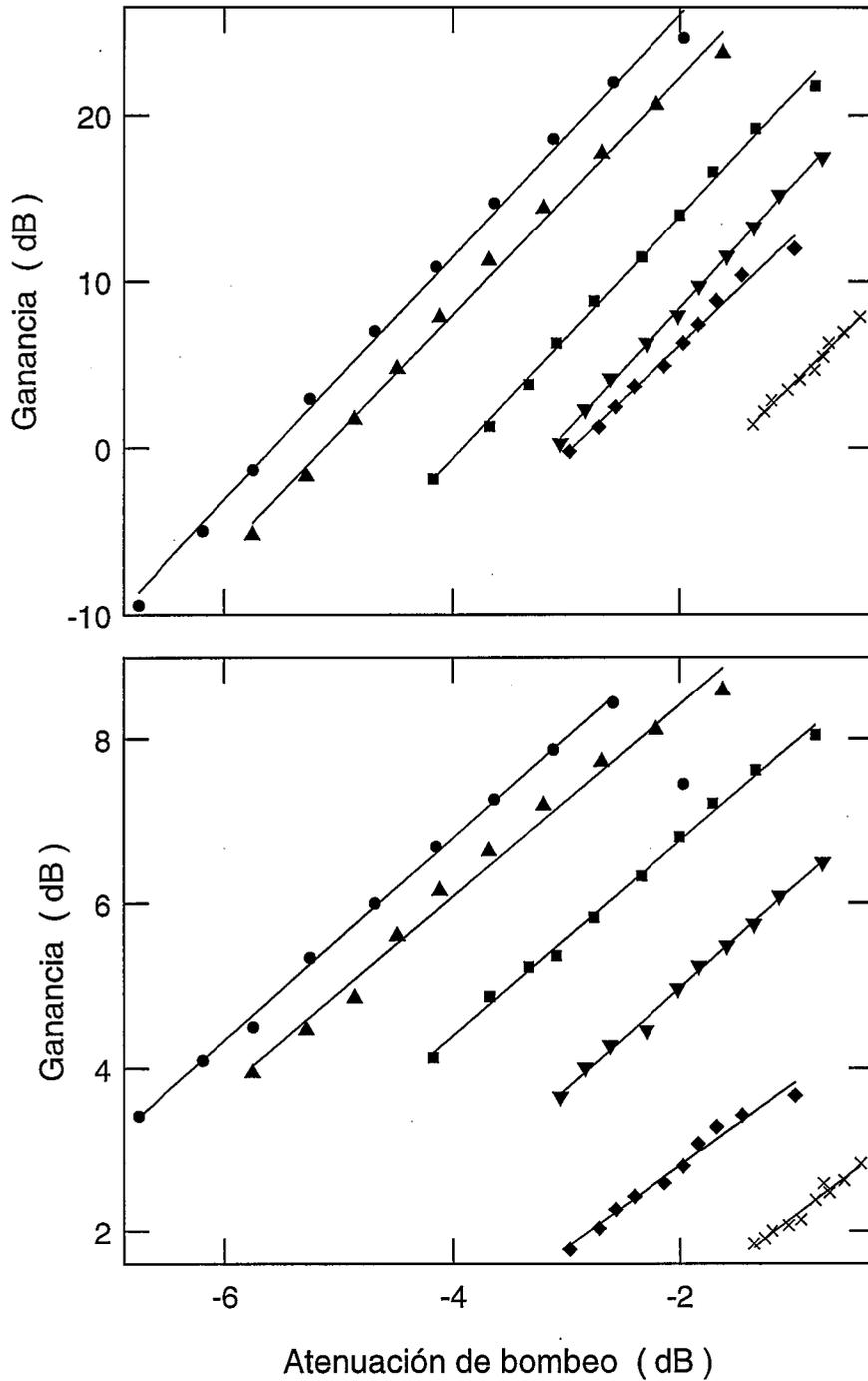


Figura 6.7. Ajuste (línea continua) de los puntos experimentales obtenidos para la fibra A en $\lambda = 1534$ nm (superior) y en $\lambda = 1590$ nm (inferior). Las longitudes de las muestras utilizadas son las siguientes: 17.56 m (círculos), 15.40 m (triángulos hacia arriba), 13.23 m (cuadrados), 10.24 m (triángulos hacia abajo), 7.30 m (rombos) y 4.34 m (cruces). Las potencias de bombeo son las mismas que empleamos en las medidas de amplificación.

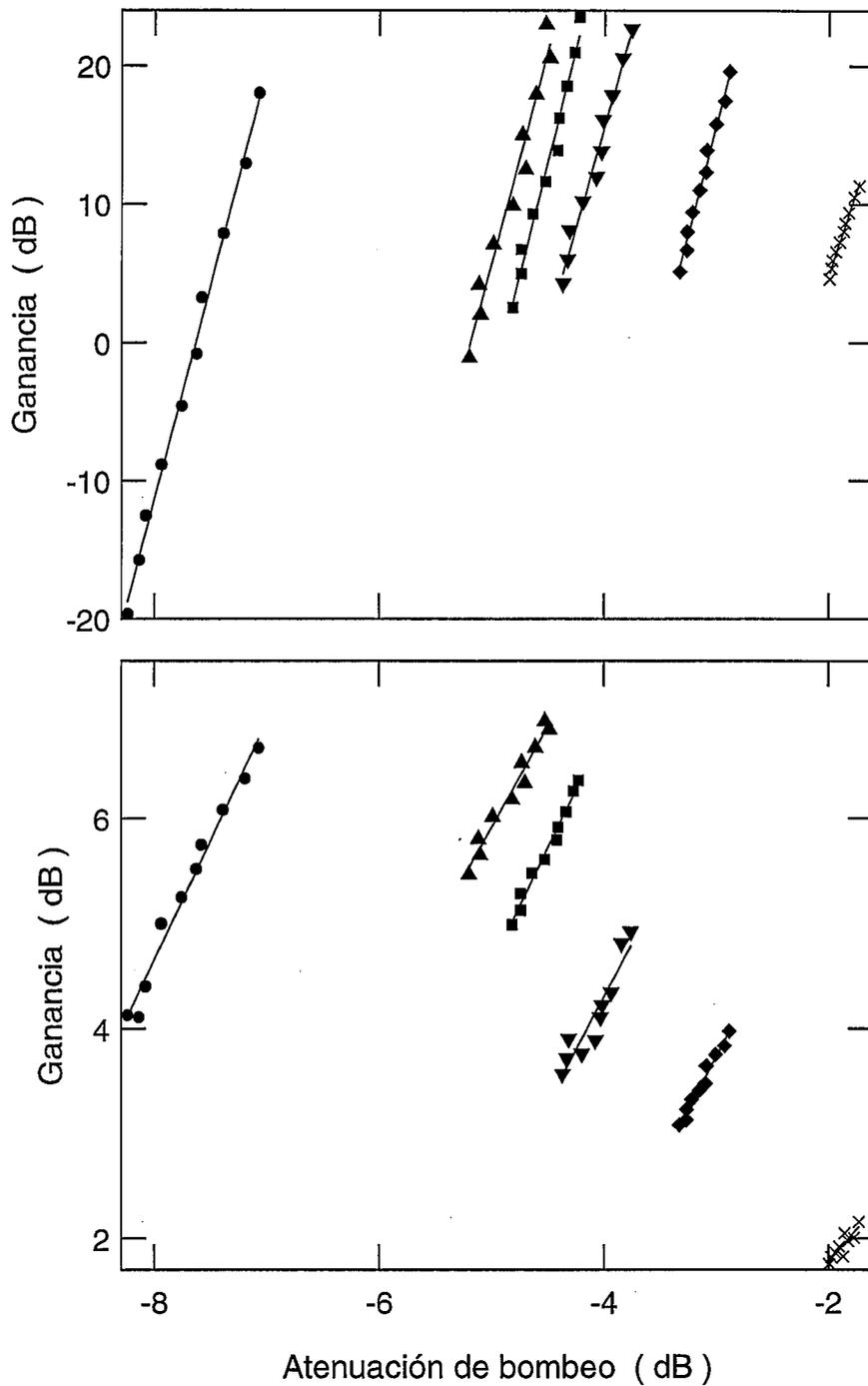


Figura 6.8. Ajuste (línea continua) de los puntos experimentales obtenidos para la fibra B en $\lambda = 1539$ nm (superior) y en $\lambda = 1590$ nm (inferior). Las longitudes de las muestras utilizadas son las siguientes: 12.65 m (círculos), 10.82 m (triángulos hacia arriba), 9.68 m (cuadrados), 8.63 m (triángulos hacia abajo), 6.77 m (rombos) y 3.48 m (cruces). Las potencias de bombeo son las mismas que empleamos en las medidas de amplificación.

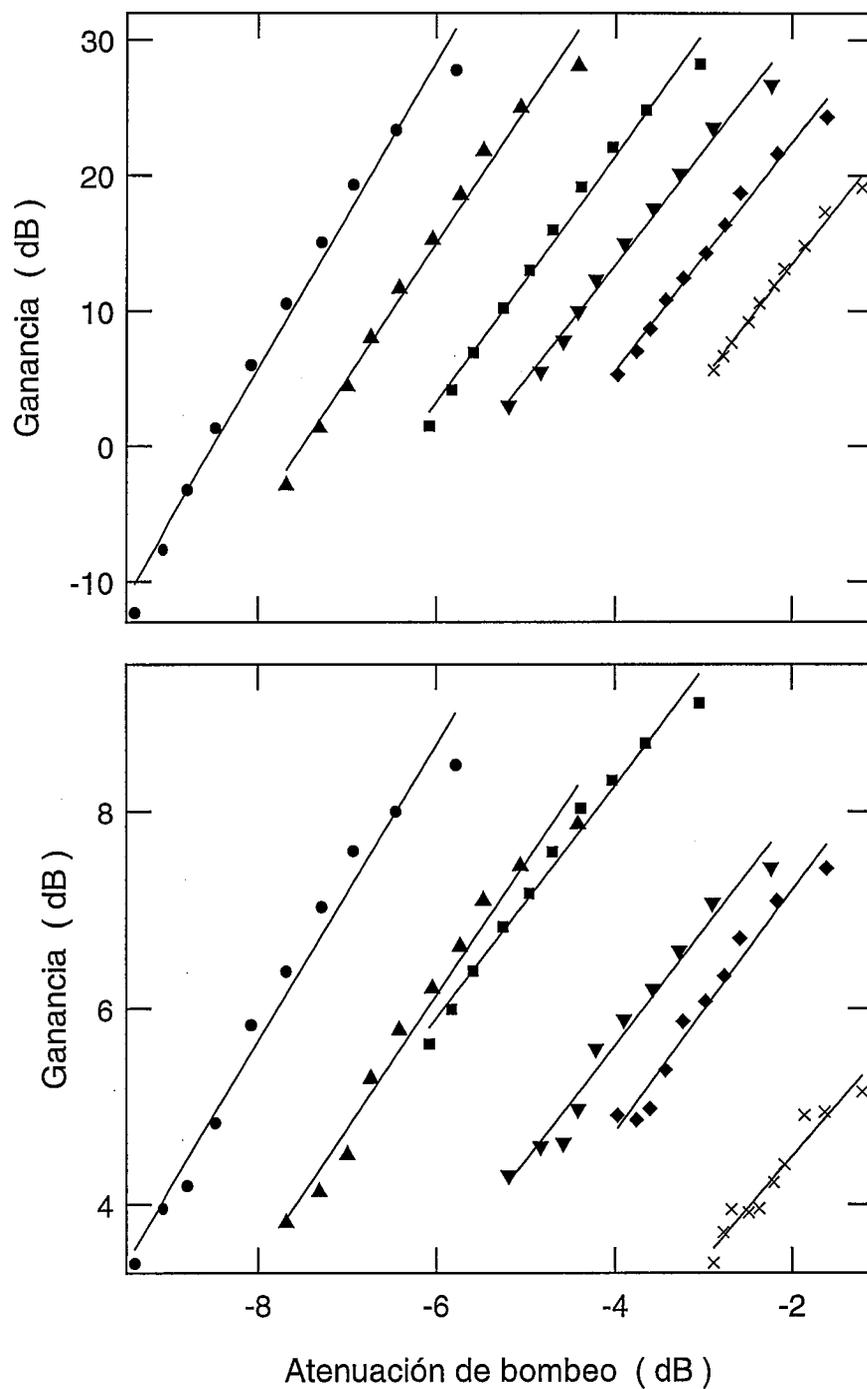


Figura 6.9. Ajuste (línea continua) de los puntos experimentales obtenidos para la fibra C en $\lambda = 1536$ nm (superior) y en $\lambda = 1590$ nm (inferior). Las longitudes de las muestras utilizadas son las siguientes: 31.57 m (círculos), 27.86 m (triángulos hacia arriba), 24.62 m (cuadrados), 20.95 m (triángulos hacia abajo), 17.45 m (rombos) y 13.62 m (cruces). Las potencias de bombeo son las mismas que empleamos en las medidas de amplificación.

amplificación y dos longitudes de onda (1534 y 1590 nm para la fibra A, 1539 y 1590 nm para la fibra B y 1536 y 1590 nm para la fibra C). Los valores definitivos de β y γ los obtenemos promediando los valores obtenidos para las distintas muestras de fibra. En estas figuras vemos que las rectas representadas son paralelas, como cabe esperar, ya que, según el modelo teórico, el valor de β debe ser común a todas ellas. En las figuras 6.7. y 6.9. (fibras A y C) podemos apreciar cómo el valor medido para la mayor potencia de bombeo es sensiblemente inferior al valor ajustado, con una diferencia demasiado grande para que pueda considerarse dentro de los errores experimentales. Este efecto está bastante más acusado en la fibra C que en la fibra A y no se observa en la fibra B. Si analizamos más detenidamente la figura 6.9. (fibra C) vemos cómo los puntos experimentales abandonan la dependencia lineal conforme aumenta la ganancia. Aunque el método propuesto para la determinación de los parámetros β y γ es claro y simple, en la práctica, nos encontramos con un problema: los coeficientes $\gamma_{p,0}(v_p)$ y $\gamma_{e,0}(v_p)$ varían con la potencia emitida por el láser de bombeo, por lo que, según las ecuaciones (4-72) y (4-73), también deberían hacerlo los parámetros $\beta(v)$ y $\gamma(v)$, ya que, según las hipótesis consideradas en el modelo teórico, $\gamma_{a,0}(v)$ y $\gamma_{e,0}(v)$ no pueden depender de dicha potencia. Como ya comentamos, este problema lo solucionamos tomando como valor de los parámetros $\gamma_{p,0}(v_p)$ y $\gamma_{e,0}(v_p)$ el promedio de sus valores para las potencias de bombeo utilizadas en las medidas de amplificación. Esta solución nos proporciona resultados suficientemente precisos. Si no fuera así, podríamos ajustar los resultados experimentales anteriores teniendo en cuenta la variación de estos parámetros con la potencia emitida por el láser de bombeo, aunque entonces no tendría sentido determinar los parámetros $\beta(v)$ y $\gamma(v)$, sino que deberíamos obtener directamente los coeficientes de absorción y emisión estimulada. Sin embargo, esto no explica el efecto del abandono de la dependencia lineal de los puntos experimentales conforme aumenta la ganancia, ya que su tendencia es la contraria, como puede verse fácilmente a partir de los valores de las tablas 5.11. y 5.12. y de las expresiones (4-71 a 4-73). Así pues, hemos de concluir que las predicciones teóricas no concuerdan con este efecto. No obstante, ajustando de la forma expuesta, creemos que la comparación entre los resultados experimentales y las predicciones teóricas será correcta.

Por último, antes de comenzar dicha comparación, vamos a analizar qué precisión podemos exigir a las predicciones teóricas. Para ello, supongamos que el factor de atenuación para la potencia de bombeo lo hemos determinado

	1	2	3	4	5	6
1	1.0	-0.4	2.5	0.4	-2.5	-1.1
2	-0.9	-1.6	1.3	0.0	-4.3	-1.2
3	-1.3	-2.2	1.1	0.3	-4.4	-1.4
4	-1.2	-2.6	1.6	0.3	-4.1	-0.9
5	-1.1	-3.0	1.6	0.3	-4.0	-0.7
6	-1.1	-2.7	1.2	0.7	-3.9	-1.0
7	-1.2	-2.3	1.3	0.3	-4.6	-1.2
8	-0.5	-2.0	2.1	0.1	-4.6	-1.6
9	-0.1	-1.7	2.1	0.4	-4.4	-1.4
10	0.2	-1.6	1.6	0.8	-4.8	-1.3

Tabla 6.1. Diferencia (en decibelios) entre la ganancia calculada mediante la ecuación (4-71) y la determinada experimentalmente obtenida con la fibra A en 1534 nm. Para realizar los cálculos suponemos que el factor de atenuación para la potencia de bombeo lo hemos determinado con total precisión. En cada fila es constante la potencia de bombeo y la longitud de la fibra decrece de izquierda a derecha. En cada columna es constante la longitud de la fibra y la potencia de bombeo decrece de arriba a abajo.

con total precisión. Entonces, mediante la ecuación (4-71) y con los valores medios de los parámetros β y γ que hemos obtenido (figuras 6.1., 6.2. y 6.3.), podemos calcular la ganancia que obtendríamos con el modelo teórico. La diferencia entre estos valores y sus correspondientes valores determinados experimentalmente nos indica, en general, la precisión que podemos exigir en la comparación de la teoría con la experiencia, aunque, lógicamente, los errores que obtengamos pueden ser menores que estas diferencias. En las tablas 6.1., 6.2. y 6.3. mostramos los resultados obtenidos con las fibras A (en 1534 nm), B (en 1539 nm) y C (en 1536 nm), respectivamente. Evidentemente, estos valores son, en general, mayores que los que aparecen en las figuras 6.7., 6.8. y 6.9., puesto que ahora empleamos los mismos valores de los parámetros β y γ

para todas las muestras utilizadas. Debido a ello y a la desviación del comportamiento lineal predicho por el modelo teórico, algunos resultados no van a ser de utilidad en la comparación teoría-experiencia: la muestra de 7.30 m de la fibra A (quinta columna de la tabla 6.1.), las muestras de 12.65, 10.82 y 3.48 m de la fibra B (primera, segunda y sexta columnas de la tabla 6.2.) y las muestras de 31.57 y 27.86 m de la fibra C (primera y segunda columnas de la tabla 6.3.). De todos estos resultados, los pertenecientes a la fibra B son los más llamativos debido a sus valores tan elevados aunque, sin embargo, la explicación es muy simple. El valor del parámetro β determinado con la muestra de 12.65 m se diferencia en un 2 % del valor promedio obtenido para dicho

	1	2	3	4	5	6
1	-38.5	6.7	-2.3	-3.5	-2.4	-10.3
2	-37.1	10.3	-1.1	-4.0	-1.5	-10.9
3	-38.1	9.1	-0.8	-4.2	-2.3	-11.2
4	-39.4	8.3	-0.6	-4.8	-3.0	-11.5
5	-36.7	11.6	1.3	-3.0	-1.7	-11.3
6	-36.9	10.7	0.1	-2.6	-2.1	-11.6
7	-38.1	8.2	-1.0	-4.5	-2.5	-12.0
8	-38.7	7.2	-1.6	-6.0	-2.5	-12.3
9	-37.3	9.8	0.2	-4.5	-1.3	-11.9
10	-36.6	9.9	0.4	-4.0	-1.6	-11.7

Tabla 6.2. Diferencia (en decibelios) entre la ganancia calculada mediante la ecuación (4-71) y la determinada experimentalmente obtenida con la fibra B en 1539 nm. Para realizar los cálculos suponemos que el factor de atenuación para la potencia de bombeo lo hemos determinado con total precisión. En cada fila es constante la potencia de bombeo y la longitud de la fibra decrece de izquierda a derecha. En cada columna es constante la longitud de la fibra y la potencia de bombeo decrece de arriba a abajo.

parámetro, mientras que el valor de γ se diferencia en un 21 %, lo cual conduce a grandes errores en la ganancia debido al gran valor de γ para esta fibra. Hay que tener en cuenta que es relativamente fácil cometer errores de este orden en el parámetro γ , ya que pueden producirse por desplazamientos relativamente pequeños en los valores del factor de atenuación debido al valor tan elevado del parámetro β , es decir, a la gran pendiente de la línea recta.

Finalmente, añadir que, teniendo en cuenta cómo se propagan los errores a lo largo de una fibra dopada (figuras 3.17., 3.18. y 3.19. y tabla 3.1.), era de esperar que, en general, errores no demasiado elevados en los parámetros β y γ llevaran asociados errores de algunos decibelios en la ganancia.

	1	2	3	4	5	6
1	-5.7	-2.9	1.3	1.5	1.2	1.1
2	-7.0	-5.2	-0.4	-0.9	-0.7	-0.6
3	-7.0	-5.5	-0.8	-0.7	-1.3	0.0
4	-5.8	-4.4	-0.9	-0.7	-0.5	-0.1
5	-4.6	-3.8	-0.5	-0.9	-0.2	0.1
6	-3.4	-3.3	0.3	-0.9	-0.5	0.0
7	-2.1	-2.4	0.7	-0.3	-0.6	0.4
8	-0.2	-1.0	1.1	0.5	0.0	0.3
9	1.8	-0.6	1.9	0.6	0.4	0.5
10	3.7	0.5	2.4	0.2	0.3	0.6

Tabla 6.3. Diferencia (en decibelios) entre la ganancia calculada mediante la ecuación (4-71) y la determinada experimentalmente obtenida con la fibra C en 1536 nm. Para realizar los cálculos suponemos que el factor de atenuación para la potencia de bombeo lo hemos determinado con total precisión. En cada fila es constante la potencia de bombeo y la longitud de la fibra decrece de izquierda a derecha. En cada columna es constante la longitud de la fibra y la potencia de bombeo decrece de arriba a abajo.

6.3. Comparación teoría-experiencia: primeros resultados.

Una vez completada la caracterización experimental de las tres fibras consideradas, ya podemos proceder a realizar una primera comparación de las predicciones teóricas con los resultados experimentales, la cual va a tener dos utilidades: comprobar la validez del modelo teórico y permitirnos afinar los valores de los parámetros que hemos obtenido en la caracterización experimental. Para realizar esta comparación con el modelo basado en la distribución modal de potencia vamos a emplear el programa de cálculo descrito en el capítulo 2. Los valores de los parámetros para estos cálculos los hemos descrito conforme detallábamos la caracterización experimental. Únicamente, remarcar que calculamos los valores de la potencia de bombeo acoplada en la fibra a partir de los valores para el factor de transmisión de la unión entre fibra no dopada y fibra dopada, los cuales determinamos en las medidas del coeficiente de absorción para la potencia de bombeo.

Para evaluar el comportamiento en dicha comparación de los valores de la ganancia es suficiente analizarlo en una única longitud de onda, ya que, debido al procedimiento seguido para determinar los valores de β y de γ , es suficiente para conocer cómo se comportará en el resto. Elegimos estudiar dichos valores en aquella longitud de onda donde la amplificación es máxima, puesto que, en ella, los valores de la ganancia cubren un rango más amplio y son más sensibles a la variación de las condiciones de trabajo. En las tablas 6.4., 6.5. y 6.6. mostramos los resultados obtenidos para las fibras A (1534 nm), B (1539 nm) y C (1536 nm), respectivamente. En cada una de estas tablas aparecen, para las seis longitudes de fibra y los diez valores de la potencia de bombeo que consideramos en las medidas de amplificación, los valores de la ganancia (en decibelios) obtenidos experimentalmente y la diferencia entre los obtenidos teóricamente y éstos. Análogamente, procedemos de la misma forma con la potencia de fluorescencia copropagante, pero ahora analizamos los resultados en las dos longitudes de onda correspondientes a los picos que aparecen en los espectros de dicha potencia. De esta manera, podemos analizar cómo se comporta espectralmente la potencia de fluorescencia copropagante. Así, en las tablas 6.7. y 6.8. mostramos los resultados obtenidos con la fibra A en 1534 y 1548 nm, en las tablas 6.9. y 6.10. los obtenidos con la fibra B en 1539 y 1556 nm y en las tablas 6.11. y 6.12. los obtenidos con la fibra C en 1536 y 1553 nm.

	1	2	3	4	5	6
1	24.66	23.74	21.80	17.49	11.98	7.88
2	22.00	20.62	19.20	15.22	10.37	6.95
3	18.58	17.68	16.60	13.30	8.83	6.30
4	14.71	14.39	13.99	11.53	7.39	5.45
5	10.88	11.25	11.45	9.72	6.28	4.67
6	7.01	7.83	8.81	7.95	4.91	4.07
7	2.95	4.73	6.29	6.27	3.67	3.47
8	-1.32	1.69	3.79	4.16	2.45	2.85
9	-5.00	-1.68	1.29	2.31	1.25	2.18
10	-9.45	-5.25	-1.87	0.27	-0.22	1.39
1	-0.7	-1.7	-2.2	-1.8	-0.5	-0.9
2	-5.0	-4.6	-4.6	-3.1	-1.3	-1.4
3	-6.9	-6.1	-5.6	-3.8	-1.5	-1.6
4	-7.8	-6.7	-6.1	-4.2	-1.4	-1.5
5	-9.4	-7.8	-6.9	-4.7	-1.8	-1.5
6	-11.1	-8.8	-7.6	-5.2	-1.9	-1.7
7	-12.5	-10.0	-8.4	-5.7	-2.0	-1.8
8	-14.1	-11.5	-9.4	-5.9	-2.2	-2.0
9	-16.4	-12.9	-10.6	-6.5	-2.6	-2.1
10	-19.1	-15.0	-11.8	-7.4	-2.9	-2.2

Tabla 6.4. Valores de la ganancia (en decibelios) obtenidos experimentalmente con la fibra A en 1534 nm (parte superior) y diferencias entre los obtenidos teóricamente y éstos (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos experimentalmente para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

	1	2	3	4	5	6
1	18.03	22.99	23.50	22.64	19.59	11.34
2	12.96	20.55	20.95	20.53	17.46	10.53
3	7.89	17.93	18.54	17.88	15.79	9.41
4	3.25	15.00	16.22	16.09	13.91	8.64
5	-0.81	12.53	13.90	13.83	12.33	8.04
6	-4.57	9.90	11.64	11.99	11.02	7.27
7	-8.82	7.09	9.29	10.21	9.43	6.57
8	-12.51	4.17	6.72	8.12	8.00	5.95
9	-15.73	2.04	4.98	6.02	6.68	5.36
10	-19.64	-1.07	2.54	4.27	5.12	4.60
1	15.3	10.8	10.4	11.3	14.1	18.9
2	19.0	12.0	11.8	12.3	15.2	18.6
3	23.1	13.7	13.4	14.1	16.0	18.9
4	27.0	16.0	15.0	15.3	17.3	19.0
5	30.4	17.9	16.9	17.1	18.4	19.2
6	33.5	19.9	18.6	18.4	19.2	19.4
7	37.0	22.1	20.3	19.6	20.3	19.5
8	39.9	24.4	22.3	21.1	21.2	19.6
9	42.5	26.0	23.5	22.8	22.1	19.7
10	45.7	28.6	25.5	24.1	23.2	20.0

Tabla 6.5. Valores de la ganancia (en decibelios) obtenidos experimentalmente con la fibra B en 1539 nm (parte superior) y diferencias entre los obtenidos teóricamente y éstos (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos experimentalmente para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

	1	2	3	4	5	6
1	27.75	28.07	28.21	26.66	24.29	19.11
2	23.31	24.95	24.80	23.49	21.57	17.30
3	19.30	21.77	22.05	20.12	18.70	14.81
4	15.07	18.55	19.14	17.58	16.35	13.10
5	10.55	15.25	15.97	15.01	14.26	11.87
6	6.02	11.65	13.00	12.32	12.41	10.57
7	1.34	8.01	10.22	9.98	10.80	9.17
8	-3.26	4.44	6.93	7.80	8.69	7.68
9	-7.65	1.36	4.17	5.53	7.04	6.66
10	-12.32	-2.92	1.49	2.99	5.32	5.63
1	4.9	4.6	3.9	3.9	3.6	4.0
2	3.4	2.2	2.0	2.1	1.7	2.1
3	2.1	0.7	0.5	1.6	1.2	2.0
4	1.4	-0.1	-0.1	1.2	1.1	1.8
5	0.3	-1.3	-0.6	0.7	0.8	1.3
6	-1.1	-2.3	-1.3	0.6	0.4	0.9
7	-2.5	-3.3	-2.2	0.1	-0.1	0.8
8	-4.3	-4.6	-2.7	-0.6	-0.2	0.8
9	-6.2	-6.4	-3.8	-1.2	-0.6	0.4
10	-8.5	-7.7	-5.5	-1.9	-1.3	-0.3

Tabla 6.6. Valores de la ganancia (en decibelios) obtenidos experimentalmente con la fibra C en 1536 nm (parte superior) y diferencias entre los obtenidos teóricamente y éstos (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos experimentalmente para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

	1	2	3	4	5	6
1	-22.78	-27.22	-30.82	-38.49	-45.44	-51.03
2	-28.99	-32.21	-34.63	-40.79	-47.13	-51.69
3	-34.57	-37.13	-38.18	-43.19	-48.42	-52.33
4	-39.52	-41.40	-41.34	-45.14	-49.57	-52.95
5	-43.84	-44.74	-44.11	-46.97	-50.72	-53.58
6	-48.07	-47.76	-46.64	-48.63	-51.95	-54.14
7	-51.69	-50.49	-48.91	-50.28	-52.83	-54.75
8	-54.75	-53.07	-51.09	-51.68	-53.74	-55.43
9	-57.12	-55.15	-52.91	-53.01	-54.75	-55.94
10	-58.94	-57.79	-55.31	-54.59	-55.90	-56.37
1	7.2	9.5	10.6	14.2	16.6	17.0
2	7.1	9.2	10.1	13.5	16.4	16.6
3	8.1	10.4	10.7	13.8	16.4	16.6
4	9.0	11.5	11.3	14.1	16.5	16.6
5	9.3	11.5	11.6	14.2	16.6	16.7
6	9.8	11.5	11.7	14.2	16.8	16.7
7	10.4	11.6	11.8	14.4	16.7	16.8
8	10.9	11.7	11.9	14.3	16.6	16.9
9	11.1	11.7	11.8	14.1	16.7	16.9
10	11.1	12.2	12.1	14.1	16.7	16.7

Tabla 6.7. Valores de la potencia de fluorescencia copropagante (en dBm / nm) obtenidos experimentalmente con la fibra A en 1534 nm (parte superior) y diferencias (en decibelios) entre los obtenidos teóricamente y éstos (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos experimentalmente para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

	1	2	3	4	5	6
1	-29.89	-33.70	-36.43	-43.01	-48.58	-53.11
2	-33.70	-36.79	-38.75	-44.37	-49.65	-53.55
3	-37.14	-39.85	-40.94	-45.83	-50.49	-53.99
4	-40.26	-42.56	-42.94	-47.07	-51.31	-54.46
5	-43.17	-44.73	-44.79	-48.29	-52.04	-54.94
6	-46.16	-46.72	-46.47	-49.43	-52.91	-55.30
7	-48.81	-48.68	-48.10	-50.58	-53.57	-55.68
8	-51.12	-50.58	-49.67	-51.57	-54.22	-56.27
9	-52.81	-52.17	-51.11	-52.52	-54.85	-56.47
10	-55.21	-54.50	-52.60	-53.64	-55.86	-56.95
1	10.4	12.1	12.4	15.3	16.9	16.7
2	10.2	11.8	12.0	14.8	16.7	16.4
3	10.6	12.4	12.3	14.9	16.6	16.4
4	11.1	13.0	12.6	15.0	16.8	16.4
5	11.1	12.9	12.7	15.0	16.8	16.5
6	11.3	12.7	12.7	15.1	16.9	16.5
7	11.3	12.6	12.7	15.1	16.9	16.5
8	11.0	12.4	12.6	15.0	16.9	16.7
9	10.2	11.9	12.4	14.8	16.8	16.5
10	10.1	11.9	12.0	14.6	16.9	16.5

Tabla 6.8. Valores de la potencia de fluorescencia copropagante (en dBm / nm) obtenidos experimentalmente con la fibra A en 1548 nm (parte superior) y diferencias (en decibelios) entre los obtenidos teóricamente y éstos (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos experimentalmente para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

	1	2	3	4	5	6
1	-28.75	-23.89	-23.89	-25.26	-30.94	-43.81
2	-35.93	-28.26	-27.91	-29.12	-34.14	-44.79
3	-42.35	-32.48	-31.46	-32.05	-36.74	-45.77
4	-47.52	-36.25	-34.63	-35.03	-38.70	-46.47
5	-51.61	-39.70	-38.00	-37.84	-40.37	-47.07
6	-54.69	-42.73	-40.36	-40.31	-42.20	-47.69
7	-57.08	-45.69	-43.12	-42.26	-43.72	-48.16
8	-58.81	-48.42	-45.66	-44.10	-45.00	-48.79
9	-60.08	-50.75	-47.31	-46.06	-46.22	-49.27
10	-61.19	-52.68	-49.60	-47.79	-47.53	-49.83
1	28.3	23.5	23.4	24.5	29.1	36.1
2	34.0	26.5	26.1	27.1	31.1	35.9
3	39.3	29.7	28.7	29.1	32.8	36.0
4	43.6	32.7	31.1	31.3	34.1	36.0
5	46.9	35.6	33.9	33.6	35.3	36.0
6	49.2	37.9	35.6	35.4	36.5	36.0
7	50.6	40.0	37.6	36.7	37.4	35.8
8	51.5	42.0	39.5	37.9	38.1	35.9
9	52.0	43.8	40.6	39.4	38.8	35.9
10	52.3	45.0	42.3	40.6	39.7	36.0

Tabla 6.9. Valores de la potencia de fluorescencia copropagante (en dBm / nm) obtenidos experimentalmente con la fibra B en 1539 nm (parte superior) y diferencias (en decibelios) entre los obtenidos teóricamente y éstos (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos experimentalmente para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

	1	2	3	4	5	6
1	-31.52	-32.13	-33.38	-36.09	-40.63	-49.57
2	-35.01	-34.06	-35.03	-37.54	-41.84	-49.98
3	-38.48	-35.86	-36.39	-38.41	-42.74	-50.44
4	-40.54	-37.49	-37.83	-39.66	-43.48	-50.74
5	-42.84	-39.01	-39.27	-40.87	-44.19	-51.03
6	-44.81	-40.39	-40.23	-41.89	-44.99	-51.35
7	-46.27	-41.78	-41.62	-42.63	-45.65	-51.53
8	-47.64	-43.14	-42.80	-43.51	-46.22	-51.83
9	-49.15	-44.36	-43.54	-44.51	-46.77	-52.05
10	-50.67	-45.48	-44.80	-45.36	-47.45	-52.30
1	21.2	20.0	20.0	21.5	23.5	26.1
2	24.0	21.3	21.0	22.3	24.2	25.9
3	26.9	22.6	22.0	22.8	24.7	26.0
4	28.6	23.9	23.1	23.7	25.2	26.0
5	30.6	25.1	24.2	24.7	25.6	26.1
6	32.2	26.2	24.9	25.4	26.2	26.1
7	33.2	27.2	26.0	25.9	26.6	26.0
8	34.2	28.3	26.9	26.5	26.9	26.1
9	35.3	29.2	27.3	27.2	27.2	26.1
10	36.5	30.0	28.3	27.8	27.7	26.1

Tabla 6.10. Valores de la potencia de fluorescencia copropagante (en dBm / nm) obtenidos experimentalmente con la fibra B en 1556 nm (parte superior) y diferencias (en decibelios) entre los obtenidos teóricamente y éstos (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos experimentalmente para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

	1	2	3	4	5	6
1	-17.27	-17.27	-17.89	-21.80	-27.16	-35.11
2	-24.05	-23.21	-23.50	-27.64	-32.03	-37.93
3	-30.56	-28.45	-28.74	-32.69	-36.25	-40.65
4	-36.61	-33.85	-33.70	-36.74	-39.02	-42.62
5	-43.18	-38.61	-38.02	-40.32	-41.57	-44.28
6	-48.47	-42.95	-41.41	-42.85	-43.96	-45.65
7	-53.23	-47.39	-45.06	-45.63	-45.81	-46.79
8	-56.92	-50.69	-48.40	-48.06	-47.29	-48.05
9	-58.01	-53.91	-50.56	-49.91	-48.88	-49.19
10	-65.29	-56.75	-53.13	-51.69	-50.54	-50.29
1	11.0	10.7	10.4	12.2	14.3	17.1
2	11.6	10.9	10.6	13.1	14.8	16.6
3	12.6	11.5	11.7	14.5	16.0	17.0
4	13.9	12.9	13.3	15.8	16.5	17.4
5	15.1	13.4	14.1	16.6	16.9	17.5
6	15.1	13.6	14.2	16.6	17.4	17.5
7	15.0	14.1	14.7	17.0	17.5	17.5
8	14.5	13.6	14.9	17.1	17.2	17.5
9	12.6	13.5	14.2	16.7	17.1	17.5
10	17.1	13.3	13.7	16.0	16.9	17.4

Tabla 6.11. Valores de la potencia de fluorescencia copropagante (en dBm / nm) obtenidos experimentalmente con la fibra C en 1536 nm (parte superior) y diferencias (en decibelios) entre los obtenidos teóricamente y éstos (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos experimentalmente para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

	1	2	3	4	5	6
1	-24.33	-26.03	-27.86	-32.41	-36.73	-42.42
2	-28.49	-29.48	-31.00	-35.46	-39.27	-43.78
3	-32.33	-32.63	-34.11	-38.02	-41.35	-45.21
4	-36.13	-35.84	-36.96	-40.35	-42.78	-46.31
5	-40.04	-38.57	-39.33	-42.27	-44.28	-47.17
6	-43.29	-41.15	-41.26	-43.73	-45.65	-47.96
7	-46.52	-43.98	-43.54	-45.42	-46.74	-48.66
8	-49.35	-46.13	-45.66	-46.96	-47.61	-49.45
9	-51.43	-48.20	-47.06	-48.00	-48.64	-50.18
10	-54.40	-50.44	-48.62	-49.22	-49.71	-50.84
1	12.2	12.6	12.9	15.1	16.4	17.9
2	12.7	12.7	12.9	15.3	16.4	17.3
3	13.4	13.1	13.6	15.7	16.7	17.4
4	14.3	14.0	14.4	16.4	16.9	17.5
5	15.0	14.2	14.8	16.7	17.1	17.5
6	15.0	14.3	14.7	16.6	17.3	17.5
7	15.0	14.6	15.1	16.9	17.3	17.5
8	14.5	14.2	15.2	17.0	17.1	17.5
9	13.5	13.8	14.6	16.6	17.1	17.5
10	12.9	13.3	14.0	16.2	17.0	17.4

Tabla 6.12. Valores de la potencia de fluorescencia copropagante (en dBm / nm) obtenidos experimentalmente con la fibra C en 1553 nm (parte superior) y diferencias (en decibelios) entre los obtenidos teóricamente y éstos (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos experimentalmente para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

Si comparamos los valores de estas tablas con los que aparecen en las tablas 6.1., 6.2. y 6.3., los resultados obtenidos, sobre todo para la potencia de fluorescencia, son decepcionantes, aunque, desde luego, no son totalmente inesperados. En su determinación, ya advertíamos que los valores del coeficiente de emisión estimulada para la potencia de bombeo no eran fiables debido a las suposiciones que tenemos que hacer sobre los perfiles de índice y de concentración de erbio y los valores de algunos parámetros que nos proporciona el fabricante. Analizando más detenidamente estos resultados podemos apreciar ciertas pautas generales de comportamiento. Así, considerando los resultados obtenidos para ganancia, el valor absoluto de estas diferencias crece conforme disminuye la potencia de bombeo acoplada o aumenta la longitud de la muestra de fibra. Esta tendencia con la potencia de bombeo es debida a que, conforme ésta crece, el valor de la población del estado excitado es menos sensible a las variaciones de los valores de las potencias y de los parámetros de la fibra. Si tenemos en cuenta las ecuaciones de evolución de las potencias es lógico que, conforme aumenta la longitud de la fibra, las diferencias se amplíen. Estas tendencias no se ven de forma tan clara en la fibra C, puesto que, como ya vimos en los ajustes realizados para determinar los parámetros β y γ , influye el abandono de la dependencia lineal conforme aumenta la ganancia y, por tanto, la potencia de bombeo acoplada. Análogamente, si analizamos los resultados obtenidos para la potencia de fluorescencia copropagante, lo primero que nos llama la atención es que las diferencias calculadas para la fibra B son enormes y que las diferencias para las tres fibras son siempre positivas, es decir, las predicciones teóricas de la potencia de fluorescencia son siempre mayores que los valores determinados experimentalmente. En la fibra B observamos la misma tendencia que cuando analizamos los resultados de ganancia, es decir, las diferencias crecen conforme disminuye la potencia de bombeo acoplada o aumenta la longitud de la muestra de fibra. Además, dichas diferencias son completamente diferentes en las dos longitudes de onda consideradas. Sin embargo, el comportamiento de las fibras A y C es diferente. En primer lugar vamos a considerar la mayor de las dos longitudes de onda estudiadas. Si tenemos en cuenta la magnitud de los errores experimentales, las diferencias son independientes de la potencia de bombeo acoplada y disminuyen conforme aumenta la longitud de la muestra de fibra. En la menor de las longitudes de onda estudiadas se mantiene esta dependencia con la longitud y, para las potencias de bombeo bajas, las diferencias son las mismas, lo cual indica que el perfil del espectro de

fluorescencia calculado teóricamente coincide con el determinado experimentalmente. Pero, conforme aumenta la potencia de bombeo, estas diferencias disminuyen y, por tanto, el perfil teórico se aleja del experimental.

Finalmente, debemos concluir que, por tanto, tenemos que analizar cómo se modifica la comparación teoría-experiencia cuando variamos el valor de aquellos parámetros cuya determinación precisa es más difícil, es decir, coeficiente de emisión estimulada, concentración de erbio, apertura numérica y radio del núcleo de la fibra. Así, determinaremos los valores de los parámetros más adecuados para justificar los valores experimentales obtenidos.

6.4. Comparación teoría-experiencia: ajuste de parámetros.

Para mejorar la comparación teoría-experiencia comenzamos variando los valores de los parámetros proporcionados por el fabricante, es decir, concentración de erbio, apertura numérica y radio de la fibra, así como la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y del revestimiento. Aunque podemos variar libremente los valores de dichos parámetros, hay que tener en cuenta que debemos mantener constantes los valores de los parámetros β , γ , y $\gamma_{p,0}$ (v_p), ya que los hemos determinado experimentalmente. Sin embargo, el valor del parámetro $\gamma_{e,0}$ (v_p) variará, pero siempre de forma compatible con las ecuaciones (5-7 a 5-9). El único parámetro que nos proporcionó variaciones de los valores calculados según el modelo que presentasen cierto interés fue la concentración de erbio y, además, hay que tener en cuenta que este parámetro es mucho más difícil de determinar que los demás y que su valor admite un rango de variación mayor. No obstante, modificar únicamente la concentración de erbio nos proporcionó resultados que no consideramos aceptables. Por ello, completamos el estudio ampliando a dos el número de parámetros empleados para ajustar los resultados experimentales con el modelo teórico. Como segundo parámetro de ajuste, decidimos utilizar el coeficiente de emisión para la potencia de bombeo. En adelante, nos referiremos sólo a las fibras A y C, ya que para la fibra B no conseguimos de ninguna forma mejorar de manera significativa los resultados obtenidos anteriormente. Una vez elegidos los dos parámetros de ajuste, necesitamos encontrar una forma de evaluar la calidad del ajuste, ya que, en principio, podemos hacerlo de muchas maneras. Una forma adecuada para realizar el ajuste consiste en estudiar para qué valores de los dos parámetros considerados, es menor la diferencia entre la ganancia

calculada teóricamente y la ganancia determinada experimentalmente para la longitud de onda de máxima ganancia, en unas condiciones de trabajo de baja potencia de bombeo y en las que esperamos una influencia pequeña de los errores experimentales. En los diferentes tipos de ajuste realizados siempre encontramos que podemos ajustar los valores de ganancia o los valores de la potencia de fluorescencia copropagante, pero nunca podemos ajustarlos simultáneamente. Este hecho nos hace pensar sobre la validez del modelo teórico, pero este tema lo trataremos más adelante. Utilizamos los valores de ganancia porque es la magnitud a partir de la cual hemos deducido los valores de algunos parámetros de la fibra dopada. Así, los valores de la potencia de fluorescencia copropagante, junto con los de ganancia, sirven para comprobar la validez del modelo teórico empleado. Así mismo, elegimos unas condiciones de trabajo de baja potencia de bombeo, porque entonces es mucho menor la influencia de las potencias de fluorescencia sobre los resultados teóricos que obtengamos para la ganancia. Así, elegimos los resultados obtenidos para la longitud de onda de máxima ganancia con el menor bombeo de los diez considerados para muestras de longitud 17.56 y 27.86 m de las fibras A y C, respectivamente. En la fibra A variamos el coeficiente de emisión para la potencia de bombeo entre 0.03 y 0.30 m⁻¹ y la concentración de erbio entre 1.0 × 10²⁴ y 2.8 × 10²⁴ m⁻³. En la fibra C variamos el coeficiente de emisión para la potencia de bombeo entre 0.02 y 0.20 m⁻¹ y la concentración de erbio entre 2.4 × 10²⁴ y 4.2 × 10²⁴ m⁻³. En ambas fibras obtenemos que, en las condiciones de trabajo consideradas, la ganancia resulta ajustada cuando los dos parámetros verifican la relación lineal dada por

$$\gamma_{e,0} = -\gamma_{aj} + m_{aj} \bar{N}_T, \quad (6-1)$$

siendo $\gamma_{aj} = 0.2870 \text{ m}^{-1}$ y $m_{aj} = 0.3305 \times 10^{-24} \text{ m}^2$ para la fibra A y $\gamma_{aj} = 0.2003 \text{ m}^{-1}$ y $m_{aj} = 0.1013 \times 10^{-24} \text{ m}^2$ para la fibra C. Considerando las ecuaciones (5-6 a 5-9) deducimos que

$$\gamma_{e,0} = -\gamma_{p,0} + m \bar{N}_T, \quad (6-2)$$

lo cual indica que el comportamiento lineal obtenido en los ajustes de los resultados experimentales de ganancia es compatible con las deducciones teóricas. A partir de los valores determinados experimentalmente de los coeficientes de absorción y emisión para la potencia de bombeo obtenemos que

$\gamma_{p,0} = 0.2850 \text{ m}^{-1}$ y $m = 0.2383 \times 10^{-24} \text{ m}^2$ para la fibra A y $\gamma_{p,0} = 0.2002 \text{ m}^{-1}$ y $m = 0.09226 \times 10^{-24} \text{ m}^2$ para la fibra C. Así pues, el valor del coeficiente de absorción para la potencia de bombeo determinado a partir del ajuste lleva asociado un error relativo inferior al 0.1 % en ambas fibras. Sin embargo, el valor de la pendiente m lleva asociado un error relativo bastante mayor, sobre todo, en la fibra A. En principio, podemos justificar estos errores considerando que sus causas son de carácter experimental. No obstante, hay que tener en cuenta que siempre suponemos que, tanto el perfil de índice como el de concentración, son del tipo salto. Si conociésemos la forma exacta de estos perfiles, obtendríamos un valor para la pendiente m que, en general, no coincidiría con ninguno de los valores expuestos, pero quizá habría una coincidencia mucho mayor entre los valores determinados a partir de los ajustes de la ganancia y los determinados a partir de las medidas experimentales. Sin embargo, hay que recordar que, actualmente, el perfil de la concentración de erbio no puede determinarse con la suficiente precisión. También podríamos desconfiar del modelo teórico en sí mismo, pero creemos que éste es un motivo poco probable, porque los valores de la ganancia calculados teóricamente coinciden con los determinados experimentalmente y nos encontramos en una situación en la que la influencia de las potencias de fluorescencia sobre las poblaciones es despreciable.

Una vez determinada la relación entre los dos parámetros de ajuste (ecuación (6-1)) debemos decidir qué valores de los parámetros elegimos dentro de esta recta. Para ello, con valores de los dos parámetros dentro de dicha recta y manteniendo constante la longitud de la muestra de fibra, calculamos teóricamente la ganancia y la potencia de fluorescencia copropagante que obtendríamos para el mayor de los bombeos utilizados y los comparamos con los valores experimentales. A lo largo de esta recta, no obtenemos variaciones significativas ni en los valores de la ganancia ni en los de la potencia de fluorescencia por lo que no hay ningún punto que presente ventajas sobre el resto. Además, conforme mejoran los valores de la ganancia, empeoran los de la potencia de fluorescencia. Debido a ello, realizamos ajustes de ganancia y potencia de fluorescencia para casos de potencia de bombeo alta obteniendo siempre los mismos resultados: ambas magnitudes se ajustan muy bien a lo largo de líneas rectas, pero nunca podemos ajustarlas simultáneamente. Además, las rectas de ajuste obtenidas para potencia de bombeo alta no coinciden con las obtenidas para potencia de bombeo baja y,

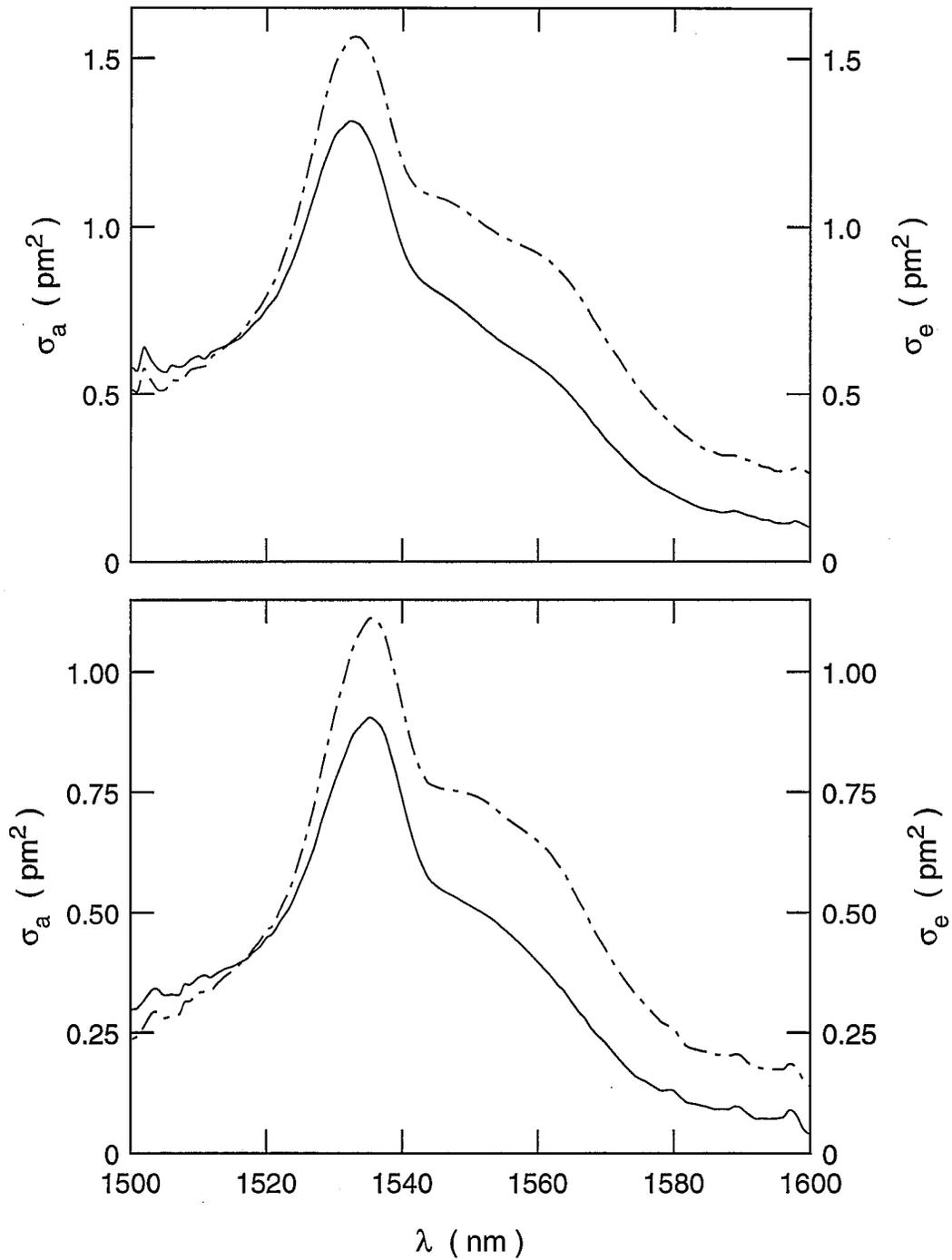


Figura 6.10. Valores obtenidos, en función de la longitud de onda de la transición láser, para los coeficientes de absorción (línea continua) y emisión estimulada (línea discontinua) para las fibras A (gráfica superior) y C (gráfica inferior).

tomando las rectas de dos en dos, a los puntos de corte siempre les corresponden valores de los parámetros que carecen de sentido físico. Finalmente, decidimos elegir el punto de la recta que corresponde al valor determinado anteriormente para el coeficiente de emisión para la potencia de bombeo. Así pues, los valores de los parámetros de ajuste son los siguientes: $\gamma_{e,0} = 0.19 \text{ m}^{-1}$ y $\bar{N}_T = 1.44 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ para la fibra A y $\gamma_{e,0} = 0.11 \text{ m}^{-1}$ y $\bar{N}_T = 3.06 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ para la fibra C. En la figura 6.10. mostramos las secciones eficaces de absorción y emisión estimulada obtenidas en ambas fibras. Los valores de las secciones eficaces de absorción y emisión estimulada en 1480 nm son los siguientes: $2.3 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ y $1.5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ para la fibra A y $1.4 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ y $0.78 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ para la fibra C.

Finalmente, con los nuevos valores de los parámetros calculamos los errores entre los valores teóricos y experimentales obtenidos para la ganancia y la potencia de fluorescencia copropagante. En las tablas 6.13., 6.14. y 6.15. y en las figuras 6.11., 6.12., 6.13. y 6.14. representamos los resultados obtenidos. En la tabla 6.13. mostramos la diferencia en decibelios entre la ganancia calculada teóricamente y la determinada experimentalmente para las fibras A y C en las longitudes de onda de 1534 y 1536 nm, respectivamente. Si comparamos estos resultados con los que aparecen en las tablas 6.1., 6.3., 6.4. y 6.6. podemos considerar que, tras el ajuste, hay un acuerdo aceptable entre teoría y experiencia, siempre y cuando tengamos presente que los errores en los parámetros influyen fuertemente sobre la ganancia calculada y que, en la fibra C, la desviación de la ganancia del comportamiento lineal cuando determinamos los parámetros β y γ es muy acusada. En la tabla 6.14. mostramos la diferencia en decibelios entre la potencia de fluorescencia copropagante calculada teóricamente y la determinada experimentalmente para las fibras A y C en las longitudes de onda de 1534 nm y 1536 nm, respectivamente. Análogamente, en la tabla 6.15. mostramos dichas diferencias en las longitudes de onda de 1548 y 1553 nm. Si comparamos estos resultados con los mostrados en las tablas 6.7., 6.8., 6.11. y 6.12. podemos apreciar claramente que, después de ajustar los valores de ganancia, hemos empeorado los resultados obtenidos para la potencia de fluorescencia copropagante. En la figura 6.11. representamos los resultados teóricos y experimentales de la ganancia en función de la longitud de onda de la señal obtenidos con la fibra A para muestras de longitud 17.56 y 4.34 m con valores de la potencia de bombeo acoplada de 13.8, 9.8 y 7.4 dBm. En la figura 6.12. representamos los resultados teóricos y experimentales de la ganancia en función de la longitud de onda de la

	1	2	3	4	5	6
1	2.1	1.0	0.3	0.2	0.9	-0.2
2	0.2	0.0	-0.7	-0.2	0.7	-0.3
3	0.2	-0.1	-0.6	-0.2	0.9	-0.3
4	1.0	0.6	-0.1	0.0	1.3	0.0
5	1.4	0.9	0.0	0.1	1.3	0.1
6	1.6	1.3	0.3	0.2	1.6	0.1
7	2.0	1.4	0.4	0.3	1.8	0.2
8	2.1	1.2	0.4	0.6	1.9	0.2
9	1.2	1.0	0.1	0.6	1.9	0.2
10	0.1	0.2	-0.2	0.3	1.9	0.3
1	5.4	5.1	4.4	4.5	4.2	4.6
2	4.6	3.3	3.1	3.2	2.8	3.0
3	4.3	2.7	2.3	3.3	2.7	3.2
4	4.9	2.7	2.4	3.3	2.9	3.2
5	5.1	2.5	2.6	3.3	2.9	2.8
6	5.1	2.5	2.5	3.6	2.8	2.7
7	5.0	2.4	2.3	3.6	2.5	2.7
8	4.3	1.9	2.4	3.3	2.7	2.9
9	3.2	0.8	1.9	3.0	2.5	2.5
10	1.4	0.1	0.6	2.7	2.0	2.1

Tabla 6.13. Diferencias (en decibelios) entre los valores teóricos y experimentales de la ganancia obtenidos con la fibra A en 1534 nm (parte superior) y con la fibra C en 1536 nm (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

	1	2	3	4	5	6
1	9.9	12.1	12.8	15.8	17.7	17.6
2	11.8	13.3	13.5	15.9	18.0	17.5
3	14.3	15.6	14.8	16.7	18.3	17.6
4	16.5	17.5	16.1	17.4	18.6	17.8
5	17.8	18.4	17.0	17.9	18.9	17.9
6	19.0	19.0	17.6	18.2	19.3	18.0
7	19.7	19.4	18.0	18.6	19.4	18.2
8	19.7	19.5	18.2	18.7	19.5	18.5
9	19.1	19.1	18.1	18.7	19.6	18.5
10	17.8	19.0	18.3	18.7	19.8	18.4
1	11.6	11.3	11.0	12.9	14.9	17.6
2	12.9	12.2	11.8	14.3	15.9	17.4
3	15.0	13.5	13.5	16.1	17.4	18.1
4	17.3	15.7	15.7	17.8	18.1	18.6
5	19.7	17.1	17.1	19.0	18.8	18.9
6	20.7	18.0	17.7	19.3	19.5	19.0
7	21.1	19.0	18.6	20.0	19.7	19.0
8	20.4	18.8	19.1	20.3	19.6	19.2
9	17.5	18.6	18.5	20.0	19.6	19.2
10	21.1	17.8	18.0	19.5	19.5	19.1

Tabla 6.14. Diferencias (en decibelios) entre los valores teóricos y experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante obtenidos con la fibra A en 1534 nm (parte superior) y con la fibra C en 1536 nm (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

	1	2	3	4	5	6
1	12.2	13.7	13.9	16.4	17.6	17.1
2	13.3	14.4	14.2	16.3	17.7	17.0
3	14.7	15.8	15.0	16.8	17.9	17.0
4	16.1	17.1	15.8	17.2	18.2	17.2
5	17.0	17.6	16.4	17.5	18.3	17.4
6	18.0	18.0	16.8	17.8	18.6	17.4
7	18.6	18.4	17.2	18.1	18.8	17.5
8	18.8	18.5	17.4	18.2	18.9	17.8
9	18.1	18.3	17.5	18.2	18.9	17.6
10	17.8	18.5	17.3	18.2	19.2	17.7
1	12.5	12.9	13.2	15.5	16.8	18.2
2	13.5	13.4	13.6	15.9	17.0	17.8
3	14.7	14.3	14.6	16.6	17.5	18.0
4	16.3	15.6	15.8	17.6	17.8	18.2
5	17.8	16.3	16.5	18.1	18.2	18.3
6	18.4	16.9	16.8	18.2	18.5	18.4
7	19.0	17.7	17.4	18.7	18.7	18.4
8	18.9	17.6	17.8	18.9	18.6	18.5
9	18.1	17.5	17.5	18.7	18.6	18.6
10	17.8	17.2	17.1	18.4	18.6	18.5

Tabla 6.15. Diferencias (en decibelios) entre los valores teóricos y experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante obtenidos con la fibra A en 1548 nm (parte superior) y con la fibra C en 1553 nm (parte inferior). Los valores teóricos los calculamos con el modelo basado en la distribución modal de la potencia a partir de los valores obtenidos para los parámetros. La numeración de filas y columnas es la misma que hemos utilizado hasta ahora.

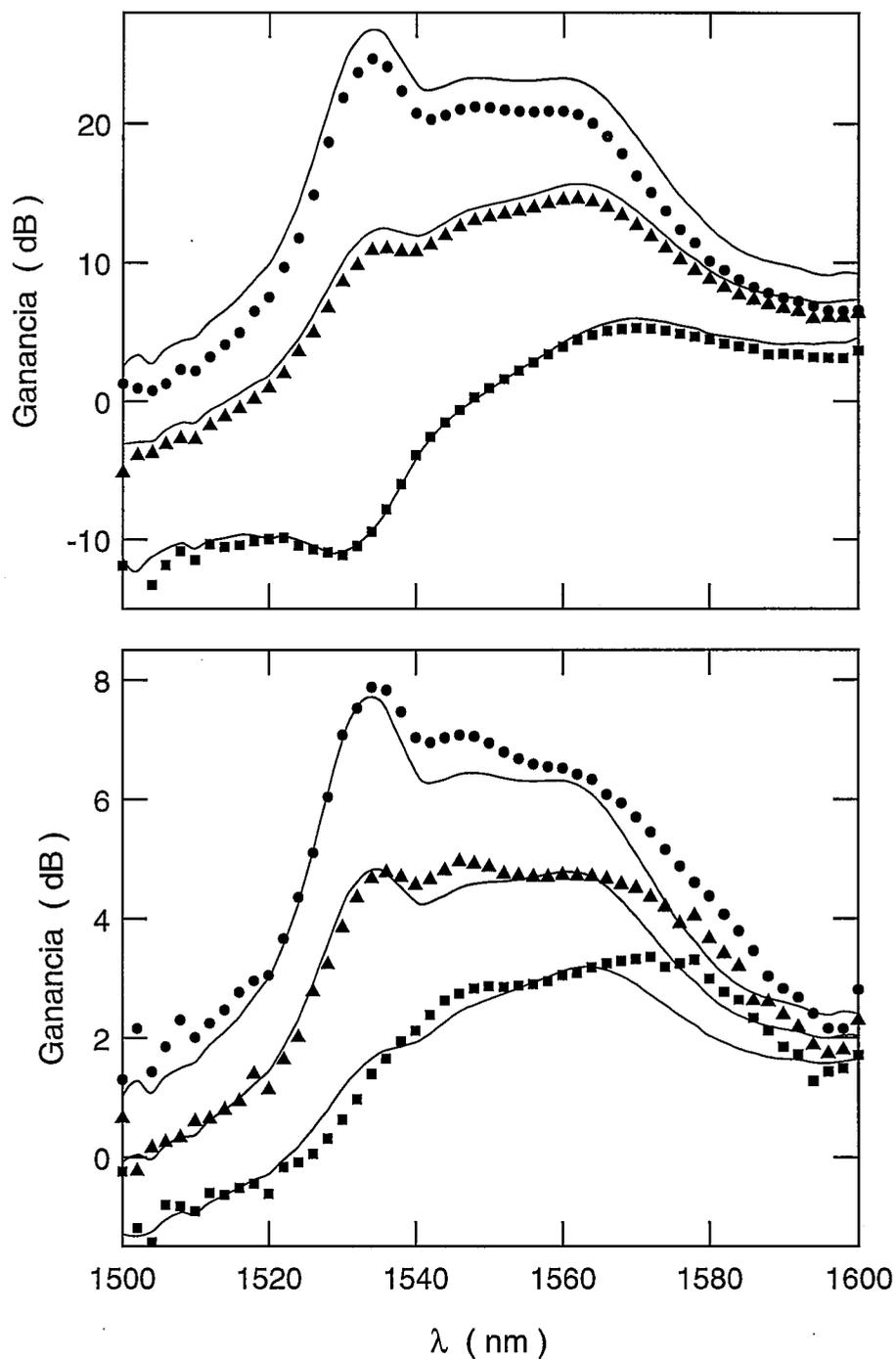


Figura 6.11. Resultados teóricos (línea continua) y experimentales de la ganancia en función de la longitud de onda de la señal obtenidos con muestras de la fibra A de longitud 17.56 (parte superior) y 4.34 m (parte inferior). En ambos casos, los valores de la potencia de bombeo acoplada son: 13.8 (círculos), 9.8 (triángulos) y 7.4 dBm (cuadrados).

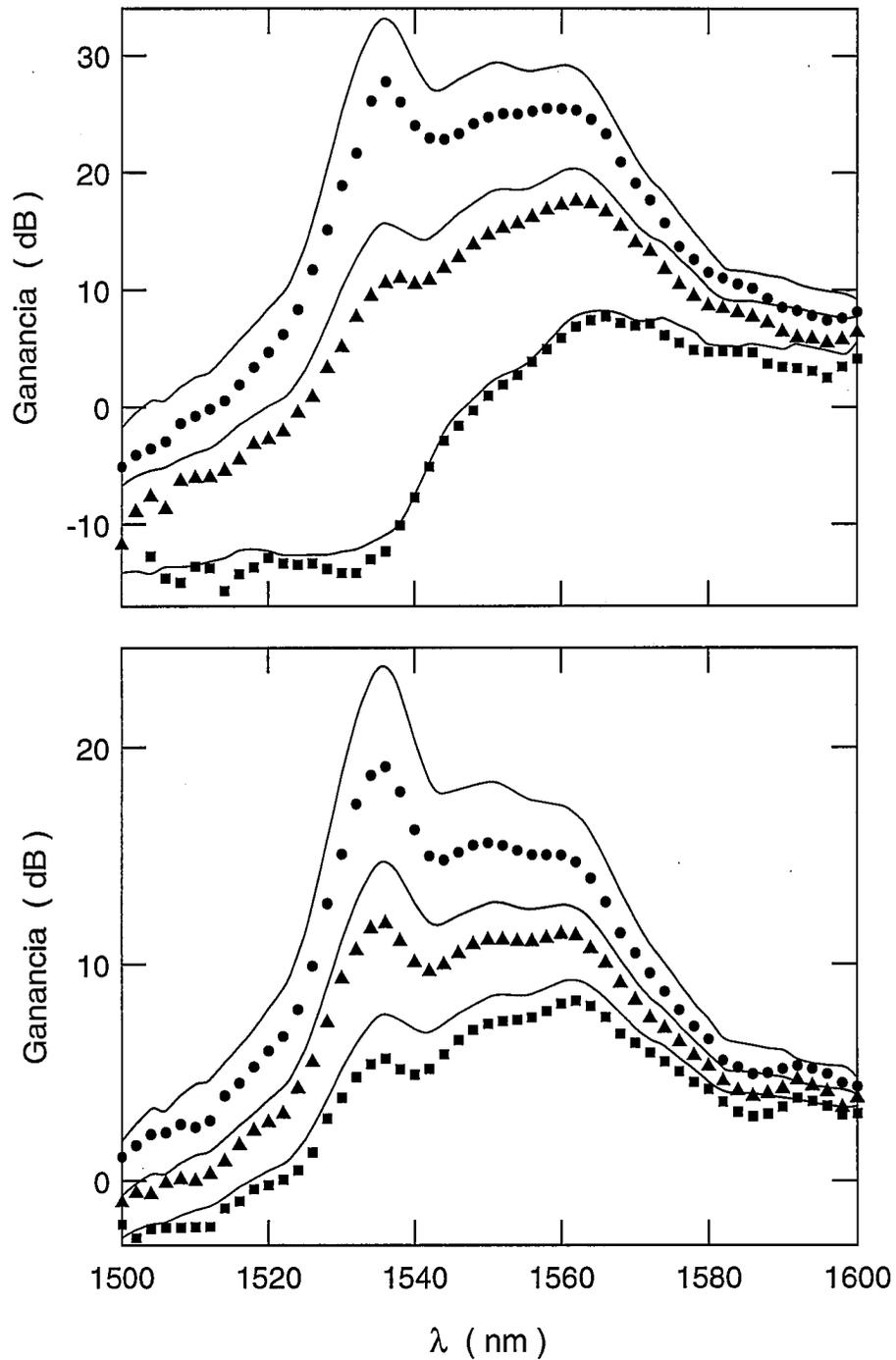


Figura 6.12. Resultados teóricos (línea continua) y experimentales de la ganancia en función de la longitud de onda de la señal obtenidos con muestras de la fibra C de longitud 31.57 (parte superior) y 13.62 m (parte inferior). En ambos casos, los valores de la potencia de bombeo acoplada son: 14.0 (círculos), 9.9 (triángulos) y 8.1 dBm (cuadrados).

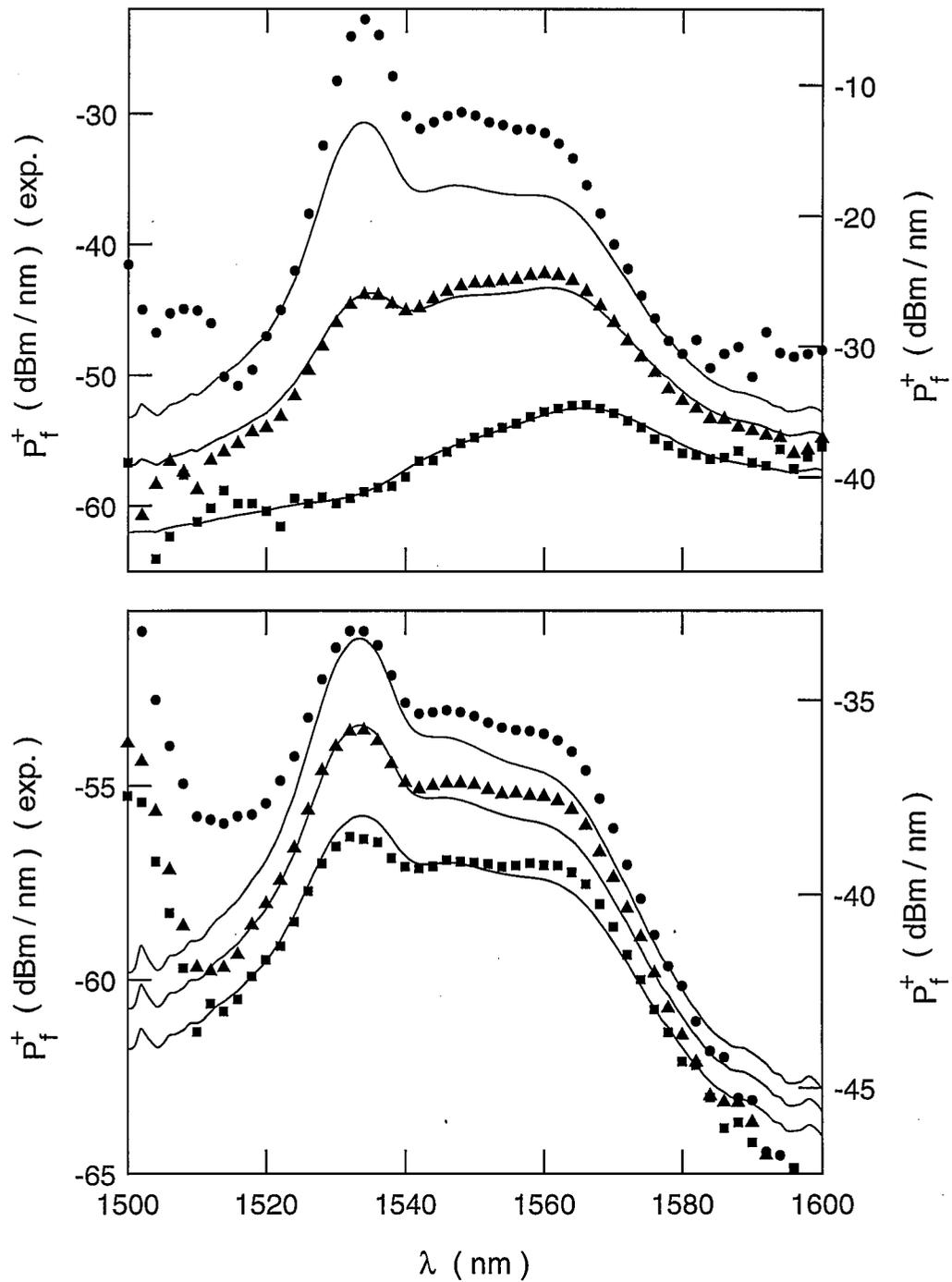


Figura 6.13. Resultados teóricos (línea continua) y experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante en función de la longitud de onda obtenidos con muestras de la fibra A de longitud 17.67 (parte superior) y 4.45 m (parte inferior). En ambos casos, los valores de la potencia de bombeo acoplada son: 13.8 (círculos), 9.8 (triángulos) y 7.4 dBm (cuadrados). Para permitir la comparación, los valores teóricos están desplazados -17.8 dB.

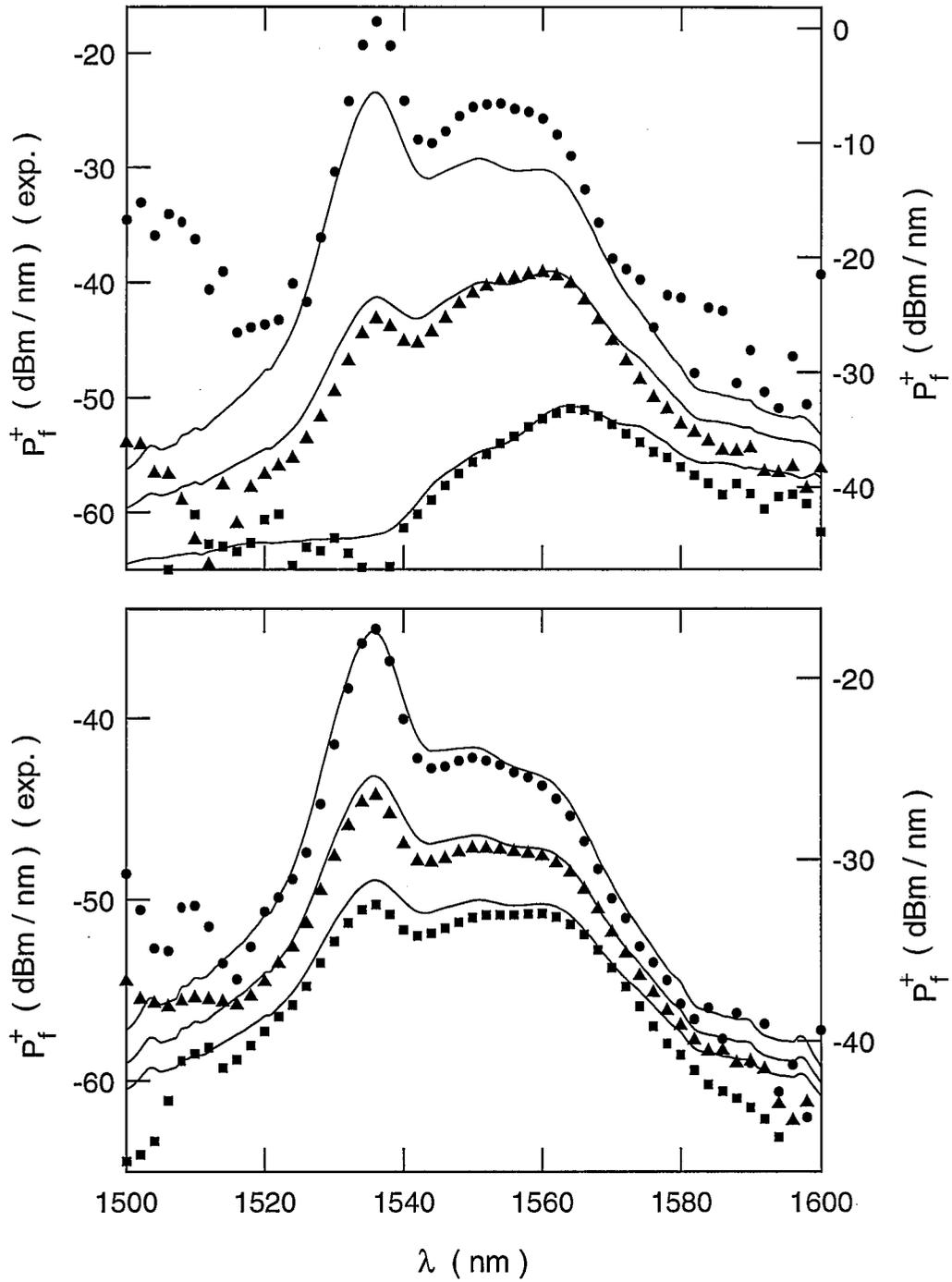


Figura 6.14. Resultados teóricos (línea continua) y experimentales de la potencia de fluorescencia copropagante en función de la longitud de onda obtenidos con muestras de la fibra C de longitud 31.66 (parte superior) y 13.71 m (parte inferior). En ambos casos, los valores de la potencia de bombeo acoplada son: 14.0 (círculos), 9.9 (triángulos) y 8.1 dBm (cuadrados). Para permitir la comparación, los valores teóricos están desplazados -17.8 dB.

señal obtenidos con la fibra C para muestras de longitud 31.57 y 13.62 m con valores para la potencia de bombeo acoplada de 14.0, 9.9 y 8.1 dBm. Las figuras 6.13. y 6.14. son equivalentes a las dos anteriores, pero en ellas representamos la potencia de fluorescencia copropagante en lugar de la ganancia. En estas cuatro figuras vemos que los resultados teóricos presentan un comportamiento compatible con los resultados experimentales. Aunque el comportamiento espectral es similar, conforme aumenta la potencia de bombeo, los valores teóricos cada vez se separan más de los valores experimentales. Además, en los valores teóricos de la potencia de fluorescencia copropagante aparece un fondo adicional y, para compararlos con los resultados experimentales, hemos necesitado desplazarlos -17.8 decibelios. Por último, advertir que los valores anormalmente altos de la potencia de fluorescencia que aparecen en longitudes de onda cercanas a 1500 nm, se deben a una pequeña proporción de la potencia de bombeo residual. No obstante, hay que tener en cuenta que, al representarlos en decibelios, la apariencia de dichos valores queda potenciada de forma exagerada.

6.5. Evaluación del modelo basado en la distribución modal.

Este modelo teórico tiene, en general, un buen comportamiento cualitativo en el rango de ganancias que hemos estudiado (hasta 30 decibelios, aproximadamente), aunque predice un comportamiento lineal de la ganancia en función del factor de atenuación de la potencia de bombeo, expresando ambas magnitudes en decibelios, que, cuando los valores de la ganancia son altos, no siempre se ajusta totalmente a los resultados experimentales. En el aspecto cuantitativo, apreciamos un desacuerdo entre los resultados teóricos y experimentales, aunque hay que tener en cuenta que los errores experimentales asociados a los parámetros influyen de manera muy fuerte sobre los valores de las potencias calculados teóricamente. Sólo con dos de las tres fibras estudiadas conseguimos encontrar un acuerdo aceptable entre los resultados teóricos y las medidas realizadas.

¿A qué motivos puede deberse esta discrepancia de los resultados teóricos con los experimentales? Consideremos que, para una fibra determinada, los resultados teóricos de ganancia coinciden con los experimentales. Esto quiere decir que los valores teóricos de la potencia de bombeo también coinciden con los experimentales (ecuación (4-71)). Por tanto,

de acuerdo con las ecuaciones de evolución para las potencias de bombeo y de señal, el cálculo de las poblaciones debe ser correcto. Sin embargo, si los valores calculados de la potencia de fluorescencia son erróneos, nos encontramos ante una contradicción, ya que son necesarios para calcular las poblaciones. No obstante, puede que calculemos correctamente las poblaciones si las potencias de fluorescencia son lo suficientemente bajas para no influir sobre ellas. Es posible que la influencia de la fluorescencia explique el desacuerdo tan grande entre teoría y experiencia que encontramos en la fibra B. Por otra parte, el abandono de la dependencia lineal de la ganancia conforme crece la potencia de bombeo acoplada cuando determinamos los parámetros β y γ , nos indica que sería conveniente revisar las ecuaciones de evolución para las potencias de bombeo y de señal. No obstante, hay que tener en cuenta la fuerte influencia que tienen los errores experimentales asociados a los parámetros en el cálculo de las potencias y, además, recordar que siempre nos vemos obligados a realizar suposiciones sobre los perfiles de concentración e índice. Para modificar este modelo teórico de forma que mejore sus resultados cuantitativos y explique efectos como el abandono de la dependencia lineal de la ganancia y la variación espectral de la fase, deberemos acercarnos bastante más a la estructura de niveles de las bandas implicadas en el fenómeno de amplificación y en su distribución de población.

Para finalizar, convendría comparar nuestros resultados con los que aparecen en la bibliografía, aunque no encontramos ninguna referencia en la que se compare teoría y experiencia de forma completa y consistente para ganancia y fluorescencia simultáneamente. Normalmente, sólo se comprueba para ganancia y no siempre se procede correctamente. Por ejemplo, es habitual ajustar los valores de ganancia utilizando como parámetro de ajuste la población en el estado excitado, lo cual implica una comprobación parcial del modelo teórico, ya que no se tiene en cuenta la relación entre la población en el estado excitado y las potencias acopladas en la fibra dopada. Por otra parte, no es habitual determinar experimentalmente las secciones eficaces de absorción y emisión estimulada, sino que sólo se determina una de ellas y la otra se calcula mediante relaciones teóricas, como las de Futchbauer-Ladenburg [14,19] y McCumber [55,56]. La relación de Futchbauer-Ladenburg es muy difícil de emplear experimentalmente e introduce errores muy altos en la determinación de las secciones eficaces de emisión estimulada ($> 20\%$), por lo que no conviene utilizarla. Sin embargo, una vez determinadas las secciones eficaces

por nuestro método, es interesante comprobar su validez. Esta relación se deriva de la expresión

$$\frac{8 \pi n^2 \tau}{c^2} \int v^2 dv \sigma_e(v) = 1, \quad (6-3)$$

donde n es el índice de refracción del medio. Utilizando expresiones de nuestro modelo, en concreto las ecuaciones (4-1), (4-74), (4-75) y (6-2), podemos transformarla y deducir el valor de la concentración promedio compatible con dicha ecuación, es decir,

$$\bar{N}_T = \frac{\int v^2 dv \gamma_{a,0}(v) / \eta_0(v)}{m \int v^2 dv \beta(v) / \eta_0(v) - \frac{c^2}{8 \pi n^2 \tau}}, \quad (6-4)$$

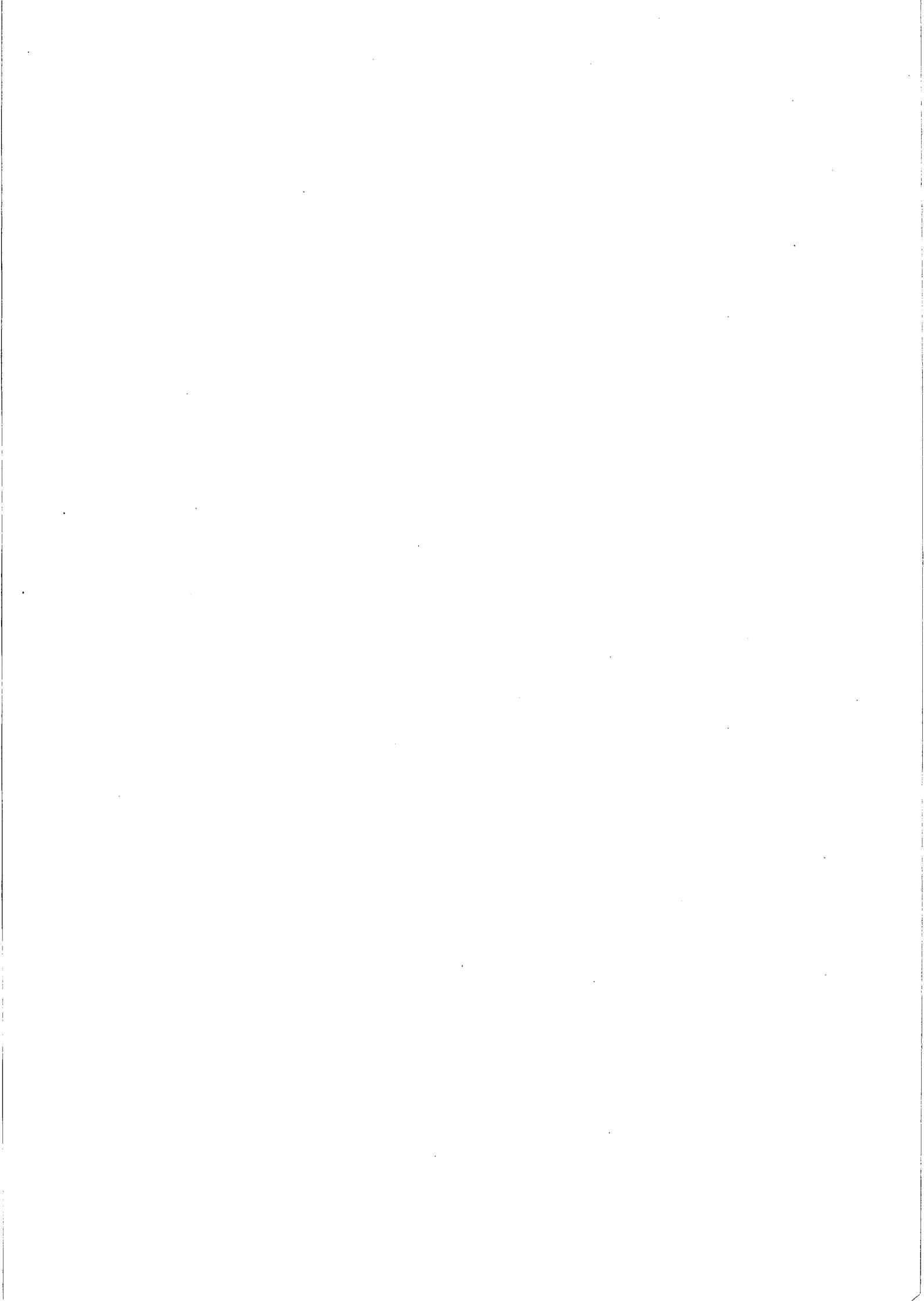
Utilizando para las fibras A y C los valores de m obtenidos en el ajuste de los resultados de ganancia, obtenemos soluciones que corresponden a valores negativos del coeficiente de emisión para la potencia de bombeo. Así pues, resulta claro que, aunque olvidemos los elevados errores experimentales que afectan a este método, no podemos emplearlo para caracterizar una fibra dopada. La teoría de McCumber relaciona las secciones eficaces de absorción y emisión estimulada mediante la expresión

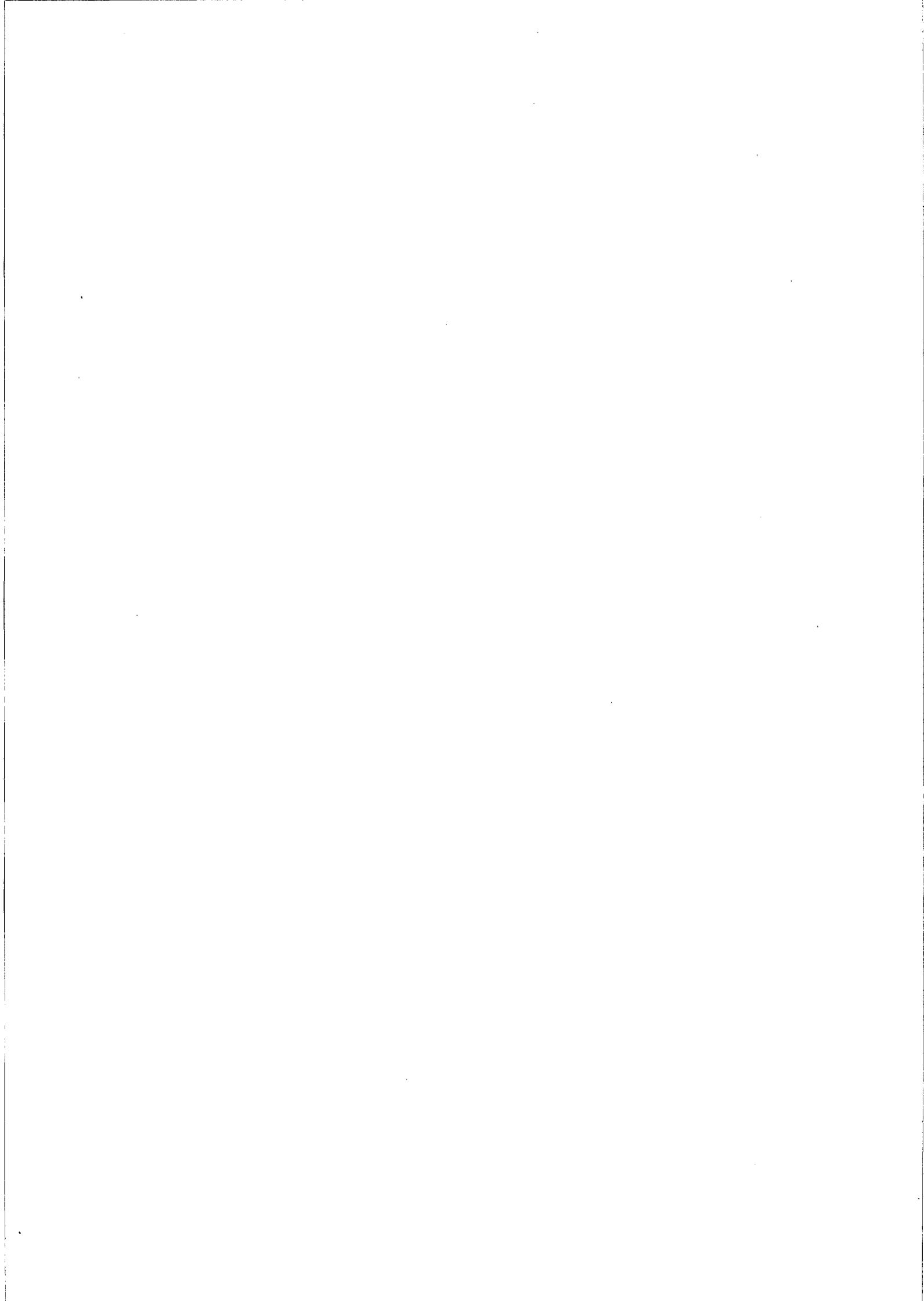
$$\sigma_e(v) = \sigma_a(v) \exp\left[\frac{h(\bar{\nu} - \nu)}{k\bar{T}}\right], \quad (6-5)$$

siendo k la constante de Boltzmann, $h\bar{\nu}$ la energía requerida para excitar un ión de erbio del estado fundamental al estado excitado manteniendo constante la temperatura equivalente de la asamblea, \bar{T} , cuyo valor depende de la distribución de poblaciones de las bandas, es decir, variará según sea una distribución térmica o intervengan transiciones no radiativas dentro de cada banda. Esta expresión tampoco puede emplearse directamente, ya que no conocemos a priori los valores de los parámetros $\bar{\nu}$ y \bar{T} . Utilizando nuevamente las ecuaciones (4-1), (4-74), (4-75) y (6-2) podemos transformarla en

$$\frac{k}{h\nu} \ln \left[\frac{m \bar{N}_T \beta(\nu)}{\gamma_{a,0}(\nu)} - 1 \right] = \frac{\bar{\nu}}{\bar{T}} \frac{1}{\nu} - \frac{1}{\bar{T}}, \quad (6-6)$$

de forma que, ajustando esta expresión a una línea recta, podemos determinar los parámetros $\bar{\nu}$ y \bar{T} compatibles con nuestro modelo, utilizando para cada fibra el valor de m obtenido en el ajuste de los resultados de ganancia. La calidad de los ajustes obtenidos es aceptable, pero los valores obtenidos para \bar{T} indican que las transiciones no radiativas dentro de cada una de las bandas tienen una influencia apreciable sobre los valores de las secciones eficaces de absorción y emisión estimulada. Así pues, los cálculos que se emplean para conocer los valores de $\bar{\nu}$ y \bar{T} suponiendo distribuciones de población de tipo térmico no pueden ofrecer buenos resultados.





Conclusiones

A partir del modelo teórico utilizado habitualmente, basado en el estudio espectroscópico del ión de erbio en vidrios de sílice y la propagación de potencias en una fibra óptica, hemos desarrollado los métodos y programas de cálculo necesarios para resolver las ecuaciones de evolución de las potencias de bombeo, señal y fluorescencia amplificada en una fibra óptica de sílice dopada con erbio. Los hemos aplicado a los casos de perfil salto de índice y de perfil de índice arbitrario.

Hemos introducido modificaciones en el modelo, las cuales eliminan la dependencia con las coordenadas transversales y los problemas experimentales asociados a ella. Uno de los modelos modificados emplea un único factor de solapamiento, el cual depende únicamente de las características de la fibra, mientras que el otro utiliza varios factores de solapamiento, los cuales dependen de las características de la fibra y de las potencias ópticas acopladas en ella.

Hemos desarrollado los métodos y programas de cálculo necesarios para trabajar con estos nuevos modelos, comparando los resultados con el modelo teórico original. Para calificar la precisión obtenida, estudiamos la influencia de los errores asociados a los parámetros sobre los resultados proporcionados por el modelo teórico original. Con el modelo que emplea un único factor de solapamiento, la precisión no siempre es suficiente, problema que resuelve el modelo basado en varios factores de solapamiento.

A partir del modelo con varios factores de solapamiento, hemos encontrado métodos de caracterización experimental cuya aplicación no requiere conocer de forma detallada el perfil del índice de refracción ni el de la distribución de concentración de erbio.

Hemos deducido soluciones analíticas de las ecuaciones de evolución de las potencias a partir del modelo basado en factores de solapamiento, sin realizar ninguna aproximación adicional, por lo que su validez es general. Este tipo de soluciones nos proporcionan ventajas importantes, ya que mejoramos los métodos de caracterización experimental y entendemos mejor el comportamiento de la fibra dopada.

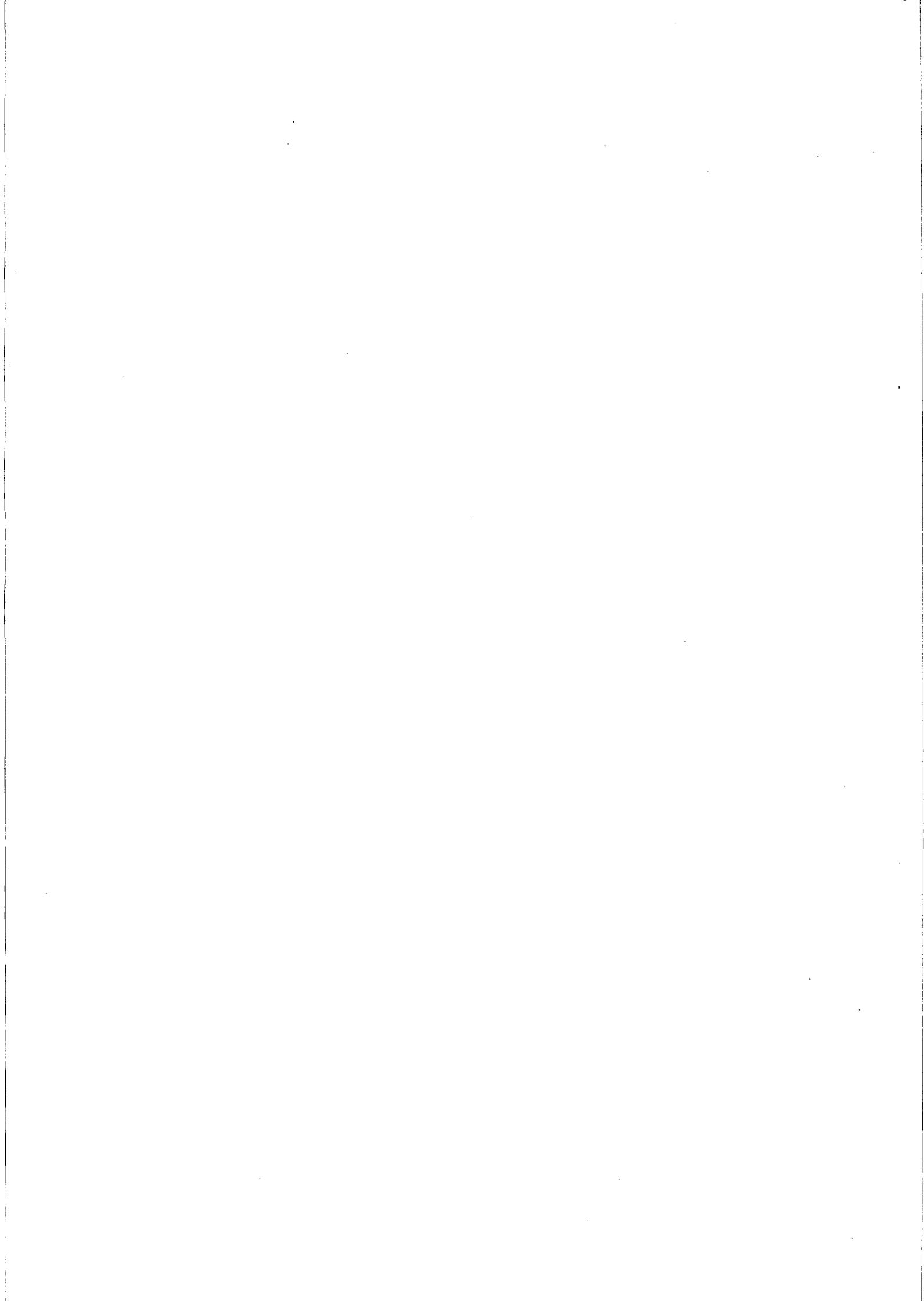
A partir de estas soluciones, hemos encontrado un método completo de caracterización experimental, el cual puede aplicarse sin necesidad de recurrir a condiciones experimentales extremas.

Hemos desarrollado y calibrado las instalaciones necesarias para estudiar experimentalmente las potencias de bombeo, señal y fluorescencia amplificada en fibras ópticas de sílice dopadas con erbio bombeadas en 1480 nm. En el método de medida aplicado, hemos considerado el fenómeno de variación espectral de la fase de la señal amplificada y su influencia sobre las medidas de ganancia.

Hemos estudiado experimentalmente el comportamiento de tres fibras ópticas de sílice dopadas con erbio y con diferentes codopantes, en distintas condiciones de potencia de bombeo y longitud de fibra. A partir de estas medidas y aplicando los métodos de caracterización desarrollados, hemos obtenido los parámetros característicos de estas fibras.

Una vez caracterizadas las tres fibras, hemos comparado los resultados que proporciona el modelo con los valores obtenidos experimentalmente. En general, hemos obtenido un buen comportamiento cualitativo que consigue reproducir correctamente los perfiles espectrales de la ganancia y de la potencia de fluorescencia amplificada copropagante. En el aspecto cuantitativo, existe un buen acuerdo cuando el valor de la ganancia es bajo, apareciendo un desacuerdo que crece conforme aumenta la ganancia, lo cual está relacionado con la desviación de la ganancia del comportamiento lineal que predice el

modelo. Sólo con dos de las tres fibras estudiadas conseguimos encontrar un acuerdo aceptable entre los resultados teóricos y los experimentales. Para mejorar los resultados cuantitativos y explicar efectos como la desviación de la dependencia lineal de la ganancia, es preciso modificar el modelo original acercándonos más a la estructura de las bandas implicadas y aplicar nuevamente los desarrollos de factores de solapamiento y soluciones analíticas sobre el nuevo modelo.



Bibliografía

- 1.- C. J. Koester, E. Snitzer. "*Amplification in a fiber laser*", *Applied Optics*, 3, pp. 1182-1186 (1.964).
- 2.- J. Stone, C. A. Burrus. "*Neodymium-doped silica lasers in end pumped fibre geometry*", *Applied Physics Letters*, 23, pp. 388-389 (1.973).
- 3.- R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, D. N. Payne. "*Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers*", *Electronic Letters*, 21, pp. 738-740 (1.985).
- 4.- E. Snitzer. "*Perspective and overview*", en *Optical fibre lasers and amplifiers*, editado por P. W. France (Blackie and Son Ltd., 1.991).
- 5.- D. M. Spirit. "*Silica fibre amplifiers and systems*", en *Optical fibre lasers and amplifiers*, editado por P. W. France (Blackie and Son Ltd., 1.991).
- 6.- C. A. Millar. "*Future directions*", en *Optical fibre lasers and amplifiers*, editado por P. W. France (Blackie and Son Ltd., 1.991).
- 7.- N. Edagawa. "*Applications of fiber amplifiers to telecommunications systems*", en *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*, editado por M. J. F. Digonnet (Marcel Dekker, Inc., 1.993).

- 8.- R. Wyatt. *"Spectroscopy of rare earth doped fibres"*, en *Optical fibre lasers and amplifiers*, editado por P. W. France (Blackie and Son Ltd., 1.991).
- 9.- D. C. Hanna, A. C. Tropper. *"Silica fibre laser oscillators"*, en *Optical fibre lasers and amplifiers*, editado por P. W. France (Blackie and Son Ltd., 1.991).
- 10.- P. W. France, M. C. Brierley. *"Fluoride fibre lasers and amplifiers"*, en *Optical fibre lasers and amplifiers*, editado por P. W. France (Blackie and Son Ltd., 1.991).
- 11.- M. J. F. Digonnet, E. Snitzer. *"Nd³⁺- and Er³⁺-doped silica fiber lasers"*, en *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*, editado por M. J. F. Digonnet (Marcel Dekker, Inc., 1.993).
- 12.- P. F. Wysocki. *"Broadband operation of erbium and neodymium doped fiber sources"*, en *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*, editado por M. J. F. Digonnet (Marcel Dekker, Inc., 1.993).
- 13.- R. M. MacFarlane, R. M. Shelby. *"Homogeneous line broadening of optical transitions of ions and molecules in glasses"*, *Journal of Luminescence*, **36**, pp. 179-207 (1.987).
- 14.- W. J. Miniscalco. *"Optical and electronic properties of rare earth ions in glasses"*, en *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*, editado por M. J. F. Digonnet (Marcel Dekker, Inc., 1.993).
- 15.- J. S. Sanghera, I. D. Aggarwal. *"Rare earth doped heavy-metal fluoride glass fibers"*, en *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*, editado por M. J. F. Digonnet (Marcel Dekker, Inc., 1.993).
- 16.- J. Nilsson. *"Active optical waveguides for signal amplification"*, School of Engineering Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden (febrero 1.994).
- 17.- A. Yariv. *Quantum Electronics* (John Wiley and Sons, Inc., 1.988).

- 18.- S. P. Craig-Ryan, B. J. Ainslie. "Glass structure and fabrication techniques", en *Optical fibre lasers and amplifiers*, editado por P. W. France. (Blackie and Son Ltd., 1.991).
- 19.- E. Desurvire. "Erbium-doped fiber amplifiers: basic physics and characteristics", en *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*, editado por M. J. F. Digonnet (Marcel Dekker, Inc., 1.993).
- 20.- J. R. Armitage. "Introduction of glass fibre lasers and amplifiers", en *Optical fibre lasers and amplifiers*, editado por P. W. France (Blackie and Son Ltd., 1.991).
- 21.- M. J. F. Digonnet. "Theory of operation of laser fiber devices", en *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*, editado por M. J. F. Digonnet (Marcel Dekker, Inc., 1.993).
- 22.- J. Thøgersen, N. Bjerre, J. Mark. "Multiphoton absorption and cooperative upconversion excitation in Er^{3+} -doped fibers", *Optics Letters*, 18, pp. 197-199 (1.993).
- 23.- P. R. Morkel, R. I. Laming. "Theoretical modelling of erbium-doped fiber amplifiers with excited-state absorption", *Optics Letters*, 14, pp. 1062-1064 (1.989).
- 24.- A. Bjarklev, S. L. Hansen, J. H. Povlsen. "Large signal modelling of an erbium doped fibre amplifier", en *Fiber laser sources and amplifiers*, editado por M. J. Digonnet (SPIE, 1171, pp. 118-129, 1.989).
- 25.- E. Desurvire, J. R. Simpson. "Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single-mode fibers", *Journal of Lightwave Technology*, 7, pp. 835-845 (1.989).
- 26.- E. Desurvire. "Analysis of erbium-doped fiber amplifiers pumped in the $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ band", *IEEE Photonics Technology Letters*, 1, pp. 293-296 (1.989).
- 27.- M. Ohashi. "Design considerations for an Er^{3+} -doped fiber amplifier", *Journal of Lightwave Technology*, 9, pp. 1099-1104 (1.991).

28.- B. Pedersen, A. Bjarklev, J. H. Povlsen, K. Dybdal, C. C. Larsen. "The design of erbium-doped fiber amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, 9, pp. 1105-1112 (1.991).

29.- F. Di Pasquale, A. Gaibazzi, M. Zoboli. "Analysis of erbium doped fiber amplifiers by combined Runge-Kutta and finite-element methods". *European Transactions on Telecommunications and Related Technologies*, 4, pp. 355-363 (1.993).

30.- R. M. Jopson, A. A. Saleh. "Modelling of gain and noise in erbium-doped fiber amplifiers", en *Fiber laser sources and amplifiers III*, editado por M. J. Digonnet (SPIE, 1581, pp. 114-119, 1.991).

31.- A. W. Snyder, J. D. Love. *Optical waveguide theory* (Chapman and Hall, 1.983).

32.- D. Marcuse. *Theory of dielectric optical waveguides* (Academic Press, 1.991).

33.- E. Desurvire, C. R. Giles, J. R. Simpson. "Gain saturation effects in high-speed, multichannel erbium-doped fiber amplifiers at $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$ ", *Journal of Lightwave Technology*, 7, pp. 2095-2104 (1.989).

34.- H. G. Kuhn. *Atomic spectra* (Longman Group Ltd., 1.962).

35.- I. I. Sobel'man. *Introduction to the theory of atomic spectra* (Pergamon Press Ltd., 1.972).

36.- W. H. Louisell. *Quantum statistical properties of radiation* (John Wiley & Sons, Inc., 1.973).

37.- O. Svelto. *Principles of lasers* (Plenum Press, 1.989).

38.- K. Dybdal, N. Bjerre, J. E. Pedersen, C. C. Larsen. "Spectroscopic properties of Er-doped silica fibers and preforms", en *Fiber laser sources and amplifiers*, editado por M. J. Digonnet (SPIE, 1171, pp. 209-218, 1.989).

39.- M. Peroni, M. Tamburrini. "Gain in erbium-doped fiber amplifiers: a simple analytical solution for the rate equations", Optics Letters, 15, pp. 842-844 (1.990).

40.- A. A. M. Saleh, R. M. Jopson, J. D. Evankow, J. Aspell. "Modeling of gain in erbium-doped fiber amplifiers", IEEE Photonics Technology Letters, 2, pp. 714-717 (1.990).

41.- T. Georges, E. Delevaque. "Analytic modeling of high-gain erbium-doped fiber amplifiers", Optics Letters, 17, pp. 1113-1115 (1.992).

42.- Curtis F. Gerald, Patrick O. Wheatley. *Applied numerical analysis* (Addison-Wesley Publishing Company, 1.989).

43.- W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling. *Numerical Recipes. The art of scientific computing (FORTRAN version)* (Cambridge University Press, 1989).

44.- N. Bakhvalov. *Métodos numéricos* (Paraninfo, 1.980).

45.- R. Bronson. *Ecuaciones diferenciales modernas* (McGraw Hill, 1.970).

46.- B. Gisin, N. Gisin, A. Muller. "Numerical modelisation of active fibers. The Cost 241 WG3 SG2 model". Documento interno del proyecto europeo COST 241 (1.992).

47.- P. Urquhart, T. J. Whitley. "Long span fiber amplifiers", Applied Optics , 29, pp. 3503-3509 (1.990).

48.- N. Kagi, A. Oyobe, K. Nakamura. "Gain characteristics of Er^{3+} doped fiber with a quasi-confined structure", Journal of Lightwave Technology, 8, pp. 1319-1322 (1.990).

49.- E. Desurvire, J. R. Simpson, P. C. Becker. "High-gain erbium-doped travelling-wave fiber amplifier", Optics Letters, 12, pp. 888-890 (1.987).

50.- E. Desurvire, C. R. Giles, J. R. Simpson. "Gain dynamics of erbium-doped fiber amplifiers", en *Fiber laser sources and amplifiers*, editado por M. J. Digonnet (SPIE, 1171, pp. 103-117, 1.989).

51.- M. L. Dakss, W. J. Miniscalco. "A large-signal model and signal/noise ratio analysis for Nd³⁺-doped fiber amplifiers at 1.3 μm", en *Fiber laser sources and amplifiers II*, editado por M. J. Digonnet (SPIE, 1373, pp. 111-124, 1.990).

52.- R. S. Quimby. "Output saturation in a 980-nm pumped erbium-doped fiber amplifier", *Applied Optics*, 30, pp. 2546-2552 (1.991).

53.- F. Di Pasquale, M. Zoboli. "Analysis of erbium-doped waveguide amplifiers by a full-vectorial finite-element method", *Journal of Lightwave Technology*, 11, pp. 1565-1574 (1.993).

54.- T. Norton, J. Geary. "Fiber optic fusion splicing - two technologies compared", *Optics & Photonics News*, 5, pp. 24-27 (1.994).

55.- D. E. McCumber. "Theory of phonon-terminated optical masers", *Physical Review A*, 134, pp. 299-306 (1.964).

56.- W. J. Miniscalco, R. S. Quimby. "General procedure for the analysis of Er³⁺ cross sections", *Optics Letters*, 16, pp. 258-260 (1.991).

M. A. Rebolledo, S. Jarabo. "Erbium-doped silica fiber modeling with overlapping factors", *Applied Optics*, 1.994, vol. 33 (en proceso de impresión; 9 páginas, aproximadamente).

S. Jarabo, M. A. Rebolledo. "Analytic modelling of erbium-doped fibre amplifiers based on intensity dependent overlapping factors". *Applied Optics* (en publicación).