

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA

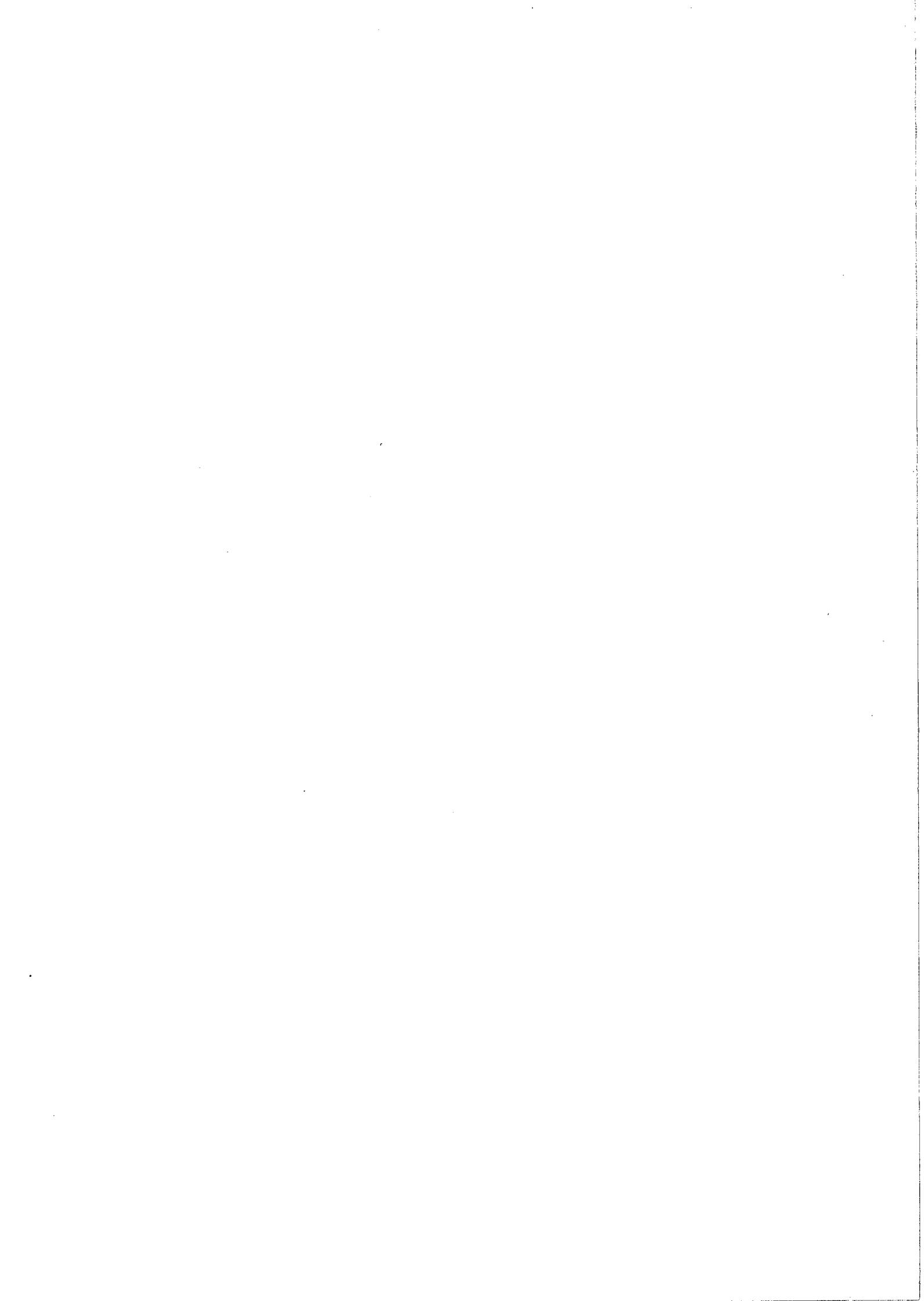


Departamento de Física Aplicada

**Estudio de propiedades dinámicas de fibras  
ópticas dopadas con erbio.**

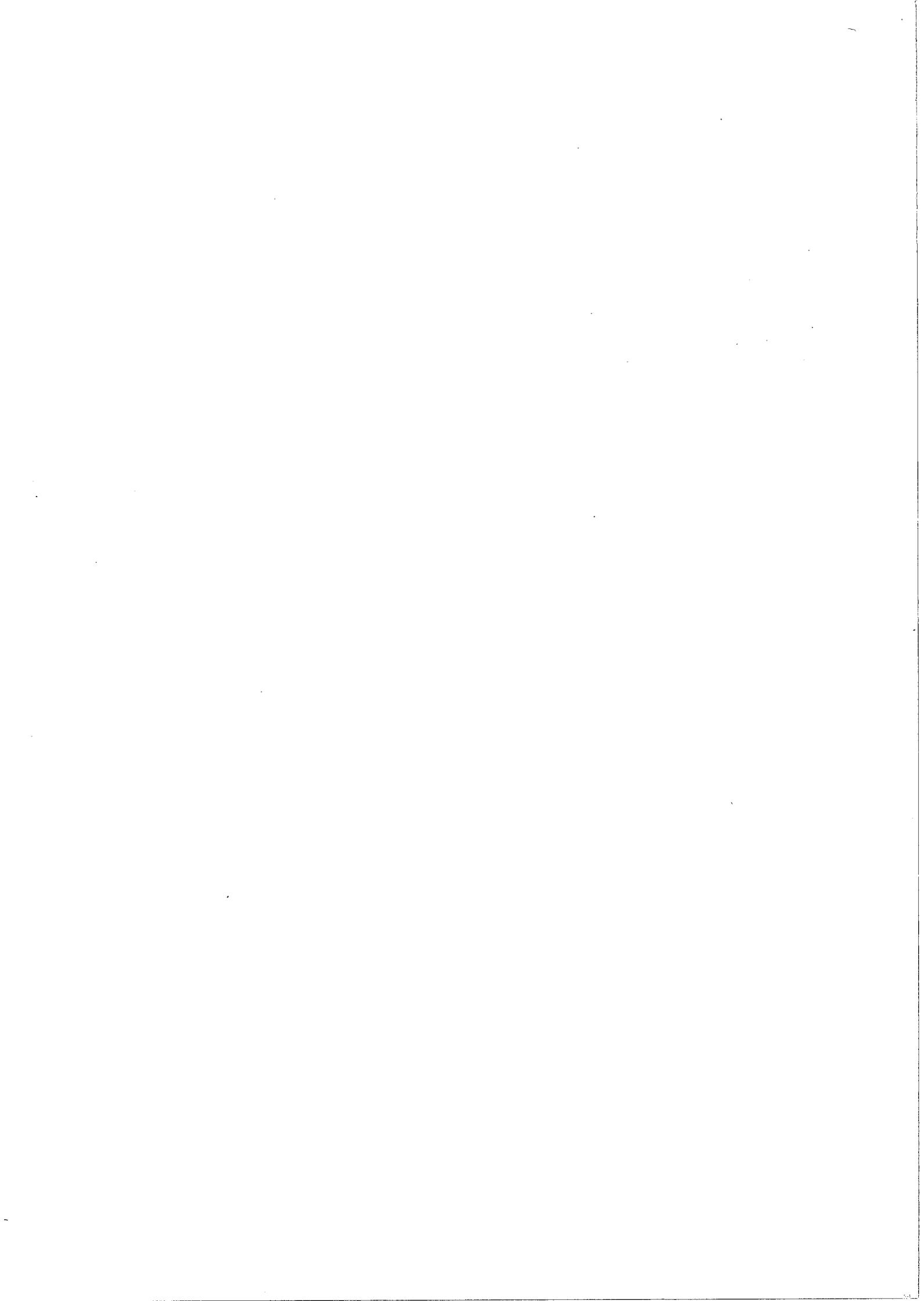
Juan Carlos Martín Alonso

Septiembre de 1998



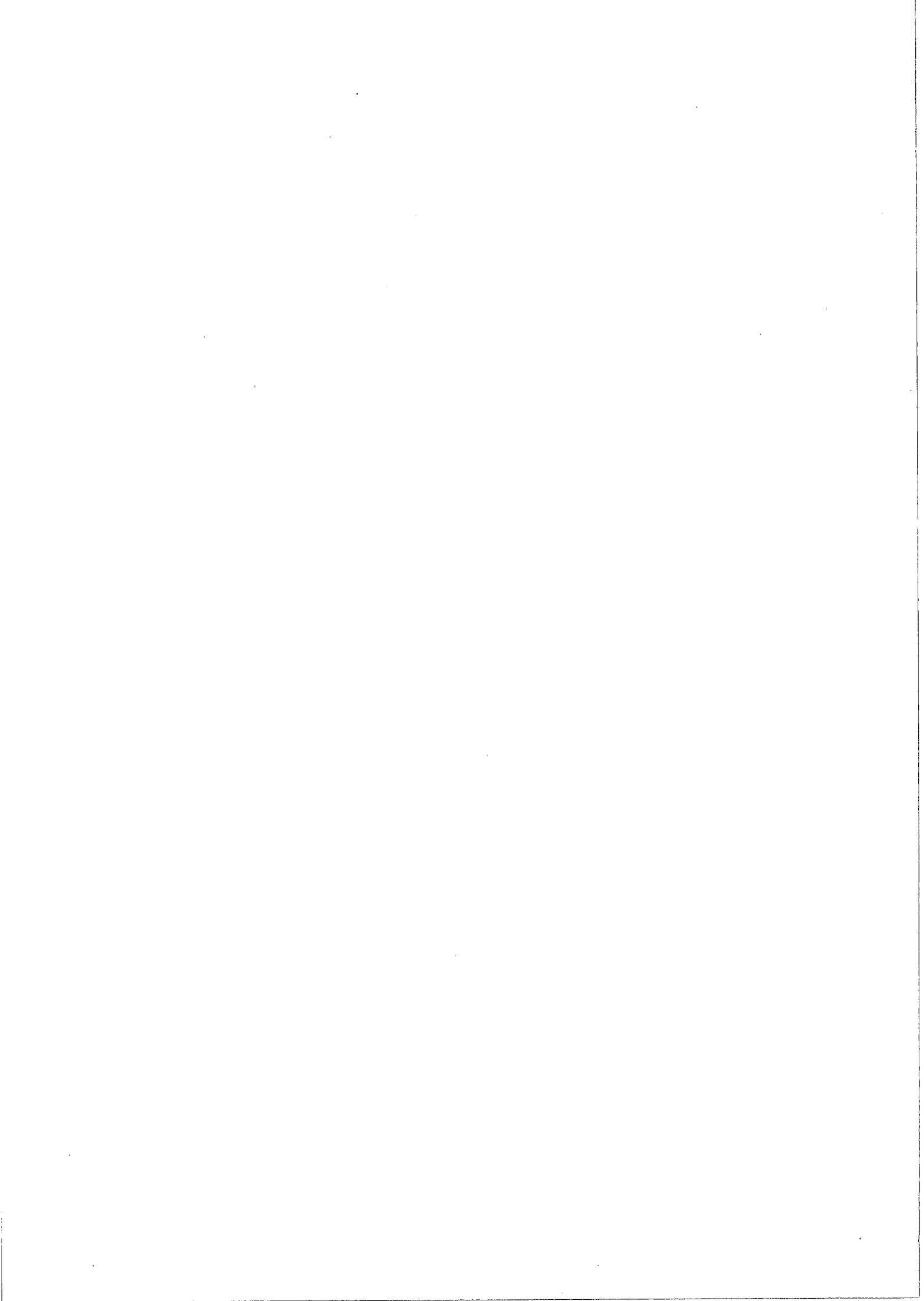
# **Estudio de propiedades dinámicas de fibras ópticas dopadas con erbio.**

Memoria presentada a la Universidad de Zaragoza  
por D. Juan Carlos Martín Alonso para optar  
al grado de Doctor en Ciencias (Físicas).



*“... prefiero caminar con una duda  
que con un mal axioma.”*

*Javier Krahe*



*Bueno, pues ya está. Pensando en cómo rellenar el espacio en blanco de esta página afloran multitud de recuerdos. Si una frase puede resumir todos ellos, es ésta (nada original, desde luego): no tenía ni idea de lo que hacía cuando comencé con la tesis. En tanto tiempo a vueltas con ella he experimentado muy diversas sensaciones: ilusión y desesperación, éxito y frustración, satisfacción y cabreo... En este momento, ninguno de estos sentimientos me pasan por la cabeza, tal vez eclipsados por el que me llena por completo: alivio. Todo ha terminado. Fin. Borrón y cuenta nueva.*

*Corto el rollo, que sé lo que buscáis en esta página y no quiero haceros esperar. En la lista de agradecimientos, pongo en los primeros lugares a aquéllos sin quienes todo esto hubiera sido mucho más difícil. Sin José Miguel ni Miguel Ángel (mis "jefes") esto hubiera sido no más difícil sino imposible. Les agradezco que apostaran por mí (ellos tampoco sabían lo que hacían) y les debo gran parte de lo que he aprendido estos años. Sebas (el "jefe") me ha prestado su ayuda en muchas fases del trabajo. Su claridad de ideas me ha sacado de muchos atascos mentales. Esta claridad de ideas también me ha sacado varios platos de anchoas en algunas desafortunadas apuestas, pero éste es otro tema. Y, finalmente, en este párrafo debe figurar mi familia. Con éstos, sin bromas, no sea que se enfaden, me echen de casa y me quede sin comida a mesa puesta, servicio de lavado y planchado, etcétera, etcétera. Anda que, sin semejante chollo, para días termino con la dichosa tesis.*

*En el Departamento he encontrado a mucha gente con la que siempre ha habido "buen rollo". Estar rodeado de ellos ha hecho más llevaderos los malos tragos y más alegres los buenos momentos. He de citar a mis compañeros de cuchitril, José Antonio, Alejandro y María Pilar, siempre dispuestos a echar una mano y con quienes convivir a lo largo todos estos años*

*ha sido facilísimo, a Juan Pablo y a José M<sup>a</sup> Forniés, junto con quienes tengo la suerte de componer el área docente más aburrida en todas las reuniones del P.O.D., y a Angelines (la "jefa"), Pilar, Juan, Virginia y Ana, gente a la cual es posible ir a dar la tabarra en cualquier momento.*

*Dejando aparte el mundillo de la Facultad, en el mundo exterior he compartido estos años con mucha gente que sin duda se alegra de que por fin se termine este "marrón" para mí, lo que les otorga el derecho a tener un sitio en estas líneas. Pidiendo perdón de antemano a quienes mi mala memoria les priva de este derecho, he aquí mi club de "fans": compañeros de clase como José Angel, Miguel, Eduardo, José Antonio y los Javieres, Alberto y Arturo, capaces de aguantar a tanto físico cabezacuadrada junto, los "aldebaranes", los torpedos de los Pirineos, Carlos, Pili, Ricardo, Oscar y Belén, los innumerables locos del mundillo coral, fuente inagotable de gente interesante, y los que desde la distancia siempre han estado al lado: Margarita, Mari Carmen, Grit, Monika, Fernando y Viviana. ¡Gracias a todos, afición!*

*Y para terminar, ¡cómo no dedicar un parrafillo a los cachondos de Optilás! Aunque algo traviesetes, son buenos chicos y es justo reconocer sus méritos. Justificar el retraso en la entrega de un aparato con la excusa del descuido al descargarlo del avión (¡huy, se me cayó!) está bastante visto, pero la broma de enviarlo tropecientos meses después sin fusible es casi inigualable (el fusible necesario era de un modelo que no se usa en Europa y no hubo forma de encontrarlo). Y tampoco estuvo mal lo de enviar la fuente de señal sin la llave de contacto, tras emplear seis meses para su reparación. Seguid así de ocurrentes, majetes. Es difícil pero, conociéndoos, seguro que a la próxima conseguís superaros.*





## *ÍNDICE*

Introducción	III
1. Fibras ópticas dopadas con erbio: modelización y comportamiento ante señales moduladas	1
1.1 Fenomenología básica	1
1.2 Ecuaciones de evolución	16
1.3 Señales variables con el tiempo: respuesta de las fibras dopadas y parámetros para su caracterización	27
2. Factores de solapamiento y su aplicación a casos con señales moduladas	37
2.1 Modelo teórico con factores de solapamiento	37
2.2 Densidad de dopante por unidad de longitud: reformulación del modelo	42
2.3 Resolución de las ecuaciones de evolución de potencia	48
2.4 Validez de los factores de solapamiento para casos dependientes del tiempo	56
3. Factores de solapamiento y su aplicación a casos con señales moduladas	91
3.1 Introducción	91
3.2 Análisis de la relajación de la fluorescencia longitudinal	96
3.3 Análisis de la subida de la fluorescencia transversal	107

4. Aplicación experimental del método de caracterización	117
4.1 Montaje experimental	91
4.2 Características de las muestras de fibra utilizadas	125
4.3 Calibrado de las soldaduras	127
4.4 Coeficientes de absorción de las fibras dopadas utilizadas	131
4.5 Relajación de la fluorescencia longitudinal	134
4.6 Subida de la fluorescencia transversal	152
4.7 Obtención de los coeficientes de emisión	177
4.8 Confirmación de las hipótesis de partida	181
5. Medidas de ganancia y fluorescencia. Acuerdo teoría - experiencia	185
5.1 Montaje experimental	185
5.2 Detalles del procedimiento de medida	189
5.3 Resultados experimentales y comparación con los teóricos	194
6. Medidas con señales moduladas y comparación con cálculos teóricos	221
6.1 Montaje experimental	222
6.2 Comparación teoría - experimento	229
Conclusiones	275
Bibliografía	277

## ***INTRODUCCIÓN***

La idea de combinar la propagación guiada con los medios activos surge inmediatamente después de la invención del láser: en 1962, Geusic y Scovil ponen a punto un amplificador de rubí y, en 1963, Koester y Snitzer desarrollan el primer amplificador de fibra dopada con tierra rara (en este caso, neodimio). Sin embargo, habría que esperar dos décadas para que estos primeros trabajos tuvieran continuidad. En los 80, la fibra óptica se perfila decididamente como un elemento muy prometedor para las telecomunicaciones del futuro. Este interés impulsa el desarrollo de multitud de dispositivos, y entre ellos, el de los amplificadores ópticos. En particular, los amplificadores de erbio resultan especialmente atractivos por su emisión centrada en torno a 1550 nm, es decir, en la tercera ventana de comunicaciones. Junto con esta propiedad, estos amplificadores ofrecen otras características muy interesantes: con potencias de bombeo de algunas decenas de miliwatios, ofrecen ganancias de 30 y 40 dB, su figura de ruido típica es pequeña (de algunos decibelios), prácticamente no originan distorsión con frecuencias de modulación superiores a los megahercios y ofrecen una anchura de banda de unos 30 nm. Por todo ello, desde finales de los años 80 hasta el momento actual, en la literatura se encuentran multitud de trabajos dedicados a los amplificadores de fibra óptica dopada con erbio. Desde entonces, se ha mejorado notablemente la técnica de fabricación de la fibra dopada, se han desarrollado diodos láser con longitudes de onda de emisión adecuadas para bombeo (980 nm y 1480 nm), láseres que emiten en la tercera ventana con una anchura espectral de decenas de megahertz, moduladores, multiplexadores, etc. Así, se ha conseguido que el amplificador óptico de hoy día sea un dispositivo compacto, muy apropiado para su inclusión en líneas comerciales de comunicaciones como amplificador de potencia, repetidor o preamplificador.

Al interés tecnológico que suscita la fibra óptica dopada con erbio se le une el atractivo de constituir un sistema físico cuya descripción exige combinar la espectroscopía con la propagación guiada y en el que, además, se dispone de intensidades ópticas elevadísimas. Paralelamente al perfeccionamiento de los amplificadores, se llevan a cabo diferentes trabajos encaminados a entender los procesos físicos que tienen lugar dentro de la fibra dopada y, como fin último, destinados a predecir su comportamiento. En concreto, el grupo de trabajo dentro del cual se ha llevado a cabo esta tesis se ha dedicado a ello desde 1990. Desde entonces, en una primera fase se pusieron a punto instalaciones de amplificación óptica, se desarrollaron técnicas de medida de ganancia y de fluorescencia, métodos de cálculo y diferentes procedimientos de caracterización de una fibra dopada con erbio. Tomando como base estos resultados, se trabaja en este momento en tres líneas: guías dopadas, láseres de fibra dopada con erbio y estudio de las propiedades dinámicas de una fibra dopada. Los resultados obtenidos en esta última línea son los que se recogen en esta tesis.

El interés por el estudio de las propiedades dinámicas de una fibra dopada surge por varios motivos. Desde el punto de vista teórico, en la literatura se encuentran muchos trabajos dedicados al cálculo de la respuesta de una fibra dopada con erbio cuando se le acoplan potencias constantes de señal y bombeo. En cambio, en poquísimas ocasiones se estudia su respuesta cuando la señal varía con el tiempo. Por ello, nos parecía interesante elaborar un método de cálculo capaz de reproducir el comportamiento de la fibra dopada con señal dependiente del tiempo y poner a punto una instalación experimental con la cual estudiar estos fenómenos en el laboratorio. Por otro lado, la medida de la evolución de ciertas magnitudes ofrece la posibilidad de extraer información acerca de los parámetros que aparecen en el modelo teórico establecido en la literatura, con una ventaja importante con respecto a métodos de caracterización anteriormente desarrollados: en éstos, toda la información se extrae de medidas de potencia óptica, que siempre resultan delicadas, mientras que con medidas dependientes del tiempo puede extraerse información a partir de los perfiles de la evolución de ciertas magnitudes, con lo cual podemos esperar una reducción importante de los errores experimentales. Mejorar la precisión de la caracterización, aparte de la importancia que tiene de por sí, permite además juzgar con mayor conocimiento una cuestión pendiente en el campo de las fibras dopadas con erbio: calibrar la capacidad de predicción del modelo teórico establecido.

De acuerdo con todas estas ideas, esta tesis ha sido estructurada de la siguiente forma. En el primer capítulo, se describen las propiedades espectroscópicas del ión  $\text{Er}^{3+}$  en sílice, se revisa el modelo teórico establecido y se comentan los aspectos más importantes del comportamiento de una fibra dopada a la que se le acoplan potencias variables con el tiempo. El segundo capítulo constituye la base teórica de todo el trabajo posterior: por una parte, se dedica a revisar la simplificación del modelo mediante la introducción de factores de solapamiento (una aportación precedente de nuestro grupo de trabajo) y a discutir cuál debe ser la formulación más adecuada para que los parámetros que aparezcan en las ecuaciones sean, en lo posible, mensurables directamente. Por otro lado, en dicho capítulo se explica el método de cálculo desarrollado para tratar con potencias variables con el tiempo y se demuestra la validez de los factores de solapamiento para situaciones no estacionarias. El tercer capítulo desarrolla el método de caracterización que proponemos, el cual se basa en ciertas aproximaciones cuya validez solamente puede comprobarse si se dispone de un método de cálculo como el desarrollado en el capítulo anterior. Dicho método de caracterización se ha llevado a la práctica en el laboratorio, y tanto la problemática experimental encontrada como los resultados obtenidos se recogen en el capítulo cuatro. Finalmente, en los dos últimos capítulos se plantean dos experimentos totalmente diferentes a los empleados para la caracterización, cuyos resultados se comparan con los calculados teóricamente a partir de la caracterización previa: en el capítulo cinco, la comparación se reduce a casos estacionarios y en el capítulo seis, la comparación se efectúa con casos dependientes del tiempo. De esta forma, ponemos a prueba la validez del procedimiento de caracterización (capítulos 3 y 4), la eficacia del método de cálculo para señales dependientes del tiempo (capítulo 2) y el punto de partida de ambos: el modelo teórico establecido.



# Capítulo 1

## Fibras ópticas dopadas con erbio: modelización y comportamiento ante señales moduladas

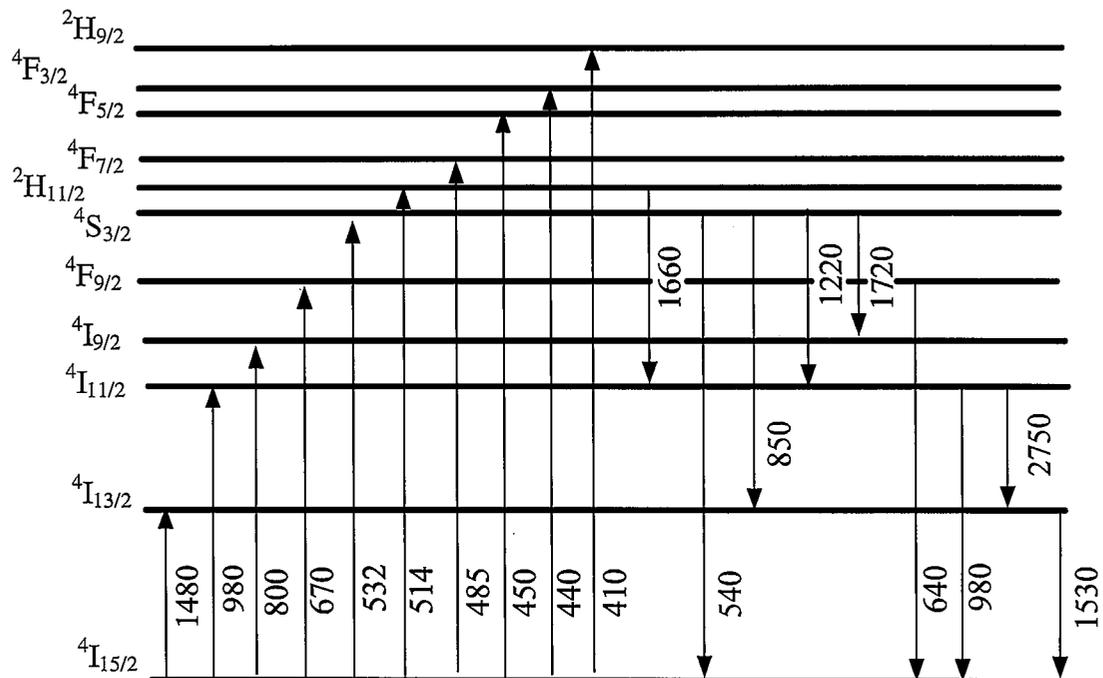
### 1.1 FENOMENOLOGÍA BÁSICA

Todas las propiedades de interés de una fibra dopada (ganancia, respuesta dinámica, figura de ruido, etc.) tienen su origen en los diferentes fenómenos de interacción entre la radiación electromagnética y los iones de tierra rara presentes en la fibra. A su vez, las características de dichos procesos encuentran su explicación en la espectroscopia del dopante. Ella determina cuáles son las longitudes de onda de bombeo y de señal más eficientes e, igualmente, es ella la responsable de que la elección de ciertos dopantes, alojados en determinados vidrios, resulte apreciablemente ventajosa.

Es, por tanto, conveniente repasar la estructura de bandas del ión  $\text{Er}^{3+}$  en sílice. La estructura electrónica del  $\text{Er}^{3+}$  es  $[\text{Xe}]4f^{11}5s^25p^6$ . Con esta configuración, los electrones de la capa  $4f$  son apantallados por los de las capas  $5s$  y  $5p$ . Por ello, las transiciones  $4f - 4f$  presentan líneas relativamente estrechas. La figura 1.1 muestra las bandas de energía correspondientes a los estados  $^{2S+1}L_J$  para el ión  $\text{Er}^{3+}$  en sílice (por claridad, no se señalan las transiciones de absorción que parten de un estado que no sea el fundamental, que se tratan por separado más adelante). Es importante destacar que estamos tratando con bandas y no con niveles, puesto que la degeneración de éstos queda rota debido a varias causas. Una de ellas es el campo eléctrico originado por los átomos vecinos (efecto Stark). Además, dado que la estructura en la que se

alojan los iones de erbio es irregular (no es un cristal, sino un vidrio), cada átomo adopta un esquema de subniveles Stark diferente. Por último, la presencia de modos de vibración (fonones) contribuye también al ensanchamiento de las transiciones.

La transición centrada en 1530 nm (transición de señal) es la que convierte esta estructura de bandas en altamente interesante para su aplicación en amplificadores ópticos. Su longitud de onda se halla en la tercera ventana de transmisión en fibras ópticas. La banda superior de la transición, la  $^4I_{13/2}$ , tiene un tiempo de vida media que oscila entre 10 y 12 ms (dependiendo de los codopantes que acompañan al erbio), gracias a lo cual esta transición posee excelentes propiedades láser. Además, el hecho de que la banda pueda poblarse aprovechando ésta u otras transiciones situadas en el infrarrojo próximo hace posible que el bombeo sea suministrado por láseres de semiconductor, muy prácticos tanto por su elevada eficiencia como por su reducido tamaño.

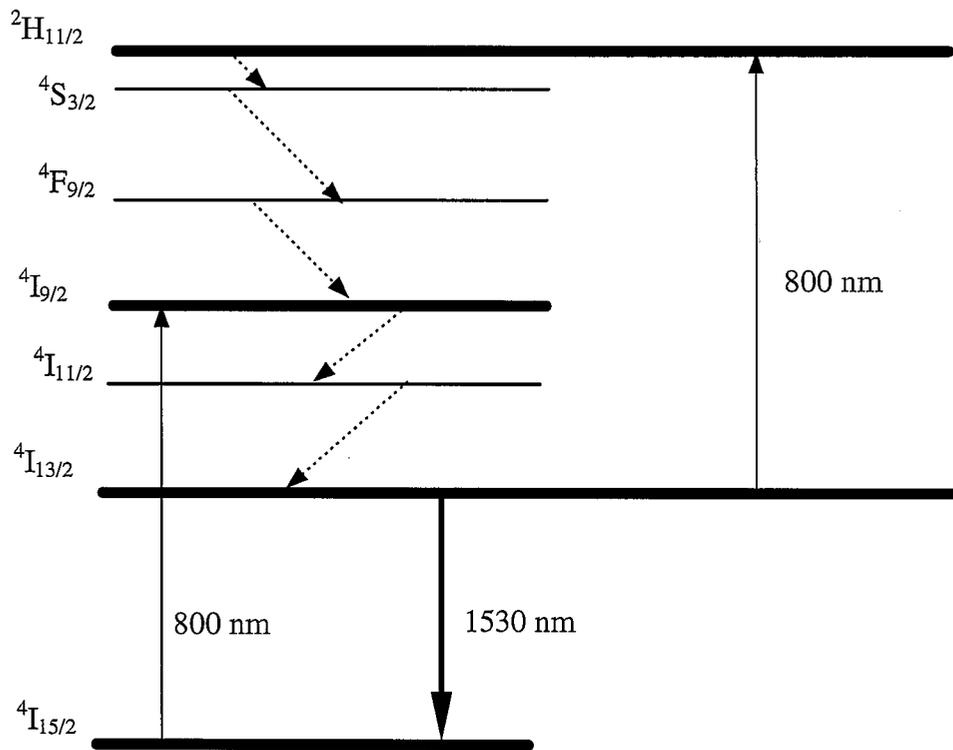


**Fig. 1.1** - Esquema de bandas y transiciones del ion  $Er^{3+}$  en sílice. Se indica la longitud de onda del pico de las transiciones en nanómetros.

Las longitudes de onda de bombeo más utilizadas son las de 800 nm, 980 nm y 1480 nm. El uso de una u otra modifica sustancialmente el comportamiento de la fibra dopada, pues con cada bombeo se tienen diferentes peculiaridades. Las revisamos a continuación.

800 nm

El bombeo de 800 nm se utiliza para excitar la transición  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ . Como se aprecia en la figura 1.2, se produce un decaimiento no radiativo (muy rápido) desde la banda  ${}^4I_{9/2}$  hasta la banda metaestable  ${}^4I_{13/2}$ , con lo cual se puede llegar a conseguir inversión de población. La gran rapidez del decaimiento no radiativo hace que la población de la banda  ${}^4I_{9/2}$  sea muy pequeña (prácticamente despreciable). Gracias a ello, no se produce decaimiento radiativo a 800 nm (emisión de bombeo), lo que restaría efectividad al proceso de inversión de población.

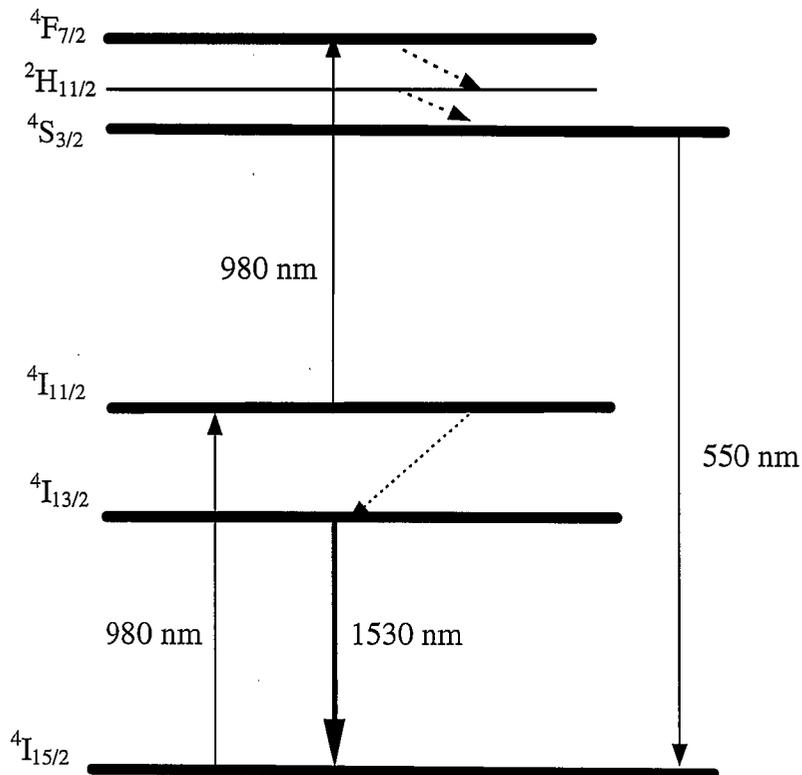


*Fig. 1.2 - Procesos radiativos (con trazo continuo) y no radiativos (con trazo discontinuo) que tienen lugar al bombear en la banda de 800 nm.*

Sin embargo, su eficacia queda disminuida por la presencia de la banda  $^2H_{11/2}$ , que da lugar a una transición con una sección eficaz comparable a la transición de bombeo (este fenómeno, conocido como absorción desde estados excitados, se describe con más detalle en el apartado siguiente). A causa de ello, este bombeo resulta el menos eficiente de los tres, por lo que no suele utilizarse para aplicaciones de la fibra dopada como amplificador.

980 nm

En la figura 1.3 se muestra un esquema de las transiciones que se producen al usar un bombeo de 980 nm. El proceso mediante el que se puebla la banda  $^4I_{13/2}$  es similar al que se tiene con bombeo de 800 nm. Igualmente, puede observarse la existencia de una transición



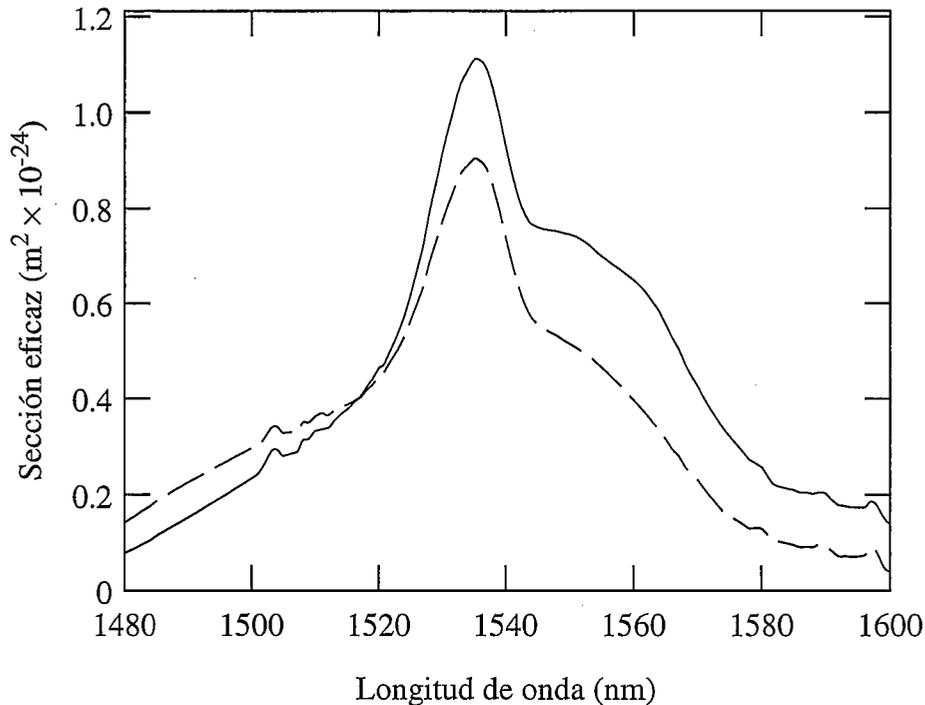
*Fig. 1.3 - Procesos radiativos (trazo continuo) y no radiativos (trazo discontinuo) que tienen lugar al bombear en la banda de 980 nm.*

(desde  ${}^4I_{11/2}$  a  ${}^4F_{7/2}$ ) que resta eficiencia al proceso. No obstante, a diferencia de lo que sucede con bombeo de 800 nm, esta transición “parásita” resulta mucho menos grave, ya que debido a procesos no radiativos (ver figura), la banda  ${}^4I_{11/2}$  permanece prácticamente despoblada, salvo cuando la potencia de bombeo es muy elevada (en el apartado siguiente se realiza un análisis más detallado). Por ello, la influencia de la absorción desde estados excitados puede considerarse despreciable en la mayoría de los casos cuando se bombea con 980 nm. El hecho de que habitualmente la población de la banda  ${}^4I_{11/2}$  sea despreciable también evita la existencia de emisión de bombeo. Por todas estas causas, el bombeo de 980 nm resulta el más efectivo de los tres, por lo que es muy utilizado para aplicaciones de amplificación.

### 1480 nm

La figura 1.4 muestra unos perfiles de secciones eficaces de absorción y emisión típicos de la transición de señal [1]. Puede apreciarse que la absorción es mayor que la emisión en torno a la longitud de onda de 1480 nm. Así pues, ese rango de longitudes de onda puede aprovecharse para bombeo. Se consigue de esta manera inversión de población sin el concurso de una tercera banda.

El fenómeno de absorción desde estados excitados no juega un papel relevante, puesto que la transición más próxima (entre estados excitados) se da en torno a 1670 nm, muy alejada de la longitud de onda de bombeo. Sin embargo, la emisión de bombeo sí que debe ser tenida en cuenta. Puede observarse en la figura 1.4 que, en torno a 1480 nm, la sección eficaz de emisión no es despreciable frente a la de absorción. Este hecho contribuye a que la inversión de población que se consigue con este bombeo sea menor que la que se obtiene con el de 980 nm. No obstante, la efectividad de los dispositivos amplificadores bombeados con longitud de onda de 1480 nm es muy satisfactoria, pues hay que tener en cuenta que, en fibras ópticas, el bombeo no absorbido y el “reemitido” no se pierden, sino que se propagan a lo largo de la fibra y pueden ser aprovechados. Gracias a la existencia de emisión en 1480 nm, el bombeo de esta longitud de onda se atenúa menos que los otros en su propagación a lo largo de la fibra dopada. Por ello, con este bombeo puede conseguirse invertir la población a lo largo de longitudes de fibra mayores



**Fig. 1.4** - Secciones eficaces de absorción (línea discontinua) y emisión (línea continua) medidas en una muestra de fibra fabricada por Deutsche Bundespost Telekom [1].

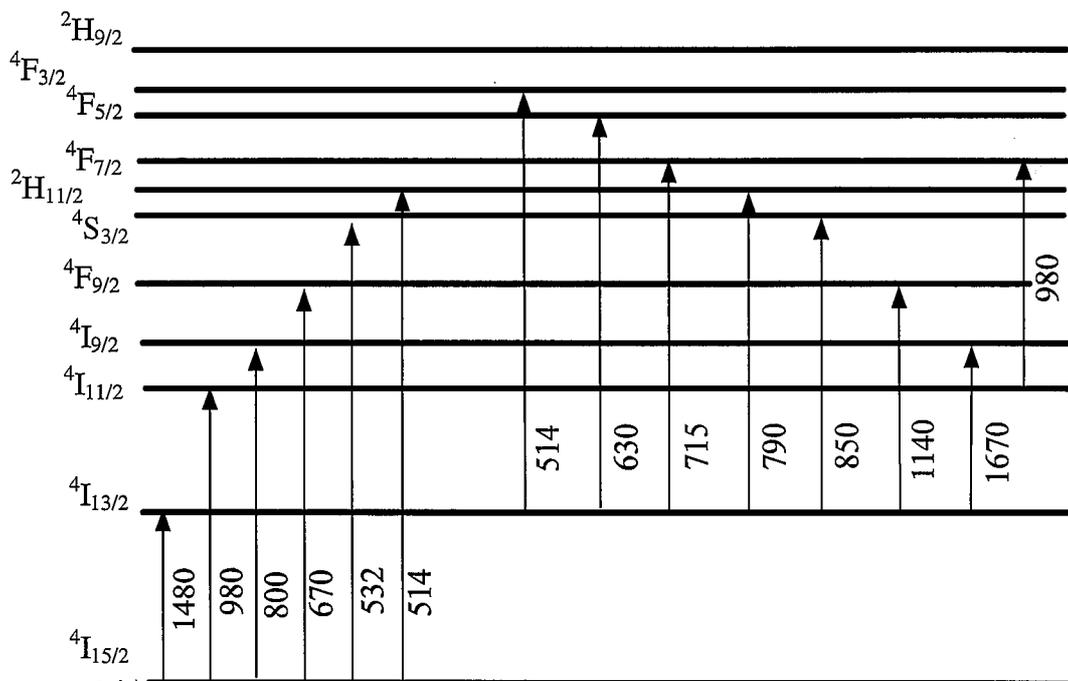
que con bombeo de 800 nm o 980 nm (a igualdad de potencia). Ésta es la razón por la cual los amplificadores que utilizan bombeo de 1480 nm son, en general, más largos que los de 980 nm: si la potencia y las características de la fibra dopada son iguales, las poblaciones que se consiguen en la banda superior de la transición de señal son menores con bombeo de 1480 nm que con bombeo de 980 nm, pero la longitud de fibra en la que se consigue inversión de población es mayor en el primer caso que en el segundo.

Como desventaja de este bombeo cabe citar que la fabricación de láseres para este rango de longitudes de onda resulta más problemática que para longitudes de onda más cortas: para conseguir una cierta potencia de emisión, un láser de 1480 nm necesita ser alimentado con una intensidad aproximadamente tres veces mayor que si el láser es de 980 nm.

Además de los procesos fundamentales de toda transición láser (absorción, emisión y decaimiento no radiativo), podemos encontrarnos con otro tipo de fenómenos que describimos seguidamente.

### Absorción desde estados excitados

Ya se ha indicado que con determinadas longitudes de onda de bombeo no sólo van a entrar en juego los niveles fundamental y superiores de las transiciones de señal y de bombeo. En la figura 1.5 se puede apreciar la posibilidad de que sucedan procesos de absorción radiativa partiendo de un estado que no sea el fundamental. Éstos son los procesos conocidos como absorciones desde estados excitados. Este efecto se produce cuando, entre la banda superior de la transición de bombeo o de señal y una segunda banda, la diferencia de energías coincide con la energía de los fotones de la radiación de bombeo (absorción desde estados excitados de bombeo) o de señal (absorción desde estados excitados de señal).



**Fig. 1.5** - Transiciones de absorción desde estados excitados y transiciones de absorción desde el estado fundamental con las que compiten. Se indica la longitud de onda del pico de las transiciones en nanómetros.

Este tipo de fenómenos provoca una pérdida de eficiencia de la fibra dopada: si la absorción desde estados excitados es de bombeo, no toda la potencia de bombeo se emplea en poblar la banda de interés, sino que parte se pierde debido a la existencia de transiciones

“parásitas”. Lo mismo sucede si la absorción desde estados excitados es de señal: parte de la potencia de señal no será invertida en inducir emisión estimulada, sino que será absorbida mediante otras transiciones. Además, en uno y otro caso se produce una pérdida de población en las bandas de interés. No obstante, en el caso del erbio en sílice, la pérdida de población neta en el nivel metaestable de la transición de señal es despreciable, ya que los iones que son excitados a niveles superiores permanecen en ellos un tiempo muy breve, debido al decaimiento no radiativo que experimentan, que les hace regresar rápidamente a la banda  ${}^4I_{13/2}$ .

Veamos cómo influyen las transiciones desde estados excitados cuando se utilizan como longitudes de onda de bombeo cada una de las tres más habituales.

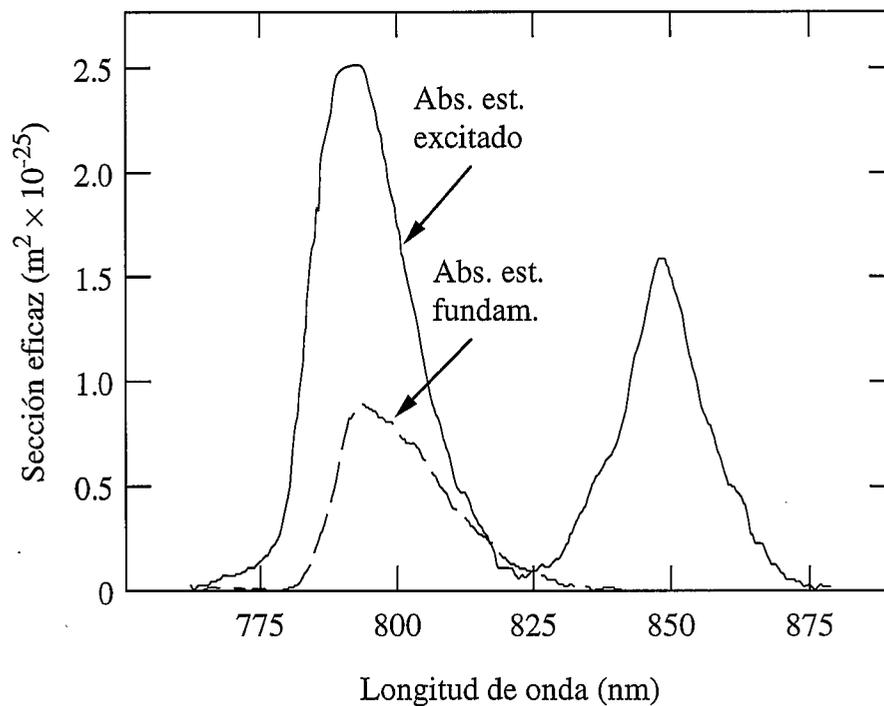
### 800 nm

Ya quedó comentado anteriormente que la absorción desde estados excitados es un fenómeno que influye apreciablemente cuando se utiliza un bombeo de longitud de onda en torno a 800 nm. Por ello, varios autores se han dedicado a caracterizar experimentalmente esta transición [2-4]. Los experimentos realizados son en todos los casos muy similares. Consisten en comparar los espectros de absorción de una fibra en dos situaciones: sin bombeo (por tanto, con todos los átomos de erbio en el estado fundamental) y con un bombeo, en una longitud de onda que no sea de la banda de 800 nm, que pueble la banda  ${}^4I_{13/2}$ . En la primera situación, la absorción es debida a la transición desde el estado fundamental, mientras que en la segunda se tienen a la vez procesos de absorción tanto desde el estado fundamental como desde el estado metaestable. De esta manera, se obtiene una relación entre ambas probabilidades de absorción que suele caracterizarse mediante el parámetro R (definido como el cociente entre las secciones eficaces de absorción de la transición desde el estado excitado y de la transición desde el estado fundamental).

Se encuentra que R depende fuertemente de los codopantes que acompañan al erbio. Si escogemos la longitud de onda más favorable, R llega a tomar valores en torno a 2 para fibras codopadas con germanio [2], mientras que la presencia de fósforo puede reducir R hasta valores menores que la unidad [2, 5]. Cuando el codopante es aluminio, R toma valores próximos a la

unidad. Dicho parámetro no varía sustancialmente si la fibra, además de estar codopada con aluminio, lo está con fósforo [5].

En la figura 1.6 [3] se pueden observar las secciones eficaces de absorción de ambas transiciones en una fibra codopada con aluminio y fósforo. Prácticamente, en toda la banda el parámetro R es superior a la unidad. Tan sólo se invierte esta situación en un pequeño rango en torno a 820 nm.



**Fig. 1.6** - Comparación entre los espectros de absorción desde el estado fundamental y desde el estado excitado para la banda de 800 nm, en una fibra de sílice codopada con aluminio y fósforo [3].

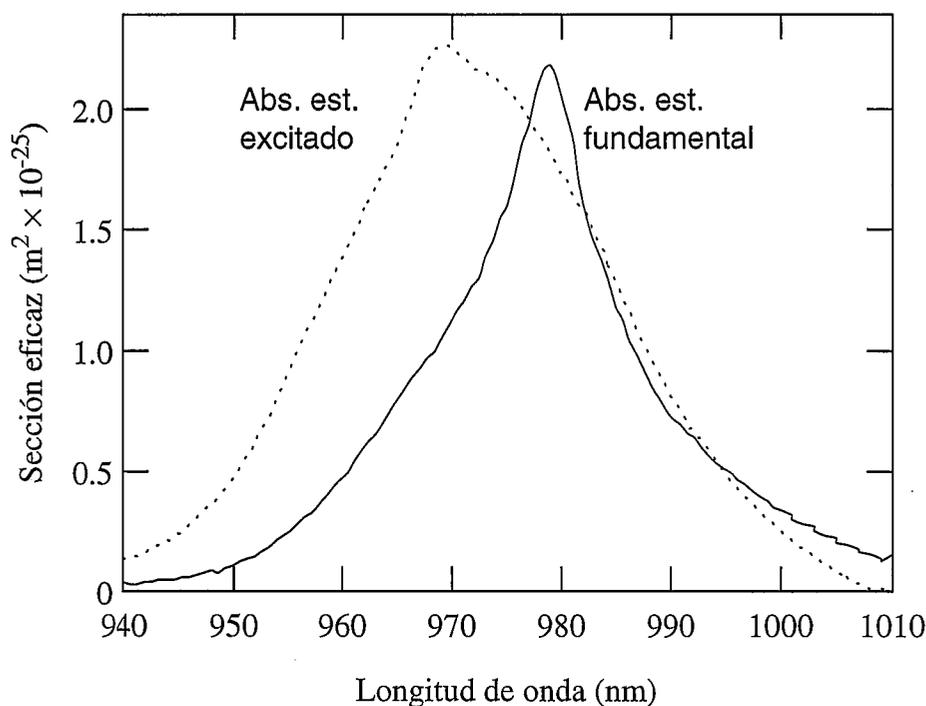
Todos estos resultados explican la baja eficiencia del bombeo de longitud de onda de 800 nm: como el parámetro R tome valores en torno a la unidad (en el mejor de los casos), no es posible alcanzar altas inversiones de población. Por ello, raramente se utiliza esta banda en aplicaciones de amplificación.

980 nm

Según el esquema de bandas de la figura 1.1, no es previsible encontrar absorción desde el estado  ${}^4I_{13/2}$ . Dicha suposición fue confirmada experimentalmente [2] en el mismo experimento realizado para estudiar la absorción desde estados excitados para la banda de 800 nm. Sin embargo, en fibras bombeadas con láseres de 980 nm es típico observar una luminiscencia verde (su longitud de onda varía entre 520 y 560 nm) [6]. Dicho rango de longitudes de onda coincide con las correspondientes a la transición  ${}^4S_{3/2} - {}^4I_{15/2}$ . Que los átomos alcancen el nivel de partida de la citada transición puede ser debido a un proceso como el que se esquematiza en la figura 1.3: se produce primero una transición desde la banda superior de la transición de bombeo, la  ${}^4I_{11/2}$ , hasta la banda  ${}^4F_{7/2}$ , seguida de una desexcitación no radiativa.

Caracterizar la transición  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$  resulta complicado por varios motivos. En primer lugar, porque es muy difícil poblar una banda tan inestable como la  ${}^4I_{11/2}$ . Por ello, la luminiscencia verde que puede observarse es muy tenue. En segundo lugar, porque esta transición tiene lugar mediante un simple proceso de absorción o mediante un proceso de “upconversion”, si la concentración de erbio es lo suficientemente elevada. Para asegurarse de que no se tenga “upconversion”, se debe trabajar con fibras de baja concentración de erbio.

Sceats *et al* son los primeros en proponer que la aparición de la luminiscencia verde es una consecuencia de un fenómeno de absorción desde estados excitados [6] y lo demuestran con un experimento en el que se observa dicha luminiscencia en una fibra de 50 partes por millón (ppm) (concentración suficientemente baja para asegurar que los fenómenos de “upconversion” no van a darse) bombeada con una potencia que llega hasta los 340 mW. Más tarde, Quimby y sus colaboradores [7] estiman la dependencia de la absorción de estados excitados con la frecuencia de bombeo mediante un experimento consistente en medir la variación de la emisión en 550 nm al modificar la frecuencia de bombeo en torno a 980 nm. En dicho trabajo se consigue medir la sección eficaz de la transición de estados excitados. Se encuentra que su valor es comparable a la transición desde el estado fundamental y que entre los picos de ambas transiciones hay un desplazamiento de unos 10 nm (figura 1.7).



**Fig. 1.7** - Comparación entre las secciones eficaces de absorción desde el estado fundamental y desde el estado excitado, para la banda de 980 nm, en una fibra de sílice codopada con aluminio y fósforo [7].

No obstante, debido a la gran inestabilidad del nivel  $^4I_{11/2}$ , cuando la longitud de onda de bombeo es de 980 nm, el fenómeno de absorción desde estados excitados no va a tener una influencia relevante en el funcionamiento de las fibras dopadas con erbio (salvo para bombeos muy altos: típicamente, mayores que 50 mW).

### 1480 nm

Si se observa el esquema de bandas del erbio en sílice, se encuentra que la transición entre estados excitados más próxima a la transición de señal se halla en torno a 1670 nm. Para estudiar su influencia, se han realizados varios experimentos, esencialmente similares a los realizados para estudiar la absorción desde estados excitados en otras longitudes de onda. Dichos experimentos demuestran que dicha transición entre estados excitados tiene una influencia despreciable en los procesos que afectan a la radiación cuya longitud de onda pertenece a la

banda de la transición de señal [8] (por tanto, en particular no afecta al bombeo de longitud de onda en torno a 1480 nm).

Tras comparar los tres bombeos más utilizados, la conclusión final es que los de longitudes de onda de 980 nm y 1480 nm resultan claramente ventajosos con respecto al de longitud de onda de 800 nm, debido principalmente a que la eficiencia de éste queda reducida por efecto de la absorción desde estados excitados. Por ello, en el presente trabajo se han escogido como longitudes de onda de bombeo las de 980 nm y 1480 nm.

Por otra parte, cuando en el presente trabajo se ha utilizado como longitud de onda de bombeo la de 980 nm, no se ha superado la potencia a partir de la que la absorción desde estados excitados puede tener una influencia apreciable, mientras que cuando se utiliza bombeo de 1480 nm, como ha quedado dicho, este fenómeno puede ignorarse. Así pues, en el análisis de los experimentos realizados en este trabajo no es necesario tener en cuenta el fenómeno de absorción desde estados excitados.

### **Fenómenos cooperativos**

Cuando la concentración de tierra rara es suficientemente pequeña, la distancia entre iones impide cualquier interacción entre ellos. Pero si la concentración supera una determinada cota, la distancia interiónica se reduce hasta el punto de posibilitar efectos cooperativos. Éstos compiten con la emisión estimulada, reduciendo las propiedades amplificadoras del medio dopado.

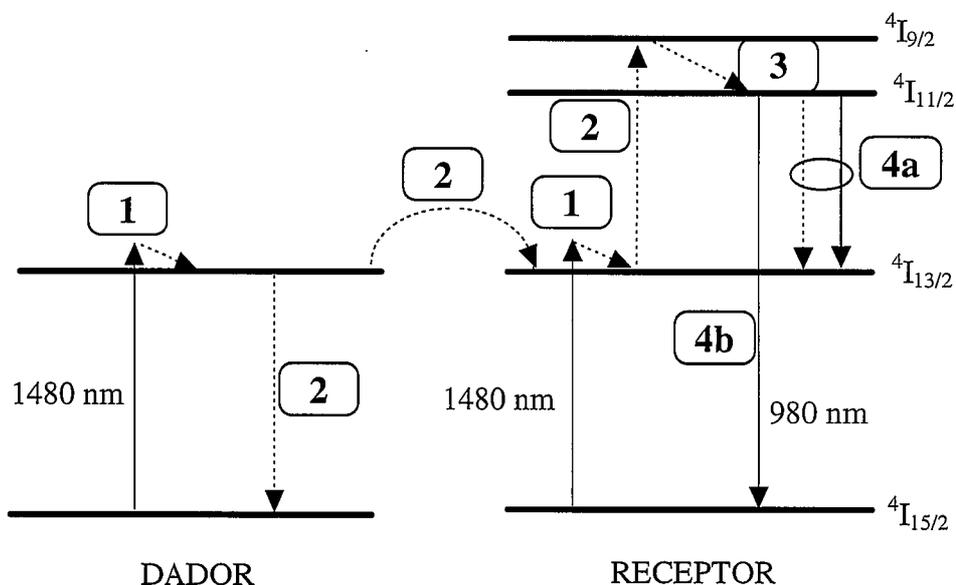
La figura 1.8 esquematiza un proceso de “upconversion” que puede darse en fibras dopadas con erbio. Podemos distinguir cuatro etapas:

- 1.- Dos átomos vecinos son excitados a la banda  ${}^4I_{13/2}$  (por ejemplo, mediante un bombeo de 1480 nm, como en la figura 1.8).

2. - Mediante un mecanismo no radiativo, se transfiere energía de un átomo (dador) a otro (receptor). De esta manera, el átomo dador se desexcita y el átomo receptor alcanza el nivel  $^4I_{9/2}$ .

3.- El átomo receptor relaja rápidamente a la banda  $^4I_{11/2}$  (el tiempo característico de este proceso es de unos pocos nanosegundos).

4. - Se tienen dos posibilidades: o bien el átomo receptor relaja no radiativamente a la banda superior de la transición láser (4a) o bien relaja radiativamente al estado fundamental (4b), emitiendo un fotón de 980 nm de longitud de onda. Se estima que la opción 4a es unas diez mil veces más probable que la 4b [9].

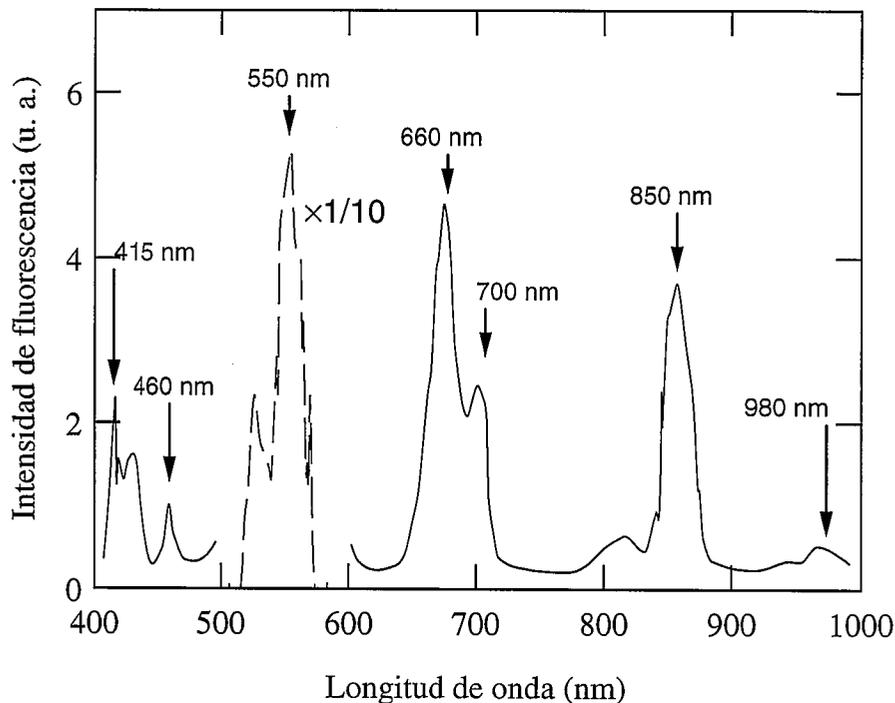


**Fig. 1.8 - Esquema de un proceso de "upconversion" que puede darse en una fibra dopada con erbio [9].**

Las etapas en las que se produce un desaprovechamiento de la energía son la segunda (el átomo dador se desexcita no radiativamente) y la cuarta, cuando tiene lugar la opción 4b (se emite un fotón en una longitud de onda que no nos interesa).

En fibras dopadas con erbio, los fenómenos de absorción radiativa y los de "upconversion" pueden encadenarse, de forma que los iones de erbio pueden alcanzar niveles

cuya energía sea tres y hasta cuatro veces superior a la energía de los fotones de bombeo. De esta manera, en una fibra altamente dopada, bombeada con un láser de 1480 nm, puede obtenerse un perfil de fluorescencia como el de la figura 1.9 [10]. La serie de procesos que originan tal espectro puede observarse en la figura 1.10 [10]. Así, por ejemplo, la línea verde del espectro, la más intensa, es emitida gracias a los siguientes pasos: los iones de erbio alcanzan la banda metaestable  $^4I_{13/2}$  (por absorción de un fotón de bombeo), después llegan a la  $^4I_{9/2}$ , más tarde alcanzan la banda  $^4F_{7/2}$  y decaen a continuación no radiativamente hasta la banda  $^2H_{11/2}$  o hasta la  $^4S_{3/2}$ . En principio, cada uno de los sucesivos procesos de absorción puede deberse o no a un fenómeno cooperativo.

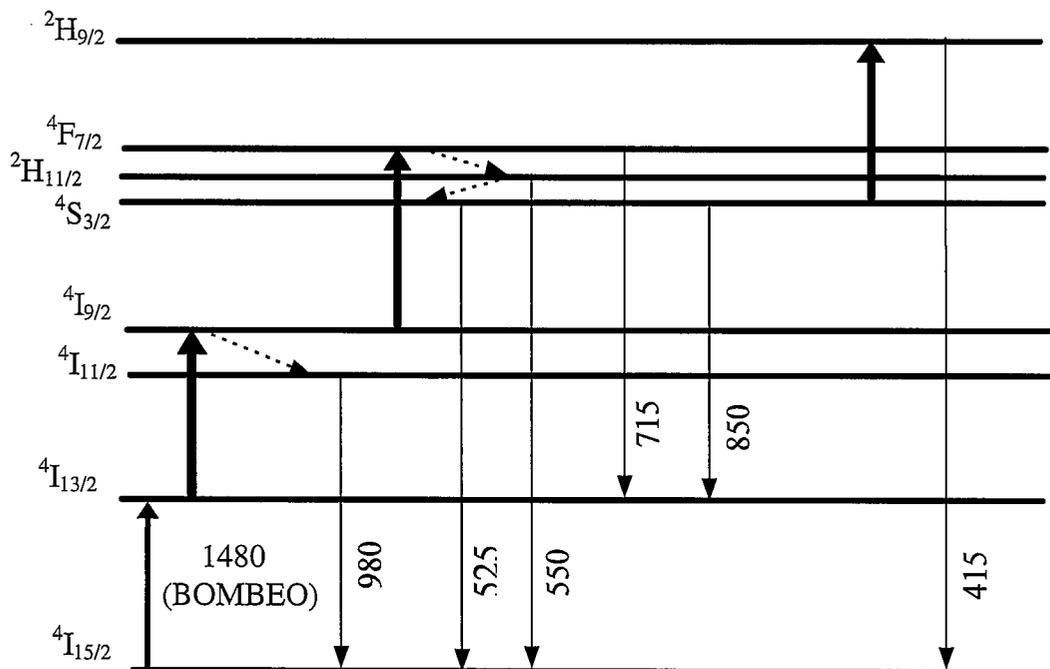


**Fig. 1.9** - Espectro de fluorescencia emitido por una muestra de fibra altamente dopada con erbio, bombeada con una potencia de 55 mW mediante un diodo láser cuya longitud de onda de emisión es 1480 nm [10].

El espectro de la figura 1.9 se obtuvo con una fibra altamente dopada (1250 partes por millón en peso) de 50 cm de longitud. La prueba de que alguno de los pasos por los que el ión aumenta su energía es debido a un fenómeno de “upconversion” es que el experimento se repitió

con una fibra de 50 partes por millón en peso y 10 metros de longitud, con un bombeo de 60 mW (de 1480 nm de longitud de onda) sin que se observara ninguno de estos picos de fluorescencia.

La influencia de los procesos de “upconversion” en el comportamiento global de la fibra dopada puede estudiarse mediante medidas de la caída de la fluorescencia procedente de la desexcitación desde el nivel superior de la transición láser y emitida transversalmente a la fibra. Típicamente, la probabilidad de que el fenómeno de “upconversion” tenga lugar depende de la sexta potencia del inverso de la distancia media entre los iones. Si la densidad de erbio es lo suficientemente alta, este fenómeno es el dominante para altas inversiones de población, y se manifiesta dando lugar a una caída de fluorescencia cuyo comienzo no es exponencial (la parte del final sí que lo es, ya que corresponde a una situación en la cual la banda  $^4I_{13/2}$  ya está poco poblada y la influencia de la “upconversion” es despreciable).



*Fig. 1.10 - Mecanismo propuesto en [10] para explicar las transiciones radiativas observadas (flechas de trazo fino). Las flechas de trazo más grueso representan procesos de absorción entre estados excitados (dicha transición puede ser “directa” o inducida por un fenómeno cooperativo) y las flechas de trazo discontinuo representan transiciones no radiativas.*

En la referencia [8] se detallan una serie de medidas con varias fibras cuyas concentraciones de erbio varían entre 0.02 % y 18% en peso. Se observa que el decaimiento de la fluorescencia es perfectamente exponencial cuando las concentraciones no son superiores al 0.1% en peso (358 partes por millón), lo cual indica que en estos casos podemos desprestigiar la influencia de la “upconversion” en el comportamiento global de la fibra. En el presente trabajo se utilizan fibras cuya densidad de dopante es inferior a esa cota, por lo que este fenómeno no será tenido en cuenta.

En fibras cuya concentración de erbio es muy alta, el fenómeno de “upconversion” se acentúa por la aparición de “clusters” de iones de erbio (que dan lugar a caídas de fluorescencia transversal especialmente rápidas). Se ha observado [8] que en su formación influyen decisivamente los codopantes de la fibra: si el codopante es germanio aparecen “clusters” cuando la concentración es del 2.4% en peso, mientras que si el codopante es aluminio éstos sólo se forman a partir de concentraciones del 14% en peso.

## **1.2 ECUACIONES DE EVOLUCIÓN**

Se describirá en este apartado el formalismo básico para modelizar el comportamiento de las diferentes radiaciones presentes en la fibra óptica. Dadas las características de una fibra dopada y la potencia y longitud de onda de las radiaciones que introducimos en ella, el objetivo del modelo es predecir cuáles van a ser las potencias de dichas radiaciones a la salida de la fibra.

Al tratar de elaborar tal modelo, se debe ser consciente de la complejidad del sistema físico que se trata de describir. Para empezar, el escenario de los procesos a estudio no es homogéneo. Con las técnicas de fabricación de fibras dopadas no se consigue una concentración uniforme de erbio. Ni siquiera es factible asegurar que el perfil de dopante sea el mismo en cada sección transversal de la fibra. En cuanto a la descripción de los procesos físicos que entran en juego, ésta resulta muy complicada si se pretende realizarla con toda exactitud. Por una parte, sería necesario conocer cómo se distribuye la población en los diferentes subniveles energéticos de las bandas de interés del ión  $\text{Er}^{3+}$  en sílice. Por otra, la propagación de la luz a lo largo de la fibra es guiada y, si bien el modo de tratar este fenómeno con medios pasivos es conocido, en

medios activos nos encontramos con que los fenómenos de absorción y emisión que se dan en ellos tienden a alterar constantemente, y de manera aleatoria, la distribución transversal de luz a medida que ésta se propaga en la fibra. Este fenómeno coexiste con el de la propagación guiada. Y, por si fuera poco, la propagación y la dinámica de las poblaciones son procesos que influyen uno en otro.

Naturalmente, un modelo que contemplara una descripción exacta de todos estos procesos resultaría excesivamente complicado y, por ello, nada práctico. Es necesario buscar algunas aproximaciones que permitan simplificar el tratamiento del sistema físico. Por ello, en el modelo se considera, para empezar, que tanto el perfil transversal de índice de refracción como el de dopante se conservan a lo largo de toda la fibra. Se supone también que la distribución modal es la que viene dada por las características pasivas de la fibra. Por último, se trabaja con la hipótesis de que el proceso de redistribución de las poblaciones en las bandas de la transición de señal puede considerarse lo suficientemente rápido como para poder ignorar variaciones temporales en la forma en que la población se reparte en los subniveles de cada banda. Se supone, además, que la distribución de población dentro de la banda es independiente de su población total (es decir, a cada subnivel le corresponde siempre la misma parte proporcional de la población total de la banda), así como de las longitudes de onda del bombeo y de la señal presentes en la fibra. De esta manera, podemos tratar cada una de las bandas de la transición de señal como un nivel con una cierta población. La probabilidad de que se produzca una transición entre ellas variará con la longitud de onda, y en dicha probabilidad estará contenida la información de la proporción de población que le corresponde a cada subnivel involucrado en la transición a esa longitud de onda.

Generalmente, se introducen en la fibra dos radiaciones: la de bombeo y la de señal. Como se verá, las ecuaciones que rigen la evolución de ambas son iguales. Sin embargo, es conveniente mantener una distinción entre ellas, pues de ese modo se facilita la comprensión del comportamiento de las fibras dopadas cuando se utilizan en diferentes aplicaciones (amplificadores, láseres...). Por simplificar el modelo, supondremos que tanto la luz de bombeo como la de señal son monocromáticas. En todo caso, se podría incluir un determinado perfil espectral de bombeo o de señal si fuese necesario.

Además, deberemos considerar una tercera radiación. Con las potencias de bombeo y señal que se van a manejar, la probabilidad de que un átomo se desexcite por emisión espontánea no es despreciable. La mayor parte de la fluorescencia generada mediante este proceso sale de la fibra, pero parte de ella quedará acoplada y se propagará, amplificándose o atenuándose. Cuando la longitud de la fibra dopada es de varios metros (por ejemplo, cuando tratamos con amplificadores, que típicamente tienen longitudes de algunas decenas de metros), y dependiendo de las potencias de bombeo y señal que se introducen, la fluorescencia puede amplificarse a lo largo de la fibra hasta que su potencia llegue a alcanzar valores comparables a los de la potencia de señal o incluso a los de la potencia de bombeo. Esta fluorescencia tiene, además, un espectro que se extiende a toda la banda de la transición de señal, por lo que no puede tratarse como una luz monocromática. Para su tratamiento numérico, el espectro de fluorescencia se divide en canales y a cada canal se le asigna una potencia.

El sistema de coordenadas más adecuado para tratar las fibras ópticas es, naturalmente, el de cilíndricas, pues es el que se acomoda mejor a las propiedades de simetría de nuestro sistema. Por tanto, la posición de un punto dentro de la fibra vendrá dada por sus coordenadas  $z$ ,  $r$  y  $\varphi$  (axial, radial y azimutal, respectivamente). El origen de la coordenada  $z$  se toma en uno de los extremos de la fibra. Si la señal y el bombeo son introducidos en la fibra por el mismo extremo, es éste el que se toma como origen de la coordenada  $z$ .

Llamaremos  $P_{\alpha}^*(z, r, \varphi, \lambda, t)ds$  a la potencia del canal centrado en la longitud de onda  $\lambda$  que, en un instante  $t$ , atraviesa una superficie infinitesimal, de área  $ds$ , centrada en un punto  $(z, r, \varphi)$ . El subíndice  $\alpha$  puede ser  $p$ ,  $s$  ó  $f$  (correspondientes, respectivamente, a bombeo, señal y fluorescencia). La distinción entre los diferentes canales se realiza a veces expresando la frecuencia central del canal,  $\nu$ , en lugar de la longitud de onda. Dado que el bombeo y la señal se consideran monocromáticos, no es necesario distinguir canales. Por ello, al expresar las potencias de bombeo o de señal es frecuente omitir su longitud de onda. El símbolo de las potencias lleva también en ocasiones superíndice (\*): éste puede ser (+) ó (-), indicando respectivamente que el sentido de propagación de dicha potencia es el positivo o el negativo de la coordenada axial (dichos sentidos se denominan habitualmente copropagante y contrapropagante respectivamente).

Si el superíndice no aparece, la potencia simbolizada es la suma de la copropagante más la contrapropagante, es decir:

$$P_{\alpha}^{+}(z, r, \varphi, \lambda, t) + P_{\alpha}^{-}(z, r, \varphi, \lambda, t) = P_{\alpha}(z, r, \varphi, \lambda, t). \quad (1-1)$$

Si integramos  $P_{\alpha}^{*}(z, r, \varphi, \lambda, t)$  a lo largo de toda la sección transversal, tenemos la potencia total que atraviesa la sección. A dicha potencia la representaremos con  $P_{\alpha}^{*}(z, \lambda, t)$ .

Supondremos que la distribución modal que adopte la luz será la determinada por las características pasivas de la fibra (una vez extinguidos los modos “leaky” y de radiación). Ello, unido a la hipótesis de que el perfil de índice es el mismo en toda sección transversal de la fibra, implica considerar que la distribución modal se mantendrá a lo largo de ella. La distribución modal de potencia se designará con  $\Psi(r, \varphi, \lambda)$ . Si esta distribución está normalizada de forma que

$$\int_{A_{\infty}} \Psi(r, \varphi, \lambda) ds = 1, \quad (1-2)$$

se cumplirá que

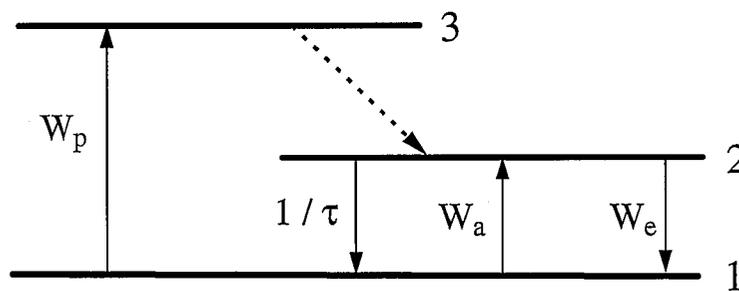
$$P_{\alpha}^{*}(z, r, \varphi, \lambda, t) = P_{\alpha}^{*}(z, \lambda, t) \Psi(r, \varphi, \lambda). \quad (1-3)$$

Denominaremos  $n_T(r, \varphi)$  a la concentración de iones de erbio en el punto  $(z, r, \varphi)$ . Al no incluir en  $n_T$  una dependencia de la coordenada  $z$ , introducimos en el modelo la hipótesis ya comentada de considerar que la distribución de dopante es la misma en cualquier sección transversal de la fibra. Como quedó dicho, las bandas serán tratadas como niveles. Llamaremos nivel 1 al fundamental, nivel 2 al superior de la transición de señal y nivel 3 al superior de la transición de bombeo (figura 1.11). Para bombeo de 1480 nm, los niveles 2 y 3 coinciden. Al no ser necesario tener en cuenta la absorción desde estados excitados, no es preciso incluir un cuarto nivel. A las poblaciones por unidad de volumen de los niveles 1 y 2 las designamos con  $n_1(z, r, \varphi, t)$  y  $n_2(z, r, \varphi, t)$ . La población del nivel 3 se considera despreciable, pues, como se

comentó con anterioridad, se produce un rápido decaimiento no radiativo desde este nivel hasta el nivel 2. Se cumple, por tanto, que

$$n_1(z, r, \varphi, t) + n_2(z, r, \varphi, t) = n_T(r, \varphi). \quad (1-4)$$

Aunque por generalidad mantenemos en las ecuaciones la dependencia azimutal de la concentración de erbio (y, en consecuencia, de las poblaciones), a la hora de realizar cálculos lo habitual es suponer que ésta sólo depende de la coordenada radial.



*Fig. 1.11 - Esquema de niveles y transiciones que se consideran en el modelo. Como en figuras anteriores, la línea discontinua representa un proceso no radiativo.*

Si derivamos la ecuación (1-4) respecto al tiempo, obtenemos que

$$\frac{dn_1(z, r, \varphi, t)}{dt} + \frac{dn_2(z, r, \varphi, t)}{dt} = 0. \quad (1-5)$$

Esta relación nos permite reducir el estudio de las poblaciones al de las de uno cualquiera de los niveles. Escogemos el nivel 2 para ello.

La evolución de  $n_2$  es determinada por las diferentes probabilidades de transición. Llamaremos  $W_p$ ,  $W_a$  y  $W_e$  a las probabilidades por unidad de tiempo de absorción de bombeo, de absorción de señal más fluorescencia y de emisión, respectivamente, y designaremos al tiempo de vida media del nivel 2 con  $\tau$ . Con esta notación, la variación de  $n_2$  nos la da la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned} \frac{dn_2(z, r, \varphi, t)}{dt} &= [W_p(z, r, \varphi, t) + W_a(z, r, \varphi, t)] n_1(z, r, \varphi, t) \\ &\quad - [W_e(z, r, \varphi, t) + 1/\tau] n_2(z, r, \varphi, t). \end{aligned} \quad (1-6)$$

Utilizando (1-4), podemos expresar (1-6) sin que  $n_1$  aparezca, lo cual resultará posteriormente muy conveniente:

$$\begin{aligned} \frac{dn_2(z, r, \varphi, t)}{dt} &= [W_p(z, r, \varphi, t) + W_a(z, r, \varphi, t)] n_T(r, \varphi) \\ &\quad - [W_p(z, r, \varphi, t) + W_a(z, r, \varphi, t) + W_e(z, r, \varphi, t) + 1/\tau] n_2(z, r, \varphi, t). \end{aligned} \quad (1-7)$$

Si designamos las secciones eficaces de absorción y emisión con  $\sigma_a$  y  $\sigma_e$ , las probabilidades de transición por unidad de tiempo serán

$$W_p(z, r, \varphi, t) = \frac{P_p(z, t) \Psi(r, \varphi, \nu_p) \sigma_p(\nu_p)}{h\nu_p} \quad (1-8)$$

$$W_a(z, r, \varphi, t) = \frac{P_s(z, t) \Psi(r, \varphi, \nu_s) \sigma_a(\nu_s)}{h\nu_s} + \sum_{\nu} \frac{P_f(z, t) \Psi(r, \varphi, \nu) \sigma_a(\nu)}{h\nu} \quad (1-9)$$

$$\begin{aligned} W_e(z, r, \varphi, t) &= \frac{P_p(z, t) \Psi(r, \varphi, \nu_p) \sigma_e(\nu_p)}{h\nu_p} \\ &\quad + \frac{P_s(z, t) \Psi(r, \varphi, \nu_s) \sigma_e(\nu_s)}{h\nu_s} + \sum_{\nu} \frac{P_f(z, t) \Psi(r, \varphi, \nu) \sigma_e(\nu)}{h\nu}. \end{aligned} \quad (1-10)$$

Examinaremos a continuación el problema de la propagación de las diferentes potencias a lo largo de la fibra dopada. En primer lugar, nos centraremos en la propagación del bombeo y de la señal. Dado que en el presente trabajo siempre acoplaremos ambos por el mismo extremo de la fibra, desarrollaremos el modelo particularizado para el caso en que bombeo y señal se propaguen en el mismo sentido, que tomaremos como el copropagante. Por ello, no colocaremos

ningún superíndice, indicador del sentido de propagación, en los símbolos de las potencias de bombeo y señal (lo cual, teniendo en cuenta (1-1), es coherente con la notación introducida puesto que siempre se cumplirá que  $P_p^- = P_s^- = 0$ ).

Consideremos un tramo de fibra dopada comprendido entre las coordenadas axiales  $z_0$  y  $z_0 + dz$ , lo suficientemente corto como para considerar que, dentro de él, las poblaciones no varían con la coordenada axial. Supongamos que una cierta potencia de luz,  $P(z_0)$  (de bombeo o de señal), de frecuencia  $\nu$ , entra en este tramo de fibra. Nuestro propósito es calcular la potencia a la salida del mismo.

Por comodidad en la notación, se omite en este desarrollo la dependencia temporal de las diferentes magnitudes. El tiempo de tránsito de la luz a lo largo de este tramo de fibra puede considerarse despreciable, puesto que va a ser varios órdenes de magnitud más breve que los tiempos característicos de cualquier proceso que tenga lugar dentro de la fibra.

En un punto de coordenadas  $(z_0, r_0, \varphi_0)$ , la intensidad que se tiene es  $P(z_0) \Psi(r_0, \varphi_0, \nu)$ . El número de fotones absorbidos por unidad de volumen en ese punto es:

$$N_a(z_0, r_0, \varphi_0, \nu) = \frac{1}{h\nu} P(z_0) \Psi(r_0, \varphi_0, \nu) \sigma_a(\nu) [n_T(r_0, \varphi_0) - n_2(z_0, r_0, \varphi_0)] \quad (1-11)$$

Igualmente, el número de fotones por unidad de volumen generados por emisión estimulada en ese punto es:

$$N_e(z_0, r_0, \varphi_0, \nu) = \frac{1}{h\nu} P(z_0) \Psi(r_0, \varphi_0, \nu) \sigma_e(\nu) n_2(z_0, r_0, \varphi_0) \quad (1-12)$$

Por tanto, el número total de fotones absorbidos en el tramo de fibra considerado es:

$$\begin{aligned} N_a(z_0, \nu) &= \left[ \int_{A_\infty} N_a(z_0, r, \varphi, \nu) ds \right] dz \\ &= \frac{1}{h\nu} P(z_0) \sigma_a(\nu) dz \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} \Psi(r, \varphi, \nu) [n_T(r, \varphi) - n_2(z_0, r, \varphi)] d\varphi \end{aligned} \quad (1-13)$$

Y, de la misma manera, el número total de fotones emitidos es:

$$\begin{aligned}
 N_e(z_0, \nu) &= \left[ \int_{A_\infty} N_e(z_0, r, \varphi, \nu) ds \right] dz \\
 &= \frac{1}{h\nu} P(z_0) \sigma_e(\nu) dz \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} \Psi(r, \varphi, \nu) n_2(z_0, r, \varphi) d\varphi.
 \end{aligned} \tag{1-14}$$

La potencia total que sale del tramo considerado resulta ser, entonces:

$$\begin{aligned}
 P(z_0 + dz) &= P(z_0) + h\nu [N_e(z_0, \nu) - N_a(z_0, \nu)] \\
 &= P(z_0) + P(z_0) \left\{ \sigma_e(\nu) \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} \Psi(r, \varphi, \nu) n_2(z_0, r, \varphi) d\varphi \right. \\
 &\quad \left. - \sigma_a(\nu) \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} \Psi(r, \varphi, \nu) [n_T(r, \varphi) - n_2(z_0, r, \varphi)] d\varphi \right\} dz
 \end{aligned} \tag{1-15}$$

Según esta expresión, la derivada de la potencia con respecto a la coordenada axial coincide con el segundo término, dividido por  $dz$ , del miembro de la derecha. Así pues, si reordenamos (1-15), volvemos a expresar explícitamente la dependencia temporal en las magnitudes que lo requieran, y particularizamos (1-15) para los casos de bombeo y señal, obtenemos las siguientes ecuaciones diferenciales:

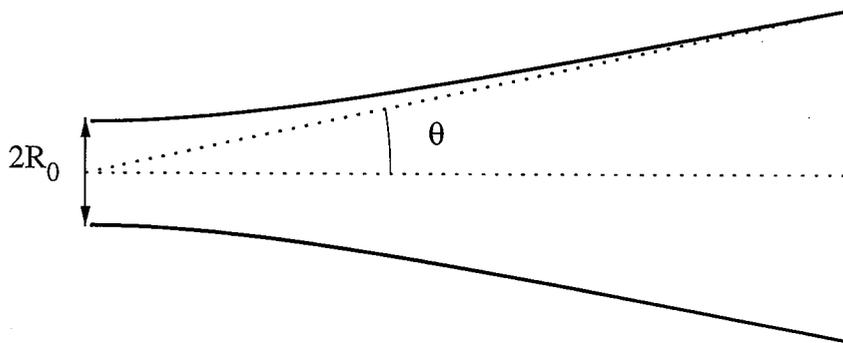
$$\begin{aligned}
 \frac{dP_p(z, t)}{dz} &= P_p(z, t) \left\{ [\sigma_a(\nu_p) + \sigma_e(\nu_p)] \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \Psi(r, \varphi, \nu_p) n_2(z, r, \varphi, t) \right. \\
 &\quad \left. - \sigma_a(\nu_p) \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \Psi(r, \varphi, \nu_p) n_T(z, \varphi) \right\}
 \end{aligned} \tag{1-16}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{dP_s(z, t)}{dz} &= P_s(z, t) \left\{ [\sigma_a(\nu_s) + \sigma_e(\nu_s)] \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \Psi(r, \varphi, \nu_s) n_2(z, r, \varphi, t) \right. \\
 &\quad \left. - \sigma_a(\nu_s) \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \Psi(r, \varphi, \nu_s) n_T(z, \varphi) \right\}.
 \end{aligned} \tag{1-17}$$

Seguidamente estudiaremos cómo resuelve el modelo la propagación de la fluorescencia. El razonamiento utilizado para deducir las ecuaciones de propagación para el bombeo y la señal puede repetirse, pero además deberemos incluir en el balance de fotones los que, generados por emisión espontánea, quedan acoplados en la fibra. El número de fotones, de frecuencia comprendida entre  $\nu$  y  $\nu + d\nu$ , que se generan por emisión espontánea en una de las dos direcciones de propagación (en ambas el resultado es el mismo), dentro de un elemento de volumen  $dV$ , y que quedan acoplados en la fibra, viene dado por [11, 12]:

$$N_{esp}(z_0, \nu) = \frac{1}{\tau} g(\nu) \Delta\nu \frac{\Delta\Omega}{4\pi} dV \int_{A_\infty} n_2(z_0, r, \varphi) \Psi(r, \varphi, \nu) ds, \quad (1-18)$$

en donde  $g(\nu)$  es la función que da el perfil de la línea espectral, cuya expresión en este caso es  $g(\nu) = 8\pi n^2 \sigma_e(\nu) \tau / \lambda^2$  ( $n$  es el índice de refracción del medio) [13]. El cociente  $\Delta\Omega/4\pi$  se introduce debido a que se realiza la aproximación de que solamente los fotones emitidos en una dirección comprendida dentro del ángulo sólido  $\Delta\Omega$  tienen posibilidades de quedar confinados en



*Fig. 1.12 - Esquema de un haz gaussiano.*

la fibra. Tal ángulo sólido se define en este modelo como el generado por el ángulo  $\theta$  de difracción en campo lejano de un haz gaussiano con un radio  $R_0$  en su cuello (fig. 1.12). El radio  $R_0$  que puede tomarse es el característico del perfil modal resultado de la aplicación de la aproximación gaussiana (los detalles de tal aproximación pueden encontrarse en [14]). Dicho ángulo es  $\theta = \lambda / \pi n R_0$  [15] que, con los valores típicos de  $\lambda$  y  $R_0$ , puede considerarse lo suficientemente pequeño como para que sea válida la aproximación  $\cos\theta = 1 - \theta^2/2$ . Por ello,  $\Delta\Omega = \pi\theta^2 = \lambda^2 / \pi n^2 R_0^2$ . Por último, el elemento de volumen puede ser definido como

$dV = \pi R_0^2 dz$ . Con estas definiciones, el número de fotones de frecuencia comprendida entre  $\nu$  y  $\nu + d\nu$ , generados por emisión espontánea en un elemento de volumen comprendido entre las coordenadas  $z_0$  y  $z_0 + dz$ , que quedan acoplados en una de las dos direcciones de propagación, es:

$$N_{esp}(z_0, \nu) = 2 \Delta\nu \sigma_e(\nu) dz \int_{A_\infty} n_2(z_0, r, \varphi) \Psi(r, \varphi, \nu) ds. \quad (1-19)$$

Por tanto, en la ecuación de propagación de la fluorescencia, además de los términos de absorción y emisión estimulada, deberemos incluir un término más, igual a la potencia correspondiente a los fotones procedentes de emisión espontánea que quedan acoplados, es decir, igual a  $h\nu N_{esp}$ . Dicha ecuación queda:

$$\begin{aligned} \frac{dP_f^\pm(z, \nu, t)}{dz} &= \pm 2h\nu\Delta\nu\sigma_e(\nu) \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \Psi(r, \varphi, \nu) n_2(z, r, \varphi, t) \\ &\pm P_f^\pm(z, \nu, t) \left\{ [\sigma_a(\nu) + \sigma_e(\nu)] \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \Psi(r, \varphi, \nu) n_2(z, r, \varphi, t) \right. \\ &\left. - \sigma_a(\nu) \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \Psi(r, \varphi, \nu) n_T(z, \varphi) \right\} \end{aligned} \quad (1-20)$$

(condensamos en una sola expresión, con ayuda del doble signo  $\pm$ , las ecuaciones de propagación de las fluorescencias copropagante y contrapropagante).

En definitiva, el sistema de ecuaciones que describe el comportamiento de la fibra dopada es el constituido por las expresiones 1-2, 1-3, 1-7 a 1-10, 1-16, 1-17 y 1-20. A partir de ellas, pueden hallarse tanto los valores de las diferentes potencias de luz como los de las poblaciones en cualquier punto de la fibra, conocidas las condiciones de contorno. Para las potencias de fluorescencia copropagante y contrapropagante, las condiciones de contorno vienen impuestas por el hecho de que deben anularse, respectivamente, en  $z = 0$  y  $z = L$  ( $L$  es la longitud de la fibra), es decir:

$$P_f^+(0, \nu, t) = P_f^-(L, \nu, t) = 0. \quad (1-21)$$

Como condiciones de contorno para las potencias de bombeo y señal, se suelen tomar  $P_p(0, t)$  y  $P_s(0, t)$ , puesto que normalmente son los datos conocidos.

La resolución de este sistema de ecuaciones ha sido ampliamente estudiada para casos en los que las potencias acopladas a la fibra no varían a lo largo del tiempo. Solamente con ciertas aproximaciones se consiguen soluciones analíticas a este sistema de ecuaciones [16-20]. Todas estas referencias consideran despreciable la fluorescencia frente al bombeo o la señal, por lo que las soluciones que ofrecen únicamente son válidas para determinados casos muy sencillos. Cuando no se recurre a aproximaciones, se puede conseguir reformular el sistema de manera que quede expresado como un conjunto de ecuaciones que no son diferenciales, aunque sí trascendentes [21]. Esta reformulación resulta muy ventajosa para comprender mejor el comportamiento de una fibra dopada con erbio y para deducir métodos de caracterización experimental.

En la mayoría de las situaciones, la resolución de este sistema de ecuaciones, aun restringiéndonos a casos independientes del tiempo, debe efectuarse mediante métodos numéricos [1, 22, 23]. El más utilizado para ello es el método de tiro [1, 22]. El sistema es integrado desde  $z = 0$  a  $z = L$ , empleando como condiciones de contorno las potencias de las diferentes radiaciones en  $z = 0$ . Nos encontramos entonces con la dificultad de que no conocemos el valor de la potencia de fluorescencia contrapropagante en  $z = 0$ , por lo que debemos asignarle un valor a priori. De este modo, obtenemos unos primeros valores para las potencias de bombeo, señal y fluorescencia copropagante en  $z = L$ . Éstos, junto con la condición de contorno de la fluorescencia contrapropagante en  $z = L$ , que es conocida, forman un nuevo conjunto de condiciones de contorno a partir del cual integramos de nuevo el sistema desde  $z = L$  hasta  $z = 0$ . Esta nueva integración nos proporciona un valor para la potencia de fluorescencia contrapropagante en  $z = 0$  que, junto con el resto de condiciones de contorno conocidas para  $z = 0$ , nos sirve como punto de partida para efectuar una nueva integración desde  $z = 0$  hasta  $z = L$ . Si la solución obtenida se diferencia de la hallada en la primera integración menos de lo tolerable, el problema queda resuelto. En caso contrario, debemos seguir iterando este proceso hasta conseguir la convergencia.

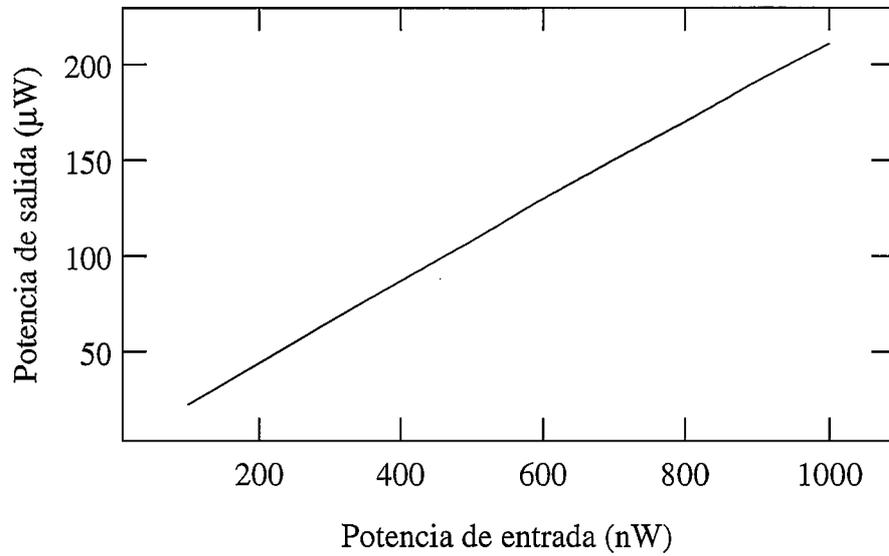
Con bombeos o señales variables con el tiempo, la resolución numérica no ha sido objeto de tanta atención, aunque puede encontrarse en la literatura algún trabajo al respecto [24]. En capítulos posteriores se profundiza sobre esta cuestión. Se han realizado también algunos intentos de resolución analítica de estas ecuaciones en algunos casos sencillos. Así, Desurvire [25] estudia la respuesta de una fibra dopada cuando el bombeo o la señal introducidos son modulados con perfil de onda cuadrada. Las aproximaciones que realiza consisten en suponer que la fluorescencia puede despreciarse y que la distribución transversal de potencia puede ignorarse. A pesar de utilizar unas aproximaciones tan fuertes, sólo se consigue una solución analítica para la evolución de  $n_2$  en el punto  $z = 0$ . No obstante, el objetivo principal de este trabajo es el de estimar los tiempos característicos de los transitorios de las fibras dopadas con erbio. La coincidencia de los experimentos con las predicciones teóricas que ofrece es bastante satisfactoria. Por otra parte, Freeman y Conradi [26] estudian la función de transferencia de una fibra dopada con erbio cuando la señal de entrada está modulada con baja frecuencia. El estudio se reduce a señales sinusoidales, con índice de modulación pequeño, de forma que los términos que dan lugar a distorsión armónica pueden despreciarse. Las expresiones teóricas que utilizan, estrictamente sólo son analíticas en  $z=0$  si la fluorescencia es despreciable frente a bombeo y señal (es decir, en las mismas condiciones que en [25]). De hecho, los cálculos que posteriormente comparan con los experimentos están realizados numéricamente.

### ***1.3 SEÑALES VARIABLES CON EL TIEMPO: RESPUESTA DE LAS FIBRAS DOPADAS Y PARÁMETROS PARA SU CARACTERIZACIÓN***

En varias de las aplicaciones de las fibras dopadas, la señal de entrada es variable con el tiempo. Por ejemplo, en redes de distribución de canales de vídeo por fibra óptica se pueden utilizar señales analógicas (que tienen ciertas ventajas con respecto a las digitales por motivos fundamentalmente económicos [27]: por compatibilidad con los sistemas de transmisión de microondas, los más establecidos hoy día, porque la modulación es un proceso más barato que la digitalización y porque resulta menos costoso multiplexar las señales analógicas mediante multiplexación de frecuencias que multiplexar temporalmente varias señales digitales). El uso de las fibras dopadas con erbio en las diferentes etapas amplificadoras de un sistema de transmisión y distribución de imágenes de este tipo resulta especialmente ventajoso: las fibras dopadas con

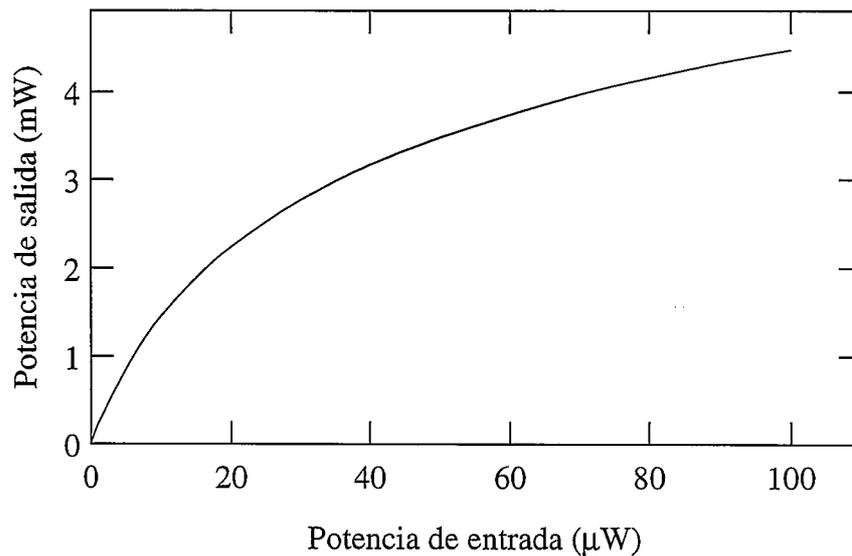
erbio disponen de una amplísima anchura de banda y, por tanto, de una enorme capacidad de transmisión. Tanto su figura de ruido como la distorsión que genera son bajísimas. Y, además, son inmunes a perturbaciones electromagnéticas exteriores. Por eso, es de gran interés conocer la respuesta de una fibra dopada cuando la frecuencia de la señal de entrada pertenece al rango utilizado para modulación de señales de vídeo (en torno a las centenas de megahercios). Por otra parte, las fibras dopadas pueden utilizarse también en detección, como componentes de etapas preamplificadoras. Lógicamente, la señal a detectar tendrá, en general, variaciones con el tiempo dentro de un rango de frecuencias cualquiera. Por consiguiente, para el uso de las fibras dopadas en detección se requiere una caracterización previa de su respuesta a señales dinámicas. Por último, el conocimiento de la respuesta de la fibra dopada cuando son variados el bombeo o la señal de entrada resulta interesante para experimentos de caracterización basados en medidas de la evolución temporal de las diferentes radiaciones presentes en la fibra. Como se detallará ampliamente en posteriores capítulos, dichos métodos de caracterización ofrecen, sobre todo, la ventaja de reducir el número de medidas ópticas absolutas necesario para determinar los parámetros responsables del comportamiento de la fibra dopada.

En todo amplificador, tanto aplicado a comunicaciones como a detección, lo ideal es que su característica sea lineal. Según las ecuaciones del modelo desarrollado en el apartado anterior, el comportamiento de las fibras dopadas con erbio no es lineal. Sin embargo, bajo ciertas condiciones, la aproximación de linealidad resulta aceptable. Como ilustración de este hecho, se han calculado, con señal constante, las potencia de salida de señal, en función de las potencias de entrada, cuando éstas pertenecen a los rangos de las décimas de microwatio (figura 1.13) y de las centenas de microwatio (figura 1.14). Las secciones eficaces utilizadas para ello son las de la figura 1.4. Para ello, resolvemos las ecuaciones del modelo, teniendo en cuenta que, dado que el bombeo y la señal introducidos en la fibra son en todos los casos constantes, las derivadas de las poblaciones (ecuación (1-7)) son iguales a cero. Puede apreciarse en la figura 1.13 cómo la característica de esta fibra dopada, con el bombeo y la longitud de onda de señal escogidos, resulta lineal para este rango de potencias de entrada. En cambio, si realizamos un cálculo similar para valores de la potencia de entrada de señal del orden de las centenas de microwatio, puede observarse en la figura 1.14 cómo la ganancia disminuye al aumentar la



**Fig. 1.13** - Potencia de señal a la salida de una fibra dopada en función de la señal de entrada.

Características de la fibra utilizada para este cálculo: 20 m de longitud, perfil de índice tipo salto (los índices de refracción del núcleo y el recubrimiento son, respectivamente, 1.45 y 1.44), radio del núcleo: 1.9 mm, perfil de dopante tipo salto (con el mismo radio que el núcleo),  $\tau = 10.5 \text{ ms}$ ,  $n_T = 3.4 \times 10^{24} \text{ iones / m}^3$ . La potencia de bombeo es de 20 mW y su longitud de onda es de 1480 nm. La longitud de onda de la señal es de 1530 nm.

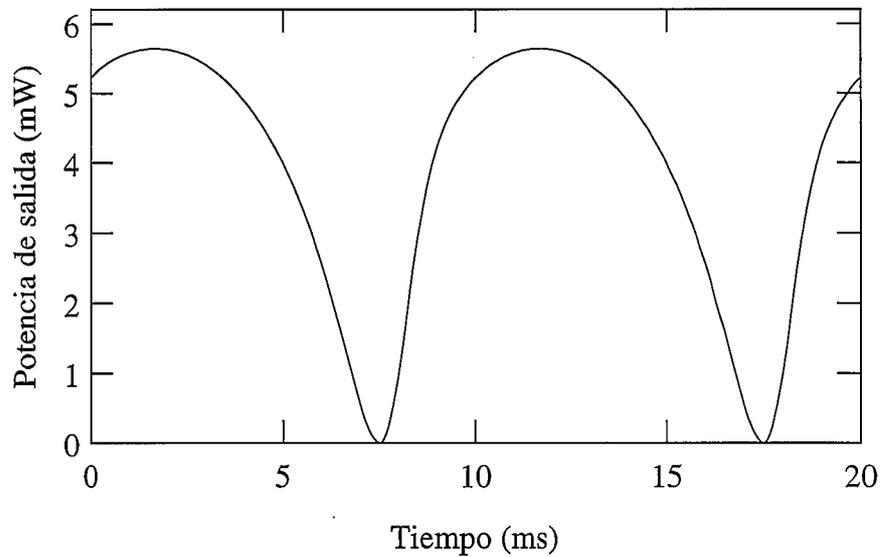


**Fig. 1.14** - Potencia de señal a la salida de una fibra dopada en función de la señal de entrada.

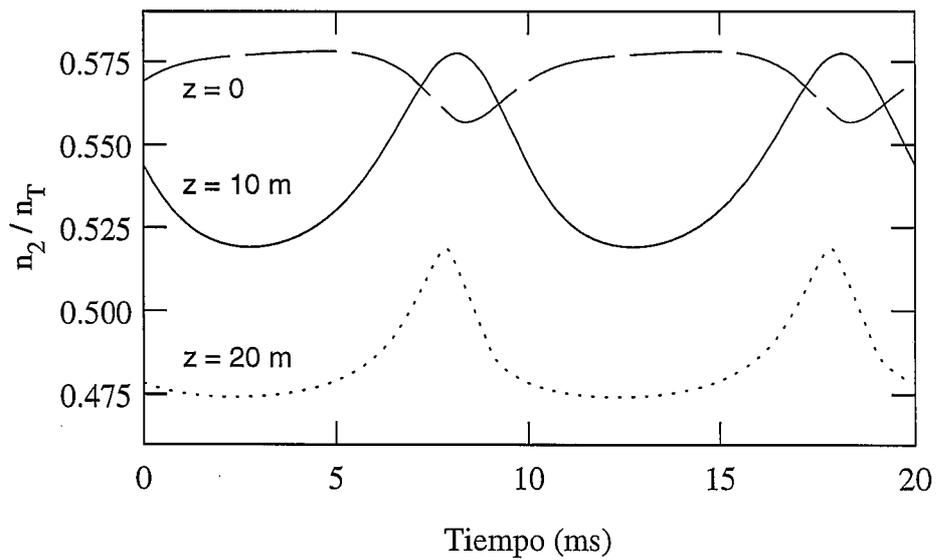
Se ha utilizado la misma fibra que en la figura 1.13, así como el mismo bombeo y la misma longitud de onda de la señal.

potencia de entrada. La explicación de este comportamiento es sencilla. En el primer caso, la potencia de señal es mucho menor que la potencia de bombeo, es decir, la primera no influye apreciablemente en la distribución de poblaciones, que depende, a efectos prácticos, exclusivamente de la segunda (ver (1-7)). En estas condiciones, el factor que acompaña a  $P_s(z, t)$  en (1-17) puede considerarse, por tanto, independiente de la potencia de señal (puesto que el resto de los parámetros que aparecen en dicho factor son característicos de la fibra dopada). Por ello, la ganancia que proporciona la fibra en este rango de valores de potencia de señal es aproximadamente constante. Sin embargo, si la potencia de señal a la entrada es del orden de centenas de microwatios, la potencia de señal a la salida es del orden de miliwatios (comparable, por tanto, a la potencia de bombeo), por lo que influye apreciablemente en la distribución de poblaciones. Teniendo en cuenta las secciones eficaces correspondientes a la longitud de onda de señal, cuanto mayor es la potencia de señal, menor va a ser  $n_2$ . Entonces, el factor (dependiente de  $z$ ) que acompaña a  $P_s(z, t)$  en (1-17) toma valores tanto menores cuanto mayor es la potencia de señal y, por tanto, la ganancia se reduce. No obstante, el comportamiento no lineal se refuerza debido a la interrelación entre todas las magnitudes en juego. Así, por ejemplo, observamos en la ecuación de propagación del bombeo (1-16) que el factor que acompaña a  $P_p(z, t)$  también disminuye conforme la potencia de señal aumenta y, por consiguiente, incrementa la atenuación de bombeo a lo largo de la fibra. Ello acentúa la reducción de  $n_2(z)$  cuando la potencia de señal introducida en la fibra es aumentada y, en consecuencia, colabora también en la reducción de ganancia que se aprecia en la figura.

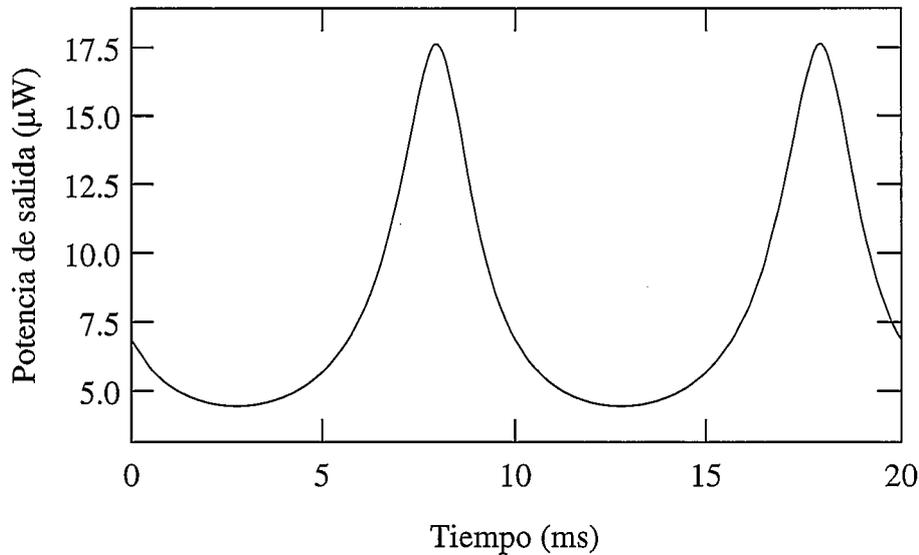
Si, con señal constante, observamos un comportamiento como el recién descrito, es de esperar que cuando la señal varíe con tiempo pueda inducir una variación temporal de la ganancia. En tal caso, la señal a la salida de la fibra presentará una distorsión con respecto a la de entrada. En efecto, la figura 1.15 muestra un ejemplo de ello. La señal de entrada tiene un perfil sinusoidal. Sin embargo, la señal de salida no sigue tal perfil, sino que presenta una clarísima distorsión. Si observamos la evolución de  $n_2$  (figura 1.16), vemos que ésta no se ha mantenido constante, lo que explica la variación de la ganancia con el tiempo y, por consiguiente, la aparición de distorsión.



**Fig. 1.15** - Evolución de la potencia de señal a la salida de una fibra dopada cuando la potencia de la señal de entrada es  $P_e(t) = P_0(1 + \text{sen } 2\pi t / T)$  ( $P_0 = 10 \mu\text{W}$ ,  $T = 100 \text{ Hz}$ ). Para estos cálculos se han utilizado la misma fibra, el mismo bombeo y la misma longitud de onda de señal que para los de las figuras 1.13 y 1.14.



**Fig. 1.16** - Evolución de las poblaciones (promediadas en toda la sección transversal correspondiente a la coordenada axial indicada) del nivel superior de la transición de señal en función del tiempo (con las mismas condiciones que en la figura 1.15).



**Fig. 1.17** - Evolución de la potencia de fluorescencia copropagante del canal correspondiente a  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  ( $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$ ) a la salida de la fibra (con las mismas condiciones que en la figura 1.15).

Además, dado que todas las potencias y las distribuciones de población están interrelacionadas (pues todas las potencias, por (1-16), (1-17) y (1-20), dependen de  $n_2$ , y a su vez, la evolución de  $n_2$  depende de las potencias según (1-7)), la modulación de  $n_2$  se transmite también al resto de las potencias. Así, la figura 1.17 muestra la evolución de la potencia de fluorescencia de 1550 nm.

Si en un amplificador que dé lugar a distorsión se introduce una señal sinusoidal, típicamente la señal de salida tendrá la misma periodicidad que la de entrada, pero contendrá armónicos. Este hecho se aprecia claramente si consideramos el desarrollo en serie de Taylor de la función característica del amplificador (es decir, de la que nos da la potencia de la señal en el terminal de salida ( $P_{out}$ ) en función de la potencia de señal en el terminal de entrada ( $P_{in}$ )):

$$P_{out}(t) = a_1 P_{in}(t) + a_2 P_{in}(t)^2 + a_3 P_{in}(t)^3 + \dots \quad (1-22)$$

Así pues, si la potencia de entrada viene dada por la función  $P_e(t) = C \cos \omega_0 t$ , la potencia de salida será la suma de los siguientes términos:

$$a_1 P_{in}(t) = a_1 C \cos \omega_0 t \quad (1-23)$$

$$a_2 P_e(t)^2 = 0.5 a_2 C^2 (1 + \cos 2\omega_0 t) \quad (1-24)$$

$$a_3 P_{in}(t)^3 = a_3 C^3 (0.75 \cos \omega_0 t + 0.25 \cos 3\omega_0 t) \quad (1-25)$$

(etc.)

Así, vemos que, para que aparezca un armónico de frecuencia  $n\omega_0$  en la potencia de salida, es necesario que en la función característica del amplificador se tenga un término de orden  $n$  o superior.

Los parámetros que se utilizan para cuantificar la magnitud de la distorsión se basan en la comparación entre las potencias de ciertos armónicos superiores y la potencia del armónico fundamental. Así, por ejemplo, si la señal de entrada tiene perfil sinusoidal, de frecuencia  $\omega_0$ , la relación entre las potencias medias de salida del armónico de frecuencia  $2\omega_0$  y del fundamental se conoce como distorsión de segundo armónico (“second harmonic distortion” o SHD). De la misma manera, la relación entre las potencias medias de salida del armónico de frecuencia  $3\omega_0$  y del fundamental se denomina distorsión de tercer armónico (“third harmonic distortion” o THD). Habitualmente, no se consideran armónicos superiores al tercero.

Además, la no linealidad de un amplificador da lugar a que, si se introducen en él portadoras de varias frecuencias,  $\omega_i$ , en el espectro de la señal de salida aparezcan frecuencias iguales a combinaciones lineales de las  $\omega_i$  de entrada. Veámoslo en un caso sencillo: supongamos que se introducen en el amplificador dos portadoras de frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$ , es decir, la señal a la entrada es  $P_{in}(t) = C_1 \cos \omega_1 t + C_2 \cos \omega_2 t$ . En este caso, la señal a la salida será la suma de los siguientes términos (consideramos, por simplificar el desarrollo, que podemos despreciar las contribuciones debidas a términos superiores al de tercer orden):

$$a_1 P_{in}(t) = a_1 (C_1 \cos \omega_1 t + C_2 \cos \omega_2 t) \quad (1-26)$$

$$a_2 P_{in}(t)^2 = a_2 \{ 0.5 (C_1^2 + C_2^2) + 0.5 (C_1^2 + C_2^2) (\cos 2\omega_1 t + \cos 2\omega_2 t) + C_1 C_2 [\cos (\omega_1 - \omega_2) t + \cos (\omega_1 + \omega_2) t] \} \quad (1-27)$$

$$a_3 P_{in}(t)^3 = a_3 \{ 1.5 (C_1^2 C_2 + C_1 C_2^2) + (0.75 C_1^3 + 1.5 C_1 C_2^2) \cos \omega_1 t + (0.75 C_2^3 + 1.5 C_1^2 C_2) \cos \omega_2 t + 0.25 (C_1^3 + C_2^3) (\cos 3\omega_1 t + \cos 3\omega_2 t) + 0.75 C_1^2 C_2 [\cos (2\omega_1 - \omega_2) t + \cos (2\omega_1 + \omega_2) t] + 0.75 C_1 C_2^2 [\cos (2\omega_2 - \omega_1) t + \cos (\omega_1 + 2\omega_2) t] \} \quad (1-28)$$

Este desarrollo es fácilmente generalizable para una potencia de entrada que contenga tantas portadoras como se quiera. Se observa que las contribuciones a la potencia de salida originadas por el término de orden  $n$  de la ecuación característica del amplificador son sinusoidales cuyas frecuencias son combinaciones lineales de  $n$  de las frecuencias introducidas en el terminal de entrada.

En amplificadores que reciben una señal de entrada que contiene varias portadoras, los parámetros que se utilizan para caracterizar la distorsión suelen ser las distorsiones compuestas de segundo y tercer órdenes (habitualmente, se consideran despreciables las contribuciones a la distorsión debidas a términos superiores). Se define la distorsión compuesta de segundo orden (“composite second order”, o CSO), en el canal de frecuencia  $\omega_0$ , como:

$$CSO(\omega_0) = \frac{\sum_{i,j} P(\omega_0 = \omega_i \pm \omega_j)}{P(\omega_0)} \quad (1-29)$$

En esta expresión, el denominador es la potencia media que tendría el canal de frecuencia  $\omega_0$ , a la salida del amplificador, si en su entrada no se introdujera más que este canal. El numerador es la potencia media que aparece en el canal de frecuencia  $\omega_0$  como consecuencia de la existencia de distorsión de segundo orden, es decir, como resultado de que en la señal de salida aparezca una contribución proporcional al cuadrado de la señal de entrada.

Igualmente, se define la distorsión compuesta de tercer orden (“composite triple beat” o CTB) en el canal de frecuencia  $\omega_0$ , como:

$$CTB(\omega_0) = \frac{\sum_{i,j,k} P(\omega_0 = \omega_i \pm \omega_j \pm \omega_k)}{P(\omega_0)} \quad (1-30)$$

El significado del denominador es el mismo que en la expresión del CSO y el numerador representa la potencia media que aparece en el canal de frecuencia  $\omega_0$  como consecuencia de la existencia de distorsión de tercer orden, es decir, como resultado de que en la señal de salida aparezca una contribución proporcional al cubo de la señal de entrada.

Además, puede producirse otro tipo de distorsión, no explicable mediante un análisis de armónicos. Supongamos, por simplicidad, que únicamente se introducen dos portadoras, de frecuencias  $\omega_i$  y  $\omega_j$  (de modo que una no sea múltiplo de la otra). Podemos encontrar que, cuando variamos la potencia de entrada del canal  $i$ , la potencia de salida del canal  $j$  queda modificada (si es así, no se puede caracterizar el amplificador con una ecuación como la (1-22)). Se dice entonces que se tiene modulación cruzada (“crosstalk”, “cross-modulation” o XM). En general, para cualquier número de portadoras que se introduzca, se define la modulación cruzada para el canal de frecuencia  $\omega_0$  como

$$XM(\omega_0) = \frac{|P_T(\omega_0) - P(\omega_0)|}{P(\omega_0)}, \quad (1-31)$$

en donde  $P(\omega_0)$  es la potencia media que se tiene en el canal de frecuencia  $\omega_0$  cuando en la entrada del dispositivo sólo se tiene señal en dicho canal y  $P_T(\omega_0)$  es la potencia media que se tiene en el canal de frecuencia  $\omega_0$  cuando, sin modificar la potencia de entrada en dicho canal, se introducen otras portadoras.

Habitualmente, las cantidades adimensionales CSO, CTB y XM se expresan en dBc. La letra “c” que aparece en el nombre de estas unidades procede de la palabra inglesa “carrier” (portadora), e indica que, al tomar decibelios, se toma como referencia la potencia de la

portadora (es decir, la que tendría el canal de frecuencia  $\omega_0$  a la salida del amplificador si en él solamente se introdujera dicho canal).

Los trabajos que estudian la respuesta en frecuencia de las fibras dopadas con erbio concluyen que la distorsión debida a la no linealidad del amplificador va a ser despreciable para señales cuyas frecuencias sean del orden de las utilizadas en comunicaciones (del orden de centenas de megahercios). Así, Chen [28] realiza un estudio numérico para el caso de un amplificador óptico con ganancia de 10 dB, que proporciona una señal de salida de 1 mW. En este amplificador, las distorsiones compuestas de segundo y tercer orden oscilan entre -60 dBc y -70 dBc, cuando la frecuencia de la portadora es de 10 kHz. Esta cifra mejora aproximadamente -20 dB por cada factor 10 con el que incrementemos la frecuencia. La explicación de este comportamiento se encuentra en los tiempos característicos de la dinámica de las fibras dopadas con erbio. En posteriores capítulos se proporciona más información al respecto, pero no obstante cabe indicar que, para potencias de algunas decenas de miliwatios, esta dinámica se caracteriza por tiempos nunca inferiores a las décimas de milisegundo. Por ello, cuando el período de la señal es mucho menor, la distribución de poblaciones de la fibra dopada no es capaz de seguir la variación de la señal, de modo que, por (1-17), resulta que la ganancia puede ser considerada constante y, por consiguiente, la distorsión en la señal de salida es prácticamente nula.

En amplificadores de fibra dopada con erbio, su respuesta no lineal no es la única causa de distorsión. Ésta aparece también por el efecto combinado de la inestabilidad en frecuencia del láser que proporciona la señal (al cambiar la potencia de ésta varía su frecuencia óptica, lo que en la literatura se conoce como “chirping”) y de la variación de la ganancia del amplificador con la frecuencia óptica. Los diodos láser que emiten en torno a 1.5  $\mu\text{m}$ , con índice de modulación del 5%, se caracterizan típicamente por una inestabilidad en longitud de onda de algunas milésimas de nanometro (o, lo que es lo mismo, una inestabilidad en frecuencia de algunos cientos de megahercios) [29-31]. Algunos trabajos teóricos [29, 30] estudian diferentes casos (variando las potencias de bombeo y señal, así como la longitud de onda de ésta) en los que se obtienen distorsiones compuestas de segundo orden cuyos valores oscilan entre -60 dBc y -40 dBc.

## **Capítulo 2**

### **Factores de solapamiento y su aplicación a casos con señales moduladas**

#### ***2.1 MODELO TEÓRICO CON FACTORES DE SOLAPAMIENTO***

En el capítulo anterior se estableció un modelo teórico capaz de predecir la evolución de la distribución de poblaciones y de las diferentes potencias ópticas presentes en la fibra. Para efectuar dichos cálculos, es preciso conocer ciertos parámetros propios de cada fibra dopada. Determinar algunos de ellos con precisión resulta muy complicado (caso de las secciones eficaces, de la concentración o del perfil de dopante) y, por supuesto, las soluciones que nos proporciona el modelo arrastran esas inevitables imprecisiones experimentales. Por tanto, a efectos prácticos no es necesario afinar al máximo la precisión de las soluciones numéricas. Simplemente hay que asegurar que su imprecisión no supere la procedente de las limitaciones experimentales.

De entre todos los parámetros que es necesario conocer para averiguar la respuesta de la fibra dopada, tal vez el que resulta más difícil de determinar es la distribución de dopante. Las técnicas necesarias para medirlo son muy costosas. Debido a ello, en la literatura son escasas las medidas de perfil de dopante [32, 33, 34]. Habitualmente, éste no se conoce con precisión, pues es propio de cada fibra y el fabricante no suele proporcionar este dato. Si revisamos las ecuaciones del modelo, observamos que la distribución de dopante aparece en las ecuaciones 1-7, 1-16, 1-17 y 1-20. En las tres últimas, aparece siempre dentro de un integrando (bien

explícitamente o bien implícitamente, a través de  $n_2$ ). Si no hacemos uso de ninguna aproximación, debemos resolver esas integrales para cada coordenada  $z$  y para cada canal (para el de bombeo, para el de señal y para los de fluorescencia), en lo cual debemos invertir un tiempo de cálculo considerable. Todo, para llegar a un resultado que no dejará de ser aproximado puesto que el perfil de dopante que podamos introducir en nuestros cálculos lo será también.

Por ello, varios autores han tratado de simplificar el modelo evitando las mencionadas integrales transversales. La manera de conseguirlo es introducir unos factores de solapamiento [1, 35 - 43]. En todas estas referencias, se han estudiado únicamente casos independientes del tiempo. En [35 - 42] se trabaja con la hipótesis de que el perfil de dopante es de tipo salto y se introduce un único factor de solapamiento,  $\eta_0(v)$ , que es la integral de la distribución modal de potencia,  $\psi(r, \varphi, v)$ , extendida al área dopada,  $A_d$ , y las integrales transversales se sustituyen por productos de la siguiente manera:

$$\int_{A_d} \psi(r, \varphi, v) n_i(z, r, \varphi) ds = \eta_0(v) \overline{n_i(z)}, \quad (i = 1, 2) \quad (2-1)$$

en donde

$$\overline{n_i(z)} = \frac{1}{A_d} \int_{A_d} n_i(z, r, \varphi) ds. \quad (2-2)$$

La aproximación anteriormente descrita da buenos resultados en ciertos casos particulares: cuando el bombeo es muy débil, con lo que el nivel superior de la transición de señal se encuentra prácticamente despoblado, o bien cuando el bombeo es lo suficientemente alto como para saturar la población del nivel superior [1]. Sin embargo, cuando se quiere tratar un conjunto de situaciones más amplio, resulta mucho más conveniente utilizar un modelo con factores de solapamiento diferentes para cada integral de acoplamiento [1, 43]. Dichos factores se definen del siguiente modo:

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

$$\eta_0(v) = \frac{\int_{A_d} \psi(r, \varphi, v) n_T(r, \varphi) ds}{\overline{n_T}} \quad (2-4)$$

La aproximación que se utiliza en este modelo consiste en suponer que

$$\frac{\int_{A_d} \psi(r, \varphi, v) n_i(z = 0, r, \varphi) ds}{\overline{n_i(z = 0)}} = \frac{\int_{A_d} \psi(r, \varphi, v) n_i(z, r, \varphi) ds}{\overline{n_i(z)}} \quad (2-5)$$

o, lo que es equivalente, que

$$\int_{A_d} \psi(r, \varphi, v) n_i(z, r, \varphi) ds = \eta_i(v) \overline{n_i(z)}. \quad (2-6)$$

Observando (2-3) y (2-4), fácilmente puede comprobarse que los factores de solapamiento son magnitudes adimensionales.

Si multiplicamos ambos miembros de la ecuación (1-4) por la distribución modal de potencia, los integramos sobre el área dopada y utilizamos (2-6), obtenemos la siguiente relación:

$$\eta_1(v) \overline{n_1(z)} + \eta_2(v) \overline{n_2(z)} = \eta_0(v) \overline{n_T}. \quad (2-7)$$

Gracias a esta expresión, podemos formular las nuevas ecuaciones únicamente en función de  $\eta_2(v)$ ,  $\overline{n_2(z)}$ ,  $\eta_0(v)$  y  $\overline{n_T}$ . Además, (2-7) pone de manifiesto que solamente son dos los factores de solapamiento independientes que van a utilizarse, es decir, aumentamos en uno el número de factores de solapamiento independientes con respecto a la aproximación expresada en (2-1). Esta modificación, a pesar de su simplicidad, conduce a resultados numéricos mucho más precisos que los que se obtienen con el modelo de un sólo factor de solapamiento.

Se reescriben a continuación las ecuaciones del modelo, con los factores de solapamiento recién introducidos. Incluimos de nuevo la dependencia temporal de las diferentes magnitudes. Las ecuaciones (1-7) a (1-10) son reemplazadas por las siguientes:

$$\frac{d\overline{n_2}(z, t)}{dt} = [W_{p,0}(z, t) + W_{a,0}(z, t)] \overline{n_T} - [W_{p,2}(z, t) + W_{a,2}(z, t) + W_{e,2}(z, t) + 1/\tau] \overline{n_2}(z) \quad (2-8)$$

en donde

$$W_{p,0}(z, t) = \frac{P_p(z, t) \eta_0(\nu_p) \sigma_a(\nu_p)}{h\nu_p} \quad (2-9)$$

$$W_{a,0}(z, t) = \frac{P_s(z, t) \eta_0(\nu_s) \sigma_a(\nu_s)}{h\nu_s} + \sum_{\nu} \frac{P_f(z, \nu, t) \eta_0(\nu) \sigma_a(\nu)}{h\nu} \quad (2-10)$$

$$W_{p,2}(z, t) = \frac{P_p(z, t) \eta_2(\nu_p, t) \sigma_a(\nu_p)}{h\nu_p} \quad (2-11)$$

$$W_{a,2}(z, t) = \frac{P_s(z, t) \eta_2(\nu_s, t) \sigma_a(\nu_s)}{h\nu_s} + \sum_{\nu} \frac{P_f(z, \nu, t) \eta_2(\nu, t) \sigma_a(\nu)}{h\nu} \quad (2-12)$$

$$W_{e,2}(z, t) = \frac{P_p(z, t) \eta_2(\nu_p, t) \sigma_e(\nu_p)}{h\nu_p} + \frac{P_s(z, t) \eta_2(\nu_s, t) \sigma_e(\nu_s)}{h\nu_s} + \sum_{\nu} \frac{P_f(z, \nu, t) \eta_2(\nu, t) \sigma_e(\nu)}{h\nu} \quad (2-13)$$

Y, de igual manera, sustituimos 1-16, 1-17 y 1-20 por:

$$\frac{dP_p(z, t)}{dz} = P_p(z, t) \left\{ [\sigma_a(\nu_p) + \sigma_e(\nu_p)] \eta_2(\nu_p, t) \overline{n_2}(z, t) - \sigma_a(\nu_p) \eta_0(\nu_p) \overline{n_T} \right\} \quad (2-14)$$

$$\frac{d P_s(z, t)}{d z} = P_s(z, t) \left\{ [\sigma_a(v_s) + \sigma_e(v_s)] \eta_2(v, t) \overline{n_2(z, t)} - \sigma_a(v_s) \eta_0(v_s) \overline{n_T} \right\} \quad (2-15)$$

$$\begin{aligned} \frac{d P_f^\pm(z, v, t)}{d z} &= \pm 2 h v \Delta v \sigma_e(v) \eta_2(v, t) \overline{n_2(z, t)} \\ &\pm P_f^\pm(z, v, t) \left\{ [\sigma_a(v) + \sigma_e(v)] \eta_2(v, t) \overline{n_2(z, t)} - \sigma_a(v) \eta_0(v) \overline{n_T} \right\}. \end{aligned} \quad (2-16)$$

En las referencias [1, 43] se muestra una comparación entre las diferencias que se obtienen en las soluciones cuando se resuelven diferentes casos bien utilizando el modelo “exacto” (es decir, el que considera las integrales de acoplamiento en cada coordenada axial  $z$ ), bien haciendo uso del modelo con dos factores de solapamiento independientes. Se encuentra que dichas diferencias no superan en ningún caso los 0.5 dB. Además, se realiza una comparación entre los errores debidos al uso del modelo basado en dos factores de solapamiento independientes y los errores debidos a la imprecisión en la medida de las secciones eficaces que se introducen en el modelo “exacto” (se supone una incertidumbre del 5% en el valor de las secciones eficaces). Estos últimos errores oscilan, en los casos estudiados, entre 0.6 dB y 2.8 dB. Por ello, la precisión del modelo basado en dos factores de solapamiento independientes puede considerarse satisfactoria.

Por otra parte, este nuevo modelo nos proporciona una reducción de cálculo muy evidente, debido a que el número de integrales que tenemos que efectuar se reduce enormemente. Con el modelo “exacto”, se debían calcular dos integrales de solapamiento por cada punto  $z$  de muestreo de toda la longitud de la fibra y por cada canal de muestreo del espectro de la transición  ${}^4T_{13/2} - {}^4T_{15/2}$ , y ello dos veces para cada iteración (una vez en dirección “copropagante” y otra en dirección “contrapropagante”). Con el nuevo modelo, hemos de calcular, en principio, dos integrales de solapamiento para cada canal pero únicamente en la coordenada axial  $z = 0$ . Pues bien, el número de integrales que debe calcularse puede reducirse aún más. En [1, 43] se demuestra que, para la banda comprendida entre 1400 nm y 1650 nm (a la que pertenecen todos los canales que manejaremos salvo el del bombeo si su longitud de onda es de 980 nm), los cocientes  $\eta_2(v, t) / \eta_0(v)$  y  $\eta_1(v, t) / \eta_0(v)$  son prácticamente independientes de la frecuencia

(los errores derivados de esta aproximación no superan, típicamente, el 0.5 % para potencias de bombeo superiores a 10 mW, mientras que para potencias de bombeo menores los errores pueden llegar a situarse en torno al 1%). Gracias a esta propiedad, no es necesario calcular todos los factores de solapamiento mediante su definición (2-3, 2-4): es suficiente con calcular uno de ellos, en función de la frecuencia, y los otros en una sola frecuencia.

La reducción de tiempo de cálculo sin que la pérdida de precisión resulte preocupante es una de las ventajas que ofrece este nuevo modelo, pero no es la única (y, quizá, tampoco la más importante). Desde un punto de vista teórico, el hecho de que las integrales que aparecían en el primer modelo queden sustituidas ahora por simples parámetros facilita muchísimo la comprensión de la fenomenología y posibilita la obtención de soluciones analíticas válidas para una gama de casos mucho más amplia que la cubierta por las aproximaciones realizadas directamente a partir del modelo “exacto” [1, 21]. Desde un punto de vista experimental, resulta atractivo contar con un parámetro que, si se logra determinar en el laboratorio, evita la necesidad de conocer el perfil de dopante con precisión.

## **2.2 DENSIDAD DE DOPANTE POR UNIDAD DE LONGITUD: REFORMULACION DEL MODELO**

En la definición de todos los factores de solapamiento introducidos hasta ahora aparece, como superficie de integración, el área dopada,  $A_d$  (2-1 a 2-4), es decir, la región del plano transversal al eje de la fibra en la cual se tiene dopante. El concepto de “área dopada” no plantea ningún problema cuando la distribución de dopante es, por ejemplo, de tipo salto, puesto que hay un límite claramente definido entre la zona dopada y la zona no dopada. Sin embargo, en la literatura pueden encontrarse medidas de distribución de dopante en las que se aprecia cómo su perfil disminuye de manera más o menos suave a partir de una cierta distancia al eje de la fibra, sin que sea posible distinguir un punto límite entre la zona dopada y la zona no dopada.

Si repasamos las ecuaciones del modelo basado en factores de solapamiento, podemos observar que los factores  $\eta_0$  ( $\nu$ ) aparecen siempre multiplicados por  $\overline{n_T}$  e, igualmente, los

factores  $\eta_2(v, t)$  aparecen siempre multiplicados por  $\overline{n_2}(z, t)$ . Escribimos a continuación el desarrollo de dichos productos en función de las definiciones de cada factor:

$$\eta_0(v) \overline{n_T} = \frac{\int_{A_d} \psi(r, \varphi, v) n_T(r, \varphi) ds}{\frac{1}{A_d} \int_{A_d} n_T(r, \varphi) ds} \frac{1}{A_d} \int_{A_d} n_T(r, \varphi) ds \quad (2-17)$$

$$\eta_2(v, t) \overline{n_2}(z, t) = \frac{\int_{A_d} \psi(r, \varphi, v) n_2(0, r, \varphi, t) ds}{\frac{1}{A_d} \int_{A_d} n_2(0, r, \varphi, t) ds} \frac{1}{A_d} \int_{A_d} n_2(z, r, \varphi, t) ds. \quad (2-18)$$

Podemos observar en ambas expresiones que el factor  $1/A_d$  puede simplificarse. Así pues, es un factor que no resulta imprescindible. En cuanto a su presencia como área de integración, no hay ningún problema en extender ésta a todo el plano transversal ( $A_\infty$ ), puesto que la contribución a las integrales de los puntos en los que  $n_T(r, \varphi)$  se anule va a ser cero. Por lo tanto, podemos establecer un modelo sin necesidad del concepto de área dopada. Para ello, redefinimos los factores de solapamiento del siguiente modo:

$$\eta_0(v) = \frac{\int_{A_\infty} \psi(r, \varphi, v) n_T(r, \varphi) ds}{\int_{A_\infty} n_T(r, \varphi) ds} \quad (2-19)$$

$$\eta_2(v, t) = \frac{\int_{A_\infty} \psi(r, \varphi, v) n_2(0, r, \varphi, t) ds}{\int_{A_\infty} n_2(0, r, \varphi, t) ds}, \quad (2-20)$$

e introducimos dos nuevos parámetros más:

$$N_T = \int_{A_\infty} n_T(r, \varphi) ds \quad (2-21)$$

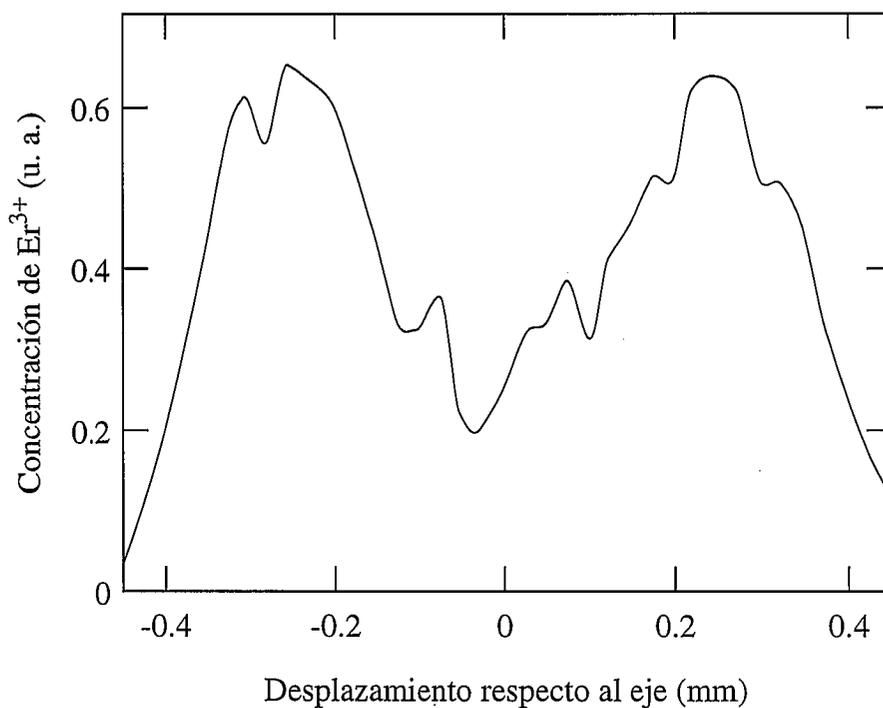
$$N_2(z, t) = \int_{A_\infty} n_2(z, r, \varphi, t) ds. \quad (2-22)$$

Observemos las definiciones de los nuevos parámetros. Por una parte, contamos con unos nuevos factores de solapamiento que no son adimensionales, como en el apartado anterior, sino que tienen dimensiones de inversa de superficie. Por otro lado,  $N_T$  y  $N_2(z, t)$  representan, respectivamente, el número de iones de erbio por unidad de longitud y la población del nivel superior de la transición de señal por unidad de longitud.

Llegados a este punto, consideramos conveniente reflexionar sobre algo que, en la literatura, es lo habitual: la concentración de erbio, en fibras dopadas, siempre se da por unidad de volumen, debido seguramente a que el fabricante suele proporcionar dicho dato. Normalmente, se considera que el perfil de dopante es de tipo salto (es decir, la concentración por unidad de volumen es uniforme en una cierta sección circular centrada en el eje de la fibra y es nula fuera de esa zona). En este caso, utilizar una densidad de dopante por unidad de volumen no supone ningún problema, pues tal magnitud está claramente definida. Pero revisemos ahora el concepto de densidad de dopante por unidad de volumen cuando el dopante adopta un perfil cualquiera que, a partir de una cierta distancia al eje de la fibra, disminuya suavemente, tendiendo a cero cuando la coordenada radial tiende a infinito. En cada punto de la fibra tendremos una cierta densidad por unidad de volumen, pero ¿puede darse una densidad de dopante promedio por unidad de volumen? La respuesta es: sí, pero dicho promedio dependerá del área considerada para promediar. Tomando como ejemplo un perfil gaussiano, de semianchura  $r_0$ , está claro que el promedio no será el mismo si, para calcularlo, consideramos el círculo de radio  $r_0$ , o el de  $2r_0$ , o el de otro radio cualquiera. Por lo tanto, la densidad promedio por unidad de volumen depende, en general, de una elección arbitraria, cosa que no sucede con la densidad por unidad de longitud.

Los perfiles de dopante que se encuentran en la literatura ofrecen siempre una disminución gradual de la concentración de dopante a medida que la coordenada radial aumenta [32, 33, 34]. Así pues, no puede decirse que la densidad de dopante por unidad de volumen es distinta de cero hasta un cierto valor de  $r$ , a partir del cual se anula. Si queremos dar un valor de la concentración promedio por unidad de volumen, debemos escoger arbitrariamente un área en

la que calcular dicho promedio. Y, como ha quedado dicho, el resultado depende de nuestra elección. Parece curioso, entonces, que los fabricantes proporcionen habitualmente el dato de la concentración de iones de erbio por unidad de volumen, cuando, con los perfiles experimentalmente determinados, tal magnitud no está bien definida. Por otra parte, modelizar el comportamiento de una fibra cuyo perfil de dopante sea del estilo del mostrado en la figura 2.1 utilizando un perfil de dopante tipo salto puede dar lugar a errores de importancia puesto que, como se mostrará ampliamente más adelante, el tipo de perfil de dopante influye de manera muy apreciable en la respuesta de una fibra dopada. Así pues, la introducción de la densidad de dopante por unidad de longitud no supone simplemente una modificación puramente matemática del modelo: gracias a este parámetro, podemos abordar la modelización de fibras dopadas con perfiles de dopante más semejantes a los reales. Eliminamos así una de las aproximaciones que habitualmente se realizan, el perfil de tipo salto, con lo que es de esperar una mejor concordancia entre los resultados teóricos y los experimentales.



**Fig. 2.1** - Perfil de concentración de  $Er^{3+}$  medido en una preforma [33].

Otras magnitudes del modelo complicadas de obtener son las secciones eficaces de absorción y emisión, puesto que para su determinación se debe conocer previamente el perfil transversal de dopante. Por ello, se ha preferido trabajar, en lo posible, con otros parámetros mensurables directamente. Así, introducimos los coeficientes de absorción y emisión, que definimos del siguiente modo:

$$\gamma_{\alpha}(v) = \eta_0(v) \sigma_{\alpha}(v) N_T \quad (\alpha = a, e) \quad (2-23)$$

Según (2-19), (2-21) y (2-23), el coeficiente de absorción,  $\gamma_a(v)$ , es igual al último término de la llave que aparece en (2-14). Si la potencia de luz introducida en la fibra dopada es tan pequeña que la inversión de población que origina es despreciable, la propagación de dicha potencia vendrá dada por la siguiente ecuación:

$$\frac{d P_s(z, t)}{dz} = -P_s(z, t) \gamma_a(v_s), \quad (2-24)$$

de donde se deduce que:

$$P_s(z, t) = P_s(0, t) \exp[-\gamma_a(v_s) z]. \quad (2-25)$$

Por lo tanto, el coeficiente de absorción puede determinarse experimentalmente introduciendo en una fibra una señal (lo suficientemente pequeña, como ya se ha comentado) y midiendo cuánto se atenúa su potencia tras una cierta longitud de fibra. Hipotéticamente el coeficiente de emisión también podría determinarse con un experimento parecido, siempre que se lograra una inversión de población muy próxima al cien por cien. En la práctica, con las potencias de bombeo típicas no es posible conseguirlo. Así pues, de los dos nuevos coeficientes, en realidad sólo el de absorción es mensurable directamente.

Por último, consideramos más clarificador el uso de densidades de población relativa que el manejo de densidades de población absoluta: por ejemplo, decir que la densidad de población del nivel superior de la transición láser es, en un cierto punto de la fibra, igual a

$3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  es dar un dato que de nada sirve si no se añade cuál es la concentración total de iones de erbio. En cambio, decir que en tal coordenada la población relativa es 0.45 (expresada en tanto por uno) sí que da una idea de cuál es el estado de la fibra en ese punto. Por ello, formularemos las ecuaciones del modelo utilizando el parámetro

$$N_{2r}(z, t) = N_2(z, t) / N_T \quad (2-26)$$

Veamos cómo queda expresado el modelo en función de los nuevos parámetros. Las ecuaciones (2-14 a 2-16) quedan sustituidas por las siguientes:

$$\frac{d P_p(z, t)}{dz} = P_p(z, t) \left\{ [\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] \frac{\eta_2(v_p, t)}{\eta_0(v_p)} N_{2r}(z, t) - \gamma_a(v_p) \right\} \quad (2-27)$$

$$\frac{d P_s(z, t)}{dz} = P_s(z, t) \left\{ [\gamma_a(v_s) + \gamma_e(v_s)] \frac{\eta_2(v_s, t)}{\eta_0(v_s)} N_{2r}(z, t) - \gamma_a(v_s) \right\} \quad (2-28)$$

$$\begin{aligned} \frac{d P_f^\pm(z, v, t)}{dz} &= \pm 2 h v \Delta v \gamma_e(v) \frac{\eta_2(v, t)}{\eta_0(v)} N_{2r}(z, t) \\ &\pm P_f^\pm(z, v, t) \left\{ [\gamma_a(v) + \gamma_e(v)] \frac{\eta_2(v, t)}{\eta_0(v)} N_{2r}(z, t) - \gamma_a(v) \right\}. \end{aligned} \quad (2-29)$$

Igualmente, en lugar de las ecuaciones (2-8) a (2-13) utilizaremos las siguientes:

$$\begin{aligned} \frac{d N_{2r}(z, t)}{dt} &= W_{p,0}(z, t) + W_{a,0}(z, t) \\ &- [W_{p,2}(z, t) + W_{a,2}(z, t) + W_{e,2}(z, t) + 1/\tau] N_{2r}(z, t) \end{aligned} \quad (2-30)$$

$$W_{p,0}(z, t) = \frac{P_p(z, t) \gamma_a(v_p)}{h v_p N_T} \quad (2-31)$$

$$W_{a,0}(z, t) = \frac{P_s(z, t) \gamma_a(\nu_s)}{h\nu_s N_T} + \sum_{\nu} \frac{P_f(z, \nu, t) \gamma_a(\nu)}{h\nu N_T} \quad (2-32)$$

$$W_{p,2}(z, t) = \frac{P_p(z, t) \gamma_a(\nu_p)}{h\nu_p N_T} \frac{\eta_2(\nu_p, t)}{\eta_0(\nu_p)} \quad (2-33)$$

$$W_{a,2}(z, t) = \frac{P_s(z, t) \gamma_a(\nu_s)}{h\nu_s N_T} \frac{\eta_2(\nu_s, t)}{\eta_0(\nu_s)} + \sum_{\nu} \frac{P_f(z, \nu, t) \gamma_a(\nu)}{h\nu N_T} \frac{\eta_2(\nu, t)}{\eta_0(\nu)} \quad (2-34)$$

$$W_{e,2}(z, t) = \frac{P_p(z, t) \gamma_e(\nu_p)}{h\nu_p N_T} \frac{\eta_2(\nu_p, t)}{\eta_0(\nu_p)} + \frac{P_s(z, t) \gamma_e(\nu_s)}{h\nu_s N_T} \frac{\eta_2(\nu_s, t)}{\eta_0(\nu_s)} + \sum_{\nu} \frac{P_f(z, \nu, t) \gamma_e(\nu)}{h\nu N_T} \frac{\eta_2(\nu, t)}{\eta_0(\nu)} \quad (2-35)$$

Obsérvese que, en estas expresiones, los factores de solapamiento  $\eta_2(\nu, t)$  y  $\eta_0(\nu)$  aparecen siempre asociados, en un cociente del primero entre el segundo. Se comentó en el apartado anterior que dicho cociente podía tomarse como independiente de la frecuencia. Por lo tanto, expresando las ecuaciones del modelo de esta manera, es suficiente con calcular los factores de solapamiento para una sola frecuencia.

### 2.3 RESOLUCIÓN DE LAS ECUACIONES DE EVOLUCIÓN DE POTENCIA

Una vez formulado el modelo en función de los parámetros que van a utilizarse en este trabajo, describiremos la manera de resolver sus ecuaciones. Tal y como se ha explicado en el apartado anterior, nuestro sistema de ecuaciones está constituido por 1-7 (particularizada para  $z = 0$ , pues solamente se utiliza para el cálculo de  $\eta_2(\nu, t)$ ), 2-19 a 2-22 y 2-26 a 2-35. Se trata, pues, de un sistema de ecuaciones diferenciales de primer orden, acopladas entre sí, cuya resolución debe realizarse utilizando métodos numéricos (salvo en determinadas situaciones especialmente simples, que quedaron comentadas en el primer capítulo). Dichos métodos han sido ampliamente estudiados para casos estacionarios, tanto en el modelo sin factores de

solapamiento descrito en el primer capítulo [1, 12] como en el modelo expuesto en el primer apartado de este segundo capítulo [1, 43]. En ambos se utilizan métodos similares, puesto que sus ecuaciones son formalmente idénticas, salvo la ya comentada diferencia en cuanto al número de integrales transversales que es preciso resolver según el modelo que se utilice. Dichos métodos resultan también válidos con el nuevo modelo, puesto que la estructura del sistema de ecuaciones es la misma.

Vamos a tratar fundamentalmente los métodos para la resolución de casos con dependencia temporal, pero previamente repasamos la manera de resolver casos estacionarios.

### **Casos estacionarios**

El proceso de cálculo comienza con la determinación de la distribución transversal de potencia,  $\Psi(r, \phi, \nu)$ , a partir de las características pasivas de la fibra, que normalmente proporciona el fabricante. La manera de proceder es bien conocida y está ampliamente descrita en la literatura [14]. El cálculo exige la resolución de una ecuación que es trascendente, pues en ella aparecen funciones de Bessel de órdenes 0 y 1 ( $J_0(x)$  y  $J_1(x)$ ), y funciones modificadas de Bessel, asimismo de órdenes 0 y 1 ( $K_0(x)$  y  $K_1(x)$ ). El manejo de las funciones de Bessel se realiza mediante las rutinas que aparecen en la referencia [22]. En cuanto a la resolución del sistema de ecuaciones, el método numérico utilizado es el de Newton-Raphson [22, 44]. La distribución de potencia se determina para quinientas coordenadas radiales equiespaciadas comprendidas entre  $r = 0$  y  $r = 5 R_0$ . Puesto que la distribución de potencia depende de la frecuencia, debemos resolver un sistema de ecuaciones de este tipo por cada canal de fluorescencia considerado.

A continuación, comienza un proceso iterativo que ya fue brevemente comentado en el primer capítulo. La principal dificultad con la que nos enfrentamos es que no disponemos de todas las condiciones de contorno necesarias para resolver el problema mediante una integración directa. En concreto, conocemos  $P_p(0)$ ,  $P_s(0)$  y, por (1-21),  $P_f^+(0, \nu)$  y  $P_f^-(L, \nu)$ . Lo ideal sería conocer todas las potencias correspondientes a un punto  $z$ , puesto que, a partir de ellas, y mediante (2-30) a (2-35), podríamos calcular  $N_{2r}(z)$  (imponiendo en (2-30) que la derivada

temporal de  $N_{2r}(z, t)$  es nula, dado que ninguna magnitud depende del tiempo). Seguidamente, (2-27) a (2-29) nos permitirían calcular las potencias en un punto  $z + \Delta z$ , con ellas deduciríamos  $N_{2r}(z + \Delta z)$  y así sucesivamente hasta completar toda la longitud de la fibra. Pero, desafortunadamente, no es esa la situación. Nos vemos forzados a partir del punto mejor conocido,  $z = 0$ , asignando un valor cualquiera a las potencias que desconocemos en este punto,  $P_f^-(0, \nu)$ . En concreto, el valor que les asignamos es  $P_f^-(0, \nu) = 0$ . En muchos casos, tal valor puede estar lejos de ser una buena aproximación, pero finalmente resulta aceptable para iniciar un proceso que termina convergiendo a la solución deseada.

Con dichas condiciones de contorno, podemos hallar, en primer lugar,  $n_{2r}(z = 0, r)$ , como paso previo para el cálculo del cociente  $\eta_2(\nu) / \eta_0(\nu)$  (recordemos que es suficiente con calcularlo para una o dos frecuencias, dependiendo de la longitud de onda de bombeo), seguidamente,  $N_{2r}(0)$  y, a continuación, las potencias en  $z = \Delta z$ . Repitiendo este proceso, obtenemos finalmente unas potencias  $P_p(L)$ ,  $P_s(L)$  y  $P_f^+(L, \nu)$ . Estas potencias no son más que una primera aproximación, pero nos sirven para tomarlas como nuevas condiciones de contorno junto con el valor (verdadero) de  $P_f^-(L, \nu)$ , que es cero. Efectuamos ahora un recorrido de integración en sentido inverso, es decir, desde  $z = L$  hasta  $z = 0$ . De esta nueva integración resultan unos valores de  $P_f^-(0, \nu)$ . Las empleamos como nuevas condiciones de contorno, junto con las potencias ya conocidas en  $z = 0$ , y volvemos a empezar: volvemos a calcular  $\eta_2(\nu) / \eta_0(\nu)$ , después  $N_{2r}(0)$ , etc., hasta completar un nuevo recorrido de ida y vuelta a lo largo de la fibra. Finaliza el cálculo cuando las potencias obtenidas en dos iteraciones consecutivas se diferencian menos de una cierta tolerancia. La que se ha exigido en el presente trabajo es del 0.1 %.

El cálculo de los factores de acoplamiento,  $\eta_2(\nu)$  y  $\eta_0(\nu)$  requiere la resolución de integrales de funciones no analíticas. Su determinación se realiza empleando la regla de Simpson [22, 44] correspondientes a 500 coordenadas radiales equiespaciadas, comprendidas entre  $r = 0$  y  $r = 5 R_0$  (despreciamos, por tanto, la contribución a las integrales de la zona exterior al círculo  $r \leq 5 R_0$  que, con los perfiles empleados, es insignificante).

La mayor parte del tiempo de cálculo se consume en la integración de las ecuaciones de propagación, (2-27) a (2-29). Por ello, en este apartado se debe poner especial atención. La precisión y rapidez de nuestros cálculos va a ser determinada por dos parámetros: por una parte, la longitud,  $\Delta z$ , de los intervalos en los que dividiremos la fibra (lógicamente, cuanto menor sea  $\Delta z$ , mayor será la precisión, pero también el tiempo de cálculo consumido), y por otra, el orden del método numérico empleado (si consideramos una determinada longitud del intervalo  $\Delta z$ , a mayor orden mayor precisión, aunque tal afirmación no debe tomarse en sentido estricto: en general se cumple pero hay algunas excepciones [22]). Se ha considerado adecuado el uso de un método de cuarto orden, con una longitud del intervalo de 2 cm. De todos los posibles métodos, se ha escogido el método modificado de Hamming [22, 44].

En cuanto al tratamiento de la banda de fluorescencia, se han obtenido buenos resultados limitándola al intervalo comprendido entre 1500 y 1600 nm, dividido en 101 canales de 1 nm de anchura de banda. Así pues, el número total de ecuaciones diferenciales que constituyen nuestro sistema es de 204 (202 ecuaciones de propagación de la fluorescencia, una de propagación del bombeo y otra de propagación de la señal).

### **Casos dependientes del tiempo**

Consideremos ahora los casos en los que alguna de las potencias que se acoplan en la fibra (de bombeo, de señal o ambas) tiene una dependencia temporal. En la resolución numérica de los casos dependientes del tiempo consideraremos despreciable el tiempo de tránsito de la luz a lo largo de toda la fibra ( $\delta t$ ) frente a los tiempos característicos de la evolución de las poblaciones. Es decir, si la población relativa del nivel 2, en una coordenada axial  $z$  y en un cierto instante  $t_0$  es  $N_{2r}(z, t_0)$ , supondremos que la evolución de las poblaciones es lo suficientemente lenta como para que, prácticamente, no haya diferencia entre  $N_{2r}(z, t_0)$  y  $N_{2r}(z, t_0 + \delta t)$ . Típicamente, las fibras que se utilizan para amplificación tienen una longitud de unas pocas decenas de metros, por lo que el tiempo de tránsito de la luz es del orden de la decena de microsegundo, mientras que, con las potencias de bombeo y señal que se manejan, la evolución de la distribución de las poblaciones se caracteriza por tiempos del orden del

milisegundo o incluso mayores. Por lo tanto, la validez de esta aproximación está plenamente justificada.

Supongamos que una de las potencias de entrada que oscilan en el tiempo tiene, en el instante  $t_0$ , el valor  $P(0, t_0)$ . Dicha potencia llegará a la salida ( $z = L$ ) en el instante  $t_0 + \delta t$ . Su propagación depende de la distribución de poblaciones que “va encontrando” en cada punto de la fibra. La distribución de poblaciones que esta potencia “ve” en cada coordenada espacial  $z$  corresponde a un instante diferente, comprendido entre  $t_0$  y  $t_0 + \delta t$ . Sin embargo, según la aproximación que hemos descrito, a lo largo de todo ese intervalo temporal la distribución de poblaciones se modifica tan levemente que su variación puede despreciarse. Es decir, para hallar el valor de la potencia de salida en el instante  $t_0 + \delta t$  podemos calcular la propagación de  $P(0, t_0)$  a lo largo de la fibra considerando que dicha potencia “ve” en cada coordenada espacial  $z$  la distribución de poblaciones correspondiente al instante  $t_0$ .

Estrictamente, entre la potencia oscilante de salida y la de entrada hay una diferencia de fase, puesto que la potencia resultante de la propagación de  $P(0, t_0)$  a lo largo de la fibra no llega al final de ésta en el instante  $t_0$  sino en  $t_0 + \delta t$ . Ahora bien, la relación entre las fases de las potencias de entrada y salida no tiene ningún interés para nosotros, pues no tiene ninguna influencia en las magnitudes que vamos a analizar (ganancia, distorsión ...). Por ello, no vamos a tener en cuenta dicha diferencia, es decir, restaremos  $\delta t$  a la coordenada temporal correspondiente a la potencia de salida, de modo que llamaremos  $P(L, t_0)$  a la potencia de salida que es resultado de la propagación de  $P(0, t_0)$  a lo largo de la fibra.

La validez de este método de cálculo se debe, pues, a que los tiempos característicos de la evolución de la población son muy superiores a los tiempos de tránsito de la luz a lo largo de la fibra. Esta es una propiedad característica del  $\text{Er}^{3+}$  en sílice, que desde luego no se da en todos los dopantes que se utilizan en fibras ( $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ , etc; por ejemplo, en el caso del  $\text{Pr}^{3+}$ , los tiempos característicos de la evolución de las poblaciones son del orden de microsegundos [45]). Por ello, la posibilidad de generalizar este método para fibras dopadas con otro ion hay que estudiarla en cada caso.

Distinguiremos dos tipos de situaciones, dependiendo de si, a lo largo de cada periodo, las potencias de bombeo y señal que se introducen permanecen constantes durante un cierto intervalo de tiempo suficientemente largo como para que las poblaciones a lo largo de la fibra alcancen el estado estacionario (situaciones con algún intervalo temporal estacionario) o no (situaciones sin intervalos temporales estacionarios). Pueden incluirse también en la primera categoría a todas las señales no periódicas, que parten de una determinada situación estacionaria. Como caso perteneciente al primer tipo, podemos citar al que se tiene si no se introduce señal y se acopla un bombeo modulado a baja frecuencia con perfil de onda cuadrada. Si el periodo de modulación es suficientemente bajo, la fibra alcanzará a lo largo de él dos estados estacionarios: en el semiperiodo en el que se interrumpe el bombeo, la banda superior de la transición de señal llegará a despoblarse por completo debido a la emisión espontánea, y la fibra permanecerá en tal estado hasta el comienzo del siguiente semiperiodo, en el que ya se le acopla a la fibra un cierto bombeo. En este semiperiodo, llegará un momento en el que la fibra se hallará en la situación estacionaria que le corresponde a tal bombeo. Otro ejemplo es un caso de potencia de bombeo constante y señal modulada en forma de pulsos, con una separación temporal suficiente entre ellos como para que la fibra alcance el estado estacionario. Como ejemplo del segundo tipo, podemos citar la situación de bombeo constante y señal modulada sinusoidalmente. En tal condición, es claro que la fibra nunca alcanza una situación estacionaria.

#### Situaciones con algún intervalo temporal estacionario

La existencia de un intervalo temporal estacionario permite conocer el estado de la fibra en dicho intervalo, aplicando los métodos numéricos antes descritos. El resto del periodo, en el que no se tiene situación estacionaria, se discretiza en intervalos temporales de duración  $\Delta t$ . Tomaremos como instante  $t = 0$  el final de la situación estacionaria. Por ejemplo, en el caso ya comentado de bombeo modulado con perfil de onda cuadrada, dicho instante corresponde al momento en el que el bombeo se interrumpe, si vamos a estudiar el semiperiodo en el cual no tenemos bombeo, o bien al momento en que el bombeo se restablece si estudiamos el semiperiodo en el que acoplamos bombeo. Veamos cómo calcular el estado de la fibra en  $t = \Delta t$ .

(a) - Con (1-7) y (2-30) calculamos las derivadas temporales de  $n_2(z=0, r, t=0)$  y de  $N_{2r}(z, t=0)$  (podemos efectuar dicho cálculo sin ningún problema, puesto que conocemos perfectamente el estado de la fibra en  $t=0$ ).

(b) - Conocidas las derivadas, tenemos las poblaciones correspondientes al instante  $t = \Delta t$ :

$$n_2(z=0, r, t = \Delta t) = n_2(z=0, r, t=0) + \left( \frac{d n_2(z=0, r, t)}{d t} \right)_{t=0} \Delta t, \quad (2-36)$$

$$N_{2r}(z, t = \Delta t) = N_{2r}(z, t=0) + \left( \frac{d N_{2r}(z, t)}{d t} \right)_{t=0} \Delta t. \quad (2-37)$$

(c) - Con los valores de  $n_2(z=0, r, t = \Delta t)$ , calculamos  $\eta_2(v, \Delta t)/\eta_0(v)$ . Hay que recordar que, por una parte,  $\eta_0(v)$  es independiente del tiempo y que, además, el cociente que debemos determinar es independiente de la frecuencia. Por ello, basta con calcular  $\eta_2(v, \Delta t)$  para la frecuencia  $v$  para la cual conozcamos  $\eta_0(v)$ .

(d) - Con las condiciones de contorno correspondientes al instante  $t = \Delta t$ , es decir, con las potencias  $P_p(0, \Delta t)$  y  $P_s(0, \Delta t)$ , además de las condiciones de contorno para las potencias de fluorescencia (1-21), y tomando las ecuaciones de propagación de las potencias, (2-27) a (2-29), calculamos las diferentes potencias en un punto cualquiera de la fibra. Obsérvese que las potencias de bombeo, señal y fluorescencia copropagante se hallan comenzando la integración en el extremo  $z=0$ , mientras que las potencias de fluorescencia contrapropagante se determinan partiendo del punto  $z=L$ . A diferencia del cálculo en situación estacionaria, no es necesario efectuar varios recorridos de integración hasta la convergencia, puesto que ahora conocemos tanto el valor de las poblaciones a lo largo de la fibra como el de los factores de solapamiento, de modo que (2-27), (2-28) y (2-29) nos proporcionan directamente los valores de las potencias en cualquier punto, a partir de las correspondientes condiciones de contorno.

(e) - Tenemos toda la información necesaria para calcular la derivada de las poblaciones en  $t = \Delta t$  y, seguidamente, repetir el proceso para calcular el estado de la fibra en  $t = 2 \Delta t$  e, igualmente, en el resto de los instantes de muestreo.

### Situaciones sin intervalos temporales estacionarios

Es evidente que en estas situaciones no podemos tomar ningún caso estacionario como condición inicial verdadera. La manera de escoger la condición inicial para comenzar un cálculo varía dependiendo del caso y, desde luego, no puede darse una regla general, puesto que la gama de posibilidades es muy amplia: las potencias puede oscilar siguiendo una forma de onda cualquiera, puede ser que oscile solamente la potencia de señal o solamente la de bombeo, pero también puede ser que ambas oscilen simultáneamente, etc. De cualquier manera, hemos de tratar de que la condición inicial escogida se aproxime al estado de la fibra en algún momento del periodo de oscilación de las potencias de entrada. Por ejemplo, cuando introducimos una potencia de bombeo constante y una potencia de señal modulada sinusoidalmente, escogemos como condición inicial el caso de potencias constantes correspondiente a esa potencia de bombeo y al valor medio de la potencia de señal.

A partir de la condición inicial escogida en cada caso, calculamos la respuesta de la fibra durante dos periodos. En cada punto de muestreo, comparamos la respuesta de la fibra en el segundo periodo con la respuesta que habíamos obtenido en el primer periodo. Por supuesto, no es necesario efectuar la comparación con todas las magnitudes características de la fibra: basta con realizarla, por ejemplo, con la potencia de señal al final de la fibra y, si se quiere, con la potencia de fluorescencia de salida (copropagante o contrapropagante) correspondiente a uno de los canales en los que la emisión sea más importante. Si las diferencias son menores que la tolerancia fijada, el cálculo ha finalizado. En caso contrario, debemos proseguir calculando la respuesta de la fibra durante más periodos, hasta que haya una coincidencia aceptable entre las respuestas obtenidas en dos periodos consecutivos.

La rapidez de la convergencia varía, como es lógico, dependiendo de las características de la fibra, del perfil de la señal y de su frecuencia, pero en cualquier caso lo habitual es que el número de periodos que hemos de calcular no sea superior a cuatro o cinco.

Para efectuar la integración de las ecuaciones de propagación de las potencias se ha utilizado, al igual que en los casos estacionarios, el método modificado de Hamming. Sin embargo, hay algunas diferencias entre la integración que se efectúa para resolver casos estacionarios y la que se realiza cuando existe una cierta dependencia temporal. Las diferencias proceden de que, en este último caso, las poblaciones de los distintos puntos de la fibra son conocidas antes de efectuar la integración de (2-27), (2-28) y (2-29), de manera que, dada la potencia en un punto  $z$ , es inmediato calcular su derivada con respecto a  $z$  y, por tanto, el valor de la potencia en  $z + \Delta z$ . Sin embargo, cuando resolvemos situaciones estacionarias averiguamos cuánto valen las potencias en un determinado punto  $z$ , seguidamente calculamos la población correspondiente (2-30) y entonces podemos calcular la derivada de las potencias con respecto a la coordenada axial en dicho punto  $z$ , con el que determinamos el valor de las potencias en  $z + \Delta z$ . La memoria que se requiere para un cálculo dependiente del tiempo es mucho mayor que para la resolución de un caso estacionario: para determinar las potencias en un determinado instante de muestreo  $t_0$  debemos tener almacenadas en memoria las poblaciones de todos los puntos de la fibra en dicho instante. Y para determinar las poblaciones en el instante  $t_0 + \Delta t$ , hemos de tener guardadas en memoria todas las potencias (202 de fluorescencia, más la de bombeo y la de señal) en todos los puntos  $z$  de la fibra. Así pues, debemos guardar 205 datos por cada punto  $z$  considerado (204 de las diferentes potencias, más el dato de  $N_{2r}(z)$  correspondiente).

#### ***2.4 VALIDEZ DE LOS FACTORES DE SOLAPAMIENTO PARA CASOS DEPENDIENTES DEL TIEMPO***

En este tipo de casos, el modelo basado en factores de solapamiento resulta especialmente ventajoso frente al modelo "exacto". Si empleamos éste, debemos resolver en cada punto las integrales de solapamiento, lo que significa que hemos de conocer y almacenar en memoria las poblaciones en cada punto ( $z, r$ ) de la fibra. Con aquél, en cambio, únicamente es necesario almacenar un dato de población por cada punto de muestreo de la coordenada  $z$  (con

excepción del punto  $z = 0$ , en donde precisamos conocer  $n_2(0, r)$ ). Aparte de eso, todas las ventajas que teníamos en casos estacionarios continúan en casos dependientes del tiempo: el número de derivadas de las poblaciones que debemos calcular se divide por el número de puntos de muestreo de la coordenada radial, y el número de integrales de solapamiento que hemos de calcular se divide por el número de canales y por el número de puntos  $z$  de muestreo. Tengamos en cuenta que cada cálculo dependiente del tiempo puede requerir muestrear la coordenada temporal con un número de puntos del orden de las centenas, por lo que el tiempo de cálculo necesario se reduce considerablemente. Sin embargo, antes de hacer uso de todas estas ventajas hemos de asegurarnos de la validez del modelo basado en factores de solapamiento cuando se aplica a casos dependientes del tiempo, puesto que hasta el momento únicamente se ha utilizado para resolver casos estacionarios.

Para ello, no hay más remedio que resolver una serie de casos con ambos métodos de cálculo y comparar resultados. Nos encontramos entonces con un problema: la diversidad de situaciones que podemos encontrar es amplísima. La señal puede tener desde una potencia que prácticamente no afecte a las poblaciones a lo largo de la fibra hasta potencias que, una vez amplificadas, son comparables a la del bombeo en algunos puntos de la fibra. La longitud de fibra puede ser demasiado corta para amplificación, cercana a la óptima o excesivamente larga, lo cual da lugar a diferencias en las respuestas típicas de las fibras. Y, por supuesto, es infinita la colección de formas de onda que tanto el bombeo como la señal pueden seguir a una frecuencia cualquiera. Lógicamente, la comprobación debe restringirse a una serie de casos escogidos de modo que resulten lo más representativos posible, y así se ha tratado de hacer en este trabajo. Los resultados que presentaremos a continuación muestran que el modelo basado en factores de solapamiento es fiable para una gran cantidad de casos y, entre ellos, desde luego para todos los que se nos presentan en capítulos posteriores.

Para ilustrar la concordancia de los resultados de ambos modelos, se ha escogido una fibra cuyas características se exponen en la tabla 2.1. Los valores de los diferentes parámetros pertenecen en todos los casos a los rangos típicos. Las secciones eficaces empleadas (figura 2.2) han sido tomadas de la referencia [46], salvo el valor correspondiente a  $\lambda = 980$  nm, tomada de la referencia [7] (en [46] no se da ningún valor para esta longitud de onda).

TABLA 2.1 - Características de la fibra empleada para la comparación

Radio del núcleo	1.9 $\mu\text{m}$
Apertura numérica	0.17
Índice de refracción del núcleo	1.45
Perfil de dopante	Tipo salto (coincidente con el núcleo)
Concentración de $\text{Er}^{3+}$ (por unid. volumen)	$3.40 \times 10^{24}$ iones/ $\text{m}^3$
Concentración de $\text{Er}^{3+}$ (por unid. longitud)	$3.86 \times 10^{13}$ iones/m
Tiempo de vida media	10.5 ms
Sección eficaz de absorción ( $\lambda = 980 \text{ nm}$ )	$2.20 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
Sección eficaz de absorción ( $\lambda = 1480 \text{ nm}$ )	$2.24 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
Sección eficaz de emisión ( $\lambda = 1480 \text{ nm}$ )	$2.26 \times 10^{-26} \text{ m}^2$

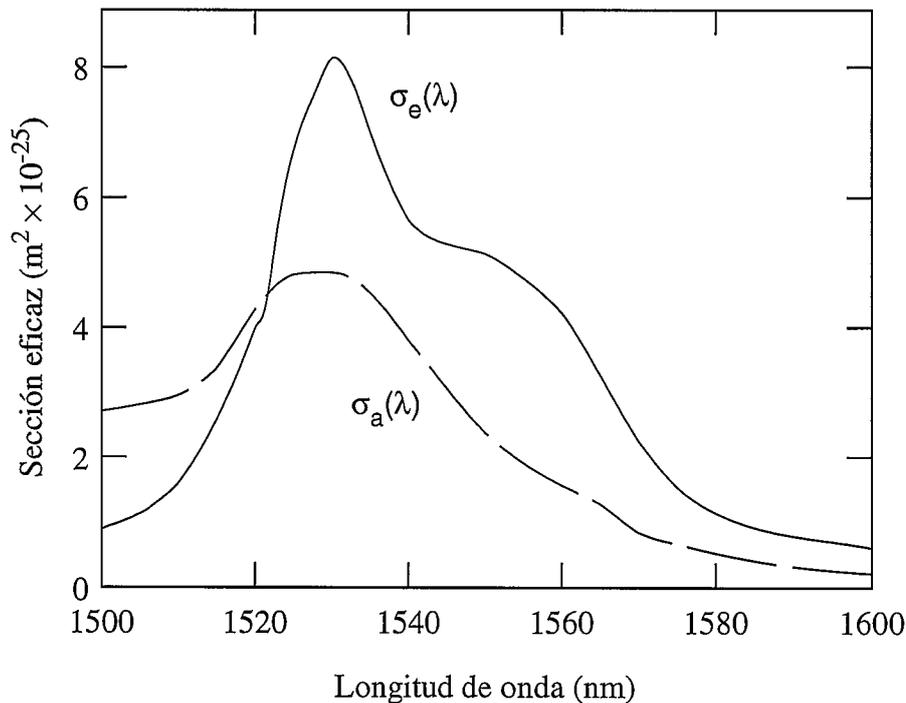


Fig. 2.2 - Secciones eficaces utilizadas en la comparación [46].

Se han estudiado dos tipos de casos en esta comparación, que corresponden a los dos tipos de situaciones experimentales que posteriormente vamos a tratar. En el primer caso, se introduce en la fibra un bombeo constante y una señal dada por una función

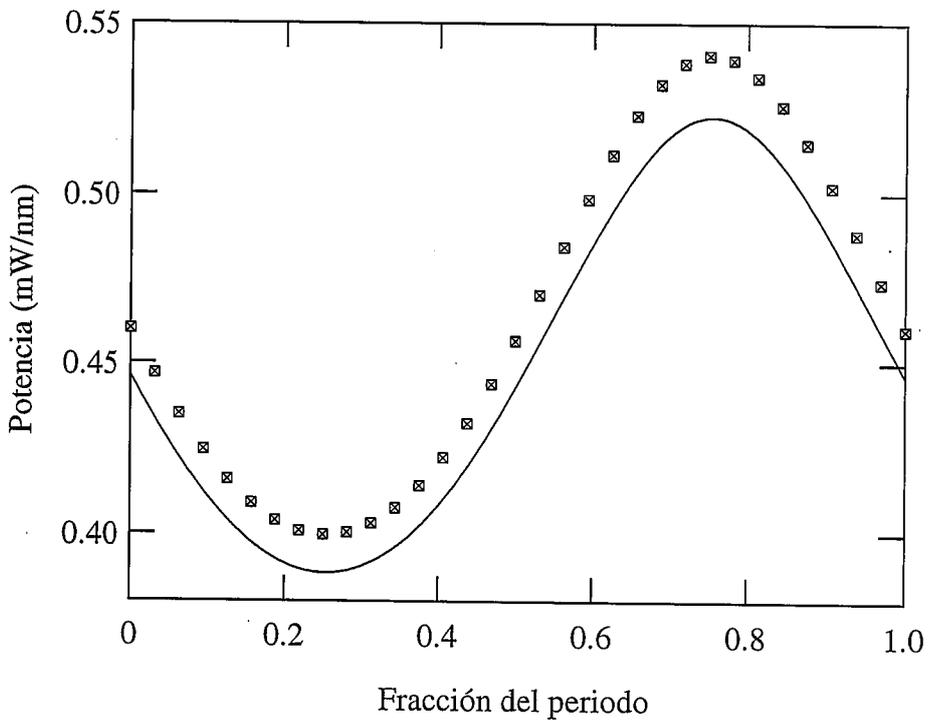
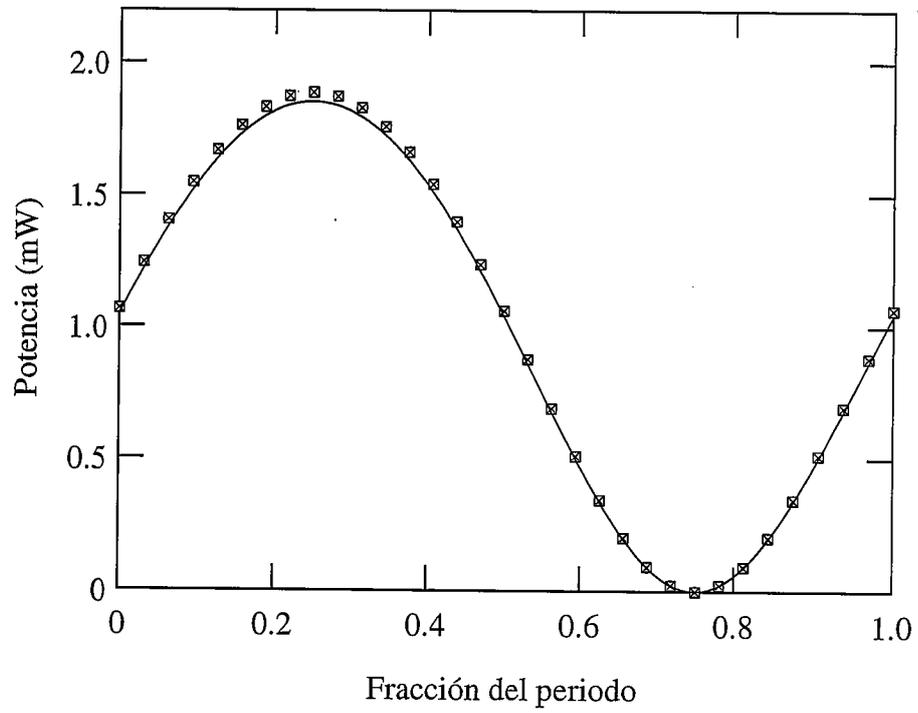
$P_s(t) = P_0 (1 + \text{sen}(2\pi vt))$ . La longitud de onda de la señal es 1530 nm. Se han combinado las siguientes posibilidades: dos longitudes de onda de bombeo (980 nm y 1480 nm), dos potencias de bombeo (10 mW y 25 mW), dos valores de la potencia media de señal,  $P_0$  (0.1  $\mu$ W y 10  $\mu$ W) y tres frecuencias de modulación (10 Hz, 100 Hz y 1000 Hz). Las longitudes de fibra que se consideran son 15 metros cuando la longitud de onda del bombeo introducido es 980 nm o 25 metros si se acopla bombeo de 1480 nm.

La elección de todos estos valores no es casual. La combinación de las dos potencias de bombeo con las dos potencias de señal nos permite disponer de situaciones que van desde la que se tiene con la menor señal y el mayor bombeo, en la cual la señal no tiene una influencia apreciable sobre las poblaciones, hasta la que se da con la mayor señal y el menor bombeo, en la que la señal influye en las poblaciones de manera muy importante. Además, las longitudes de fibra escogidas para cada uno de los dos bombeos empleados son tales que en ciertos casos resultan demasiado cortas para amplificación, en otros demasiado largas y en algunos muy próximas al valor óptimo. En cuanto a las frecuencias de modulación, a la intermedia le corresponde un periodo de 10 ms, valor muy próximo a la vida media de la transición de señal. Los tiempos característicos de los diferentes procesos que tengan lugar en la fibra se situarán por tanto en torno a este valor. Con señales de las otras dos frecuencias estudiaremos el comportamiento de la fibra cuando las potencias acopladas varían un orden de magnitud más rápida o más lentamente que sus tiempos característicos.

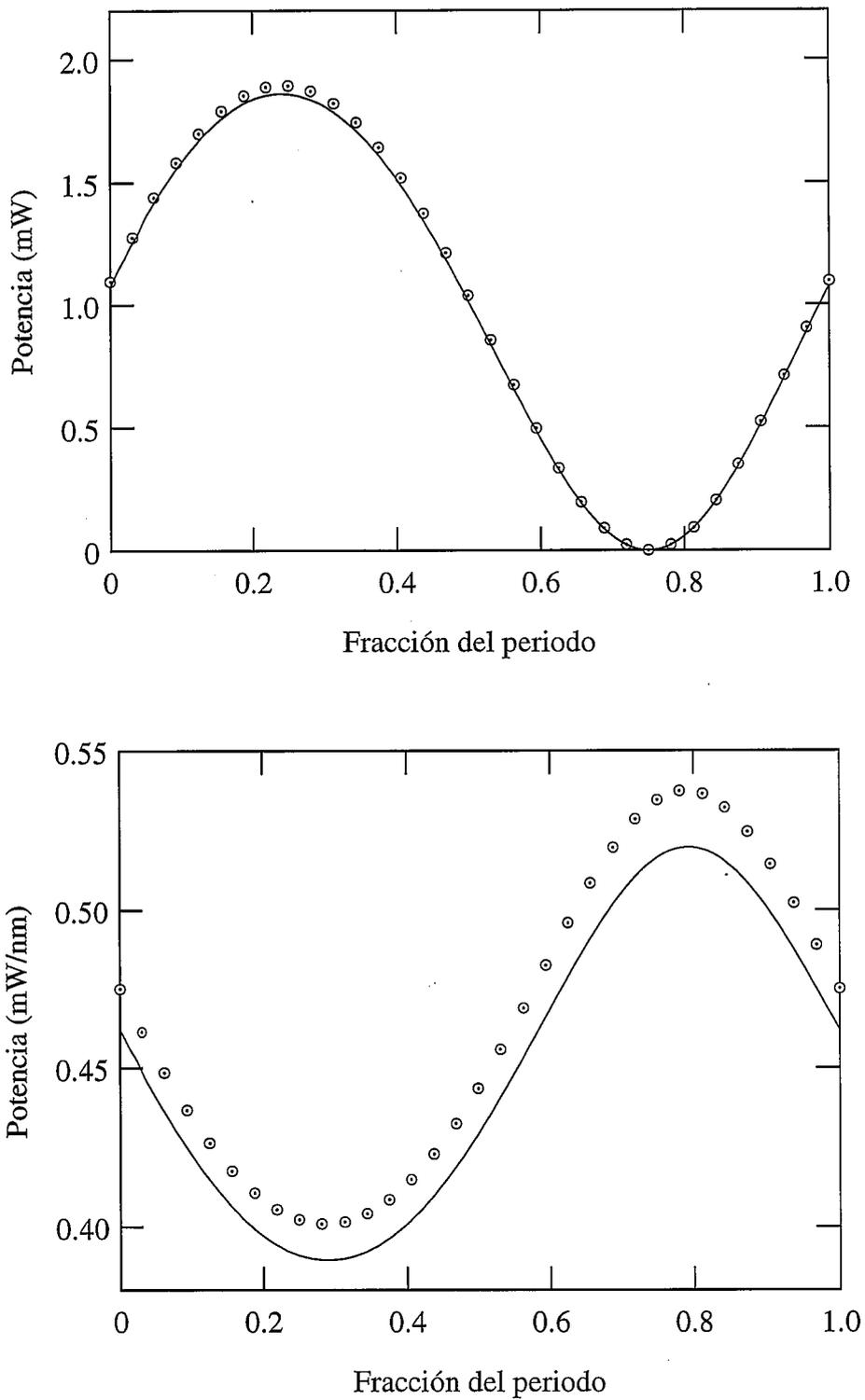
El número de puntos en que se ha dividido el periodo para realizar el cálculo es variable, dependiendo de la frecuencia de la señal: 32 puntos para casos con señal de 1000 Hz, 64 puntos para casos con señal de 100 Hz y 512 puntos para casos con señal de 10 Hz. Tengamos en cuenta que el intervalo  $\Delta t$  que asegura un buen funcionamiento del método numérico depende de los tiempos característicos de los procesos físicos que tienen lugar en la fibra. Si se intenta realizar el cálculo muestreando la señal de 10 Hz en 64 puntos, por ejemplo, se tiene que  $\Delta t = 1.5625$  ms, que no es lo suficientemente pequeño comparado con el tiempo de vida media de la transición de señal, 10.5 ms.

De entre todas las magnitudes que podemos encontrarnos en una fibra dopada, escogemos dos para realizar la comparación: la potencia de señal en el extremo final de la fibra y la potencia de fluorescencia del canal de  $\lambda = \lambda_s$ , igualmente en el extremo final de la fibra. Como todas las magnitudes están interrelacionadas, es suficiente con prestar atención a algunas de ellas para comprobar la validez del método de cálculo.

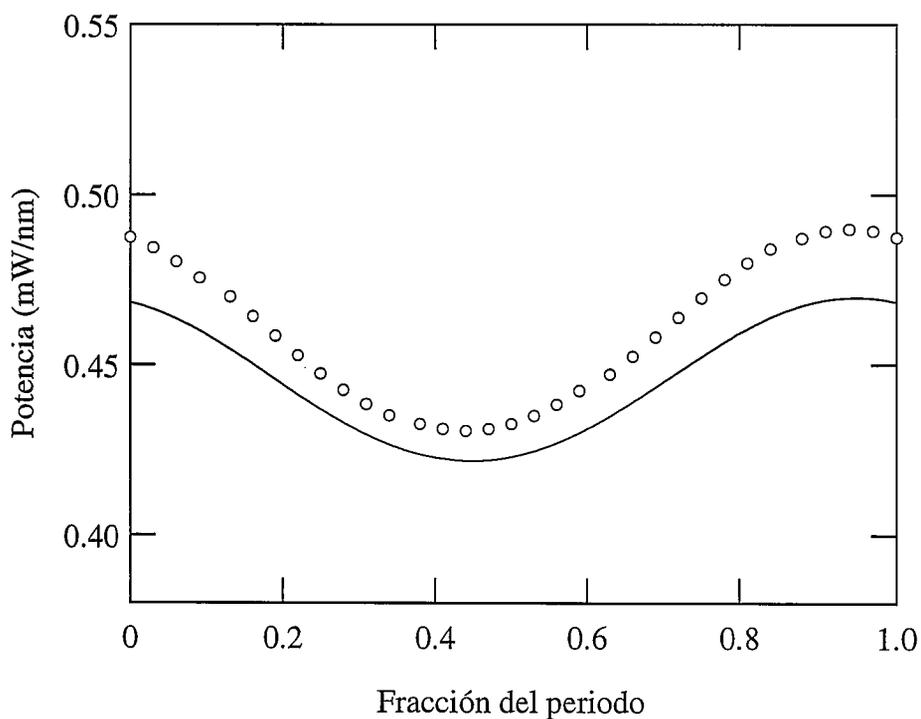
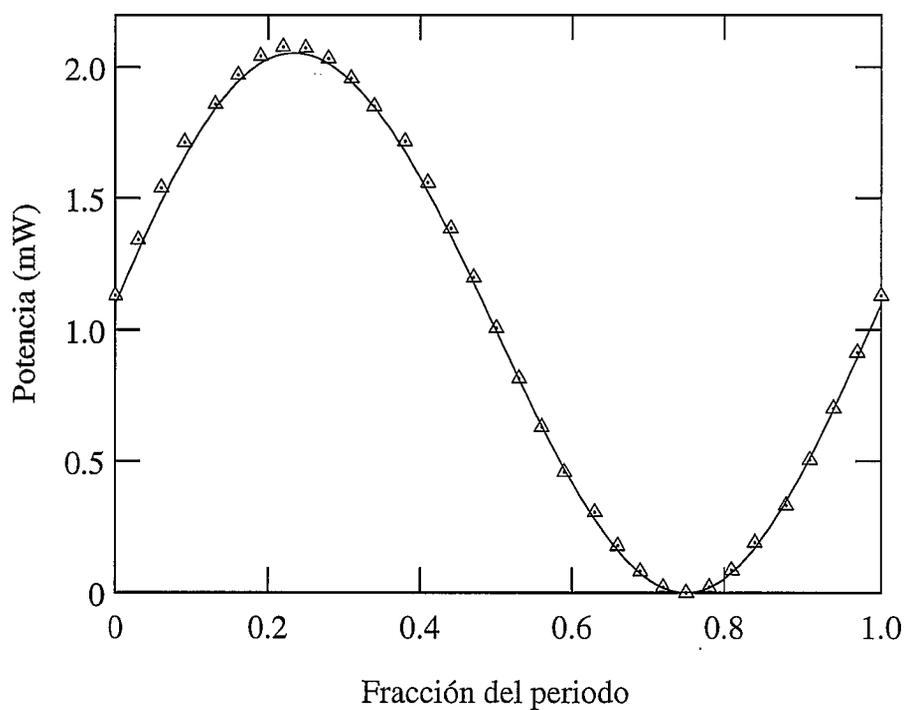
Presentamos a continuación las gráficas con los resultados obtenidos al resolver los diferentes casos. Para cada bombeo y potencia media de señal consideradas, se han resuelto tres casos (uno por cada una de las tres frecuencias). Cuando la potencia media de la señal de entrada es  $10 \mu\text{W}$ , los tres perfiles de señal obtenidos en cada uno de los casos se diferencian apreciablemente, y lo mismo sucede con la fluorescencia. Hemos aprovechado este hecho para condensar en una misma figura los resultados de cada trío de casos. Sin embargo, cuando la potencia media de la señal de entrada es  $0.1 \mu\text{W}$  la distorsión en la señal de salida es muy pequeña y las diferencias entre los perfiles obtenidos con las distintas frecuencias son demasiado escasas como para que su representación conjunta sea aconsejable. Por otra parte, en estos casos la variación de la fluorescencia a lo largo del periodo es de unos pocos tantos por ciento. Para apreciar sus fluctuaciones, se ha representado su evolución restringiendo los valores de las ordenadas a la banda de interés, (por ejemplo, véase la gráfica 2.3 correspondiente a fluorescencia, en la cual la potencia fluctúa aproximadamente entre  $0.39 \text{ mW/nm}$  y  $0.54 \text{ mW/nm}$ ). A primera vista puede dar la impresión de que la diferencia entre los valores de fluorescencia obtenidos con cada uno de los dos métodos es mayor de la que sería deseable (sobre todo si se compara con la gráfica superior, correspondiente a señal, en la cual la coincidencia es casi perfecta). Sin embargo, si se presta atención al eje de ordenadas fácilmente se aprecia cuál es la diferencia real, que no llega a superar, en el peor de los casos, algunos tantos por ciento.



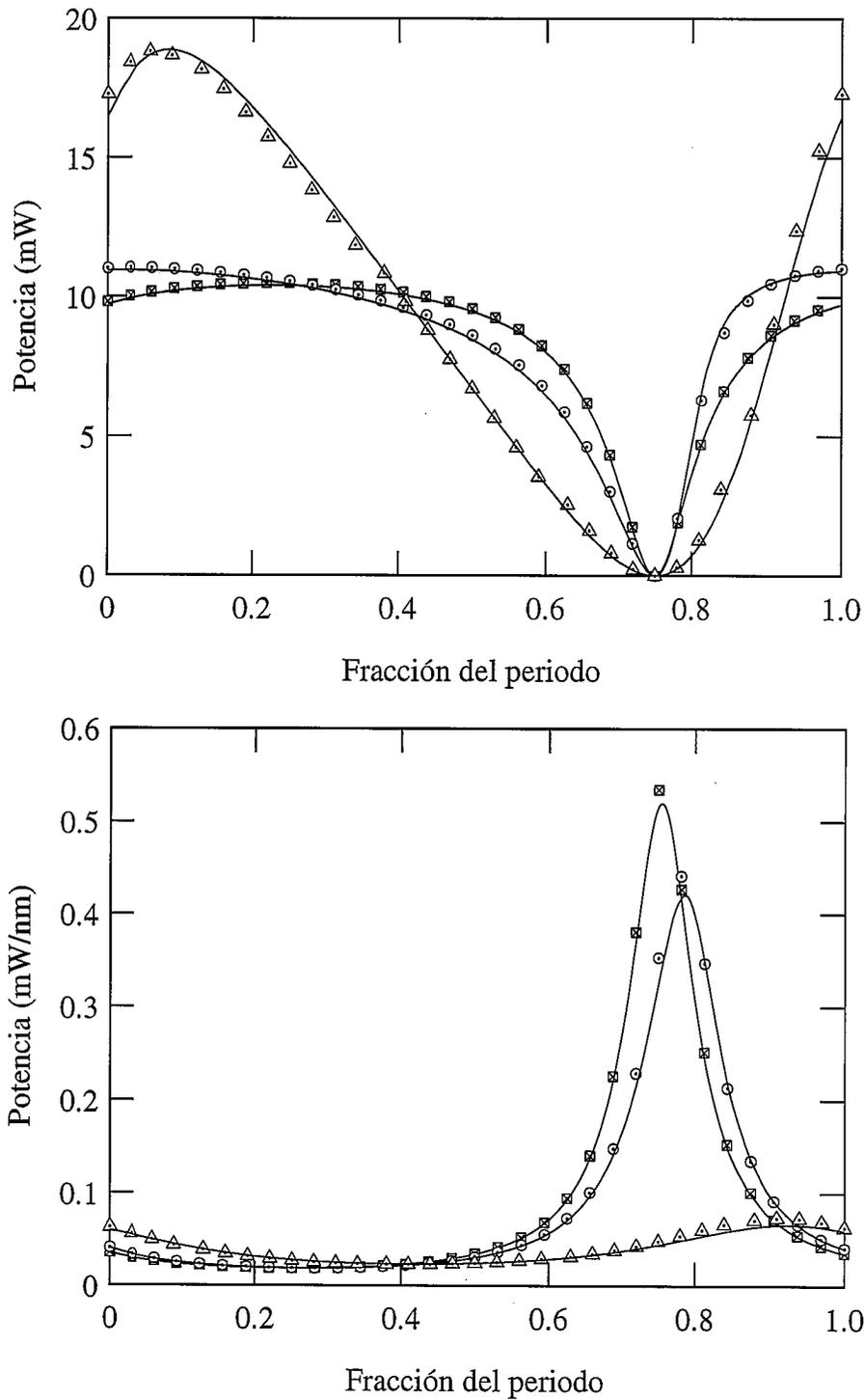
**Fig. 2.3** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (CUADRADOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p(0) = 25 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 10 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ .



**Fig. 2.4** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (CIRCULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p(0) = 25 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 100 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ .



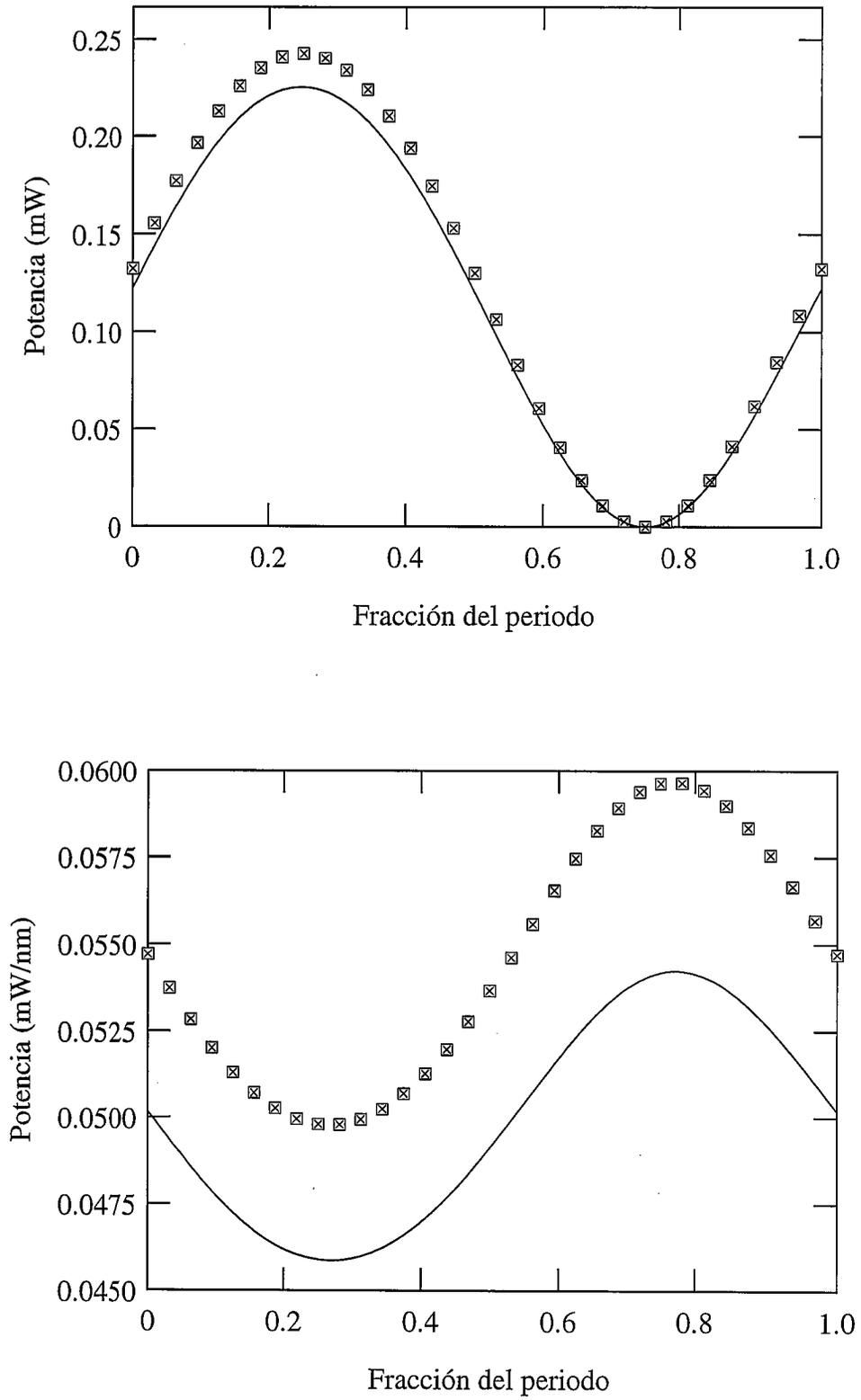
**Fig. 2.5** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (TRIANGULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p = 25 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 1000 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ .



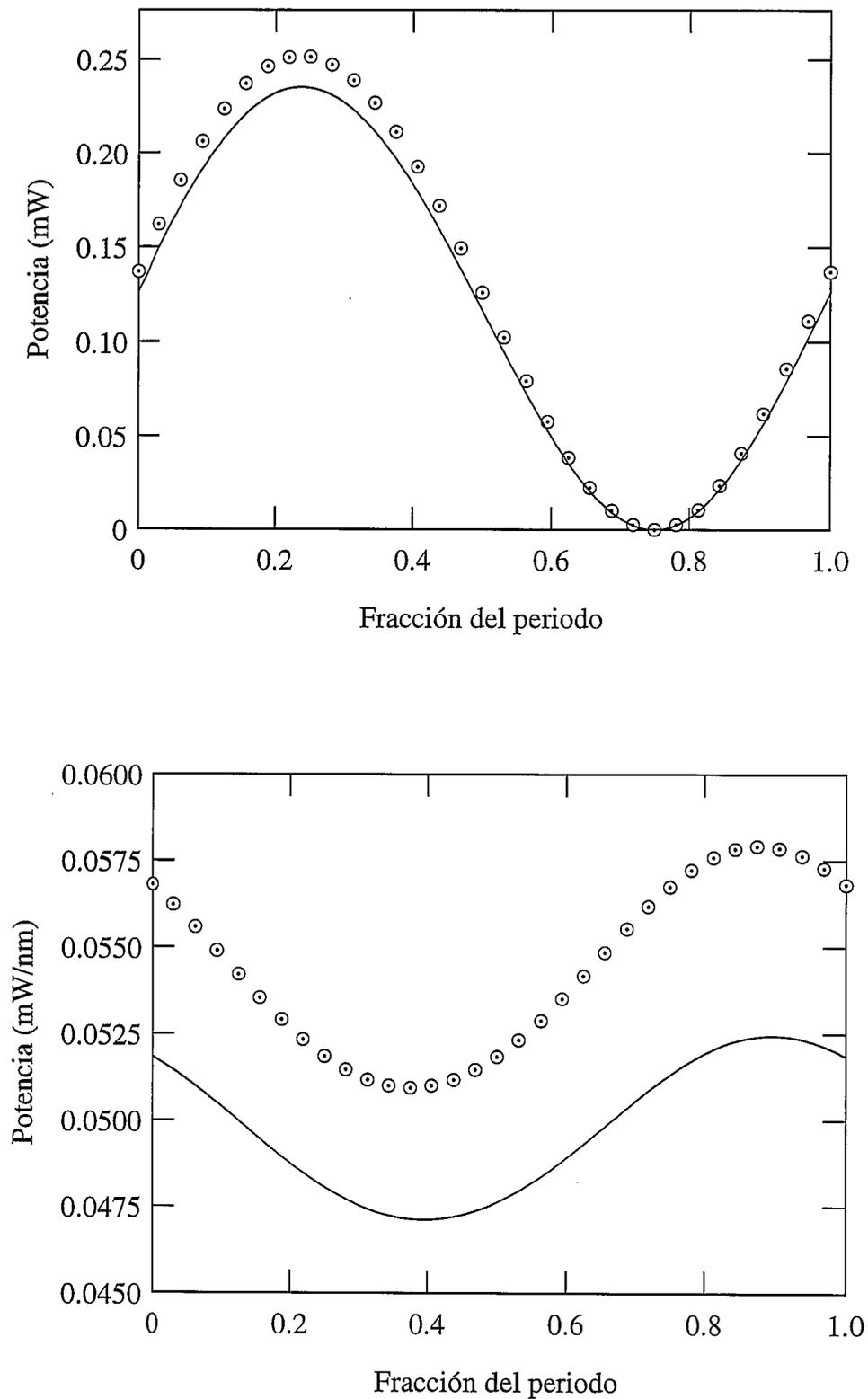
**Fig. 2.6** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" para las tres frecuencias: 10 Hz (CUADRADOS), 100 Hz (CIRCULOS) y 1000 Hz (TRIANGULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEAS CONTINUAS CORRESPONDIENTES).

$P_p = 25 \text{ mW}$ ;

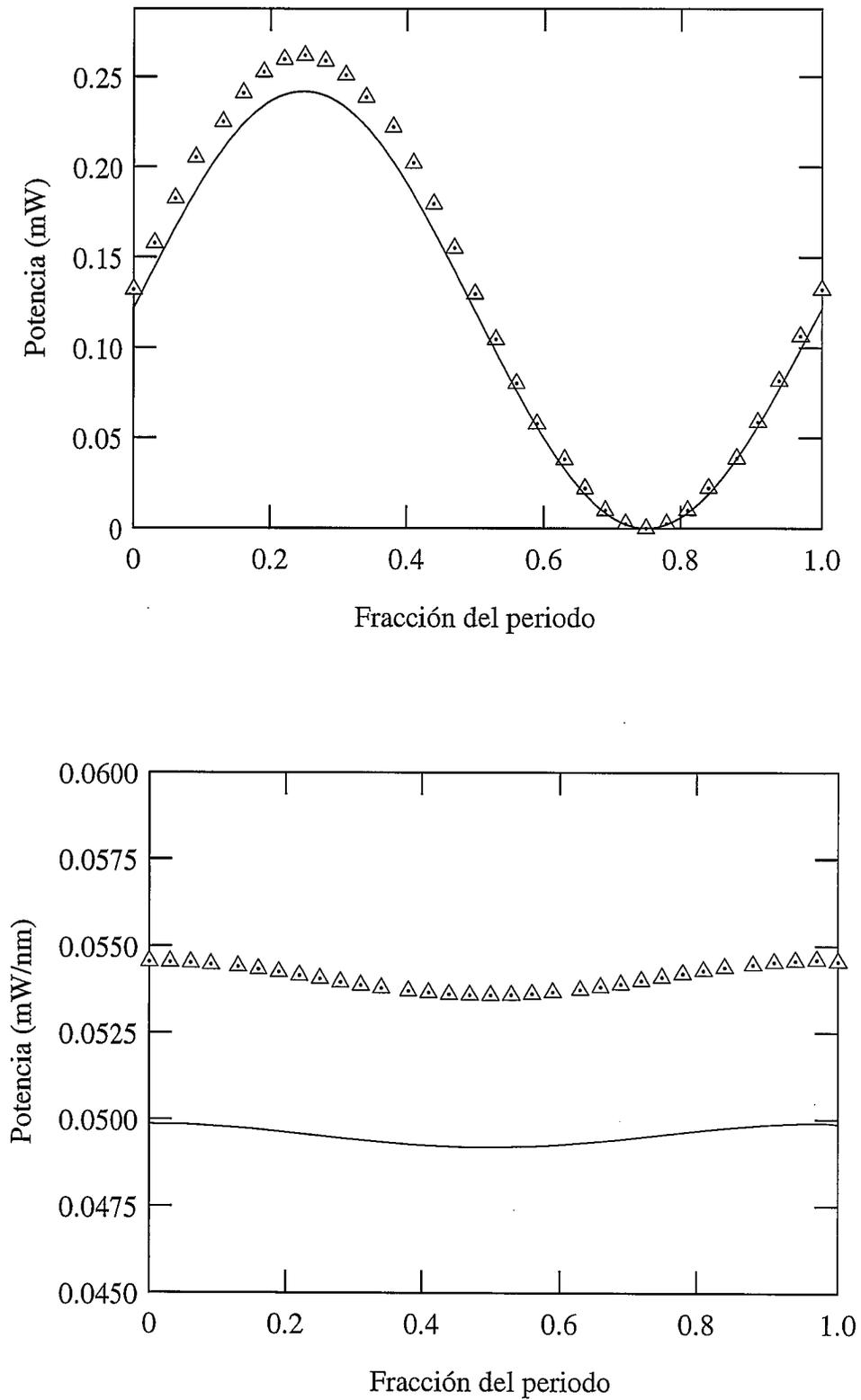
$$P_s(0) = 10 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \nu t)]; \lambda_p = 980 \text{ nm}.$$



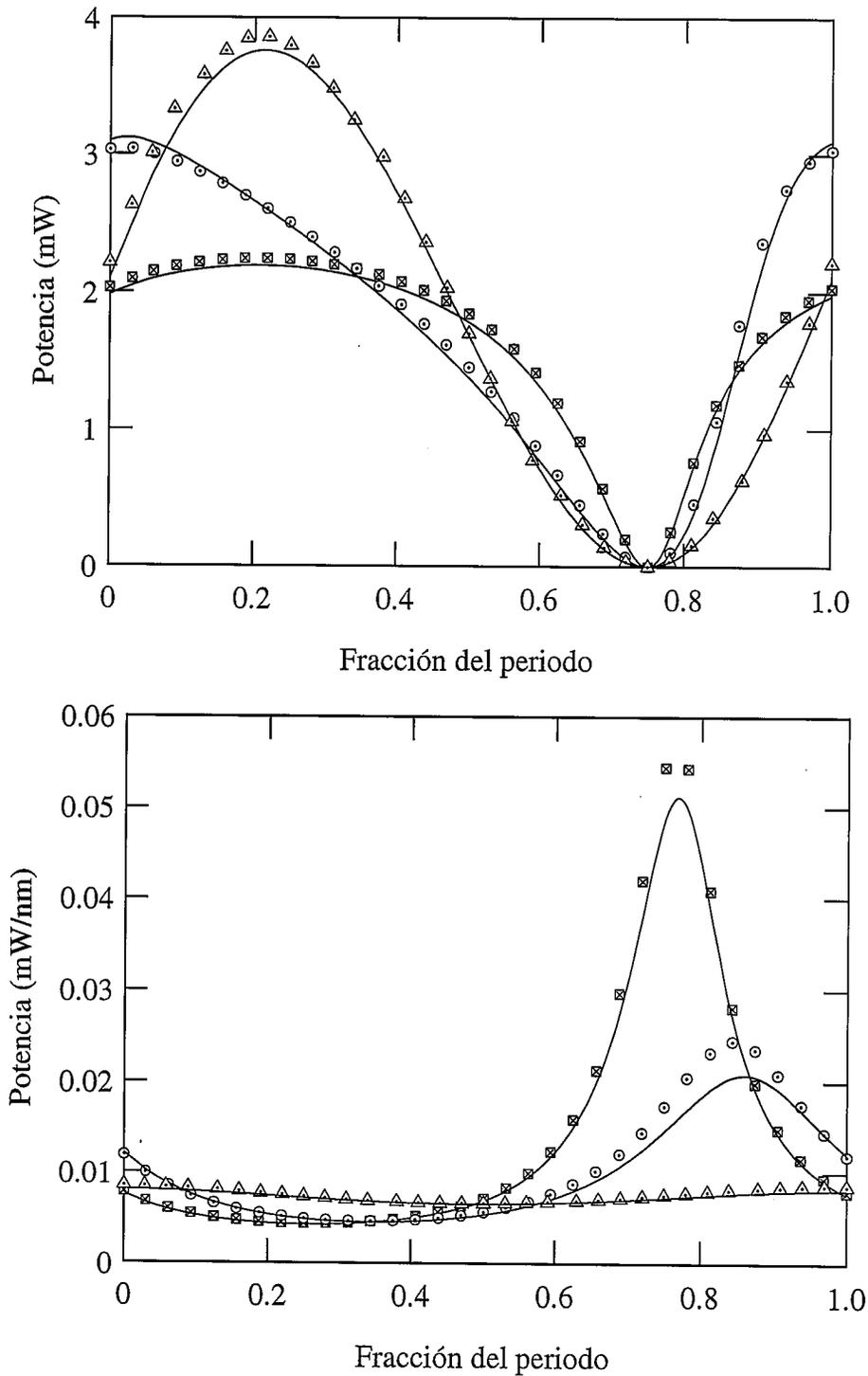
**Fig. 2.7** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (CUADRADOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p(0) = 10 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 10 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ .



**Fig. 2.8 - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (CIRCULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p(0) = 10 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 100 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ .**

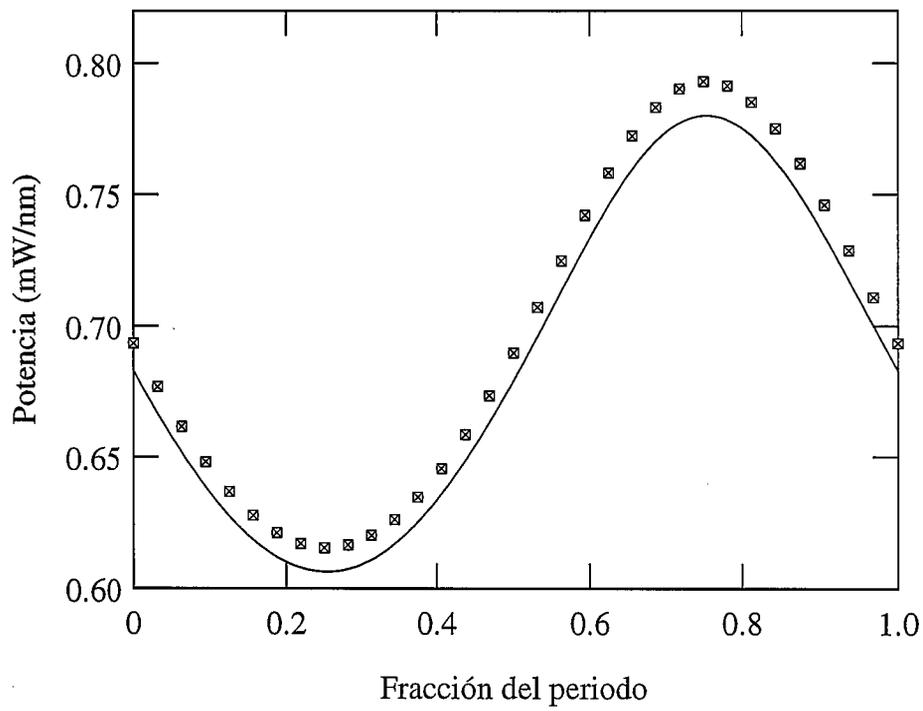
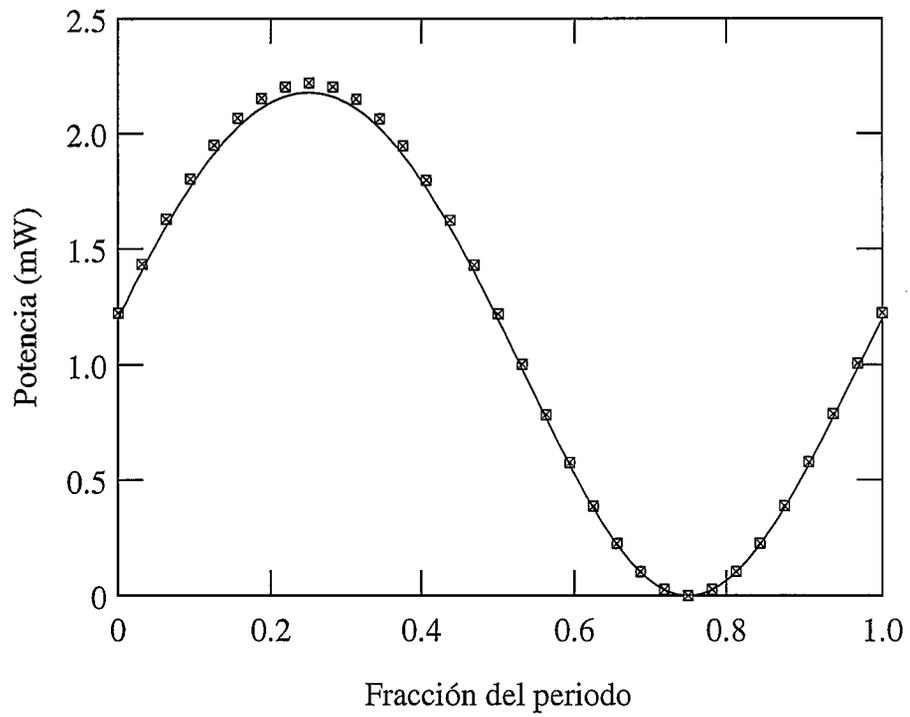


**Fig. 2.9** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (TRIANGULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p(0) = 10 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 1000 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ .

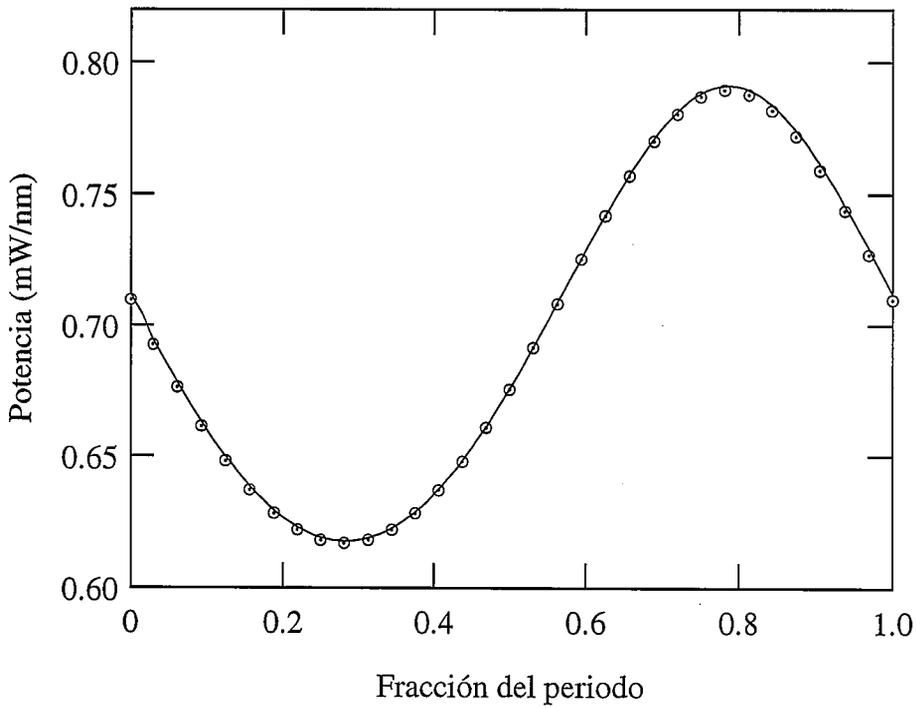
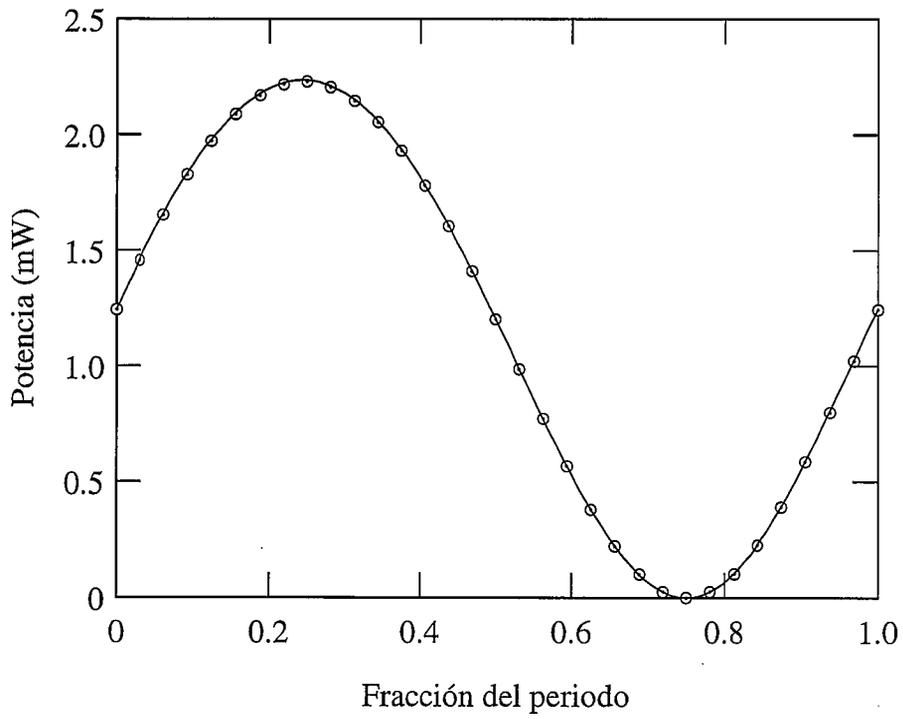


**Fig. 2.10** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" para las tres frecuencias: 10 Hz (CUADRADOS), 100 Hz (CIRCULOS) y 1000 Hz (TRIANGULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEAS CONTINUAS CORRESPONDIENTES).  $P_p = 10 \text{ mW}$ ;

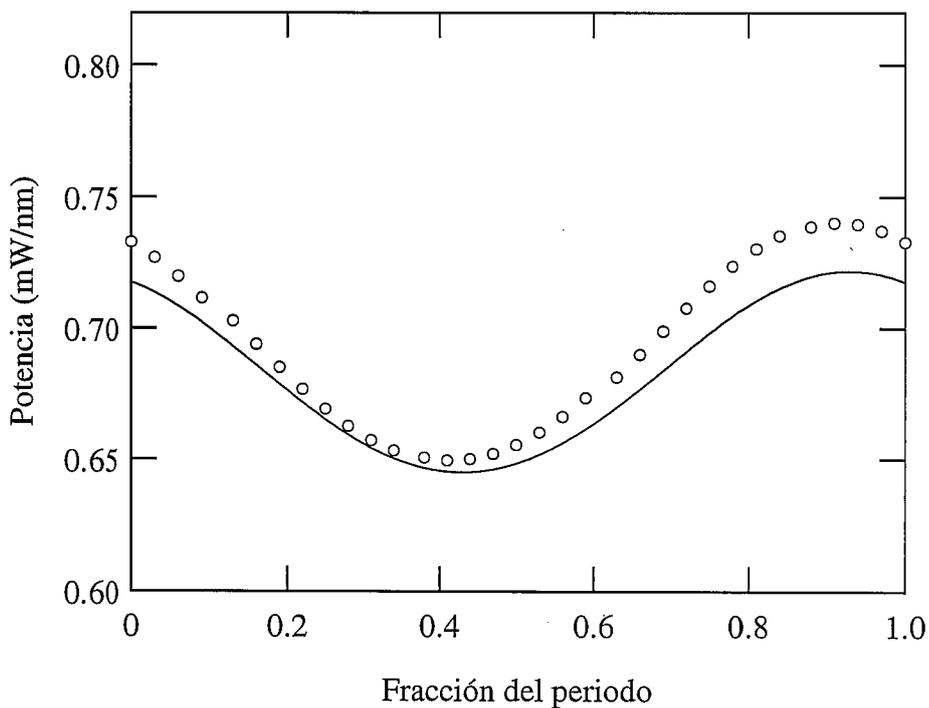
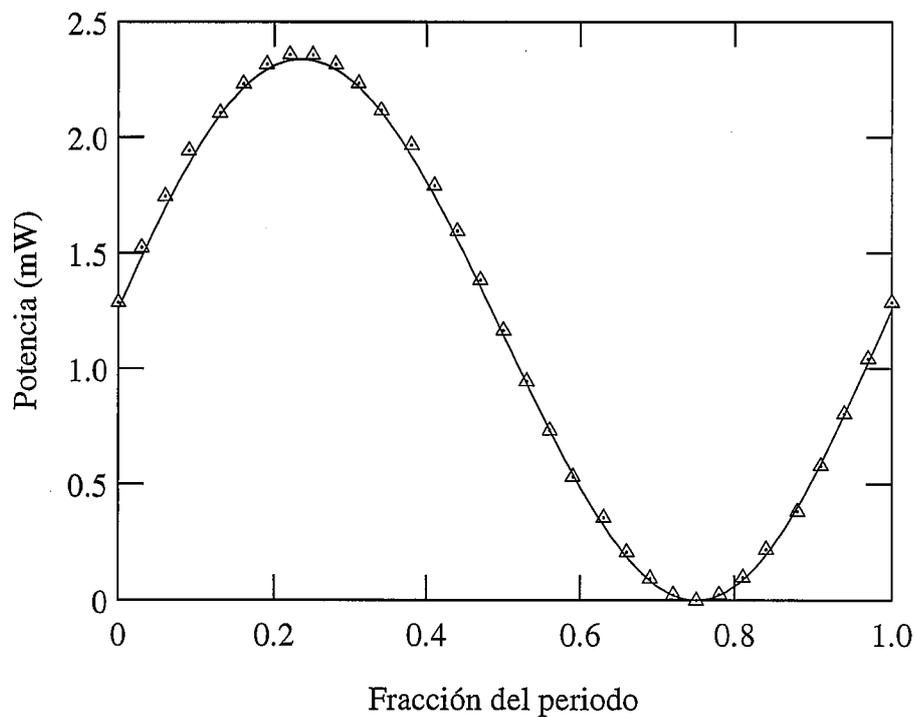
$$P_s(0) = 10 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \nu t)]; \lambda_p = 980 \text{ nm}.$$



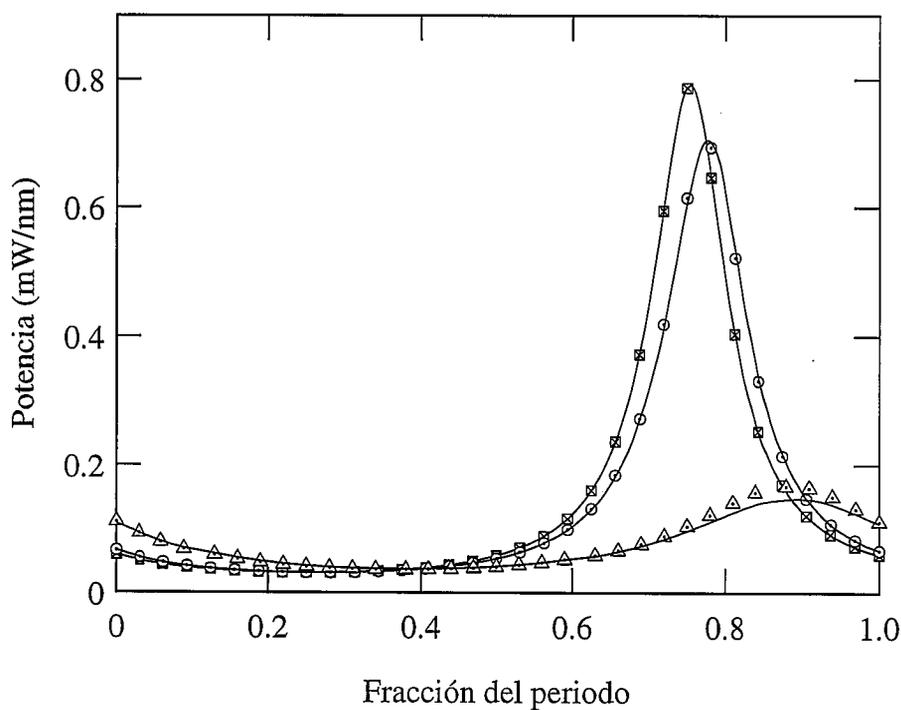
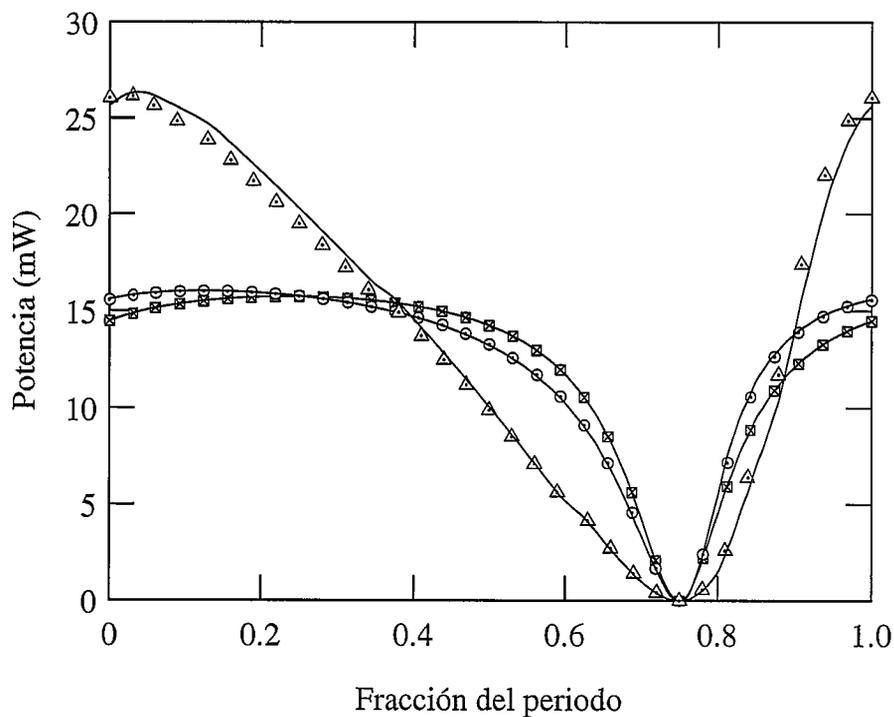
**Fig. 2.11** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (CUADRADOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p(0) = 25 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 10 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ .



**Fig. 2.12** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (CIRCULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p(0) = 25 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 100 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ .

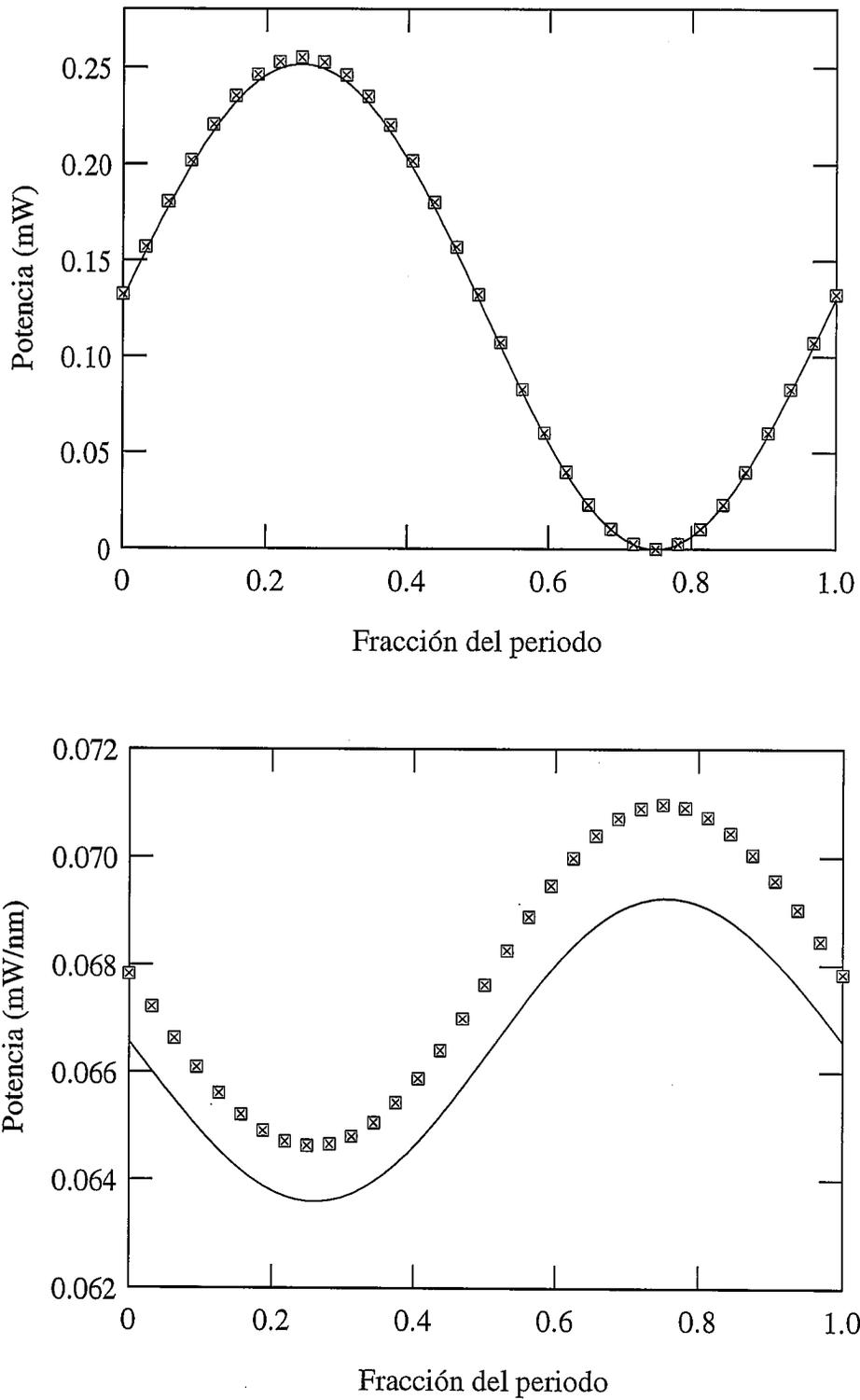


**Fig. 2.13** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (TRIANGULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p(0) = 25 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 1000 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ .

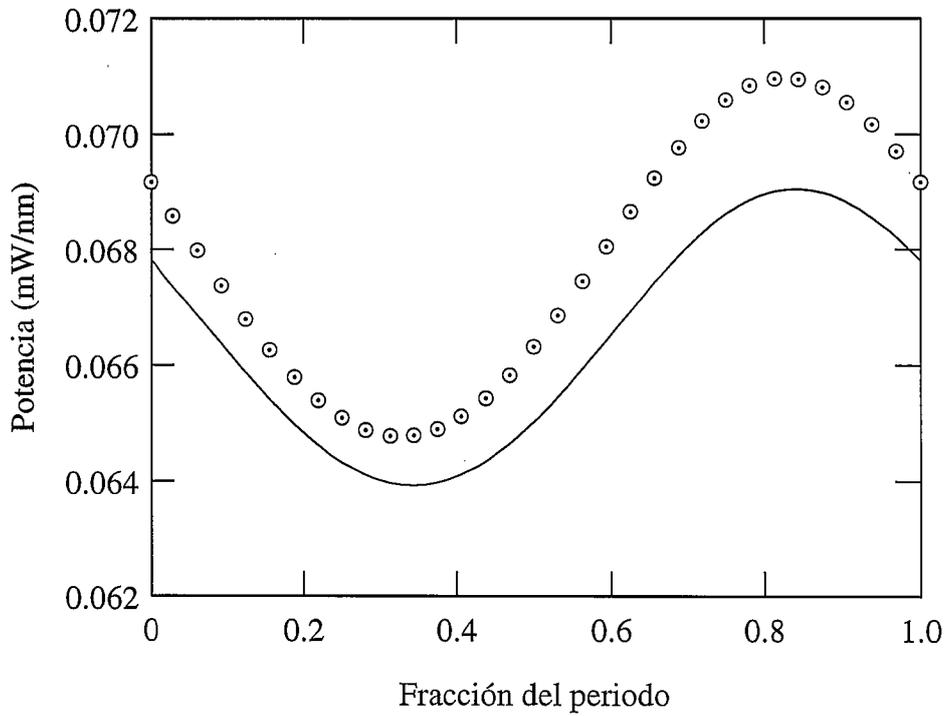
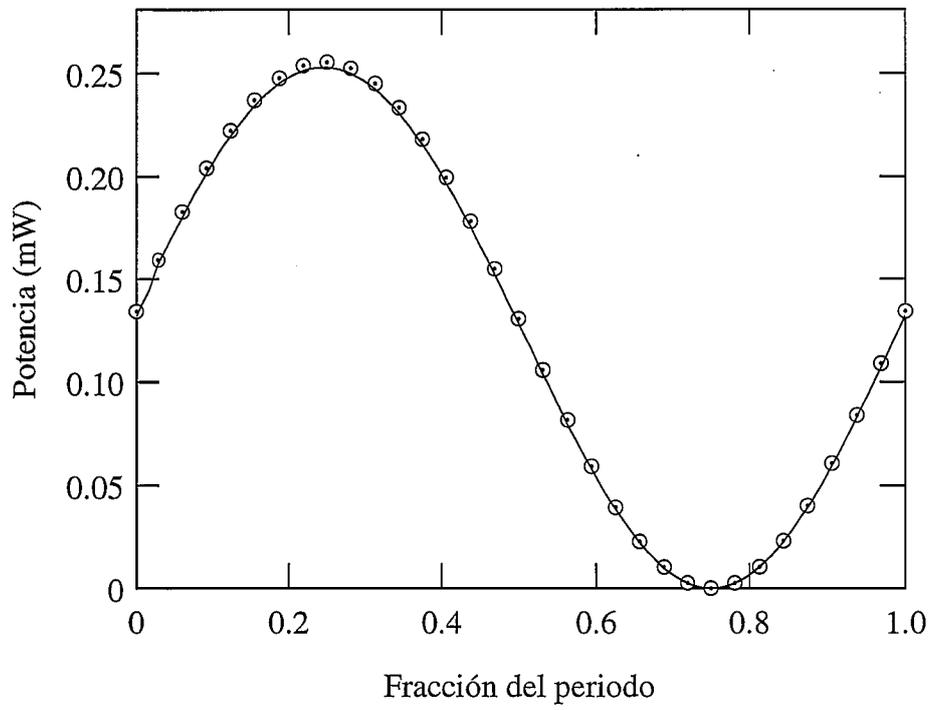


**Fig. 2.14** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" para las tres frecuencias: 10 Hz (CUADRADOS), 100 Hz (CIRCULOS) y 1000 Hz (TRIANGULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEAS CONTINUAS CORRESPONDIENTES).  $P_p = 25 \text{ mW}$ ;

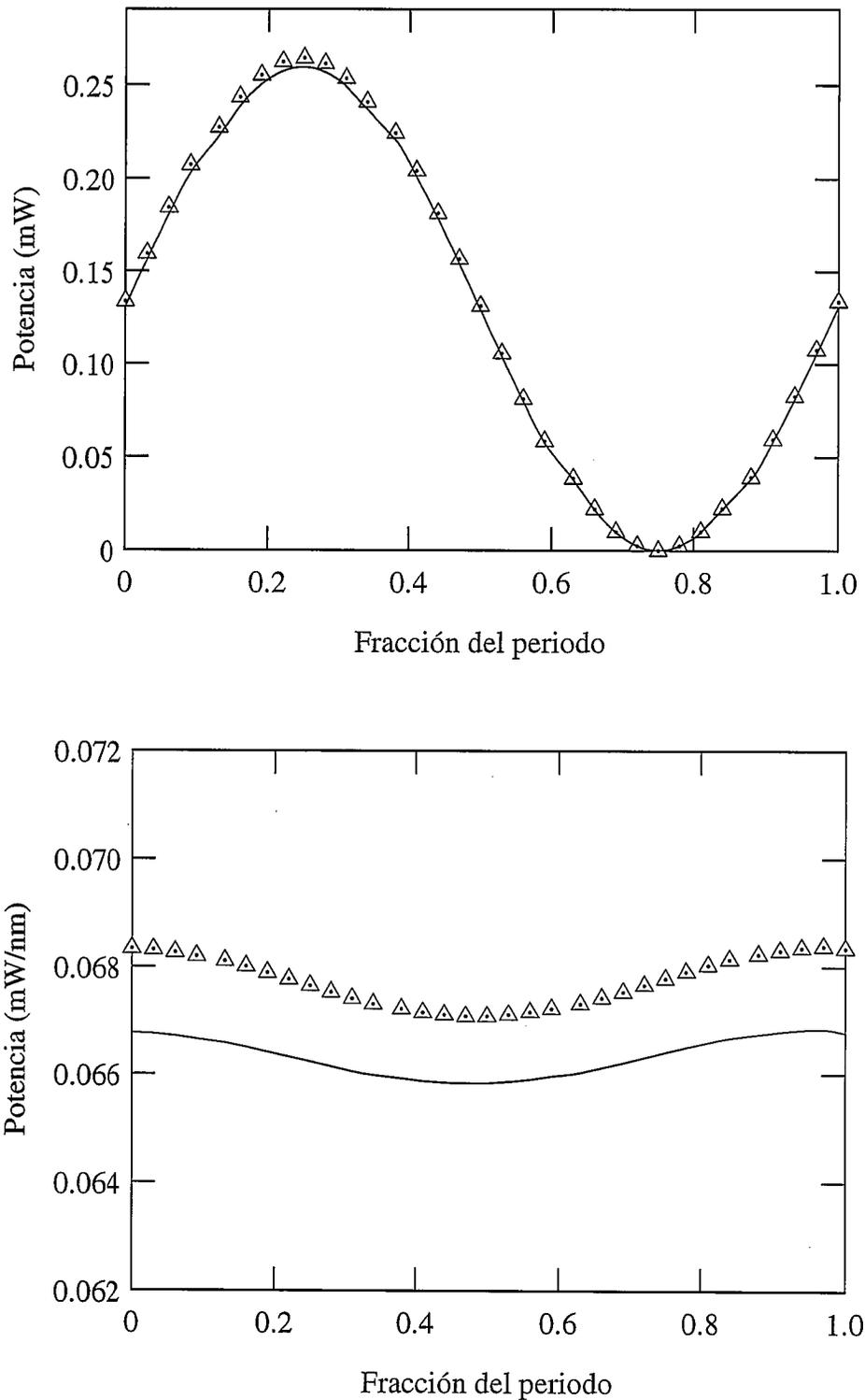
$$P_s(0) = 10 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \nu t)]; \lambda_p = 1480 \text{ nm}.$$



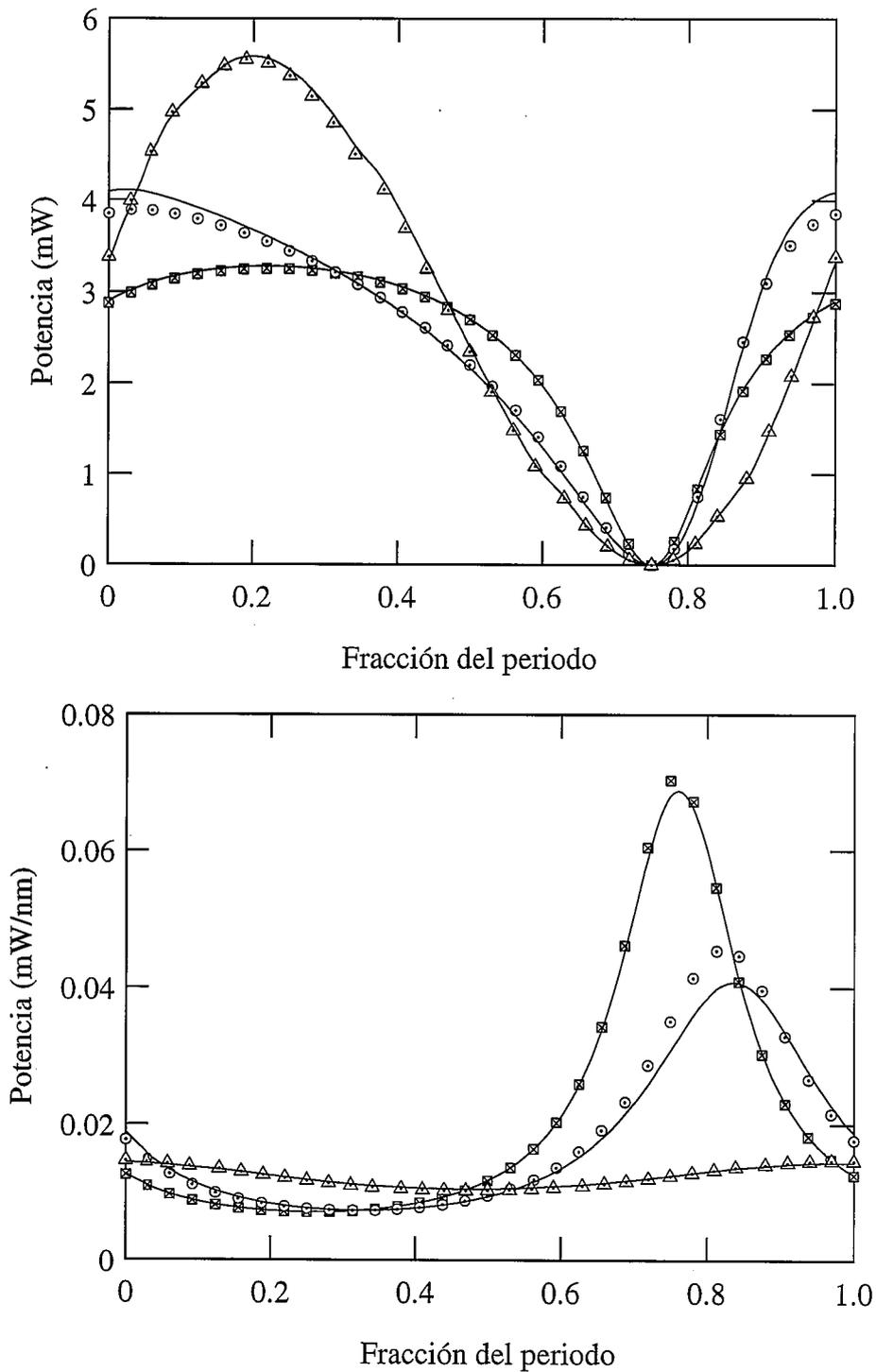
**Fig. 2.15** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (CUADRADOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p(0) = 10 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 10 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ .



**Fig. 2.16** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (CIRCULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p(0) = 10 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 100 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ .



**Fig. 2.17** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" (TRIANGULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).  $P_p(0) = 10 \text{ mW}$ ;  $P_s(0) = 0.1 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \times 1000 \text{ Hz} \times t)]$ ;  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ .



**Fig. 2.18** - Evolución de la señal (ARRIBA) y de la fluorescencia de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (ABAJO) calculadas con el modelo "exacto" para las tres frecuencias: 10 Hz (CUADRADOS), 100 Hz (CIRCULOS) y 1000 Hz (TRIANGULOS) y utilizando factores de solapamiento (LINEAS CONTINUAS CORRESPONDIENTES).  $P_p = 10 \text{ mW}$ ;

$$P_s(t) = 10 \mu\text{W} \times [1 + \text{sen}(2\pi \nu t)]; \lambda_p = 1480 \text{ nm}.$$

Las figuras 2-3 a 2-18 permiten comparar visualmente los resultados obtenidos en cada caso con uno y otro método. Encontramos un parecido bastante aceptable entre ellos, pero consideramos conveniente disponer de un criterio más objetivo para “cuantificar el parecido”. Para ello, definimos el parámetro  $\beta$ , para cualquier curva de señal o de fluorescencia, de la siguiente manera:

$$\beta = 10 \log_{10} \left( \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{P_{>}(t_j)}{P_{<}(t_j)} \right). \quad (2-38)$$

Como vamos a explicar a continuación, este parámetro da el error promedio, expresado en decibelios, de los errores que se cometen en cada uno de los  $N$  instantes  $t_j$  de muestreo pertenecientes a un periodo. En esta expresión,  $P_{>}(t_j)$  y  $P_{<}(t_j)$  son las dos potencias de salida de una de las magnitudes que comparamos (señal o fluorescencia) calculadas con cada uno de los dos modelos. La primera es la mayor de ambas y la segunda es la menor (caso de que sean iguales, da lo mismo cuál de ellas coloquemos como numerador o como denominador, pues de cualquier modo el resultado del cociente será la unidad). De esta manera, el argumento del logaritmo contiene el promedio de los cocientes cuyo logaritmo multiplicado por 10 nos daría el error en decibelios en cada instante  $t_j$ . Al calcular el parámetro  $\beta$  correspondiente a una curva de señal, se excluye del sumatorio el término correspondiente al instante en que la potencia de señal de entrada es nula (en tal caso,  $N$  es una unidad menos que el número de puntos de muestreo de un periodo). Por supuesto, en este instante las señales de salida son también nulas independientemente del método de cálculo, por lo que este término no nos proporciona información: ya se sabe que los resultados de ambos métodos van a coincidir. Sin embargo, tanto el numerador como el denominador del término correspondiente a ese instante son nulos, lo que origina una indeterminación matemática. Debido a ello, este sumando no se tiene en cuenta.

En las tablas siguientes (2-2 a 2-7) se dan los parámetros  $\beta$  de señal y fluorescencia correspondientes a los diferentes casos calculados. En dichas tablas se recogen también los valores de los armónicos fundamental, segundo y tercero, calculados utilizando los factores de solapamiento, y las diferencias entre dichos valores y los calculados con el modelo “exacto”. Todos estos datos pueden dar una idea de la validez de los factores de solapamiento para realizar cálculos de distorsión, en los que se debe comparar los valores de los diferentes armónicos con los del armónico fundamental.

**TABLA 2.2** - Resultados de la comparación de la evolución de la **SEÑAL** en los diferentes casos calculados con frecuencia de la señal igual a **10 Hz**. Valores del parámetro  $\beta$ , de los armónicos fundamental ( $v$ ), segundo ( $2v$ ) y tercero ( $3v$ ), según el cálculo realizado haciendo uso de los factores de solapamiento, y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados según el modelo "exacto". Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(v)$ (dBm)	$A(2v)$ (dBm)	$A(3v)$ (dBm)
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_p = 1480</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 25</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		.353E+00	-.126E+02	-.246E+02
	.087	.854E-01	.947E-01	.174E+00
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		.720E+01	.447E+01	.206E+01
	.006	.380E-02	.414E-02	.513E-02
<b><math>P_P = 10</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.900E+01	-.266E+02	-.453E+02
	.076	.596E-01	.459E+00	.755E+00
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		.107E+01	-.262E+01	-.575E+01
	.040	.532E-01	.288E-01	.138E-01
<b><math>\lambda_p = 980</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 25</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.357E+00	-.122E+02	-.234E+02
	.088	.797E-01	.128E+00	.220E+00
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		.509E+01	.255E+01	.432E+00
	.049	.184E-01	.424E-01	.543E-01
<b><math>P_P = 10</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.949E+01	-.236E+02	-.368E+02
	.345	.319E+00	.617E+00	.104E+01
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		-.872E+00	-.446E+01	-.726E+01
	.165	.507E-01	.125E+00	.169E+00

**TABLA 2.3** - Resultados de la comparación de la evolución de la **FLUORESCENCIA** correspondiente al canal de  $\lambda = 1530 \text{ nm}$ , en los diferentes casos calculados con frecuencia de la señal igual a **10 Hz**. Valores del parámetro  $\beta$ , de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), según el cálculo realizado haciendo uso de los factores de solapamiento, y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados según el modelo "exacto". Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(\nu) \text{ (dBm)}$	$A(2\nu) \text{ (dBm)}$	$A(3\nu) \text{ (dBm)}$
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_p = 1480 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 25 \text{ mW}; P_S = 0.1 \mu\text{W}</math></b>		-106E+02	-221E+02	-333E+02
	.067	.100E+00	.174E+00	.224E+00
<b><math>P_S = 10 \mu\text{W}</math></b>		-694E+01	-864E+01	-103E+02
	.004	.653E-02	806E-02	.963E-02
<b><math>P_P = 10 \text{ mW}; P_S = 0.1 \mu\text{W}</math></b>		-254E+02	-456E+02	-507E+02
	.086	.500E+00	.226E+01	.125E+01
<b><math>P_S = 10 \mu\text{W}</math></b>		-166E+02	-192E+02	-219E+02
	.040	.691E-01	.118E+00	.185E+00
<b><math>\lambda_p = 980 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 25 \text{ mW}; P_S = 0.1 \mu\text{W}</math></b>		-117E+02	-225E+02	-330E+02
	.134	.212E+00	.289E+00	.346E+00
<b><math>P_S = 10 \mu\text{W}</math></b>		-899E+01	-105E+02	-121E+02
	.061	.120E+00	.138E+00	.154E+00
<b><math>P_P = 10 \text{ mW}; P_S = 0.1 \mu\text{W}</math></b>		-237E+02	-367E+02	-494E+02
	.382	.717E+00	.112E+01	.155E+01
<b><math>P_S = 10 \mu\text{W}</math></b>		-182E+02	-205E+02	-227E+02
	.176	.357E+00	.441E+00	.526E+00

**TABLA 2.4** - Resultados de la comparación de la evolución de la SEÑAL en los diferentes casos calculados con frecuencia de la señal igual a 100 Hz. Valores del parámetro  $\beta$ , de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), según el cálculo realizado haciendo uso de los factores de solapamiento, y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados según el modelo "exacto". Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(\nu)$ (dBm)	$A(2\nu)$ (dBm)	$A(3\nu)$ (dBm)
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_p = 1480</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 25</math> mW; <math>P_s = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		.467E+00	-.125E+02	-.247E+02
	.012	.124E-01	.236E-01	.538E-01
<b><math>P_s = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		.732E+01	.460E+01	.223E+01
	.024	.182E-02	.222E-02	.142E-01
<b><math>P_p = 10</math> mW; <math>P_s = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.898E+01	-.269E+02	-.447E+02
	.075	.438E-01	.855E+00	.231E+01
<b><math>P_s = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		.238E+01	-.151E+01	-.540E+01
	.184	.243E+00	.285E+00	.864E-01
<b><math>\lambda_p = 980</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 25</math> mW; <math>P_s = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.330E+00	-.122E+02	-.237E+02
	.087	.783E-01	.123E+00	.146E+00
<b><math>P_s = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		.548E+01	.304E+01	.100E+01
	.084	.201E-01	.599E-03	.685E-01
<b><math>P_p = 10</math> mW; <math>P_s = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.930E+01	-.252E+02	-.407E+02
	.345	.295E+00	.105E+01	.177E+01
<b><math>P_s = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		.127E+01	-.292E+01	-.711E+01
	.274	.147E+00	.273E-02	.364E+00

**TABLA 2.5** - Resultados de la comparación de la evolución de la **FLUORESCENCIA** correspondiente al canal de  $\lambda = 1530$  nm, en los diferentes casos calculados con frecuencia de la señal igual a **100 Hz**. Valores del parámetro  $\beta$ , de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), según el cálculo realizado haciendo uso de los factores de solapamiento, y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados según el modelo "exacto". Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(\nu)$ (dBm)	$A(2\nu)$ (dBm)	$A(3\nu)$ (dBm)
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_p = 1480</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 25</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-106E+02	-224E+02	-341E+02
	.007	.189E-01	.157E-01	.315E-01
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		-.722E+01	-.904E+01	-.108E+02
	.029	.215E-01	.332E-01	.461E-01
<b><math>P_P = 10</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.259E+02	-.432E+02	-.576E+02
	.086	.832E+00	.225E+01	.116E+01
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		-.185E+02	-.224E+02	-.263E+02
	.196	.398E+00	.744E+00	.119E+01
<b><math>\lambda_p = 980</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 25</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.118E+02	-.230E+02	-341E+02
	.134	.202E+00	.290E+00	.443E+00
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		-.956E+01	-.113E+02	-.131E+02
	.095	.146E+00	.171E+00	.202E+00
<b><math>P_P = 10</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.257E+02	-.415E+02	-.597E+02
	.383	.116E+01	.223E+01	.623E+01
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		-.215E+02	-.257E+02	-.300E+02
	.286	.688E+00	.111E+01	.160E+01

**TABLA 2.6** - Resultados de la comparación de la evolución de la SEÑAL en los diferentes casos calculados con frecuencia de la señal igual a **1000 Hz** . Valores del parámetro  $\beta$ , de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), según el cálculo realizado haciendo uso de los factores de solapamiento, y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados según el modelo "exacto". Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(\nu)$ (dBm)	$A(2\nu)$ (dBm)	$A(3\nu)$ (dBm)
		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
$\beta$				
<b><math>\lambda_p = 1480</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 25</math> mW; <math>P_s = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		.672E+00	-.150E+02	-.310E+02
	.086	.464E-01	.655E+00	.182E+01
<b><math>P_s = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		.106E+02	.598E+01	.140E+01
	.190	.130E+00	.259E+00	.708E+00
<b><math>P_p = 10</math> mW; <math>P_s = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.886E+01	-.333E+02	-.529E+02
	.080	.812E-01	.126E+01	.305E+01
<b><math>P_s = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		.442E+01	-.638E+01	-.172E+02
	.0596	.305E-01	.449E+00	.114E+01
<b><math>\lambda_p = 980</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 25</math> mW; <math>P_s = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		.111E+00	-.156E+02	-.321E+02
	.086	.566E-01	.848E+00	.266E+01
<b><math>P_s = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		.943E+01	.363E+01	-.212E+01
	.185	.795E-01	.367E+00	.889E+00
<b><math>P_p = 10</math> mW; <math>P_s = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.917E+01	-.338E+02	-.493E+02
	.344	.344E+00	.154E+01	.891E+00
<b><math>P_s = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		.272E+01	-.984E+01	-.224E+02
	.127	.114E+00	.896E+00	.170E+01

**TABLA 2.7 - Resultados de la comparación de la evolución de la FLUORESCENCIA** correspondiente al canal de  $\lambda = 1530$  nm, en los diferentes casos calculados con frecuencia de la señal igual a **1000 Hz**. Valores del parámetro  $\beta$ , de los armónicos fundamental ( $v$ ), segundo ( $2v$ ) y tercero ( $3v$ ), según el cálculo realizado haciendo uso de los factores de solapamiento, y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados según el modelo "exacto". Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(v)$ (dBm)	$A(2v)$ (dBm)	$A(3v)$ (dBm)
		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_p = 1480</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 25</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.141E+02	-.297E+02	-.450E+02
	.068	.719E+00	.147E+01	.192E+01
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		-.131E+02	-.178E+02	-.224E+02
	.192	.600E+00	.105E+01	.154E+01
<b><math>P_P = 10</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.330E+02	-.488E+02	-.516E+02
	.090	.115E+01	.205E+01	.133E+01
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		-.270E+02	-.378E+02	-.485E+02
	.056	.461E+00	.109E+01	.172E+01
<b><math>\lambda_p = 980</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 25</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.161E+02	-.318E+02	-.448E+02
	.134	.909E+00	.177E+01	.265E+00
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		-.170E+02	-.228E+02	-.286E+02
	.190	.643E+00	.116E+01	.171E+01
<b><math>P_P = 10</math> mW; <math>P_S = 0.1</math> <math>\mu</math>W</b>		-.345E+02	-.509E+02	-.524E+02
	.381	.158E+01	.539E+00	.699E-01
<b><math>P_S = 10</math> <math>\mu</math>W</b>		-.310E+02	-.436E+02	-.563E+02
	.133	.928E+00	.184E+01	.300E+01

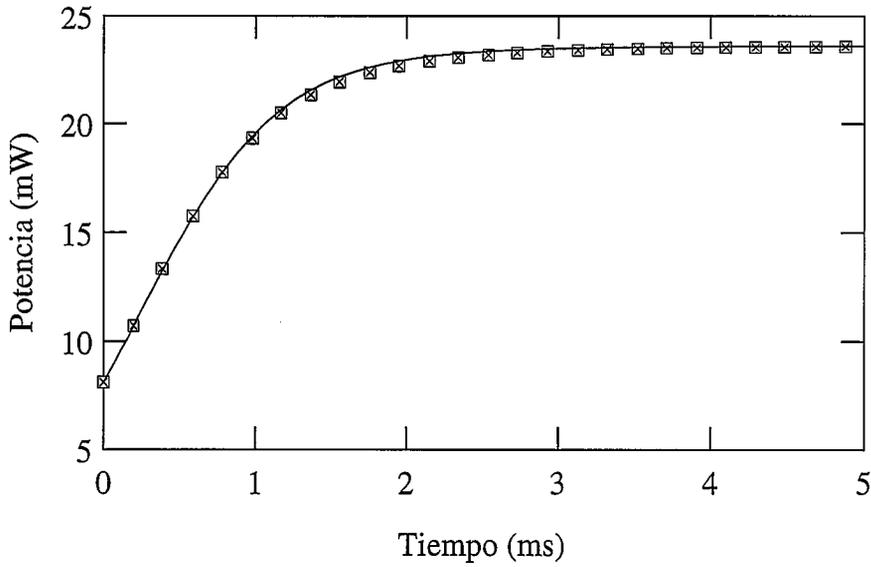
En cuanto a los parámetros  $\beta$  obtenidos, destaquemos que en el peor de los casos su valor no supera los 0.4 dB, y en muchos de ellos no llega a alcanzar los 0.1 dB. Por ello, consideramos que la fiabilidad de los factores de solapamiento es aceptable, y más aún dado que los errores experimentales fácilmente superan estos valores. Con respecto a los errores obtenidos al comparar los armónicos, puede observarse que, en general, éstos son sensiblemente mayores en los casos con la menor de las dos potencias de señal consideradas ( $0.1 \mu\text{W}$ ), especialmente si el bombeo es el menor de los dos, es decir, 10 mW. En estos casos las señales de salida son prácticamente sinusoidales, como puede apreciarse en las gráficas correspondientes y en las tablas observando la distribución de armónicos: la potencia del fundamental supera a la de los armónicos segundo y tercero en algunos órdenes de magnitud. Por tanto, dichos armónicos suponen mínimas correcciones que, con un método de cálculo aproximado, no podemos pretender determinar con precisión. Dado que al medir distorsiones lo que verdaderamente importa es tener una idea de los órdenes de magnitud de los armónicos segundo y tercero de las señales (la fluorescencia es menos importante), sin necesidad de precisar con exactitud el valor de sus potencias, podemos dar por buena la información que nos da el método basado en factores de solapamiento.

Por último, en la tabla 2-8 puede apreciarse la magnitud del ahorro de tiempo que se consigue al aplicar los factores de solapamiento a casos dependientes del tiempo. El uso de dichos factores adquiere especial importancia cuando se tratan casos con señal de 10 Hz, puesto que el tiempo de cálculo invertido en resolverlos con el modelo "exacto", con el ordenador del que se dispone (Digital, VAXstation 4000-60), oscila entre 20 y 46 horas. Desde luego, las ventajas de los factores de acoplamiento tampoco son desdeñables con señales de más frecuencia (y por tanto, con menos puntos de muestreo necesarios, lo que acorta el tiempo de cálculo): con el modelo "exacto", los tiempos de cálculo con señal de 100 Hz oscilan entre 3 y 7 horas, mientras que con señal de 1000 Hz varían entre 1.5 horas y 3.5 horas.

**TABLA 2.8** - Cocientes entre los tiempos de cálculo de los diferentes casos utilizando el modelo "exacto" y los tiempos de cálculo haciendo uso de los factores de solapamiento. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

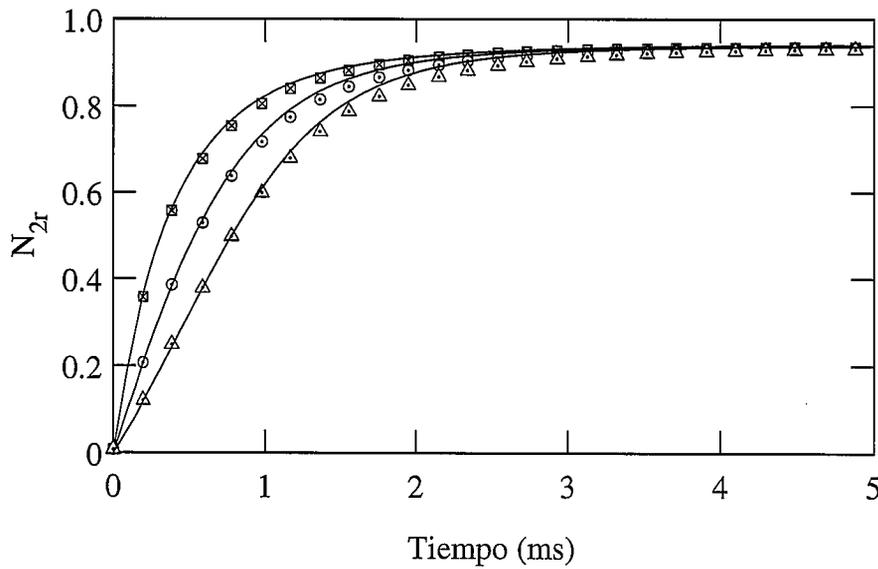
	$\nu = 10 \text{ Hz}$	$\nu = 100 \text{ Hz}$	$\nu = 1000 \text{ Hz}$
$\lambda_P = 1480 \text{ nm}$			
$P_P = 25 \text{ mW}; P_S = 0.1 \mu\text{W}$	3.5	4.7	4.7
$P_S = 10 \mu\text{W}$	4.6	4.8	5.0
$P_P = 10 \text{ mW}; P_S = 0.1 \mu\text{W}$	3.5	5.1	4.1
$P_S = 10 \mu\text{W}$	4.7	5.5	6.2
$\lambda_P = 980 \text{ nm}$			
$P_P = 25 \text{ mW}; P_S = 0.1 \mu\text{W}$	5.1	4.2	4.2
$P_S = 10 \mu\text{W}$	4.1	3.7	4.4
$P_P = 10 \text{ mW}; P_S = 0.1 \mu\text{W}$	3.3	4.4	5.3
$P_S = 10 \mu\text{W}$	4.2	2.5	3.9

Pasemos seguidamente al segundo tipo de casos, en los que se reproduce teóricamente la situación experimental que nos encontramos al aplicar el método de caracterización que desarrollaremos en capítulos posteriores. Por ello, resulta especialmente importante asegurar que el modelo basado en factores de solapamiento es fiable también en tales condiciones. Como se verá más adelante, para la caracterización se requiere introducir en una fibra de unos pocos metros una potencia de bombeo modulada con perfil de onda cuadrada (sin acompañarla de una potencia de señal). Así pues, en los casos que hemos calculado, en el primer semiperiodo la potencia de bombeo es de 25 mW, mientras que en el segundo el bombeo es interrumpido. La fibra escogida es de las mismas características que la utilizada el primer tipo de casos, con una longitud de 2 metros. La comparación se realiza con cada una de las dos longitudes de onda de bombeo habituales. Las magnitudes que se comparan son las siguientes: durante el semiperiodo con bombeo, se estudia la evolución de la potencia de bombeo en el extremo final de la fibra (figuras 2-19 y 2-21) y de  $N_{2r}$  en los puntos  $z = 0$ ,  $z = 1 \text{ m}$  y  $z = 2$  (figuras 2-20 y 2-22). Durante el semiperiodo sin bombeo, nos fijamos en la evolución de las potencias de fluorescencia longitudinal correspondientes a los canales de 1530 nm y 1560 nm (figuras 2-23).

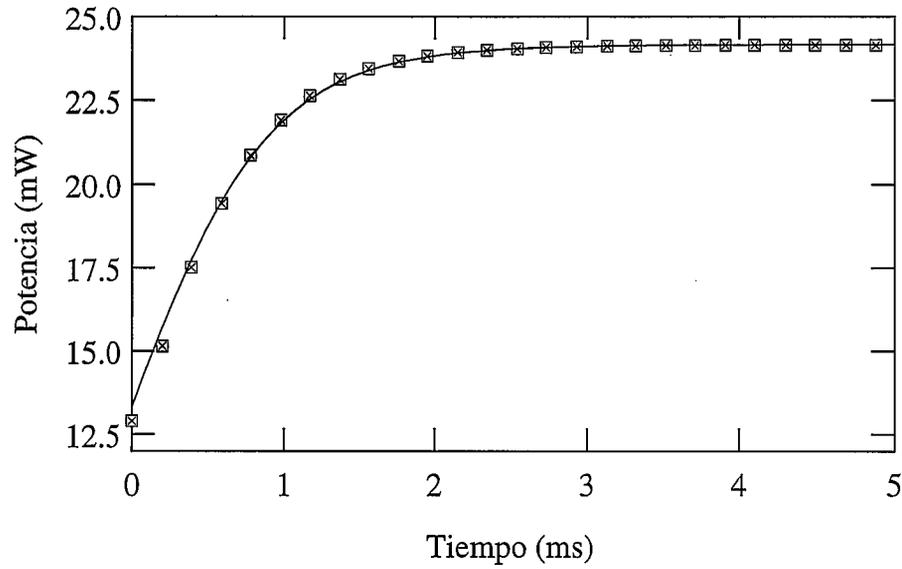


**Fig. 2.19** - Semiperiodo con bombeo ( $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ ).

Evolución de la potencia de bombeo a la salida de la fibra, calculada con el modelo "exacto" (CUADRADOS) y con factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).

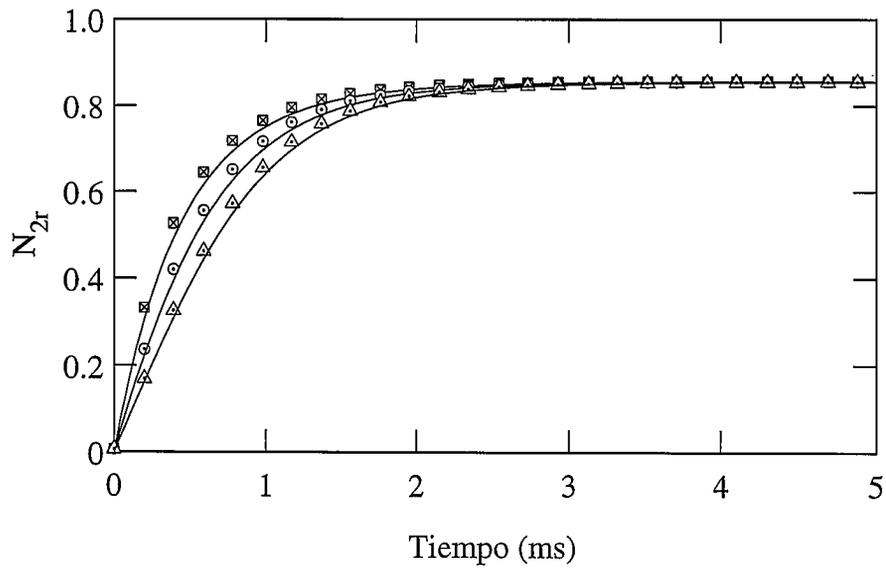


**Fig. 2.20** - Evolución de  $N_{2r}$  durante el semiperiodo con bombeo ( $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ ), calculada con el modelo "exacto" en  $z = 0$  (CUADRADOS), en  $z = 1 \text{ m}$  (CIRCULOS) y en  $z = 2 \text{ m}$  (TRIANGULOS) y con factores de solapamiento (LINEAS CONTINUAS correspondientes).

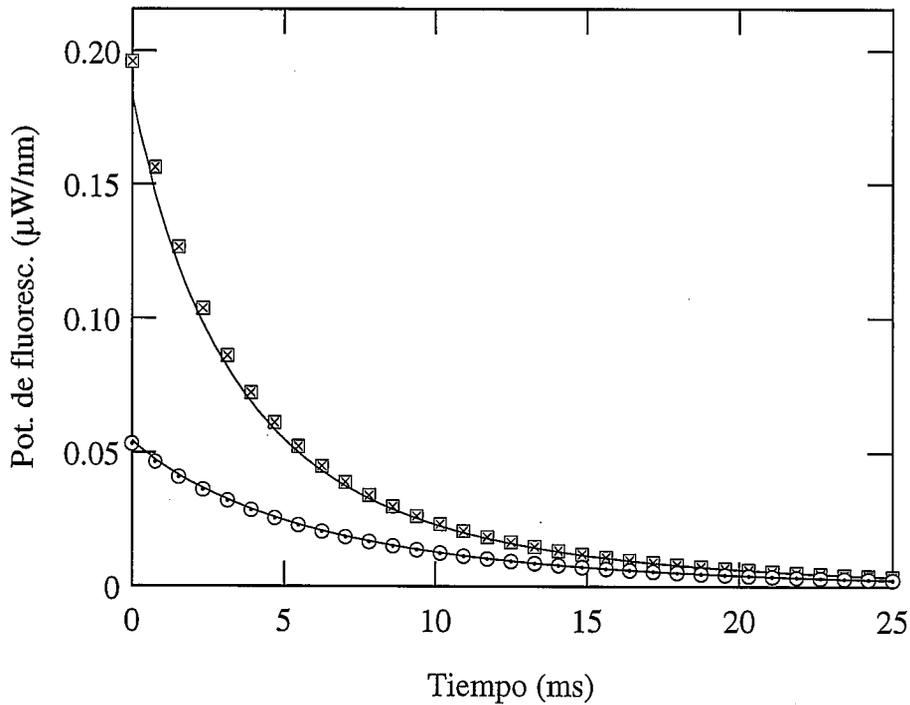
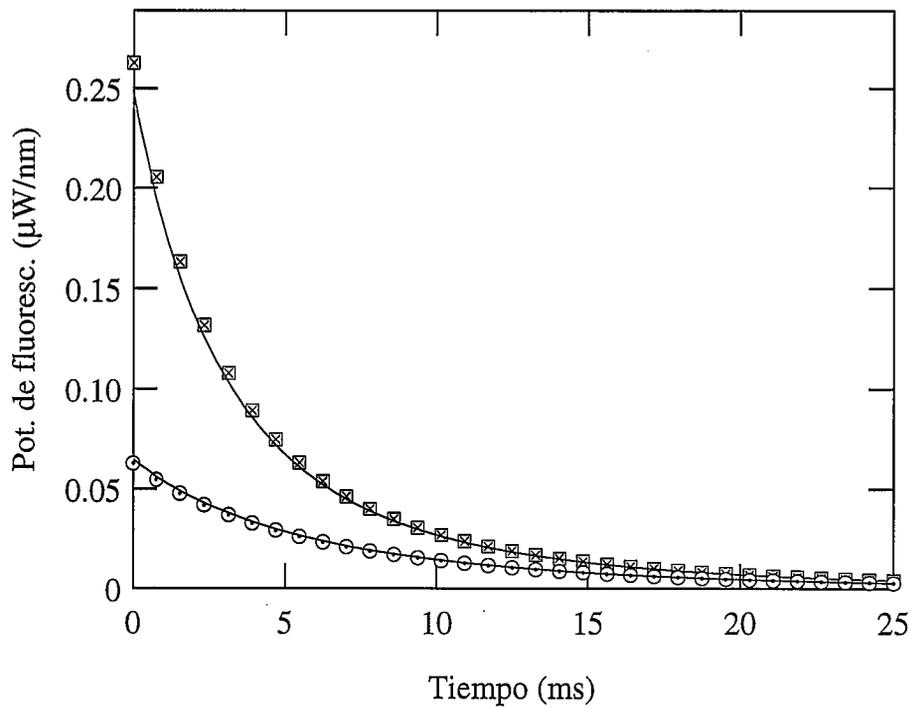


**Fig. 2.21** - Semiperiodo con bombeo ( $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ ).

Evolución de la potencia de bombeo a la salida de la fibra, calculada con el modelo "exacto" (CUADRADOS) y con factores de solapamiento (LINEA CONTINUA).



**Fig. 2.22** - Evolución de  $N_{2r}$  durante el semiperiodo con bombeo ( $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ ), calculada con el modelo "exacto" en  $z = 0$  (CUADRADOS), en  $z = 1m$  (CIRCULOS) y en  $z = 2m$  (TRIANGULOS) y con factores de solapamiento (LINEAS CONTINUAS correspondientes).



**Figs. 2.23** - Evolución de la potencia de fluorescencia longitudinal, a la salida de la fibra, durante el semiperiodo en el que se interrumpe el bombeo, de  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$  (ARRIBA) ó  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  (ABAJO). Las curvas se han calculado con el modelo "exacto" para los canales de fluorescencia correspondientes a  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (CUADRADOS) y  $\lambda = 1560 \text{ nm}$  (CIRCULOS) y con factores de solapamiento (LINEAS CONTINUAS correspondientes).

Para la comparación de las potencias (tabla 2.9), se continúa usando el parámetro  $\beta$ . En cambio, para la comparación de los resultados de  $N_{2r}(t)$  (tabla 2.10) hemos preferido expresar los errores en tantos por uno (no parece adecuado manejar decibelios cuando se estudia una magnitud cuyos valores, por definición, están comprendidos entre 0 y 1). Para ello, hemos calculado los parámetros  $\chi$  de cada curva  $N_{2r}(t)$ , que definimos del siguiente modo:

$$\chi = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{|N_{2r}^{me}(z, j) - N_{2r}^{fs}(z, j)|}{N_{2r}^{me}(z, j)} \quad (2-39)$$

En esta expresión,  $N_{2r}^{me}(z, j)$  es la población relativa del nivel 2 de la transición de señal calculada según el modelo "exacto" en la coordenada axial  $z$  y en el instante de muestreo  $j$  (sin contar el punto correspondiente a  $t = 0$ ) y  $N_{2r}^{fs}(z, j)$  es lo mismo pero calculado con factores de solapamiento. El sumatorio se extiende a todos los puntos de muestreo de la curva salvo el correspondiente a  $t = 0$ , que se excluye por la indeterminación matemática a que daría lugar, pues en dicho instante todas las poblaciones son nulas. En todo caso, la comparación en este instante es irrelevante puesto que es evidente que, independientemente del método que se utilice, el valor de  $N_{2r}$  va a ser el mismo.

**TABLA 2.9** - Parámetros  $\beta$  de las diferentes magnitudes estudiadas en los casos de potencia de bombeo modulada con perfil de onda cuadrada.

		$\beta$
<b><math>\lambda_p = 1480 \text{ nm}</math></b>		
	<i>Subida de bombeo</i>	0.020
	<i>Caída de fluoresc. (<math>\lambda = 1530 \text{ nm}</math>)</i>	0.117
	<i>Caída de fluoresc. (<math>\lambda = 1560 \text{ nm}</math>)</i>	0.043
<b><math>\lambda_p = 980 \text{ nm}</math></b>		
	<i>Subida de bombeo</i>	0.022
	<i>Caída de fluoresc. (<math>\lambda = 1530 \text{ nm}</math>)</i>	0.091
	<i>Caída de fluoresc. (<math>\lambda = 1560 \text{ nm}</math>)</i>	0.070

**TABLA 2.10** - Parámetros  $\chi$  de las curvas de subida de  $N_{2r}(z, t)$ .

$\lambda_r$ (nm)	$\chi(z=0) \times 10^{-3}$	$\chi(z=1\text{ m}) \times 10^{-3}$	$\chi(z=2\text{ m}) \times 10^{-3}$
1480	1.020	1.040	0.8367
980	2.894	5.879	6.766

Los resultados de la comparación pueden considerarse satisfactorios: en el peor de los casos  $\beta$  no llega más que a superar ligeramente los 0.1 dB, mientras que  $\chi$  es siempre inferior a 0.007.

La conclusión del estudio realizado es que el uso de factores de solapamiento para realizar cálculos da lugar a errores de poca consideración (menores que los errores experimentales) en una amplia variedad de casos. Se han combinado diferentes potencias de bombeo y señal, de modo que se han estudiado situaciones en las que la longitud de fibra resultaba demasiado corta para amplificación, demasiado larga o muy próxima al óptimo, y en donde, por otra parte, en ciertos casos la señal influía en las poblaciones y en otros no. Se ha estudiado la validez del método de cálculo para señales cuyo periodo es del orden de los tiempos de respuesta característicos de la fibra dopada y para otras señales con periodos un orden de magnitud superior e inferior. Se ha comprobado que el método funciona tanto si se modula la señal con perfil sinusoidal como si se modula el bombeo con perfil de onda cuadrada, lo que asegura su validez para los casos que se describirán en los capítulos siguientes. Y dado que, por otra parte, el ahorro de tiempo es notable, creemos que la utilidad de los factores de solapamiento es indudable. Por tanto, en todos los cálculos posteriores haremos uso de ellos.

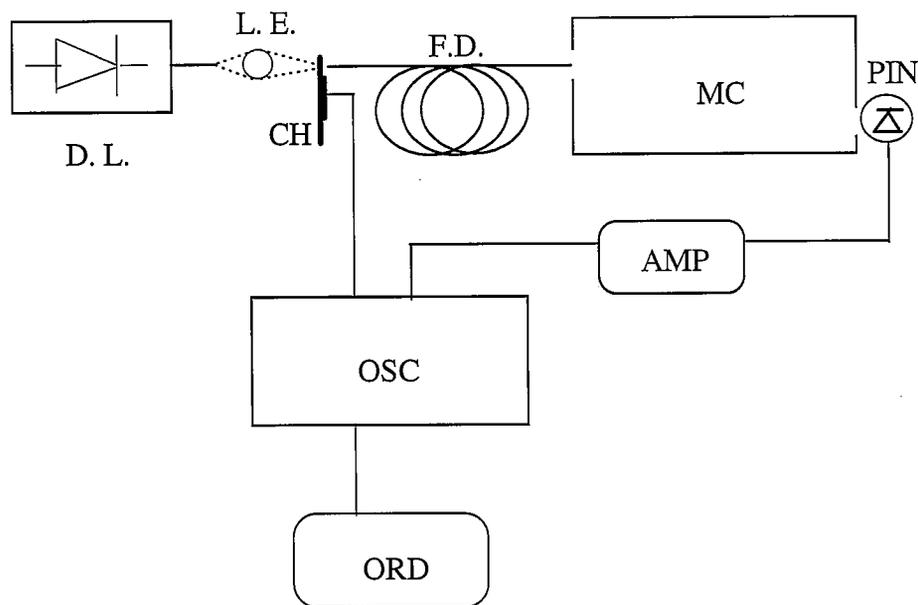
## **Capítulo 3**

# **Método de caracterización basado en el análisis de la dinámica de la fluorescencia**

### ***3.1 INTRODUCCIÓN***

Se ha señalado en los capítulos anteriores que la precisión con la que pueden determinarse experimentalmente los parámetros activos de la fibra es bastante más limitada de lo que sería deseable: por ejemplo, en la medida de las secciones eficaces difícilmente se puede evitar un error de unos cuantos tantos por ciento, lo cual, en ciertos casos, puede dar lugar a diferencias en la ganancia de algunos decibelios [1]. Especialmente delicadas son las medidas de potencia, por varias razones. Para empezar, los propios detectores dan lugar a errores típicamente de algunos tantos por ciento. Por ejemplo, con los detectores de potencia de los que disponemos, las medidas están sometidas a un 5 % de error según el fabricante. En segundo lugar, la entrada de los detectores suele ser conectorizada, por lo cual a la salida de la fibra dopada hay que colocar una fibra pasiva con conector. En el empalme entre ambas fibras puede perderse típicamente entre un 5 % y un 10 % de potencia. Por supuesto, este porcentaje de pérdidas puede calibrarse, pero, por un lado, dicho calibrado tiene algunos problemas (se describirán más adelante) y, por otro, no todos los empalmes resultan iguales. Por tanto, podemos conocer cuánto se pierde en un empalme en promedio, pero no cuánto se pierde en cada empalme concreto. Por otra parte, el inevitable uso de los propios conectores también da lugar a problemas: se ha comprobado que el uso de diferentes conectores puede originar diferencias en los valores registrados que pueden alcanzar el 10%, incluso si los conectores son de similares

características [47]. Además, es habitual tener que colocar diferentes elementos entre el final de la fibra dopada y el conector, tales como un aislador óptico, que evite autooscilaciones en la fibra activa, o como un acoplador, caso de que el bombeo sea de 1480 nm, con objeto de separar éste de la señal y la fluorescencia. Ello obliga a calibrar también dichos elementos, tarea en la que nos encontramos de nuevo con las mismas dificultades: la imprecisión del detector de potencia y los empalmes entre fibras.



*Fig. 3.1 - Primer montaje experimental utilizado para observar la evolución de la fluorescencia longitudinal tras interrumpir el bombeo.*

Los métodos experimentales de caracterización desarrollados hasta el momento se basan normalmente en medidas de ganancia con bombeo y señal de entrada constantes en el tiempo, es decir, consisten en realizar una serie de medidas de potencia al principio y al final de la fibra dopada. Sin embargo, resultaría deseable eliminar el mayor número posible de medidas absolutas de potencia. Lo ideal sería disponer de métodos del estilo del empleado para determinar la vida media de una transición, observando la evolución exponencial de la emisión procedente de su desexcitación. En tal medida es irrelevante la potencia absoluta que se detecta en cada momento. Basta con registrar su evolución puesto que lo único que se busca es la constante de tiempo de la exponencial. Por ello, nos planteamos someter a la fibra a ciertas condiciones en las que se

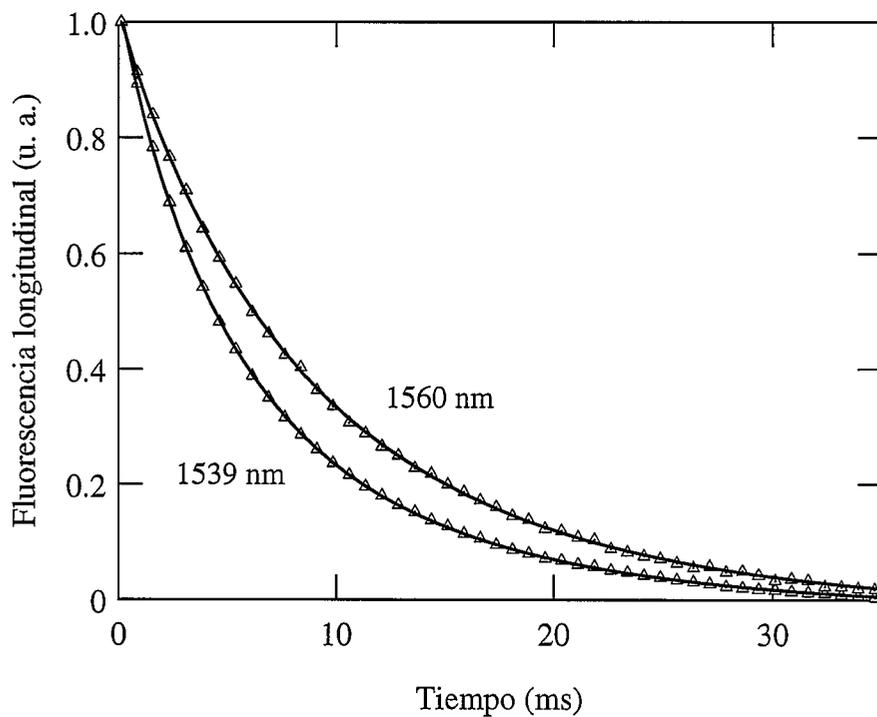
produzca una variación temporal de las potencias, con la intención de obtener información observando la forma funcional de la evolución de una cierta magnitud, aunque se desconozca su valor absoluto en cada instante.

Por su sencillez, decidimos comenzar por un experimento que consiste en suministrar a la fibra dopada un bombeo modulado en forma de onda cuadrada, de manera que quede totalmente interrumpido en uno de los semiperiodos. En este semiperiodo, la población del nivel superior de la transición de señal irá disminuyendo y, en consecuencia, también la potencia de fluorescencia. Nuestro primer objetivo es observar, durante ese semiperiodo, la evolución temporal de la potencia de fluorescencia longitudinal seleccionando diferentes longitudes de onda de su espectro. Puesto que la respuesta de cada canal de fluorescencia depende de los coeficientes de absorción y emisión correspondientes, cabe esperar que en su evolución temporal exista información acerca de dichos parámetros.

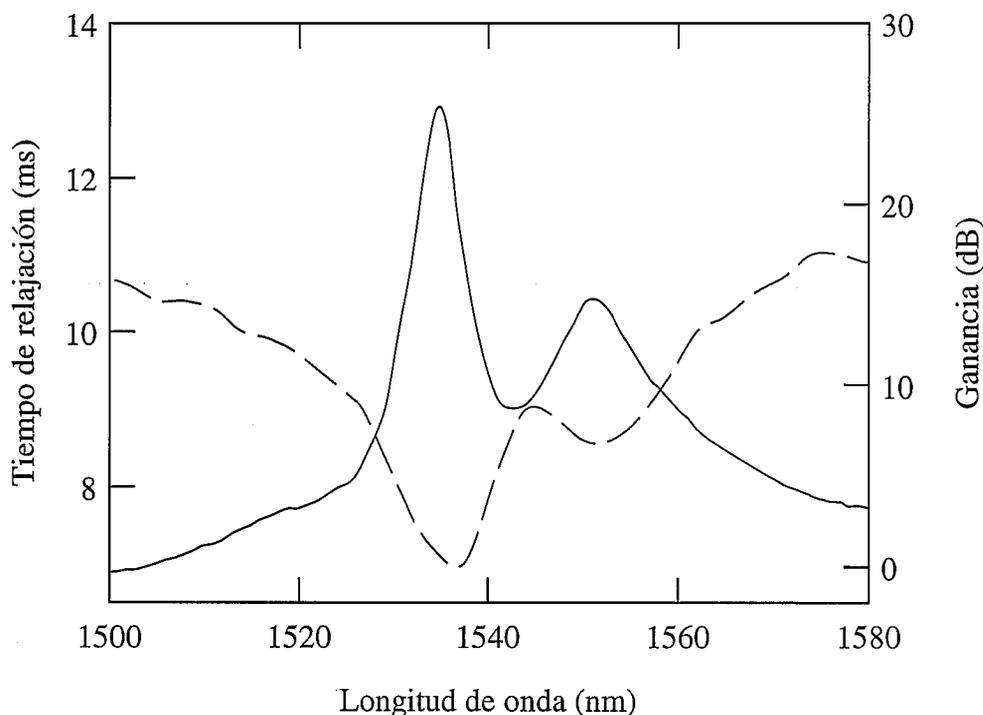
Para la realización de estas medidas, disponemos el montaje que puede verse en la figura 3.1. Lo describimos aquí brevemente (más adelante se detallará con mayor detenimiento). La potencia de bombeo suministrada por un diodo láser (D. L.), cuya longitud de onda de emisión es 1480 nm, se acopla en una fibra dopada (F. D.) mediante una lente esférica (L. E.). Entre la lente y la fibra se coloca un "chopper" (CH), cuanto más próximo a la fibra mejor para que la sección del haz de luz que interrumpe sea lo menor posible y, por consiguiente, el tiempo de corte se minimice. La luz que sale de la fibra dopada se introduce en un monocromador (MC), que selecciona canales de fluorescencia de 1 nm de anchura, y a cuya salida se tiene un fotodiodo PIN. La señal de éste se amplifica (AMP) y se conecta a un osciloscopio digital (OSC), que recibe también la señal eléctrica del propio "chopper", utilizada como referencia para el inicio de los barridos. El osciloscopio efectúa promedios de 64 barridos. Los datos resultantes se vuelcan a un ordenador (ORD) para su tratamiento numérico.

Al comparar la evolución de diferentes canales de fluorescencia, se observa que la relajación es más rápida en unas longitudes de onda que en otras. Con ello, se confirma la existencia de información sobre los coeficientes de absorción y emisión en este fenómeno. Para cuantificar de alguna manera la velocidad de la relajación, ajustamos dichas curvas a

exponenciales, dado que su aspecto recuerda a dicha forma funcional, y utilizamos el tiempo de vida media de la exponencial de ajuste como parámetro que caracterice la velocidad del fenómeno. En la figura 3.2 puede apreciarse que el ajuste es muy satisfactorio, por lo que el parámetro escogido para caracterizar el proceso debe resultar bastante informativo.



**Fig. 3.2 -** Relajación de la fluorescencia longitudinal (triángulos) y ajustes a exponenciales (línea continua). Las medidas fueron realizadas utilizando una muestra de fibra LYCOM - 17001, cuyas características se dan en la TABLA 4-2. La longitud de la muestra es de 85 cm y la potencia de bombeo acoplada ( $\lambda = 1480$  nm) es de 8.5 mW.



**Fig. 3.3** - Tiempos de relajación en función de la longitud de onda (línea discontinua), obtenidos por ajuste de curvas de relajación medidas en una fibra LYCOM - 17001 (sus características se hallan en la TABLA 4.2) de 85 cm de longitud, a la que se le suministra un bombeo de 8.5 mW ( $\lambda = 1480$  nm) y espectro de ganancia medido en una fibra del mismo modelo, de 3.92 m de longitud, a la que se le suministra una potencia de bombeo de 31 mW ( $\lambda = 980$  nm) y una potencia de señal de 15 nW.

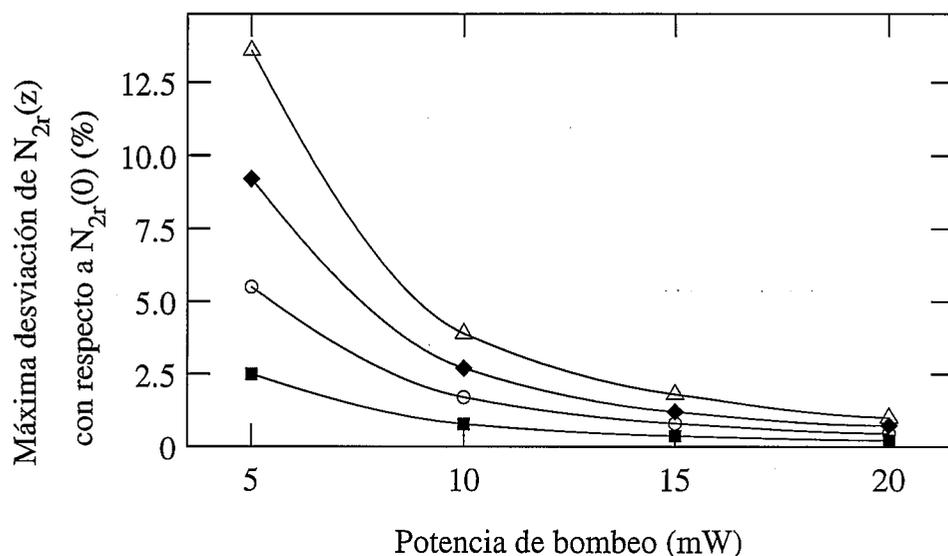
Si representamos los tiempos de relajación de los diferentes canales de fluorescencia en función de su longitud de onda, observamos una correlación entre la figura obtenida y los espectros de ganancia que se obtienen con un amplificador montado con una fibra de las mismas características (fig. 3.3). Pese a la diferencia de las condiciones experimentales, la relación entre ambas curvas parece evidente: cuanto mayor es la ganancia, menor es el tiempo de relajación. De nuevo se pone de manifiesto que las curvas de relajación de la fluorescencia longitudinal pueden proporcionar datos sobre los coeficientes de absorción y emisión.

Para poder extraer valores concretos de dichos parámetros, analizaremos en el apartado siguiente el fenómeno de la relajación de la fluorescencia a partir de las ecuaciones del modelo.

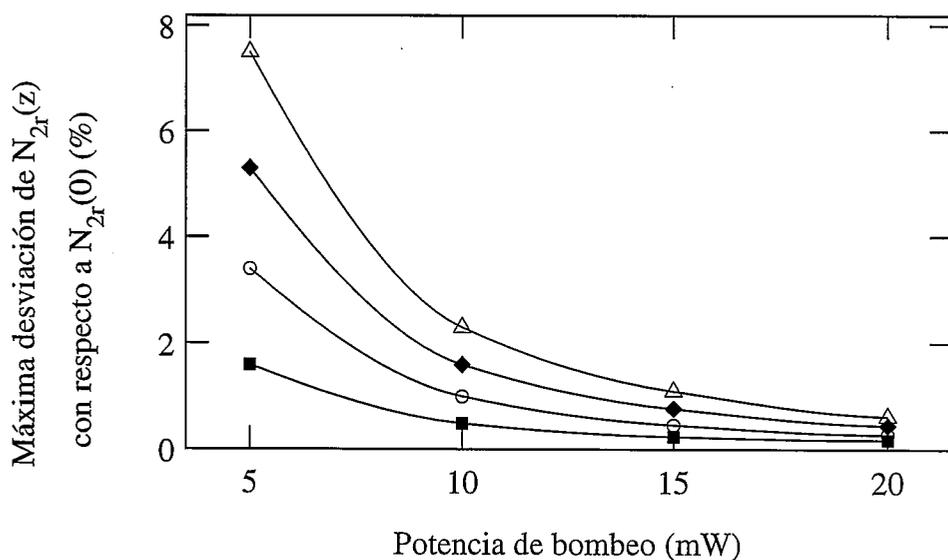
### 3.2 ANÁLISIS DE LA RELAJACIÓN DE LA FLUORESCENCIA LONGITUDINAL

Es evidente que los parámetros activos de la fibra influyen en la respuesta de ésta ante cualquier potencia que introduzcamos en ella. Por consiguiente, cualquier experimento que consista en acoplar a una fibra dopada ciertas potencias conocidas de bombeo y señal (variables en el tiempo o no) y en medir las potencias a la salida de la fibra (de bombeo, de señal o de fluorescencia) nos proporciona información sobre dichos parámetros. Sin embargo, en un experimento cualquiera la respuesta de la fibra depende de la influencia combinada de todos los parámetros activos, ya que todas las potencias presentes en la fibra están interrelacionadas entre sí: todas ellas determinan la distribución de poblaciones y ésta determina la propagación de todas ellas. En esta situación, resulta muy complicado deducir valores de los parámetros de interés. Debemos, por tanto, buscar unas condiciones experimentales en las que el comportamiento de la magnitud que observemos dependa del menor número de parámetros posible.

Si revisamos las ecuaciones del modelo, observaremos que la interrelación de las diferentes potencias presentes en la fibra es debida a que todas ellas aparecen en la ecuación de la evolución de las poblaciones (2-30). Sin embargo, fácilmente podemos conseguir una situación en la cual, de entre todos los términos presentes en (2-30), solamente unos pocos resulten significativos: si la potencia de bombeo es mucho mayor que las potencias de fluorescencia, su influencia en las poblaciones puede despreciarse. Una manera sencilla de conseguir que estas condiciones se cumplan es trabajar con una muestra de fibra lo suficientemente corta a la que se le acople un bombeo suficientemente elevado. Cuanto más corta sea la fibra, menos crecerá la fluorescencia longitudinal, por lo que la distribución de poblaciones dependerá esencialmente de la potencia de bombeo. Supongamos por el momento que la potencia de bombeo es constante (nos situamos, por tanto, en estado estacionario). Si nos fijamos en la variación longitudinal de la población del nivel superior de la transición de señal,  $N_{2r}(z)$  (figuras 3.4 y 3.5) observaremos que esta función tiende a restringir sus valores a un rango tanto más reducido cuanto menor es la longitud de la fibra y cuanto mayor es la potencia de bombeo. Que dicho rango se reduzca cuando la longitud de la fibra se acorte es evidente. Que lo haga cuando el bombeo se aumenta también es lógico: se consigue que  $N_{2r}(z)$  sea más alto, lo cual reduce la atenuación del bombeo



**Fig. 3.4** - Desviación máxima de  $N_{2r}(z)$  con respecto a  $N_{2r}(0)$ , para muestras de fibra dopada de diferentes longitudes: 1 m (CUADRADOS), 2 m (CIRCULOS), 3 m (ROMBOS) y 4 m (TRIANGULOS). Las características de la fibra empleada para estos cálculos se dan en la tabla 2.1. La longitud de onda del bombeo acoplado es 980 nm.



**Fig. 3.5** - Desviación máxima de  $N_{2r}(z)$  con respecto a  $N_{2r}(0)$ , para muestras de fibra dopada de diferentes longitudes: 1 m (CUADRADOS), 2 m (CIRCULOS), 3 m (ROMBOS) y 4 m (TRIANGULOS). Las características de la fibra empleada para estos cálculos se dan en la tabla 2.1. La longitud de onda del bombeo acoplado es 1480 nm.

y, por tanto, el rango de valores que toma el bombeo a lo largo de la fibra. En consecuencia, el rango de valores que toma  $N_{2r}(z)$  también disminuye. Por consiguiente, es factible conseguir una situación en la cual la fluorescencia longitudinal no influya apreciablemente en las poblaciones y en la que, por otra parte, los valores de  $N_{2r}(z)$  queden restringidos a un rango tan pequeño como se desee, de forma que dicha función pueda considerarse constante. Ambos hechos facilitan la elaboración de modelos sencillos para reproducir estos casos. Además, no resulta complicado establecer tales condiciones en el laboratorio: las longitudes de fibra de unos pocos metros son perfectamente manejables y las potencias de bombeo necesarias son asequibles con las fuentes de bombeo de que se dispone.

Nos planteamos a continuación situarnos en las mencionadas condiciones de trabajo e interrumpir el bombeo en un momento determinado. Si revisamos la ecuación de la evolución de las poblaciones (2-30), observamos que, incluso cuando el bombeo ha sido interrumpido, es posible que la influencia de la fluorescencia no sea apreciable: en concreto, siempre que los términos de fluorescencia amplificada sean mucho menores que el término de emisión espontánea ( $-N_{2r}(z) / \tau$ ). La tabla 3.1 lo muestra. Se ha calculado la evolución de  $N_{2r}(L, t)$  durante el proceso de relajación, para diferentes bombeos y distintas longitudes de fibra. La razón por la cual se ha escogido el punto  $z = L$  es que la potencia de fluorescencia total siempre es máxima en él. Así pues, si la aproximación es aceptable en  $z = L$ , podemos asegurar que también lo será en el resto de la fibra. Las curvas obtenidas se han ajustado a exponenciales, y lo que se muestra en la tabla 3.1 es la desviación relativa de los tiempos característicos de dichas exponenciales, con respecto al tiempo de vida media de la transición de señal,  $\tau$  (según (2-30), si el único término significativo es el de emisión espontánea, la evolución de las poblaciones da como resultado una exponencial cuyo tiempo característico es la vida media de la transición de señal). Según los resultados de la tabla, fácilmente puede conseguirse una situación en que la influencia de la fluorescencia en la evolución de las poblaciones sea prácticamente inapreciable. En tal caso, resulta una buena aproximación suponer que  $N_{2r}(z, t)$  disminuye siguiendo una ley exponencial cuyo tiempo característico es la vida media de la transición de señal.

Según las tablas 3-1 y 3-2, la aproximación de decaimiento exponencial de las poblaciones será tanto mejor cuanto menor sea el bombeo. Sin embargo, para conseguir un

comportamiento de  $N_{2r}(z)$  lo más constante posible en estado estacionario lo conveniente es aumentar el bombeo al máximo. Fácilmente puede observarse en las figuras 3-4 y 3-5 que el valor de la potencia de bombeo es decisiva para que considerar  $N_{2r}(z)$  como constante sea válido o no. En cambio, por mucho que se aumente la potencia de bombeo (dentro de lo viable en un laboratorio), la evolución temporal de  $N_{2r}(z, t)$  no dejará de ser prácticamente exponencial: en la tabla 3-1, las diferencias entre los tiempos de relajación y el tiempo de vida media son menores que el 1%, salvo en un caso en el que esta cifra es ligeramente rebasada. Así pues, con bombeos de decenas de miliwatios podemos conseguir condiciones en las que ambas aproximaciones sean aceptables.

**TABLA 3.1** - *Desviación (%) del tiempo característico de la exponencial a la que se ajusta la evolución de  $N_{2r}(L, t)$  con respecto al tiempo de vida media,  $\tau$ . La longitud de onda de bombeo es de 1480 nm. Las características de la fibra empleada para estos cálculos se dan en la tabla 2.1.*

Bombeo (mW)	L=0.5 m	L=1.0 m	L=1.5 m	L=2.0 m
5	0.54	0.60	0.65	0.71
10	0.55	0.64	0.73	0.84
15	0.56	0.66	0.76	0.89
20	0.56	0.67	0.78	0.92
50	0.57	0.68	0.82	1.03

**TABLA 3.2** - *Desviación (%) del tiempo característico de la exponencial a la que se ajusta la evolución de  $N_{2r}(L, t)$  con respecto al tiempo de vida media,  $\tau$ . La longitud de onda de bombeo es de 980 nm. Las características de la fibra empleada para estos cálculos se dan en la tabla 2.1.*

Bombeo (mW)	L=0.5 m	L=1.0 m	L=1.5 m	L=2.0 m
5	0.55	0.63	0.71	0.80
10	0.57	0.68	0.82	0.97
15	0.58	0.70	0.86	1.04
20	0.58	0.71	0.88	1.08
50	0.59	0.73	0.92	1.16

Por otra parte, si bien al disminuir la longitud de fibra decrece el error derivado de ambas aproximaciones, deberemos tener en cuenta que también se reduce la potencia de fluorescencia longitudinal y, por consiguiente, medirla resultará más complicado. En cada caso, necesitaremos una longitud de fibra tan corta como para que las aproximaciones sean válidas y, a la vez, tan larga como para que sea posible detectar la potencia de fluorescencia generada.

En conclusión, dado un cierto modelo de fibra, siempre podemos encontrar unas condiciones (longitud suficientemente corta y bombeo suficientemente alto) en las que podemos tomar como buenas las siguientes aproximaciones:

- al comenzar la relajación de la fluorescencia,  $N_{2r}(z)$  es constante a lo largo de la fibra, es decir:

$$N_{2r}(z) = N_{2r}(0). \quad (3-1)$$

- durante el proceso de relajación,  $N_{2r}(z, t)$  evoluciona exponencialmente, siendo su tiempo característico la vida media de la transición de señal. Así pues, sustituimos la ecuación (2-30) del modelo por la siguiente:

$$\frac{dN_{2r}(z, t)}{dt} = -\frac{N_{2r}(z, t)}{\tau}. \quad (3-2)$$

Veamos qué aspecto toman las ecuaciones del modelo al introducir en él las dos aproximaciones anteriores. A partir de (3-1) y (3-2), es inmediata la siguiente igualdad:

$$N_{2r}(z, t) = N_{2r}(0, 0) \exp(-t/\tau). \quad (3-3)$$

Si, como ha quedado probado, en ciertas situaciones podemos reducir (2-30) a (3-2), de igual manera podemos utilizar, en lugar de (1-7), esta ecuación:

$$\frac{dn_2(z, r, \varphi, t)}{dt} = -\frac{n_2(z, r, \varphi, t)}{\tau}. \quad (3-4)$$

Fijémonos ahora en la expresión del factor de solapamiento  $\eta_2(v, t)$  (ecuación 2-20) que, según (3-4), podemos escribir del siguiente modo:

$$\eta_2(v, t) = \frac{\int_{A_\infty} \psi(r, \varphi, v) n_2(0, r, \varphi, 0) \exp(-t/\tau) ds}{\int_{A_\infty} n_2(0, r, \varphi, 0) \exp(-t/\tau) ds} \quad (3-5)$$

Esta expresión nos dice, en definitiva, que  $\eta_2(v, t)$  puede considerarse constante en el tiempo durante el proceso de relajación.

Llevamos ahora todas esas aproximaciones a la ecuación de propagación de la fluorescencia (2-29). Dado que el cociente  $\eta_2(v, t)/\eta_0(v)$  es una constante (por (3-5) es independiente del tiempo y, según se comentó en el capítulo segundo, puede considerarse también independiente de la frecuencia [1, 43]), escribimos dicho cociente sencillamente como  $\eta_2/\eta_0$ . La ecuación queda así:

$$\begin{aligned} \frac{d P_f^\pm(z, v, t)}{d z} &= \pm 2 h v \Delta v \gamma_e(v) \frac{\eta_2}{\eta_0} N_{2r}(0, 0) \exp(-t/\tau) \\ &\pm P_f^\pm(z, v, t) \left\{ [\gamma_a(v) + \gamma_e(v)] \frac{\eta_2}{\eta_0} N_{2r}(0, 0) \exp(-t/\tau) - \gamma_a(v) \right\}. \end{aligned} \quad (3-6)$$

Esta ecuación es fácilmente integrable, sencillamente por separación de variables, lo cual nos permite disponer de unas expresiones analíticas para la evolución de las fluorescencias copropagante y contrapropagante durante el proceso de relajación. Son las siguientes:

$$P_f^+(z, v, t) = A(v) \{ \exp [g(v, t) z] - 1 \} \exp(-t/\tau) / g(v, t) \quad (3-7)$$

$$P_f^-(z, v, t) = A(v) \{ \exp [g(v, t) (L - z)] - 1 \} \exp(-t/\tau) / g(v, t) \quad (3-8)$$

en donde

$$A(\nu) = 2 h \nu \Delta\nu \gamma_e(\nu) \frac{\eta_2}{\eta_0} N_{2r}(0, 0) \quad (3-9)$$

$$g(\nu, t) = [\gamma_a(\nu) + \gamma_e(\nu)] \frac{\eta_2}{\eta_0} N_{2r}(0, 0) \exp(-t/\tau) - \gamma_a(\nu). \quad (3-10)$$

Para comprobar la validez de estas aproximaciones, realizamos una comparación entre varias curvas de relajación de la fluorescencia copropagante longitudinal calculadas por una parte a partir de las ecuaciones del modelo y por otra según la expresión analítica (3-7). En concreto, se efectúan estos cálculos para los cuatro casos situados en los vértices de la tabla 3.1, y para dos canales de fluorescencia, centrados en 1535 nm y 1555 nm, ambos de 1 nm de anchura. La figura 3-6 muestra los resultados. Puede observarse cómo, incluso en el más desfavorable de los casos ( $L = 2$  m y  $P_p(0) = 5$  mW), la máxima diferencia relativa entre el cálculo mediante el programa numérico y el efectuado con la expresión analítica no supera unos pocos tantos por ciento.

Se muestran los resultados del cálculo efectuado con bombeo de 1480 nm. Los resultados obtenidos empleando bombeo de 980 nm son muy similares, por lo que no hemos considerado oportuno incluir las curvas correspondientes.

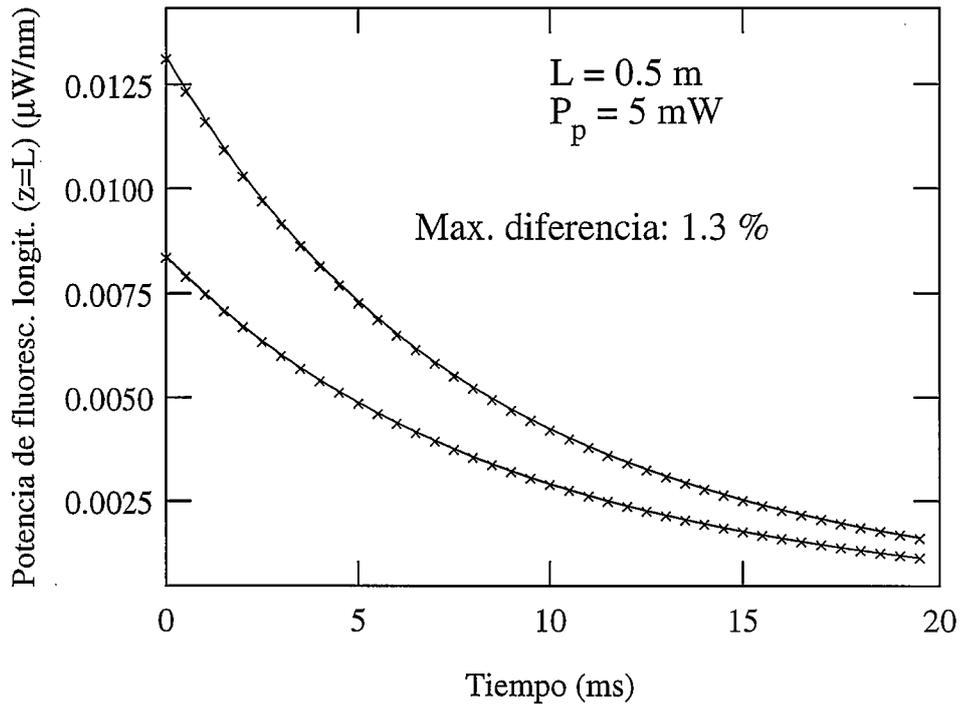


Fig. 3.6 (a)

**Figs. 3.6** - Comparación de cálculos de evolución de  $P_f^+(L, \nu, t)$ , utilizando el modelo basado en factores de solapamiento sin aproximaciones adicionales (LINEA CONTINUA) y empleando la expresión analítica (3.7) (ASPAS). Se muestra la evolución de dos canales de fluorescencia:  $\lambda = 1535 \text{ nm}$  (curva superior de cada figura) y  $\lambda = 1555 \text{ nm}$  (curva inferior). La longitud de onda del bombeo utilizado es de  $1480 \text{ nm}$ . Las características de la fibra empleada para estos cálculos se dan en la tabla 2.1.

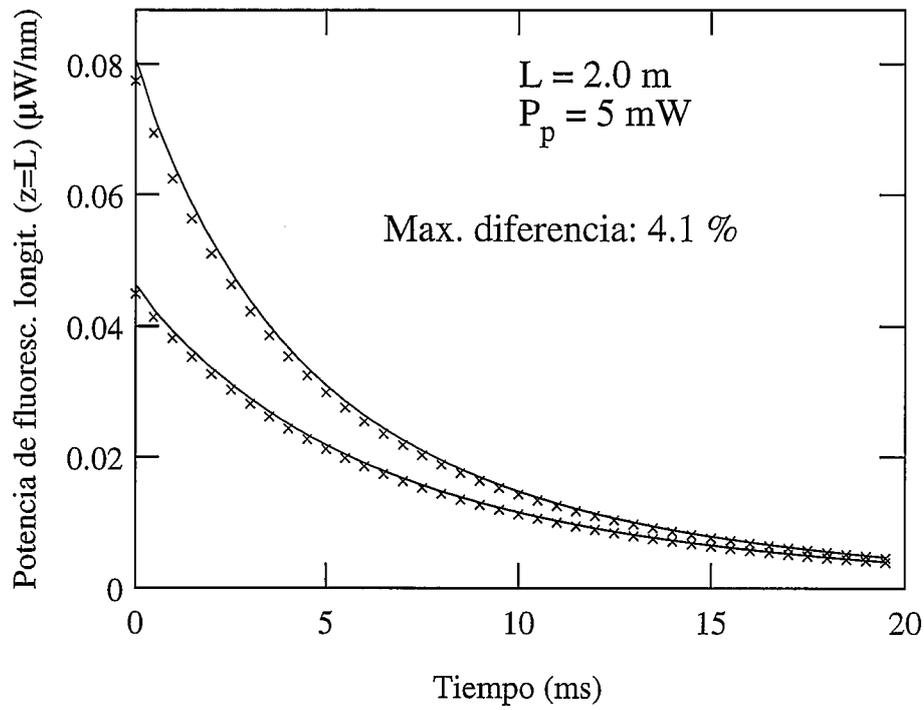


Fig. 3.6 (b)

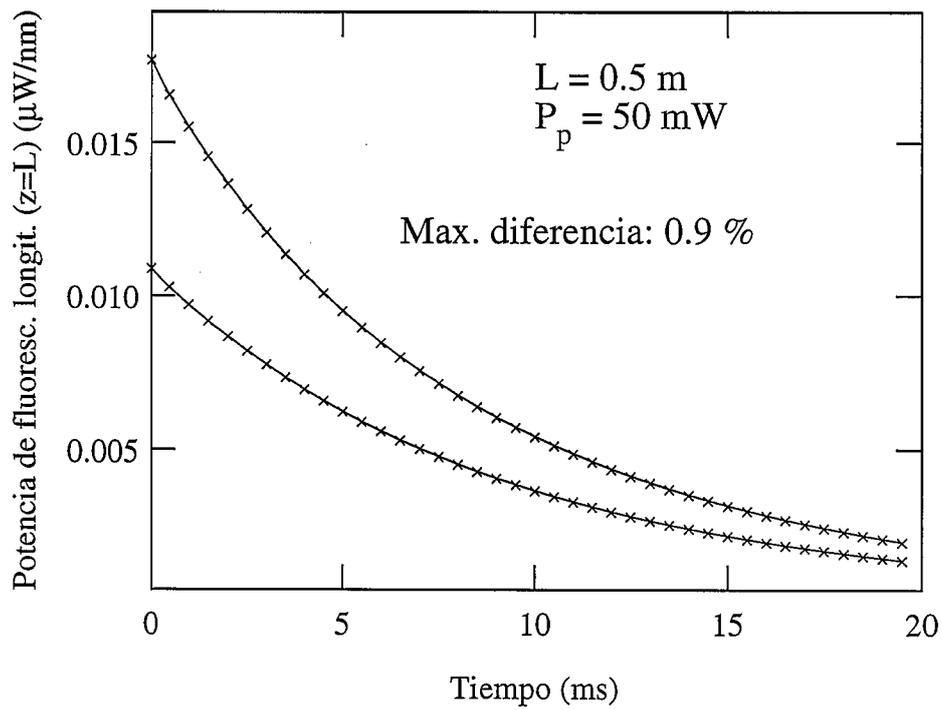


Fig. 3.6 (c)

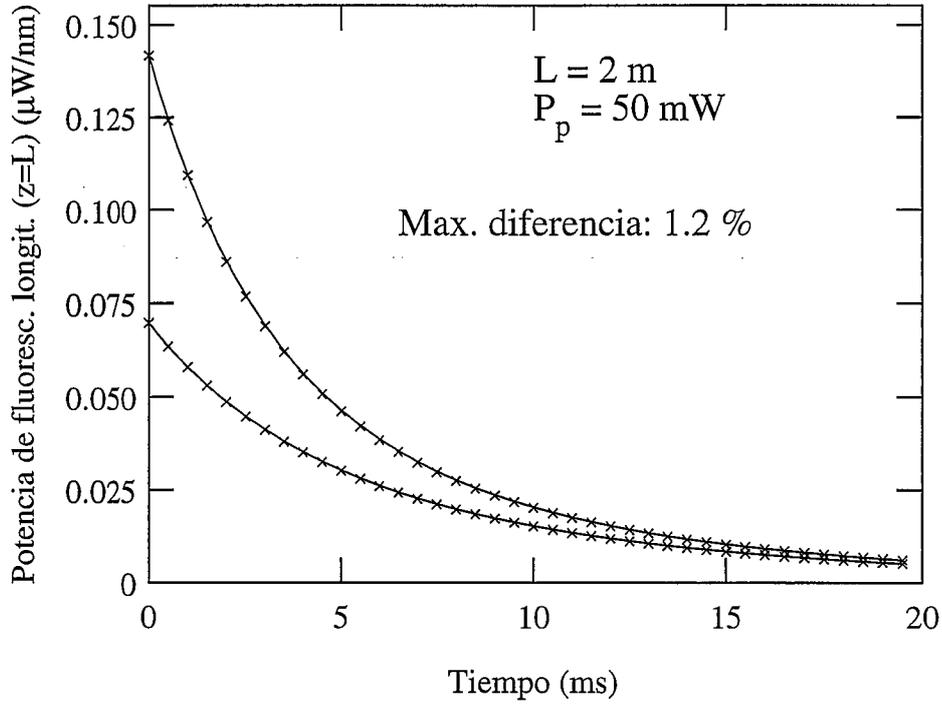


Fig. 3.6 (d)

Repasaremos ahora los objetivos que nos habíamos planteado. Uno de ellos era evitar las medidas de potencia absoluta. Para ello, cuando en nuestro experimento registremos una curva de relajación de la potencia de fluorescencia longitudinal, la normalizaremos dividiendo la señal correspondiente a cada instante de tiempo por la señal que se tiene al comienzo del proceso de decaimiento. De esta manera, la medida es relativa, tal y como se pretende. Según (3-7), la curva obtenida es descrita por la siguiente función:

$$\frac{P_f^+(L, \nu, t)}{P_f^+(L, \nu, 0)} = \frac{g(\nu, 0)}{\exp[g(\nu, 0)L - 1]} \frac{\{\exp[g(\nu, t)L - 1]\} \exp(-t/\tau)}{g(\nu, t)} \quad (3-11)$$

Intentábamos también encontrar un experimento en el cual la evolución de la magnitud que registremos dependa de unos pocos parámetros. Según (3-11) y (3-10), la curva que obtengamos dependerá de los siguientes parámetros activos: del tiempo de vida media de la transición de señal,  $\tau$ , de los coeficientes de absorción y emisión correspondientes al canal de fluorescencia elegido,  $\gamma_a(\nu)$  y  $\gamma_e(\nu)$ , y de todos los parámetros activos que influyen en  $N_{2r}(0, 0)$  y

en  $\eta_2/\eta_0$  (en nuestras condiciones experimentales, dichos parámetros son la concentración de dopante, su distribución transversal, los coeficientes de absorción y emisión de bombeo y el tiempo de vida media de la transición de señal). Tanto  $\tau$  como  $\gamma_a(\nu)$  son normalmente datos de los que disponemos, puesto que pueden medirse fácilmente por métodos sobradamente conocidos. En cuanto a  $\gamma_e(\nu)$ ,  $\eta_2/\eta_0$  y  $N_{2r}(0, 0)$ , todos ellos aparecen juntos en (3-11), por lo que resulta imposible extraer información de cada uno de ellos por separado. Con este experimento, no puede determinarse más que una relación entre ellos. Definimos el siguiente parámetro:

$$B(\nu) = [\gamma_a(\nu) + \gamma_e(\nu)] (\eta_2/\eta_0) N_{2r}(0, 0). \quad (3-12)$$

Será este parámetro el que obtendremos por ajuste de las curvas experimentales. Así, dispondremos de una información interesante, pero insuficiente para caracterizar totalmente una fibra dopada. Por lo tanto, necesitamos un experimento complementario con el que podamos separar los diferentes parámetros contenidos en  $B(\nu)$ .

Reflexionemos ahora sobre los parámetros que influyen en la forma de los espectros de ganancia, para lo cual deberemos emplear la ecuación (2-28), que reescribimos a continuación:

$$\frac{dP_s(z, t)}{dz} = P_s(z, t) \left\{ [\gamma_a(\nu_s) + \gamma_e(\nu_s)] \frac{\eta_2(\nu_s, t)}{\eta_0(\nu_s)} N_{2r}(z, t) - \gamma_a(\nu_s) \right\}.$$

Cuando se produce una amplificación de decenas de decibelios, si la longitud de fibra es cercana a la óptima o inferior, el primero de los términos de la llave es bastante superior al segundo (en valor absoluto) en la mayor parte de la fibra, y por consiguiente más influyente. En cambio, si la longitud de fibra es varios metros mayor que la óptima, en el tramo final el segundo término de la llave es superior al primero, pudiéndose llegar al extremo de que éste sea despreciable frente a aquél. Así pues, si suministramos a la fibra un bombeo de decenas de miliwatios, suficiente para dar lugar a una ganancia de decenas de decibelios, tendremos varias posibilidades dependiendo de la longitud de la fibra: si la fibra tiene longitud claramente inferior a la óptima, la forma del espectro de ganancia depende sobre todo del primer término de la llave. Si su longitud es muy superior a la óptima, el espectro de ganancia está fuertemente afectado por el segundo término de

la llave. Y entre estos dos extremos se dará la situación intermedia. Es clara la relación entre el primer término de la llave y el parámetro  $B(\nu)$ . Dicha relación explica la observada entre el espectro de ganancia y el de tiempos de relajación: su forma depende prácticamente del mismo parámetro. En cambio, si se toma un espectro de ganancia obtenido con una fibra de longitud mucho mayor que la óptima, la forma que presenta tiene poco que ver con la del espectro de tiempos de relajación, porque en ella influye también apreciablemente la forma de  $\gamma_a(\nu)$ .

### **3.3 ANÁLISIS DE LA SUBIDA DE LA FLUORESCENCIA TRANSVERSAL**

Si observamos el parámetro  $B(\nu)$ , vemos que contiene dos factores comunes a todos los canales de fluorescencia:  $N_{2r}(0,0)$  y  $\eta_2/\eta_0$ . Si pudiéramos determinarlos de alguna manera, el parámetro  $B(\nu)$  nos daría directamente los coeficientes de emisión,  $\gamma_e(\nu)$ . A la vista de los parámetros activos de los que dependen estos dos factores, parece claro que lo más conveniente es buscar un experimento en el que la magnitud que observemos dependa únicamente de la concentración, del perfil de dopante y de los coeficientes de absorción y emisión de bombeo. Afortunadamente, en el montaje destinado a la medida de relajación de la fluorescencia longitudinal se da otro fenómeno con las características que buscamos. Recordemos que para provocar la relajación de la fluorescencia interrumpimos periódicamente el bombeo suministrado a la fibra. Es evidente que, de la misma manera, debemos restablecerlo periódicamente para poblar el nivel superior de la transición de señal. En este semiperiodo, la evolución de  $N_{2r}(z, t)$  puede considerarse independiente de la fluorescencia. Podemos justificar esta afirmación de la siguiente manera. Recordemos que en el instante en que comienza el proceso de relajación de la fluorescencia, las poblaciones de la fibra son las de la situación estacionaria que conseguimos al suministrar el bombeo. Ha quedado demostrado que la influencia de la fluorescencia puede considerarse despreciable en dicha distribución de población. Ello es debido a que, en la ecuación de evolución de las poblaciones (2-30), los términos del bombeo son mucho mayores que los términos correspondientes a la fluorescencia. Por otra parte, tengamos en cuenta que la potencia de fluorescencia es tanto mayor cuanto más poblada esté la banda superior de la transición de señal. Pues bien, a lo largo del semiperiodo en que se suministra bombeo, va creciendo la población de dicha banda (y por lo tanto también la fluorescencia), hasta alcanzar su valor máximo, que es el correspondiente al estado estacionario. Es decir, a lo largo de todo este

proceso la potencia de fluorescencia es menor o igual que la del estado estacionario. Si en éste se considera que la influencia de la potencia de fluorescencia en la distribución de poblaciones puede despreciarse, con mayor motivo debemos ignorarla cuando estudiemos la evolución de las poblaciones durante este semiperiodo.

Así pues, la descripción de la evolución temporal de las poblaciones puede realizarse simplemente con dos ecuaciones. Una de ellas es la ecuación de propagación del bombeo, (2-27). La otra es la ecuación de la evolución temporal de las poblaciones (2-30) que, sin escribir los términos correspondientes a la fluorescencia, queda del siguiente modo:

$$\frac{dN_{2r}(z, t)}{dt} = -\frac{N_{2r}(z, t)}{\tau} + \frac{P_p(z, t)}{h\nu_p N_T} \left\{ \gamma_a(\nu_p) - [\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)] \frac{\eta_2(\nu, t)}{\eta_0(\nu)} N_{2r}(z, t) \right\}. \quad (3-13)$$

Nosotros hemos escogido estudiar la evolución de  $N_{2r}(z, t)$  para extraer la información que nos interesa, pero también podríamos habernos fijado en otra magnitud: la potencia de bombeo a lo largo de la fibra (y, en particular, en  $z = L$ ) no depende tampoco de la potencia de fluorescencia de manera apreciable. En un caso general sí, porque la propagación del bombeo depende de la distribución de poblaciones, y ésta de las diferentes potencias de luz presentes en la fibra, entre ellas la fluorescencia, pero en el caso particular que estamos estudiando no aparece tal dependencia puesto que la fluorescencia no influye apreciablemente en la distribución de poblaciones. Las razones por las que se ha escogido para este estudio una magnitud y no la otra no son de peso. Simplemente, había que escoger una de las dos. En todo caso, podemos apuntar como dato en contra de la medida de la evolución del bombeo la necesidad de atenuarlo, puesto que los fotodiodos de alta potencia de los que disponemos no son lo suficientemente rápidos como para seguir este proceso.

Lógicamente, no podemos efectuar una medida directa de  $N_{2r}(z, t)$ , pero sí tenemos la posibilidad de registrar la evolución de una magnitud proporcional a la que nos interesa. Gran parte de la luz generada por emisión espontánea no queda acoplada a la fibra, sino que escapa de

ella. En cada coordenada axial  $z$ , la fluorescencia que sale de la fibra es proporcional a la población del nivel superior de la transición de señal en dicha coordenada  $z$ . Por lo tanto, si colocamos un detector orientado perpendicularmente con respecto a la fibra dopada (y lo más pegado posible a ella), en un punto situado a una distancia  $z$  del extremo de entrada, registraremos la fluorescencia emitida transversalmente al eje de la fibra en la coordenada  $z$ , que es proporcional a  $N_{2r}(z)$ . Desde luego, no podemos precisar cuál es la constante de proporcionalidad entre  $N_{2r}(z)$  y la potencia de fluorescencia transversal que registremos en cada caso. De nuevo, las medidas que efectuemos serán relativas. Normalizaremos la curva obtenida dividiendo por el valor máximo, que es el correspondiente al final del proceso ( $t = t_M$ ), es decir, al estado estacionario. La función de la que dispondremos para su tratamiento numérico será, pues,  $P_{ft}(z, t) / P_{ft}(z, t_M)$  ( $P_{ft}$  es la potencia de fluorescencia transversal registrada por el detector), o, lo que es lo mismo,  $N_{2r}(z, t) / N_{2r}(z, t_M)$ . Denominaremos a dicho cociente  $\tilde{N}_{2r}(z, t)$ . Si dividimos (3-12) por  $N_{2r}(z, t_M)$ , la ecuación resultante es:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{N}_{2r}(z, t)}{dt} = & -\frac{\tilde{N}_{2r}(z, t)}{\tau} + \frac{P_p(z, t)}{h\nu_p N_T} \frac{\gamma_a(\nu_p)}{N_{2r}(z, t_M)} \\ & - \frac{P_p(z, t)}{h\nu_p N_T} [\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)] \frac{\eta_2(\nu, t)}{\eta_0(\nu)} \tilde{N}_{2r}(z, t). \end{aligned} \quad (3-14)$$

En resumen, la idea para completar la caracterización de la fibra es efectuar una medida de la evolución de la fluorescencia transversal durante el semiperiodo en que se introduce bombeo y, después, buscar la combinación de parámetros que, llevados a (2-27) y (3-14), generen una función  $\tilde{N}_{2r}(z, t)$  lo más parecida posible a la experimental.

Veamos cuáles son los parámetros activos de la fibra que aparecen en estas ecuaciones. Explícitamente aparece, por una parte, el coeficiente de absorción de bombeo,  $\gamma_a(\nu_p)$ , y, por otra parte, el coeficiente de emisión de bombeo y la concentración,  $\gamma_e(\nu_p)$  y  $N_T$ . Fácilmente puede comprobarse que ambos aparecen siempre asociados dentro del cociente  $[\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)] / N_T$ . Debido a ello, mediante el ajuste será imposible separar cada uno de los parámetros contenidos en dicho cociente. Utilizaremos todo el cociente como otro parámetro de ajuste y nos ocuparemos más adelante de cómo averiguar los valores de  $\gamma_e(\nu_p)$  y  $N_T$  por separado. Por último,

en los factores de solapamiento se engloba la información referente al perfil transversal de dopante, que puede caracterizarse mediante una función con tantos parámetros como se desee.

Conviene aclarar una cuestión que a primera vista puede inducir a confusión. El cociente  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] / N_T$  aparece siempre en estas ecuaciones multiplicado por el cociente de los factores de solapamiento. Podría pensarse entonces que el único parámetro del que se dispone es el producto de ambos cocientes, es decir,  $([\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] / N_T) (\eta_2(v_p, t) / \eta_0(v_p))$ , de forma que resultaría imposible separar cada uno de los componentes de este producto. Sin embargo, observemos que el cociente de los factores de acoplamiento depende del tiempo (en concreto lo hace  $\eta_2$ ). La evolución de dicho cociente depende de la forma del perfil y da lugar a diferencias en la evolución global de  $\tilde{N}_{2r}(z, t)$ , por lo cual se aprecian diferencias según el perfil de dopante que se considere.

Siempre se dispone de la posibilidad de jugar con todos esos parámetros a la vez para generar diferentes curvas de  $\tilde{N}_{2r}(z, t)$  y compararlas con la curva experimental obtenida hasta encontrar la mejor combinación pero, dado el número de parámetros libres con los que se cuenta, este proceso puede alargarse excesivamente. Sin embargo, podemos agilizar la búsqueda si previamente averiguamos algunos datos sobre los parámetros en juego. Para ello, desarrollamos a continuación un método basado en el estudio de los primeros puntos de la curva de subida de fluorescencia transversal que, como veremos, nos proporciona resultados aproximados que podremos utilizar como “pistas” para encontrar la combinación de parámetros más adecuada para el ajuste de la curva completa. Adelantamos que, como se explicará en el próximo capítulo, si los resultados obtenidos al aplicar este método son solamente aproximados es debido exclusivamente a limitaciones experimentales, puesto que en las expresiones teóricas que se dan a continuación no se han introducido nuevas hipótesis: simplemente se aplican las que hemos venido utilizando al caso particular en que nos centramos ahora.

### **Estudio del inicio de la curva de subida de fluorescencia transversal**

Veamos cuál es la expresión de la derivada temporal de  $\tilde{N}_{2r}(z, t)$  en los primeros instantes del proceso de subida (en lo sucesivo, llamaremos a dicha derivada  $\alpha(z)$ ). En un

momento suficientemente próximo al del comienzo de la subida,  $\tilde{N}_{2r}(z, t)$  es tan pequeño como para que los dos términos de (3-14) en los que aparece este factor sean despreciables frente al término restante:

$$\left. \frac{d\tilde{N}_{2r}(z, t)}{dt} \right|_{t \rightarrow 0} = \alpha(z) = \frac{P_p(z, t)}{h\nu_p N_T} \frac{\gamma_a(\nu_p)}{N_{2r}(z, t_M)} \quad (3-15)$$

En el apartado dedicado al estudio de la relajación de la fluorescencia quedó demostrado que resultaba una buena aproximación considerar que, en el estado estacionario ( $t = t_M$ ), la población del nivel 2 era constante a lo largo de la fibra. Por tanto, haciendo uso de (3-13) particularizada para la situación estacionaria (derivada temporal nula) podemos escribir lo siguiente:

$$N_{2r}(z, t_M) = N_{2r}(0, t_M) = \frac{P_p(0) \gamma_a(\nu_p) \tau}{P_p(0) [\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)] \frac{\eta_2(\nu_p, t_M)}{\eta_0(t_M)} \tau + h\nu N_T} \quad (3-16)$$

Por otra parte, si en el rango temporal en el que nos hemos situado la población del nivel 2 es despreciable, la propagación longitudinal del bombeo puede describirse mediante una simple ley exponencial (2-25). Con todo ello, (3-15) queda así:

$$\alpha(z) = \left( \frac{P_p(0)}{h\nu} [\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)] \frac{\eta_2(\nu_p, t_M)/\eta_0(\nu_p)}{N_T} + \frac{1}{\tau} \right) \times \exp \left\{ -\gamma_a(\nu_p) z \right\} \quad (3-17)$$

Gracias a (3-17), la medida de la pendiente de la curva de subida de fluorescencia transversal en su inicio nos proporciona directamente ciertas relaciones entre los parámetros que nos interesan. Veamos de qué modo.

#### Medida del coeficiente de absorción de bombeo

Supongamos que tenemos una muestra de fibra suficientemente corta para que sean válidas todas las aproximaciones que hemos descrito en este capítulo. A dicha fibra se le acopla

una potencia de bombeo  $P_p(0)$ , constante. Registramos dos curvas de subida de fluorescencia transversal en dos puntos  $z_1$  y  $z_2$ . Fácilmente puede comprobarse que el paréntesis de la expresión (3-17) es el mismo para las curvas correspondientes a ambos puntos. La única diferencia en las expresiones de uno y otro se tiene en la coordenada axial que aparece dentro de la exponencial. Por consiguiente, del cociente de ambas pendientes se deduce directamente el coeficiente de absorción de bombeo:

$$\alpha(z_1) / \alpha(z_2) = \exp \left\{ \gamma_a(v_p) [z_2 - z_1] \right\}. \quad (3-18)$$

Relación entre el coeficiente de emisión de bombeo, la concentración y los factores de acoplamiento

Una vez hemos determinado  $\gamma_a(v_p)$ , los parámetros que desconocemos son  $\gamma_e(v_p)$  y  $N_T$ , además del perfil de dopante, el cual influye en los valores de los factores de acoplamiento. Si medimos  $\alpha(z)$ , la expresión (3-17) nos proporciona una relación entre los diferentes parámetros en juego:

$$\left[ \gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p) \right] \frac{\eta_2(v_p, t_M) / \eta_0(v_p)}{N_T} = \frac{h\nu}{P_p(0)} \left( \alpha(z) \exp \left\{ \gamma_a(v_p) z \right\} - \frac{1}{\tau} \right) \quad (3-19)$$

Es importante señalar que, para extraer información a partir de las expresiones (3-18) y (3-19), no hay que realizar ningún cálculo de propagación de la luz a través de la fibra. En consecuencia, para aplicarlas no es necesario conocer ni el perfil de dopante ni el perfil modal. Por lo tanto, podemos utilizar estas expresiones sin cuidado de que la propagación sea monomodo o multimodo.

**Ajuste de la curva completa de subida de fluorescencia transversal**

Describiremos en este apartado el proceso que se sigue para encontrar la combinación de parámetros que nos proporcione el ajuste óptimo. En primer lugar, debe decidirse el tipo de función que se le asigna al perfil de dopante,  $f(r; a_1, a_2, \dots, a_n)$  ( $a_i$  son los parámetros libres

contenidos en la función que describe el perfil). Asignamos valores al coeficiente de absorción,  $\gamma_a(v_p)$ , y al cociente  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] \eta_2(v_p, t_M) / \eta_0(v_p) N_T$  (se toman como valores de partida los obtenidos a partir del inicio de la subida) y a los parámetros libres  $a_i$  (un conjunto cualquiera de valores, puesto que no se dispone de datos previos). Con ello, indirectamente ha quedado determinado el cociente  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] / N_T$ , parámetro necesario para introducirlo en las ecuaciones (2-27) y (3-14). Veamos cómo, efectivamente, dada una combinación de parámetros que fije el perfil de dopante y dado un valor del cociente  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] \eta_2(v_p, t_M) / \eta_0(v_p) N_T$ , queda determinado el cociente  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] / N_T$ . Para ello, desarrollaremos la expresión del primero de los cocientes:

$$[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] \frac{\eta_2(v_p, t_M)}{\eta_0(v_p) N_T} = \frac{\int_{A_\infty} \psi(r, \varphi, v) n_2(0, r, \varphi, t_M) ds}{\int_{A_\infty} n_2(0, r, \varphi, t_M) ds} \times \frac{[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)]}{\int_{A_\infty} ds \psi(r, \varphi, v) n_T(r, \varphi)} \quad (3-20)$$

en donde

$$n_2(0, r, \varphi, t_M) = \frac{P_p(z, t_M) \psi(r, \varphi, v_p) \sigma_a(v_p) \tau}{P_p(z, t_M) \psi(r, \varphi, v_p) [\sigma_a(v_p) + \sigma_e(v_p)] \tau + h\nu} n_T(r, \varphi) \quad (3-21)$$

Por otra parte, de 2-23 y 2-19:

$$\sigma_\alpha = \frac{\gamma_\alpha(v_p)}{\int_{A_\infty} ds \psi(r, \varphi, v) n_T(r, \varphi)} \quad (\alpha = a, e) \quad (3-22)$$

Si consideramos que el perfil transversal de dopante viene dado por una función  $f(r)$ , podemos expresar la concentración de cada coordenada radial como  $n_T(r) = C f(r)$  y, por tanto, de (2-21):

$$N_T = C \int_{A_\infty} f(r) ds. \quad (3-23)$$

Llevando todas estas expresiones a (3-20), obtenemos que:

$$[\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)] \frac{\eta_2(\nu_p, t_M)}{\eta_0(\nu_p) N_T} = \frac{\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)}{C} \frac{1}{I} \frac{K1}{K2}, \quad (3-24)$$

en donde I, K1 y K2 vienen dados por las siguientes expresiones:

$$I = \int_{A_\infty} ds \psi(r, \varphi, \nu) f(r) \quad (3-25)$$

$$K1 = \int_{A_\infty} ds \frac{P_p(z, t_M) \psi^2(r, \varphi, \nu_p) \gamma_a(\nu_p) \tau f(r)}{P_p(z, t_M) \psi(r, \varphi, \nu_p) \frac{\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)}{C} \tau + h\nu I} \quad (3-26)$$

$$K2 = \int_{A_\infty} ds \frac{P_p(z, t_M) \psi(r, \varphi, \nu_p) \gamma_a(\nu_p) \tau f(r)}{P_p(z, t_M) \psi(r, \varphi, \nu_p) \frac{\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)}{C} \tau + h\nu I} \quad (3-27)$$

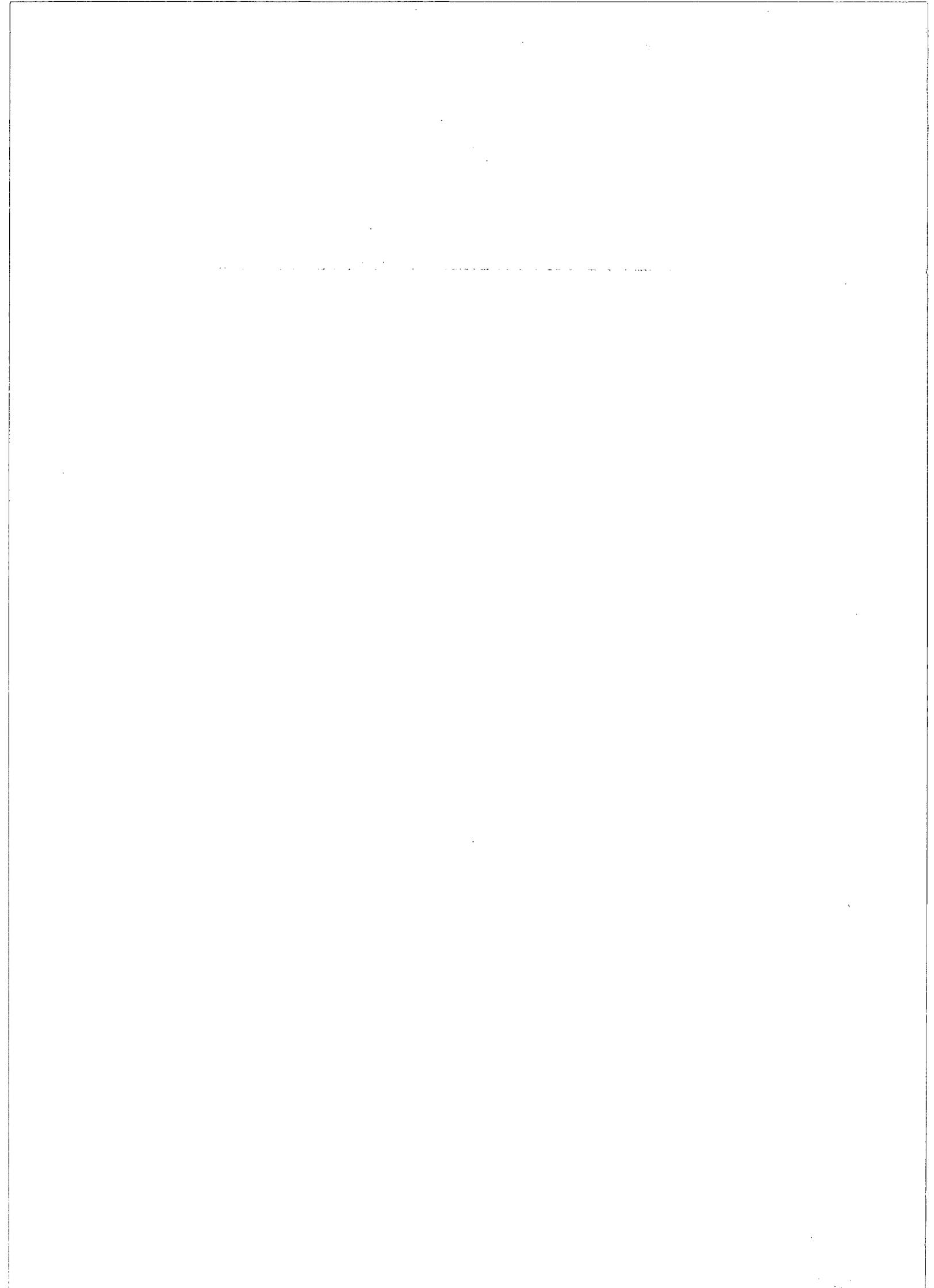
En la expresión 3-24, el primer miembro es conocido y en el segundo lo único desconocido es el cociente  $[\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)] / C$ . Puesto que entre C y  $N_T$  existe una relación de proporcionalidad (3-20), la resolución de 3-24 conduce directamente a la relación  $[\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)] / N_T$ .

Si introducimos en (2-27) y (3-14) los parámetros del perfil, el coeficiente de absorción de bombeo y el cociente  $[\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)] / N_T$ , podemos calcular la curva de subida de fluorescencia transversal correspondiente a los parámetros escogidos. Podemos repetir este proceso con tantas combinaciones de parámetros como deseemos y escoger la que genere la curva más próxima a la experimental.

Por último debemos resolver el problema de determinar los valores de  $N_T$  y de  $\gamma_e(\nu_p)$  por separado, lo cual es necesario para una caracterización completa. Este problema no es tal cuando la longitud de onda de bombeo es 980 nm: en ese caso,  $\gamma_e(\nu_p)$  se anula, con lo que podemos

determinar  $N_T$  y, con ello, completar la caracterización. Si, por el contrario, la longitud de onda de bombeo es 1480 nm, no es posible la separación de ambos valores sin utilizar información de otro experimento (bien el dato de  $\gamma_e(v_p)$  o el de  $N_T$ ) pero, por supuesto, puede hacerse uso del valor de  $N_T$  deducido a partir del método descrito empleando bombeo de 980 nm. Así pues, si bien la caracterización con bombeo de 1480 nm no puede completarse si no se utiliza un dato extraído de la caracterización con la otra fuente, sí que es cierto que las medidas con las dos fuentes de bombeo nos proporcionan todos los parámetros necesarios para reproducir teóricamente la respuesta de la fibra dopada cuando es bombeada con cualquiera de las dos fuentes.

En resumen, se ha presentado un método de caracterización basado en expresiones matemáticas sencillas y que no requiere un montaje experimental complicado. Con dicho método, es posible extraer todos los parámetros activos de una fibra dopada (salvo los coeficientes de absorción de la banda de señal, que fácilmente se determinan por otros métodos). En el capítulo siguiente describiremos cómo se ha puesto en práctica este método y mostraremos los resultados obtenidos.



## **Capítulo 4**

# **Aplicación experimental del método de caracterización**

En el capítulo anterior se ha descrito la teoría en que se basa el método de caracterización que hemos desarrollado. En éste, se detalla el modo de poner en práctica dicho método en el laboratorio. Comenzaremos por especificar las características de los diferentes elementos que forman parte del montaje experimental. Después, nos centraremos en los pormenores de las diferentes etapas y, junto con su descripción, presentaremos los resultados que obtenemos de cada una de ellas, hasta completar el proceso de caracterización.

### ***4.1 MONTAJE EXPERIMENTAL***

En primer lugar, comentaremos brevemente algunas particularidades del montaje con el que se hicieron medidas preliminares (fig. 3.1). Después, detallaremos las características de los elementos que han formado parte del montaje con el que se han obtenido las medidas que posteriormente presentaremos (fig. 4.1).

#### **Montaje preliminar: modulación mediante “chopper”**

Aunque para las medidas que van a presentarse se utilizaron láseres modulables internamente, muchas de las pruebas previas se realizaron con un montaje como el de la figura 3.1. Consideramos interesante dedicar un espacio a toda la problemática de la modulación mediante “chopper” y del acoplamiento de luz entre dos fibras con ayuda de una lente. Desde

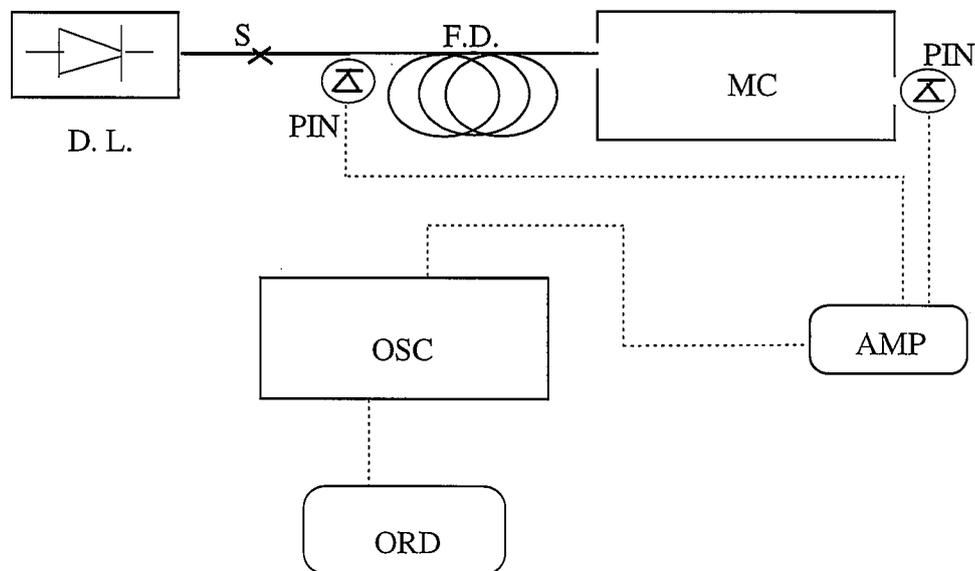
luego, el primer comentario que podemos apuntar es que, si es posible, debe evitarse este tipo de montaje, puesto que tiene dos graves desventajas. Una de ellas es la pérdida de potencia que se produce entre la salida de la primera fibra y la entrada de la segunda. La otra es la inestabilidad del enfrentamiento entre fibras: los extremos de éstas deben situarse de modo que la imagen de uno se forme justamente en el otro. Si se produce un mínimo desplazamiento con respecto a esta situación ideal, varía la transmisión del acoplamiento y, por consiguiente, el bombeo que se introduce en la fibra dopada. Al comenzar cada tanda de medidas, es imprescindible centrar el sistema, puesto que al cabo de unos cuantos minutos (un cuarto de hora, media hora...) lo habitual es que se descentre. Por este mismo motivo, periódicamente hay que efectuar reajustes en las posiciones de las fibras.

Para el acoplamiento entre fibras, se utilizó una lente esférica de 5 mm de diámetro, con 2.78 mm de focal y una apertura numérica de 0.72. Con ella, se conseguía acoplar en torno al 40 % de la potencia en un enfrentamiento entre dos fibras pasivas convencionales (de 8.7  $\mu\text{m}$  de diámetro del núcleo y de apertura numérica igual a 0.11). Finalmente, en la fibra activa se acoplaba algo menos debido a la pérdida que se producía en la unión entre la fibra pasiva y la activa. Existía también la posibilidad de que la fibra que recibiera la luz procedente de la lente esférica fuera la propia fibra activa, pero esta opción daba peores resultados, y ello a pesar de que la apertura numérica de las fibras activas es por lo general superior a la de la fibra pasiva. La razón es que el radio de los núcleos de las muestras de fibra activa disponibles es menor que la mitad del radio del núcleo de la fibra pasiva.

En cuanto al "chopper", la característica más importante es el tiempo de corte, que debe ser lo menor posible ya que en el modelo se supone que la relajación de la fluorescencia comienza tras una interrupción instantánea del bombeo. En nuestro montaje se conseguían tiempos de corte del orden de la décima de milisegundo (la medida de dicho tiempo se efectúa colocando una fibra pasiva tras el "chopper", conectando la salida de ésta a un fotodiodo "PIN" y éste al osciloscopio digital). En un intervalo de tiempo de tal orden, la variación de la distribución de poblaciones puede considerarse despreciable, por lo que dicho tiempo de corte resulta suficientemente rápido.

### Configuración del montaje utilizado finalmente

El montaje experimental (fig. 4.1) que se utiliza para la medida del decaimiento de la fluorescencia longitudinal y de la subida de fluorescencia transversal es esencialmente el mismo que se describe en el primer apartado del capítulo anterior (fig. 3.1). Aparecen ahora dos modificaciones con respecto a éste. Una es debida a que los láseres de bombeo empleados pueden ser modulados internamente, de manera que la lente esférica y el “chopper” desaparecen del montaje. Sencillamente, la fibra de salida del láser de bombeo se une mediante una soldadura a la fibra dopada en estudio. La otra es el fotodiodo que debe incorporarse al montaje para realizar las medidas transversales, que se coloca junto a la fibra, lo más próximo posible a ella, en la coordenada axial  $z$  que nos interese en cada momento.



**Fig. 4.1** - Montaje experimental utilizado para caracterización mediante medidas de relajación de fluorescencia longitudinal y de subida de fluorescencia transversal. D.L = Diodo láser; S = Soldadura entre fibra pasiva (salida del diodo láser) y fibra dopada; PIN = Fotodiodo; F. D. = Fibra dopada; M.C. = Monocromador; AMP = Amplificador eléctrico; OSC = Osciloscopio; ORD = Ordenador. Se utiliza la línea continua para representar fibra óptica (dopada o no) y la línea discontinua para representar las conexiones eléctricas.

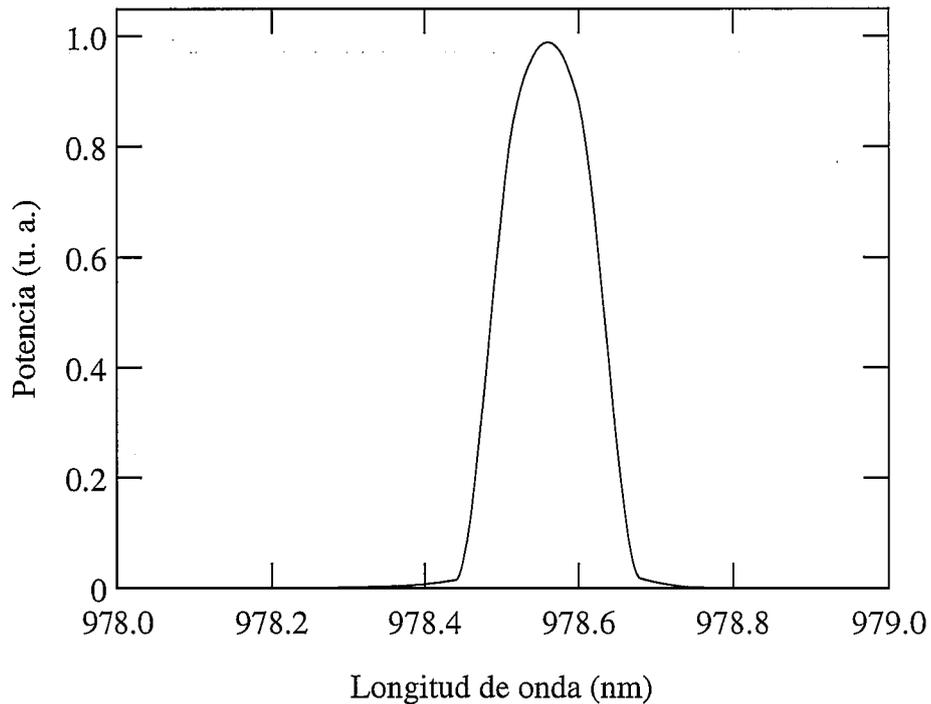
## **Láseres de bombeo**

Como se explicó en el capítulo anterior, resulta interesante realizar este experimento con las dos longitudes de onda de bombeo más típicas: 980 nm y 1480 nm. Por ello, se emplean dos diodos láser, uno para cada una de dichas longitudes de onda, preparados de forma que su salida se acopla a una fibra óptica monomodo para las longitudes de onda respectivas. Ambos fueron fabricados por Seastar Optics Inc. Tanto su corriente de alimentación como su temperatura se controlan mediante una fuente TD-6000, del mismo fabricante. A esta fuente se le introduce también la señal eléctrica (suministrada por un generador de funciones convencional) con el perfil de modulación deseado. La máxima frecuencia de modulación que admite es de 10 kHz, más que suficiente para nuestros propósitos. Los tiempos de corte son similares en ambos casos (del orden de decenas de microsegundos).

Al representar la potencia que suministran estos láseres frente a la intensidad de alimentación del diodo, se observa la típica característica lineal. Igualmente, es habitual la diferencia entre las intensidades de corriente que se precisan para alimentar los diodos láser, dependiendo de su longitud de onda de emisión: se necesitan intensidades mayores para los diodos de 1480 nm que para los de 980 nm. Por ello, si el coste económico de los diodos láser es similar (como es el caso), se tiene una apreciable diferencia entre las potencias máximas que uno y otro son capaces de suministrar: el diodo de 980 nm puede suministrar una potencia de 46 mW (para ello, debe ser alimentado con una corriente de 175 mA), mientras que el diodo de 1480 nm proporciona una potencia de 25 mW (para lo cual, se precisa una intensidad de 390 mA).

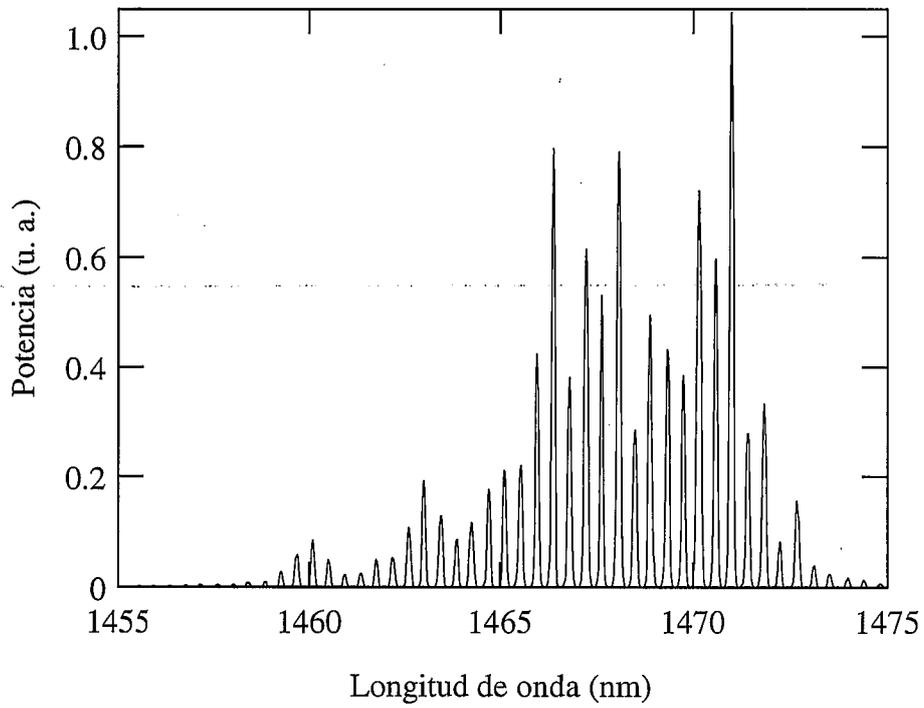
Se muestran en las figuras 4.2 y 4.3 los espectros de emisión de ambos láseres. Dichos espectros varían sensiblemente con la temperatura, por lo que ésta debe mantenerse constante. El control de la temperatura se realiza mediante un “peltier” regulable mediante la fuente que controla el diodo. En todos los experimentos con longitud de onda de bombeo de 980 nm la temperatura del diodo es de 20 ° C, mientras que el diodo de longitud de onda igual a 1480 nm se mantiene a 25 ° C. La elección de las temperaturas de trabajo se realiza de forma que con ellas se consiga la máxima eficiencia de bombeo cuando el láser suministra la máxima potencia. La manera de determinar dichas temperaturas es sencilla: cuando con uno de esos láseres se monta

un amplificador, la ganancia que éste proporciona varía con la temperatura del diodo. Simplemente hay que escoger la temperatura con que se consigue la máxima ganancia.

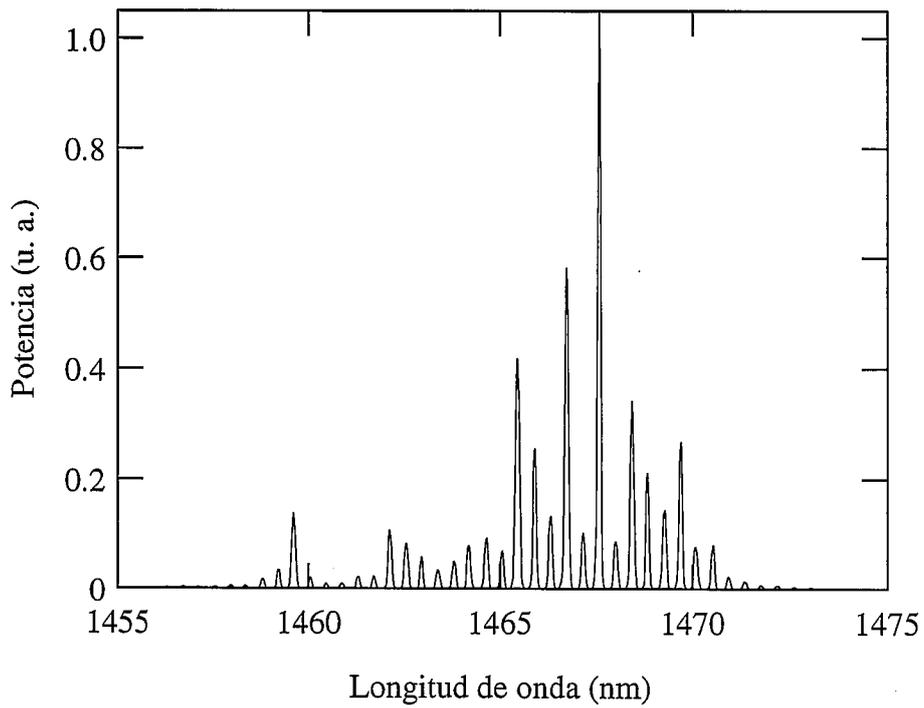


*Fig. 4.2 - Espectro de emisión del láser de 980 nm.*

En cuanto a la estabilidad de estos espectros con respecto a la potencia de salida del láser, el comportamiento de los diodos es diferente. La salida del diodo de 980 nm se acopla a una red de Bragg que estabiliza y estrecha su espectro de emisión. Por ello, si se mantiene la temperatura constante, la longitud de onda del pico de emisión varía menos de 1 nm al modificar la potencia de salida del láser a lo largo de todo su rango. En cambio, el diodo de 1480 carece de este dispositivo estabilizador, por lo que su espectro es sensiblemente más ancho que el del láser de 980 nm y además varía con la potencia. Este hecho queda ilustrado en las figuras 4.3, correspondientes a dos potencias de bombeo.



*Fig. 4.3 (a) - Espectro de emisión del láser de 1480 nm, alimentado por una intensidad de 390 mA.*



*Fig. 4.3 (b) - Espectro de emisión del láser de 1480 nm, alimentado por una intensidad de 220 mA.*

En el modelo teórico desarrollado en los dos primeros capítulos el bombeo se trata como monocromático. En principio, no parece haber ninguna dificultad en mantener la hipótesis cuando empleemos la fuente de bombeo de 980 nm, puesto que a lo largo de un rango de emisión tan estrecho (fig 4.2) la variación del coeficiente de absorción de la fibra dopada es insignificante. En cambio, el espectro del láser de 1480 nm es sensiblemente más ancho. A lo largo de ese rango de emisión las variaciones en los coeficientes de absorción y emisión son demasiado importantes como para ignorarlas. Sin embargo, trataremos de reproducir los efectos del bombeo considerando que su potencia se concentra en un solo canal, de forma que es suficiente con un coeficiente efectivo para caracterizar la absorción y otro para caracterizar la emisión. Veremos si se consigue una buena concordancia entre teoría y experimentos y entonces podremos juzgar si toda esta simplificación ha dado buenos resultados o no.

A la vista de los espectros de las figuras 4.3, decidimos introducir para los cálculos como longitud de onda de bombeo la de 1470 nm. Dicho valor no es producto de ningún cálculo detallado, sino que ha sido tomado a simple vista como el valor “redondo” más representativo del espectro de bombeo que se tiene. En todo caso, variaciones de 10 nm en torno a este valor apenas afectan a los resultados del modelo, motivo por el que no es necesario precisarlo con detalle. A pesar de ello, se sigue hablando en muchas ocasiones de “bombeo de 1480 nm”, utilizando la terminología empleada comúnmente en la literatura, que hace referencia a un valor aproximado en torno al cual se sitúan las longitudes de onda de bombeo empleadas en esta banda.

### **Otros dispositivos**

Para aislar los diferentes canales de fluorescencia, utilizamos un monocromador de doble paso (modelo 1680 de Spex Industries Inc.), con focal de 220 mm y 3.6 nm/mm de resolución. Las redes de difracción utilizadas tienen 600 líneas/mm y su longitud de onda de “blaze” es 1000 nm.

La detección de la fluorescencia, tanto longitudinal como transversal, se lleva a cabo mediante detectores PIN de InGaAs (de RCA Inc., Electro Optics), cuya respuesta es

prácticamente constante en el intervalo espectral comprendido entre 1400 y 1600 nm. El rango espectral en el que resulta sensible es, sin embargo, bastante más amplio (llega a detectar el bombeo de 980 nm). El detector, con la etapa de amplificación que lleva incorporada, presenta en conjunto una frecuencia de corte del orden de algunas decenas de kilohercios.

La señal eléctrica procedente del detector PIN es, en muchos casos, demasiado pequeña comparada con la sensibilidad del osciloscopio del que disponemos. Por ello, debemos amplificarla. Utilizamos para ello un amplificador SR560 de Stanford Research Systems. La ganancia que seleccionamos oscila entre 100 y 1000. Además, el amplificador ofrece la posibilidad de filtrar las señales que recibe, lo que aprovechamos para eliminar parte del ruido. El filtro que se utiliza en todas las medidas es de paso bajo y su frecuencia de corte se halla en 300 kHz.

La señal de salida del amplificador la recibe un osciloscopio digital (modelo PM3320A de Philips). Su máxima velocidad de muestreo es de 250 millones de muestras por segundo. La señal de pantalla es muestreada en 4096 puntos. Ofrece la posibilidad de promediar hasta 64 barridos, lo que, cuando se trata de señales como las que manejamos, mejora apreciablemente su calidad de cara al tratamiento numérico posterior.

Además de los aparatos que aparecen en el esquema del montaje, se emplean también otros que describimos brevemente. Ciertos calibrados que describiremos más adelante requieren el uso de medidores de potencia (modelos TQ82014A y Q82226 de Advantest). El primero es un fotodiodo de silicio que se usa cuando estamos tratando con luz de 980 nm. Los límites de su rango dinámico son 1 nW y 50 mW. Dispone de un adaptador para conectores de fibra, que se usa solamente en ciertos casos (veremos que en ocasiones la entrada conectorizada es una desventaja). El segundo es un fotodiodo de germanio con sensibilidad entre 800 y 1750 nm. Su entrada es conectorizada. Los límites de su rango dinámico son 2 nW y 500 mW.

## 4.2 CARACTERÍSTICAS DE LAS MUESTRAS DE FIBRA UTILIZADAS

En este trabajo (tanto en las medidas recogidas en este capítulo como en las siguientes) se han utilizado tres modelos de fibra activa y dos modelos de fibra pasiva, necesaria para interconectar los diferentes elementos ópticos de cada montaje. (en el caso de la figura 4.1, únicamente se precisa para conectar el láser de bombeo con la fibra activa). Los fabricantes suministran habitualmente una lista con algunas de sus características, que tomamos como datos de partida para la caracterización.

Se han empleado dos modelos de fibra pasiva, cuyas características figuran en la tabla 4.1. Puede observarse que el modelo "Corguide" tiene una longitud de onda de corte mayor que 980 nm, lo que puede dar lugar a problemas en montajes en los que se use una fuente de bombeo con tal longitud de onda. Por ello, la fibra empleada para conducir el bombeo desde la fuente de 980 nm hasta la fibra activa es siempre del modelo "Flexcor". Además, en montajes posteriores para medida de ganancia es preciso incluir un acoplador entre el láser de bombeo y la fibra dopada. Tanto la entrada del acoplador correspondiente al bombeo como la salida, que se conecta a la fibra dopada, tienen fibra monomodo para la longitud de onda de 980 nm.

**TABLA 4.1 - Características de las fibras pasivas utilizadas en el presente trabajo (suministradas por el fabricante, Corning).**

	Corguide SMF-21 CSB3	Flexcor 1060
<b>Diámetro del núcleo</b>	8.7 $\mu\text{m}$	5.0 $\mu\text{m}$
<b>Apertura numérica</b>	0.11	0.14
<b>Altura del perfil de índice (<math>\Delta</math>)</b>	$3.0 \times 10^{-3}$	$4.5 \times 10^{-3}$
<b>Longitud de onda de corte</b>	$1210 \pm 70 \text{ nm}$	$920 \pm 50 \text{ nm}$
<b>Atenuación en 980 nm</b>	*****	2.1 dB/Km
<b>Atenuación en 1550 nm</b>	0.19 dB/Km	0.3 dB/Km

Obsérvese en la tabla 4.1 las atenuaciones que se producen en las fibras pasivas que utilizamos. En nuestros montajes, las fibras tienen longitudes de algunos metros como máximo, por lo que las pérdidas de propagación resultan completamente insignificantes.

En la tabla 4.2 se recogen las principales características de las tres fibras dopadas con las que hemos trabajado, a las que nos referiremos en lo sucesivo por sus "etiquetas" (B, C y E). Todos los datos han sido facilitados por los fabricantes, excepto los tiempos de vida media de la transición de señal, determinados en nuestro laboratorio mediante la conocida técnica consistente en medir la relajación de la potencia de fluorescencia transversal tras la interrupción del bombeo y ajustar la curva experimental a una exponencial.

**TABLA 4.2 - Características de las fibras activas utilizadas en el presente trabajo.**

(1) - Deutsche Bundespost Telekom.

(2) - La concentración que nos proporciona el fabricante es  $170 \pm 50$  ppm. En la tabla figura el valor equivalente a 170 ppm.

	Fibra B	Fibra C	Fibra E
<b>Fabricante</b>	Lycom	DBT <sup>(1)</sup>	Lycom
<b>Modelo</b>	R-17001	***	R-47001
<b>Codopantes en el núcleo</b>	Ge	Al, Ge, P	Al, Ge
<b>Diámetro del núcleo (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	3.9	3.8	3.7
<b>Apertura numérica</b>	0.20	0.17	0.24
<b>Longitud de onda de corte (nm)</b>	1040	950	1080
<b>Concentración de <math>\text{Er}^{3+}</math> (<math>\times 10^{24} \text{ m}^{-3}</math>)</b>	5	3.4 <sup>(2)</sup>	4
<b>Tiempo de vida media (ms)</b>	12.1	10.5	10.6
<b>Atenuación (dB/m) en las longitudes de onda entre paréntesis (nm)</b>	6.05 (982)	3.9 (978)	4.06 (978)
	9 (1535)		7.5 (1530)

Comentaremos algunas de estas características. Nos fijaremos en primer lugar en sus parámetros pasivos. Quizá el detalle más importante es que las fibras B y E no presentan propagación monomodo a la longitud de onda de 980 nm. Únicamente la fibra C tiene una

longitud de onda de corte inferior. Dado que el modelo general (cap. 1) está desarrollado para fibras monomodo tanto para la señal como para el bombeo, el carácter multimodal de las fibras B y E supone, en principio, una complicación importante para su caracterización. En cuanto a la propagación en la banda de señal y en la otra longitud de onda de bombeo (1480 nm), ésta es monomodo en las tres fibras. Destaquemos también que los parámetros pasivos de las tres fibras dopadas son muy diferentes a los de las fibras pasivas. Ello va a dar lugar a pérdidas en los empalmes entre fibras y nos obliga a calibrar dichas soldaduras. Por último, para resolver casos con el modelo es imprescindible calcular la distribución modal, lo cual no es posible sin conocer el perfil transversal de índice de refracción. En todos los cálculos posteriores, se supone que dicho perfil es tipo salto y que el índice de refracción del núcleo es 1.45 (un valor típico en fibras de sílice). El índice de refracción del recubrimiento que se toma en cada caso es el que se deduce a partir del considerado para el núcleo y de la apertura numérica proporcionada por el fabricante.

Como características activas más importantes, podemos comentar la ausencia de aluminio como codopante en la fibra B, que hace esperar diferencias importantes entre el perfil de los coeficientes de absorción y emisión que presente esta fibra y los que presenten las otras dos [1, 12, 32, 48, 49]. La influencia de este hecho en las características espectroscópicas de esta fibra se pone de manifiesto en la diferencia entre los tiempos de vida media (sensiblemente mayor el que le corresponde a la fibra B que los otros dos). Por último, hemos incluido la concentración por unidad de volumen que proporciona el fabricante, pero insistimos nuevamente en la conveniencia de usar concentraciones por unidad de longitud para llevar a cabo la caracterización (ver capítulo segundo).

### **4.3 CALIBRADO DE LAS SOLDADURAS**

Se ha explicado ya que las diferencias entre las características pasivas de las fibras dopadas y las de las no dopadas originan pérdidas de potencia en cualquier empalme entre ellas. Por tanto, resulta imprescindible calibrar las soldaduras si se quiere conocer el valor de las potencias de bombeo y señal acopladas al principio de la fibra dopada, o bien sus valores en el extremo final de la misma. En concreto, en este trabajo debemos realizar un calibrado de la transmisión de las soldaduras para las longitudes de onda de 980 nm y de 1550 nm (no hay

diferencias apreciables en la transmisión de las longitudes de onda de la banda de señal, incluida la longitud de onda de bombeo de 1480 nm). El procedimiento a seguir con cada una de las dos bandas varía porque las características de los detectores correspondientes son distintas. El detector de la banda de 980 tiene como área sensible un círculo de algunos milímetros de radio (lo llamaremos detector “ancho”). Si enfrente de él colocamos un extremo de fibra suficientemente próximo, podemos medir la potencia del haz de luz que sale de la fibra. En cambio, el detector de la banda de 1550 está conectorizado. Por lo tanto, sólo mide la potencia de la luz que le llega a través del conector que se le acople. Ello resulta muy útil en muchas ocasiones, puesto que la estabilidad de las medidas es mejor que con un detector “ancho” y, además, el aislamiento de la luz del ambiente está totalmente asegurado. Sin embargo, a la hora de calibrar soldaduras, es preferible disponer de un detector “ancho”, como vamos a ver.

En lo sucesivo, si hablamos de una soldadura “fibra 1 - fibra 2”, entenderemos que la luz se propaga primero por la fibra 1 y, tras la soldadura, pasa a la fibra 2. Supongamos que queremos medir la transmisión de una soldadura fibra pasiva - fibra activa. Debemos conectar la fibra pasiva que nos interese a una fuente de potencia (generalmente, un diodo láser). Con un detector “ancho”, el calibrado se reduce a medir la potencia que transmite la fibra pasiva, enfrentando su extremo (no conectorizado) al detector. A continuación, se suelda la fibra activa (de unos pocos centímetros, como explicaremos seguidamente), su extremo se enfrenta al detector, y se realiza una nueva medida de potencia. Si se desea medir la transmisión fibra activa-fibra pasiva, el procedimiento es idéntico. Sin embargo, si no se dispone más que de un detector conectorizado, la fibra activa no puede acoplarse al detector directamente. Para llevar al detector la potencia que sale de la fibra activa, no hay más remedio que soldar en su extremo una fibra pasiva con conector (y, precisamente, una soldadura como ésta es la que se quiere calibrar). Por ello, no es posible calibrar una soldadura por separado. Lo único que podemos conseguir es determinar la transmisión global de dos soldaduras consecutivas fibra pasiva-fibra activa y fibra activa-fibra pasiva, de la siguiente manera: acoplamos en el detector una fibra pasiva (conectorizada, por tanto) por la que circule una potencia, que medimos. Seguidamente, se parte la fibra pasiva y en medio se coloca una fibra activa (lógicamente, mediante dos soldaduras en cada uno de sus dos extremos). Finalmente, tomamos nota de la potencia que se registra con la nueva configuración.

Las pruebas realizadas con el detector “ancho” indican que no hay grandes diferencias entre las soldaduras fibra activa - fibra pasiva y fibra pasiva - fibra activa (tan sólo 1 % ó 2 %). Por tanto, si consideramos que las pérdidas globales de las dos soldaduras de los extremos de una fibra dopada se reparten a partes iguales entre cada una de ellas, el error que podemos cometer es bastante menor que el que se puede originar al efectuar una medida absoluta de potencia, típicamente del 5 % o incluso mayor (ver cap. 3). No se olvide que el calibrado de las soldaduras se realiza precisamente para corregir medidas de potencia absoluta (el cálculo de la potencia en el interior de una fibra dopada se realiza multiplicando el factor de transmisión de la soldadura por un valor de potencia medido con un detector absoluto). Por ello, los errores derivados de calcular de esta manera la transmisión de las soldaduras carecen de importancia.

En el calibrado de una soldadura, la fibra posterior al empalme debe tener unos cuantos centímetros de longitud por varias razones. En primer lugar, debido a las características de la soldadora de la que disponemos no es posible empalmar fibras de menos de 5 ó 6 centímetros de longitud. Además, emplear muestras de longitudes en torno a esos valores es imprescindible para eliminar todos los modos que son excitados tras la soldadura pero se atenúan por completo tras recorrer longitudes de ese orden (por ello, no podemos contabilizarla como potencia transmitida). Cuando la fibra posterior al empalme es dopada, el valor de la transmisión de la soldadura (o el de la pareja de soldaduras) no siempre es simplemente el cociente de las dos potencias que se miden. En general, debe tenerse también en cuenta la absorción de la fibra dopada: por ejemplo, si acoplamos potencia de  $\lambda = 1535$  nm a una muestra de fibra B de 5 cm según el valor de atenuación que nos da el fabricante (tabla 4.2), en el extremo final de la muestra se ha perdido el 10 % de la potencia de entrada. Evidentemente, tal porcentaje no puede obviarse en un calibrado. Por otra parte, la precisión del valor de atenuación también es limitada, por supuesto. El error en el calibrado debido a la imprecisión de este valor aumenta al incrementar la longitud de la fibra dopada, por lo que se utilizan longitudes de unos diez centímetros como máximo.

Por último, mencionemos un caso en que la atenuación de la fibra dopada puede despreciarse. Si se usa como fuente de potencia el láser de bombeo de 980 nm, podemos introducir en la fibra dopada más de 30 mW. En un tramo de diez centímetros, fácilmente puede conseguirse a lo largo de toda ella una población relativa del nivel superior de la transición de

señal en torno a 0.9. Por ello, la absorción se reduce muchísimo (alrededor de un factor 10) con respecto a la que se tiene si el nivel superior de la transición de señal está completamente despoblado.

En la tabla 4.3 se muestran los resultados de los calibrados realizados. Como puede observarse, no se dan datos de todas las combinaciones posibles (todas las parejas compuestas por una fibra activa y una pasiva, con dos posibles sentidos de la luz, de la fibra pasiva a la activa o viceversa, y para dos bandas, 980 nm y 1550 nm) porque no todas ellas aparecen en nuestros montajes. El bombeo de 980 nm siempre es conducido hasta la fibra activa por fibra pasiva no convencional (FLEXCOR 1060). Por ello, nunca aparecerá una soldadura CORGUIDE - fibra activa en un montaje con bombeo de 980 nm. Con dicha longitud de onda de bombeo, si se quiere conocer la potencia de bombeo al final de la fibra activa, su extremo final se enfrenta directamente al detector "ancho", con lo que no es preciso calibrar ningún empalme fibra activa - fibra pasiva para la longitud de onda de 980 nm. Para tal longitud de onda, únicamente se necesitan los valores de las soldaduras FLEXCOR - fibra activa. En cuanto a la banda de 1550 nm, ha quedado explicado que no es posible calibrar una soldadura por separado, ya que solamente se puede medir la transmisión global de dos soldaduras fibra pasiva - fibra activa y fibra activa - fibra pasiva. Los factores de transmisión que aparecen en la tabla para la banda de 1550 nm son las raíces cuadradas de los factores de transmisión globales de las parejas de soldaduras correspondientes.

**TABLA 4.3** - Transmisión de las soldaduras con las diferentes combinaciones de modelos de fibra pasiva (columna de la izquierda) con modelos de fibra activa (fila superior).

	Fibra B	Fibra C	Fibra E
Corguide SMF-21 CSB3	0.94	0.93	0.94
Flexcor 1060	0.96	0.93	0.97

#### 4.4 COEFICIENTES DE ABSORCIÓN DE LAS FIBRAS DOPADAS UTILIZADAS

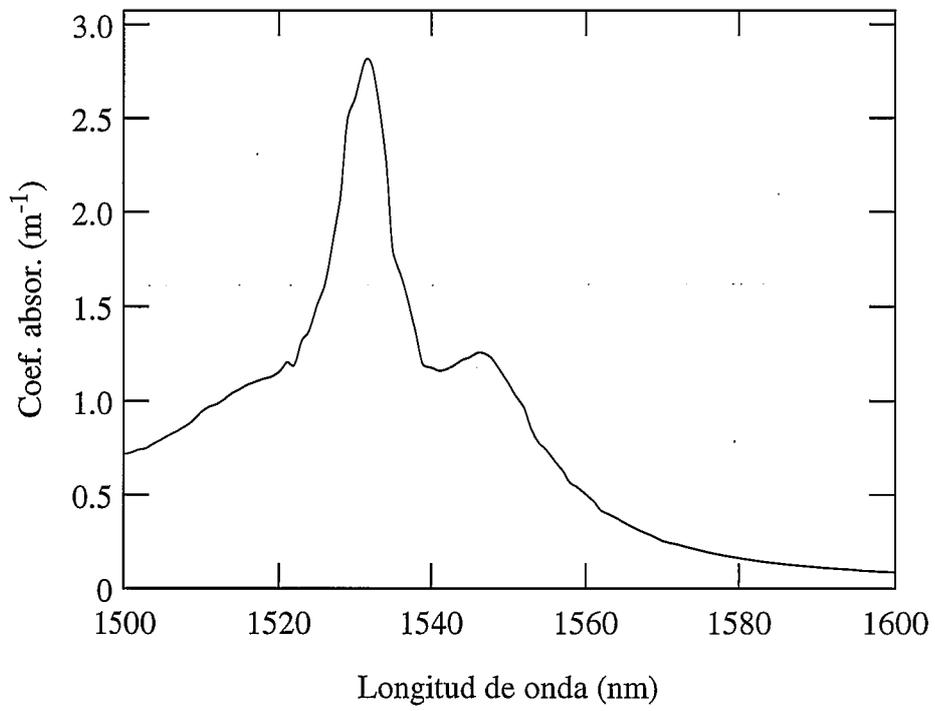
De todos los parámetros que aparecen dentro de  $B(v)$  (3-12), el parámetro que se determina mediante ajuste de las caídas de fluorescencia longitudinal, el más sencillo de determinar es  $\gamma_a(v)$ . Para ello, hemos seguido el conocido "método de corte". No creemos necesario describirlo más que de manera muy general. Básicamente, consiste en comparar las potencias de salida que se tienen en dos muestras de fibra dopada de dos longitudes diferentes a las que se les acopla la misma potencia de entrada. Dicha potencia debe ser lo suficientemente pequeña como para que pueda considerarse despreciable la población del nivel superior de la transición de señal (de manera que la atenuación siga una ley exponencial, eq. 2.25) y, a su vez, suficiente como para ser detectada al final de cada muestra de fibra dopada. Es recomendable realizar la medida de potencia con la muestra larga en primer lugar, cortarla hasta reducir su longitud al valor deseado y realizar la segunda medida de potencia, todo ello conservando la soldadura entre la fibra pasiva, que conduce la luz hasta la fibra activa, y ésta. De este modo, nos aseguramos de que la transmisión de la soldadura entre la fibra pasiva y cada muestra de fibra activa sea la misma. En consecuencia, supone una desventaja realizar la comparación con dos muestras de fibra previamente separadas, puesto que con cada una de ellas deberíamos efectuar una soldadura en su extremo inicial y no podemos asegurar que ambas vayan a tener exactamente la misma transmisión. Por parecido motivo, tampoco es adecuado efectuar la medida del modo que tal vez puede parecer más natural: comenzar por medir la potencia a la salida de una fibra pasiva y, después, empalmar la fibra activa, medir la nueva potencia de salida y, finalmente, comparar. Es de suponer que la soldadura que realicemos no se alejará demasiado del valor previamente calibrado, pero no podemos asegurar su valor preciso, por lo que al comparar las potencias no sabremos exactamente qué parte de las pérdidas hemos de atribuir a la absorción y cuál a la soldadura.

Desafortunadamente, es imprescindible empalmar también el extremo final de la fibra dopada a otra fibra pasiva conectorizada que conduzca la luz al detector de potencia. Si cortamos la primera muestra (larga) es preciso deshacer el empalme, realizar el corte y, finalmente, efectuar un nuevo empalme con la segunda muestra (corta). Por consiguiente, en cada una de las

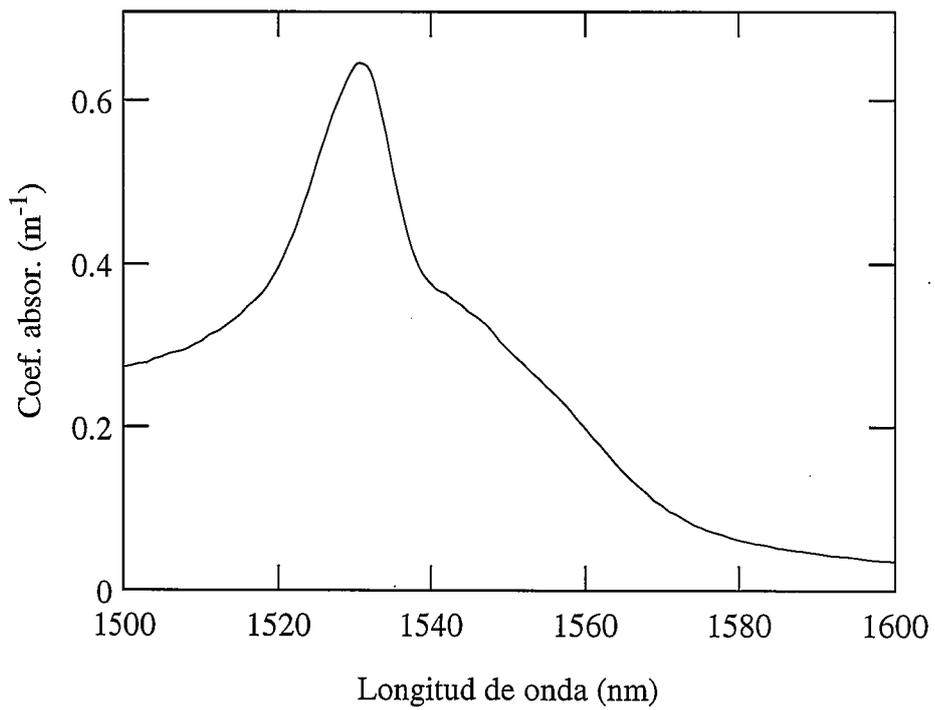
dos medidas es inevitable que tengamos una soldadura diferente. La única manera de asegurar que los resultados obtenidos son correctos es observar su repetitividad a lo largo de sucesivas medidas.

Es conveniente destacar la importancia de la elección de la diferencia entre las longitudes de las muestras, puesto que una mala selección puede conducir a errores considerables en el coeficiente de absorción que se deduzca de las medidas. En la referencia [1] se puede encontrar un estudio en profundidad de los errores en función de las longitudes de las muestras. Resumimos sus principales conclusiones. Debe procurarse que la diferencia de longitudes sea lo mayor posible, siempre que la muestra más larga no lo sea tanto que dé lugar a una atenuación tal que la potencia de salida sea menor que la sensibilidad del detector. El valor óptimo de la diferencia de longitudes depende, pues, del coeficiente de absorción, el cual a su vez cambia con la longitud de onda (figs. 4.4, 4.5 y 4.6). Así pues, si se quieren evitar errores apreciables en la medida del espectro de absorción de la banda de señal, es necesario combinar diferentes parejas de longitudes para las diferentes zonas del espectro. Suele resultar suficiente con efectuar medidas con tres longitudes,  $L_1$ ,  $L_2$  y  $L_3$  ( $L_1 < L_2 < L_3$ ), escogidas de forma que  $(L_3 - L_1)$  sea cuatro o cinco veces mayor que  $(L_2 - L_1)$ . La comparación entre las potencias de salida de las fibras de longitudes  $L_1$  y  $L_2$  nos proporciona los coeficientes de absorción de la zona del pico, mientras que los valores de las zonas laterales del espectro se deducen de la comparación entre las potencias de salida de las fibras de longitudes  $L_1$  y  $L_3$ .

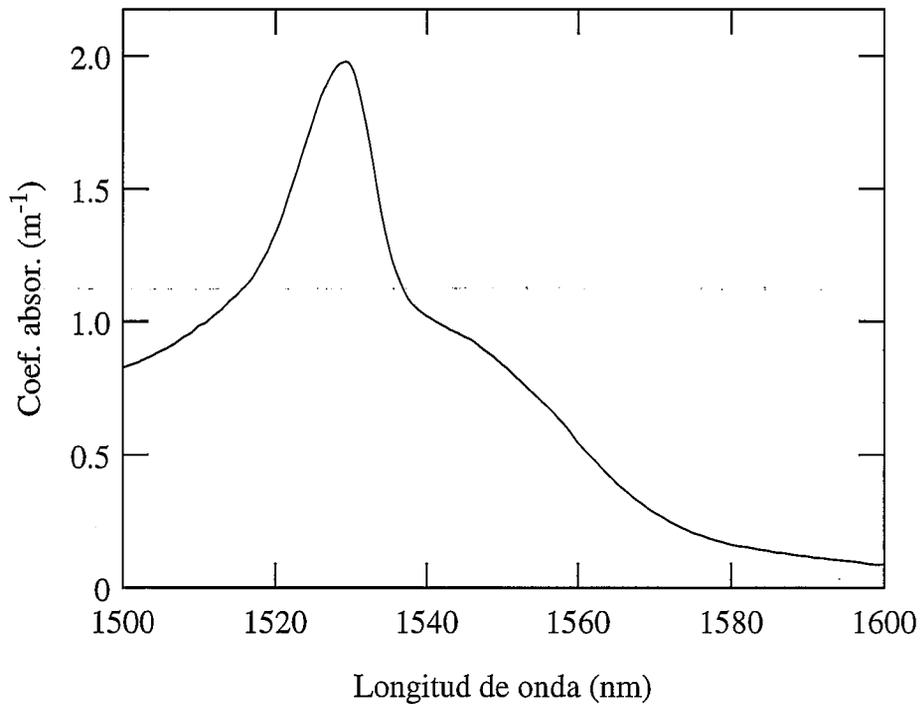
Los coeficientes de absorción que se presentan a continuación han sido medidos utilizando como fuente de potencia un diodo LED (modelo ETX 1550 de Epitaxx), cuya emisión está centrada en 1550 nm y cuya anchura espectral a media altura es de 75 nm. La potencia de entrada a la fibra dopada, en el pico de emisión del LED, es de unos 6 nW, lo que asegura que su atenuación sigue una ley exponencial. De todos modos, nos cercioramos de ello al repetir las medidas reduciendo la potencia del LED y obtener los mismos resultados. Como detector, empleamos un analizador de espectros ópticos (HP 70950A), cuya sensibilidad nominal para la banda de señal es de -90 dBm. En dicho analizador, se selecciona una resolución espectral de 1 nm.



**Fig. 4.4** - Coeficientes de absorción de la banda de señal de la fibra B.



**Fig. 4.5** - Coeficientes de absorción de la banda de señal de la fibra C.



*Fig. 4.6 - Coeficientes de absorción de la banda de señal de la fibra E.*

## 4.5 RELAJACIÓN DE LA FLUORESCENCIA LONGITUDINAL

### Elección de la longitud adecuada

Como se explicó en el capítulo anterior, esta técnica se basa en una aproximación válida solamente cuando la longitud de la fibra es suficientemente corta y la potencia de bombeo suficientemente alta. Debe tenerse en cuenta, además, que si la longitud de fibra es excesivamente corta, la potencia de fluorescencia que se genera no es suficiente para ser detectada. El rango de valores de estas dos magnitudes para que la aproximación resulte aceptable varía dependiendo de los parámetros característicos de cada fibra, algunos de los cuales desconocemos (son los que precisamente queremos determinar). La elección de la potencia de bombeo no es problemática, puesto que como se vio en el capítulo anterior, la aproximación es tanto mejor cuanto mayor es dicha potencia. La cuestión es, entonces, decidir cuál es la longitud más adecuada para la potencia de bombeo de la que se dispone. Como primera aproximación, podemos calcular la distribución de poblaciones que adquiere la fibra con la potencia de bombeo con la que contamos y con diferentes longitudes de la muestra. Para efectuar el cálculo,

recurrir a medidas realizadas con otras fibras, incluso por otros autores, para introducir en el modelo los valores de los parámetros que desconocemos. En concreto, los coeficientes de absorción y emisión que tomamos son los calculados mediante la expresión 2-23, a partir de las secciones eficaces de bombeo (tabla 2.1) y de la banda de señal (figura 2.2), empleadas en el segundo capítulo. Además, supondremos distribución de dopante tipo salto (de esa manera, tiene sentido el valor de concentración tal y como lo da el fabricante, es decir, expresado por unidad de volumen, y podemos tomarlo también como dato). Recalcamos una vez más que desconocemos los verdaderos parámetros característicos de la fibra, por lo cual cabe la posibilidad de que las conclusiones que obtengamos de estos cálculos no resulten acertadas. Solamente al final del proceso de caracterización podremos comprobar si las condiciones de medida eran apropiadas para aplicar las aproximaciones en que se basa el método.

Con cada uno de los tres modelos de fibra y con cada una de las dos longitudes de onda disponibles, se plantearon los primeros cálculos suponiendo que en la fibra se acoplaba la máxima potencia de bombeo disponible. Los resultados mostraban que, en todos los casos, dicha potencia era sobradamente alta para conseguir, en una fibra suficientemente corta como para que las aproximaciones fueran válidas, una potencia de fluorescencia suficiente como para ser detectada fácilmente. Por ello, se decidió llevar a cabo el experimento con dos potencias de bombeo diferentes para cada una de las dos longitudes de onda de bombeo: una potencia cercana a la máxima que puede suministrar la fuente y otra potencia inferior. Evidentemente, si la aproximación es aceptable con la menor de las dos potencias también lo será con la mayor, por lo que los cálculos que presentamos a continuación se han realizado con valores de las potencias próximos a los menores empleados en cada caso:  $P_p(0) = 18 \text{ mW}$  ( $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ ) y  $P_p(0) = 15 \text{ mW}$  ( $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ ).

Mostramos los resultados de los cálculos en la tabla 4.4, de donde podemos extraer varias conclusiones. En primer lugar, para las medidas con bombeo de 980 nm se debe ser más estricto con la longitud de la fibra que con bombeo de 1480 nm (y ello, a pesar de que la potencia de bombeo empleada con la primera longitud de onda es mayor que la utilizada con la segunda). Si con las dos longitudes de onda se pretende utilizar la misma muestra, según la tabla no es aconsejable emplear muestras del modelo B mayores de 2 m, la caracterización del modelo C

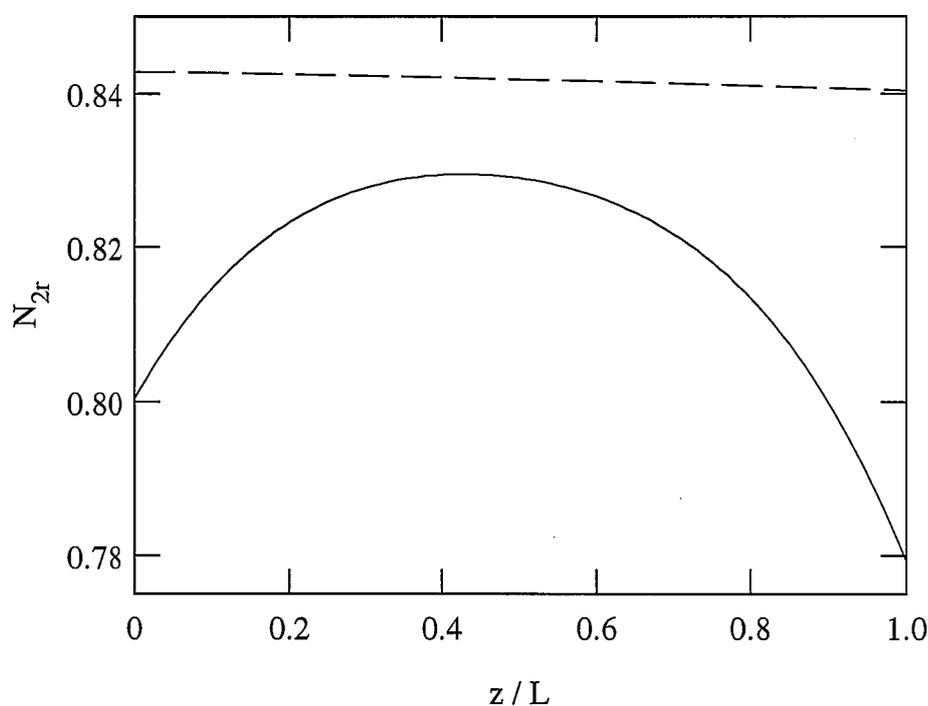
parece posible con muestras de casi 4 m y, por último, para la fibra E la longitud adecuada puede estar entre 2 y 3 m. En todo caso, debe quedar claro que estos son valores orientativos. La elección de las muestras empleadas para el experimento se realiza teniendo en cuenta los resultados de la tabla 4.4, pero siendo conscientes de que el rango de valores de longitud aceptables es relativamente amplio: por experiencia, entre la longitud mínima para que la fluorescencia generada sea detectable en nuestro montaje y la longitud máxima para que la aproximación pueda considerarse aceptable (que podemos establecer como aquella con la cual la máxima desviación de  $N_{2r}(z)$  con respecto a  $N_{2r}(0)$  es del 1%, lo cual es bastante exigente) la diferencia, dependiendo del modelo de fibra, puede ser de uno o dos metros. Por ello, si en el momento de la medida se dispone de una muestra cuya longitud entre dentro de este rango, es ésta la que se emplea.

**TABLA 4.4** - Máxima desviación de  $N_{2r}(z)$  con respecto a  $N_{2r}(0)$  (expresada en tanto por ciento) a lo largo de la fibra, para diferentes longitudes de ésta. La potencia de bombeo de entrada es de 18 mW en los casos de 980 nm y de 15 mW en los de 1480 nm. Se ha supuesto distribución de dopante tipo salto y se han utilizado las secciones eficaces de la tabla 2.1 y de la figura 2.2.

$\lambda_p$ (nm)	Fibra B		Fibra C		Fibra E	
	980	1480	980	1480	980	1480
$L = 1$ m	0.31	0.22	0.26	0.24	0.25	0.16
$L = 2$ m	0.74	0.45	0.56	0.46	0.57	0.36
$L = 3$ m	2.3	0.98	0.89	0.77	1.7	0.71
$L = 4$ m	10.8	5.0	1.2	1.1	7.8	3.7

Teóricamente, puede realizarse una comprobación para asegurarnos de que la longitud de fibra y la potencia de bombeo escogidos son adecuados para aplicar el método de caracterización (explicaremos después por qué, en la práctica, dicha comprobación no se ha efectuado). La comprobación consiste en medir la potencia de fluorescencia transversal en tres puntos de la fibra: el primero cercano al principio, el segundo en la zona central de la muestra y el tercero próximo al final. Dicha medida se efectúa con un fotodiodo "PIN", conectado al osciloscopio, colocado transversalmente a la fibra en la coordenada axial que nos interese en

cada momento (ver figura 4.1). Como la potencia de fluorescencia transversal emitida en la coordenada axial  $z$  es proporcional a  $N_{2r}(z)$ , si la longitud es adecuada apenas habrá diferencias entre estos valores. El motivo por el que estas medidas son necesarias y, a la vez, resultan suficientes, lo explica la figura 4.7, que nos muestra los dos tipos de curvas de  $N_{2r}(z)$  que podemos encontrar: o bien  $N_{2r}(z)$  toma su valor máximo en  $z = 0$  y decrece con la coordenada axial, o bien, si la potencia de fluorescencia influye apreciablemente en las poblaciones,  $N_{2r}(z)$  toma su valor máximo en la zona central de la fibra (la zona en la que la potencia de fluorescencia es mínima). La posibilidad de encontrarnos en este último caso hace necesaria la



*Fig. 4.7 - Distribución de poblaciones a lo largo de una fibra dopada cuyas características se recogen en la tabla 2.1. Se representa en línea discontinua el cálculo efectuado para una fibra de 1 m y en línea continua el realizado para una fibra de 4 m. En ambos casos, la potencia de bombeo es de 15 mW y su longitud de onda es 980 nm.*

medida en la coordenada intermedia puesto que, en determinadas situaciones en que la distribución de población presenta un máximo en la zona central de la fibra, puede suceder que los valores de  $N_{2r}(z)$  al inicio y al final de la fibra sean bastante próximos. Si únicamente comparamos la fluorescencia transversal de la zona del principio con la zona del final de la fibra,

es posible que registremos valores parecidos y, por tanto, podemos pensar que estamos en condiciones de aplicar las aproximaciones en que se basa el método de caracterización. Sin embargo, como se aprecia en la figura, los valores de  $N_{2r}(z)$  en la zona central de la fibra pueden ser muy diferentes de los valores correspondientes a los extremos, con lo cual en realidad no es correcto aplicar las aproximaciones en estos casos.

El motivo por el que no hemos efectuado esta comprobación es que nuestro montaje no está preparado para efectuar este tipo de medidas con la precisión suficiente. Como se comentará más adelante, la potencia de la fluorescencia transversal es sobradamente alta para la sensibilidad del fotodiodo. Así pues, para las medidas de fluorescencia transversal (correspondientes a la segunda etapa de la caracterización) no resulta crítico optimizar la posición del fotodiodo con respecto a la fibra dopada. Por esta razón, el mecanismo para centrar el fotodiodo no es de alta precisión. Sencillamente, asegura que a lo largo del tiempo que dura una medida (unos segundos) la posición del fotodiodo con respecto a la fibra es estable. Sin embargo, si queremos realizar una comparación entre tres medidas de fluorescencia transversal en tres puntos diferentes de la fibra, debemos disponer de un sistema para colocar el fotodiodo siempre en la misma posición con respecto a la fibra. La realidad es que resulta inevitable que cada vez que se centra el fotodiodo su posición final se modifique lo suficiente como para que el voltaje que se registra en el osciloscopio cambie en porcentajes en torno a un 10 %, y no hemos considerado interesante realizar el esfuerzo necesario para mejorar el proceso de centrado del fotodiodo. Conseguir la precisión suficiente es factible, pero requiere incluir en el montaje algunos elementos que prácticamente hay que diseñar específicamente para este propósito, puesto que seguramente no resultarían de utilidad para ningún otro tipo de medidas. No merece la pena simplemente para efectuar una medida preliminar que no nos da una información absolutamente indispensable: aproximadamente ya sabemos cuándo las condiciones que buscamos se cumplen o no; con esta comprobación, únicamente obtendríamos una información algo más afinada. En todo caso, hemos creído oportuno apuntar la posibilidad de efectuar esta prueba.

### **Algunos detalles acerca del método experimental empleado**

Enumeraremos a continuación algunos detalles que pueden resultar interesantes. La frecuencia de modulación del láser de bombeo se ajusta para cada fibra de modo que cada semiperiodo dura unas cinco veces el tiempo de vida media de la transición  ${}^4I_{13/2} - {}^4I_{15/2}$  (las frecuencias resultan, entonces, de unos 8 Hz para la fibra B y de unos 9 Hz para las fibras C y E). Este intervalo es suficiente para que podamos considerar que, al término de la relajación, el nivel superior de la transición de señal queda despoblado por completo. Es importante tener en cuenta este detalle para el estudio de la fibra durante el semiperiodo en que se introduce bombeo, como se verá cuando se describa esta parte del experimento.

El monocromador trabaja con una resolución de 1 nm. Con tal anchura de la rendija, la potencia óptica que llega al fotodiodo es tan pequeña que nos vemos obligados a amplificar su señal eléctrica, ya que si no la sensibilidad del osciloscopio no es suficiente para efectuar la medida. Aparte de la señal que nos interesa, el fotodiodo también genera un voltaje proporcional a la luz ambiente que le llegue, más un voltaje debido a ruido térmico. Puesto que el factor de amplificación que podemos conseguir sin llegar a la saturación del amplificador será tanto mayor cuanto menor sea la potencia eléctrica que genere el fotodiodo, se ha de procurar eliminar cualquier contribución que no nos interese medir. Dado que la frecuencia de modulación de la señal es de unos 8 ó 9 Hz, resulta complicado filtrar el fondo de señal eléctrica continua (los filtros del amplificador distorsionan apreciablemente la componente alterna de la señal si ésta es de tan baja frecuencia), por lo que debemos emplear otros métodos. La solución para eliminar la contribución de la luz ambiente es, evidentemente, apantallar el fotodiodo, lo cual, además, es necesario por motivos de estabilidad: si no se hace, la potencia de luz ambiente que le llega al fotodiodo, que evidentemente no es constante, cambia el valor del fondo de voltaje y fácilmente provoca que la señal desaparezca de la pantalla del osciloscopio (que debe trabajar en modo "DC", ya que el proceso de filtrado que tiene lugar cuando se trabaja en modo "AC" distorsiona visiblemente señales de tan baja frecuencia). En cuanto al voltaje generado por ruido térmico, su eliminación se consigue aprovechando los dos canales de entrada del amplificador: por uno se introduce la señal procedente del fotodiodo y por otro una señal cuyo voltaje sea igual al voltaje

promedio debido al ruido térmico generado por el fotodiodo. La señal que finalmente se amplifica es la diferencia de las de uno y otro canal.

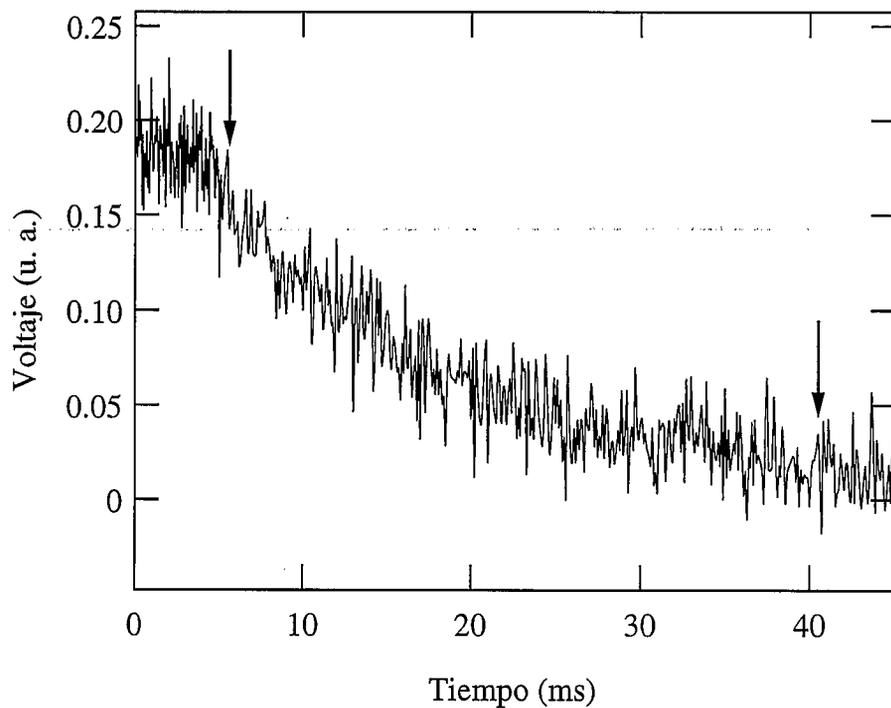
Efectuadas todas estas operaciones, la señal que aparece en la pantalla del osciloscopio presenta unas fluctuaciones, procedentes fundamentalmente del ruido térmico del detector. Para aumentar el cociente entre señal y ruido, se hace uso de los filtros de paso bajo de los que dispone el amplificador (en concreto el de 30 kHz) y, además, se configura el osciloscopio para que el registro en pantalla sea el resultado del promedio de 64 barridos. Se recogen en el ordenador diez registros que a su vez se promedian, y es la curva resultante la que, tras su normalización, se somete al estudio numérico.

Las medidas con el láser de bombeo de 1480 nm tienen el problema de que no pueden extenderse a toda la zona de interés. En concreto, los canales entre 1500 y 1520 no pueden medirse con fiabilidad. El motivo es que el láser de bombeo tiene ciertas líneas de emisión localizadas en esta zona del espectro. Al interrumpir el bombeo, la mayor parte de su potencia desaparece al cabo de algunas decenas de microsegundos, pero queda una pequeña proporción que se atenúa con una vida media de algunas decenas de milisegundos. Al seleccionar con el monocromador un determinado canal situado en este rango, la potencia de luz que llega al detector procedente del láser de bombeo resulta comparable con la potencia de fluorescencia que se pretende medir, por lo que la curva que se observa en el osciloscopio no es producto únicamente del fenómeno que queremos estudiar, sino también de otro proceso parásito. Para separar un fenómeno de otro, puede pensarse que se dispone de la posibilidad de medir la curva de relajación del bombeo, sin fibra dopada, en cada uno de los canales, y restarla de la curva que aparece en el osciloscopio. Sin embargo, esto nos conduciría a una medida errónea, puesto que esta potencia va a amplificarse a su paso por la fibra y, además, el factor de amplificación cambia progresivamente ya que la población del nivel superior de la transición de señal va disminuyendo continuamente. Sin una caracterización previa de la fibra, es imposible calcular la potencia de la luz amplificada procedente del láser de bombeo. Por lo tanto, no es posible separar los efectos de un fenómeno y de otro, y por consiguiente la medida de la evolución de la fluorescencia no es factible.

Aclaremos que la influencia en las poblaciones del bombeo remanente tras el corte es despreciable, ya que su potencia es del orden de décimas de microwatio. Por ello, esta luz de bombeo no es un obstáculo insalvable para la caracterización de la fibra, (aunque sí una complicación importante). A grandes rasgos, el proceso que deberíamos seguir consistiría en medir con precisión la evolución de esta luz de bombeo tras el cambio de semiperiodo y, después, introducirla como potencia de entrada en el modelo. El número de parámetros desconocidos no varía, por lo que su determinación es factible. Otra posibilidad para caracterizar esta zona del espectro es efectuar la modulación de la luz mediante un “chopper”, con lo que se asegura la eliminación absoluta del bombeo en uno de los semiperiodos. La primera de las dos opciones complica ostensiblemente el proceso de cálculo necesario para extraer el parámetro  $B(\nu)$  correspondiente y la segunda obliga a introducir cambios importantes en el montaje experimental y a “sufrir” toda la problemática que conlleva la modulación con chopper, que ya hemos comentado al principio de este capítulo. Dado que vamos a caracterizar esta zona con la otra fuente de bombeo, no hemos creído oportuno complicar el proceso para repetir la caracterización con la fuente de 1480 nm. En todo caso, más adelante nos encontraremos con más argumentos a favor de esta decisión.

### **Procedimiento de ajuste**

Para extraer información de las curvas de relajación de la fluorescencia longitudinal, en principio la idea es ajustarlas a la expresión 3-11. Sin embargo, esta operación no puede efectuarse directamente, puesto que la curva que se registra no es exactamente el cociente del primer miembro de 3-11, como vamos a ver. En la pantalla del osciloscopio aparece una curva como la que se muestra en la figura 4.8. De ella, únicamente se transfiere al ordenador la zona entre los cursores. Puede observarse en la figura que, a la izquierda, aproximadamente en los primeros cinco milisegundos, la señal oscila (por efecto del ruido) en torno a un valor constante, lo que indica que dicha zona de la curva corresponde al final del semiperiodo con bombeo, en el que se alcanza la situación estacionaria. A partir de cierto punto, comienza el decaimiento. El primer cursor se sitúa sobre la curva en una zona en donde claramente se vea que el proceso de caída ya se ha iniciado. Por tanto, el primer instante de tiempo que registramos no es el momento del corte, sino uno ligeramente posterior.



**Fig. 4.8** - Curva de decaimiento de la fluorescencia longitudinal, tal y como aparece en la pantalla del osciloscopio. Las flechas indican la posición de los cursores.

De esta manera, evitamos el peligro de tomar como parte de la relajación algunos puntos del final del semiperiodo anterior (lo cual provocaría errores al deducir el parámetro de ajuste), puesto que debido al ruido que aparece en la pantalla, no siempre se ve claramente el punto de separación de los semiperiodos. Llamaremos  $t_0$  al tiempo transcurrido desde el cambio de semiperiodo hasta el instante correspondiente a la posición en pantalla del primer cursor. Y, por otra parte, dado que los datos que transmite el osciloscopio son los voltajes de cada punto de muestreo, cuyos valores absolutos son irrelevantes, normalizamos la curva de la siguiente manera: desplazamos los voltajes de toda ella de forma que al voltaje del cursor inferior le corresponda el valor cero y dividimos la curva resultante por el voltaje del cursor superior. La función de ajuste que deberemos emplear será, entonces:

$$f(t) = A + C \frac{P_f^+(L, \nu, t)}{P_f^+(L, \nu, t_0)}, \quad (4-1)$$

en donde las potencias de fluorescencia vienen dadas por 3-7. Como puede verse, incluimos en la función de ajuste dos constantes: un fondo (A) con objeto de corregir el desplazamiento efectuado al normalizar, y un factor (C) necesario para que  $f(t_0) = 1$ . La constante A se toma como parámetro de ajuste, junto con el que nos proporciona información sobre la fibra, que veremos a continuación cuál es. La constante C no se introduce como parámetro de ajuste porque queda fijada al determinar A.

Veamos cuál es la expresión del cociente que aparece en 4-1. A partir de 3-7 y 3-10, se obtiene que:

$$\frac{P_f^+(L, \nu, t)}{P_f^+(L, \nu, t_0)} = \frac{\exp\left[\left(\gamma_a(\nu) + \gamma_e(\nu)\right)\frac{\eta_2}{\eta_0} N_{2r}(0, 0) L \exp(-t/\tau) - \gamma_a(\nu) L\right] - 1}{\exp\left[\left(\gamma_a(\nu) + \gamma_e(\nu)\right)\frac{\eta_2}{\eta_0} N_{2r}(0, 0) L \exp(-t_0/\tau) - \gamma_a(\nu) L\right] - 1} \times \frac{\left(\gamma_a(\nu) + \gamma_e(\nu)\right)\frac{\eta_2}{\eta_0} N_{2r}(0, 0) L \exp(-t_0/\tau) - \gamma_a(\nu) L}{\left(\gamma_a(\nu) + \gamma_e(\nu)\right)\frac{\eta_2}{\eta_0} N_{2r}(0, 0) L \exp(-t/\tau) - \gamma_a(\nu) L} \exp\left[-\frac{t-t_0}{\tau}\right]. \quad (4-2)$$

El parámetro de ajuste que se utiliza es:

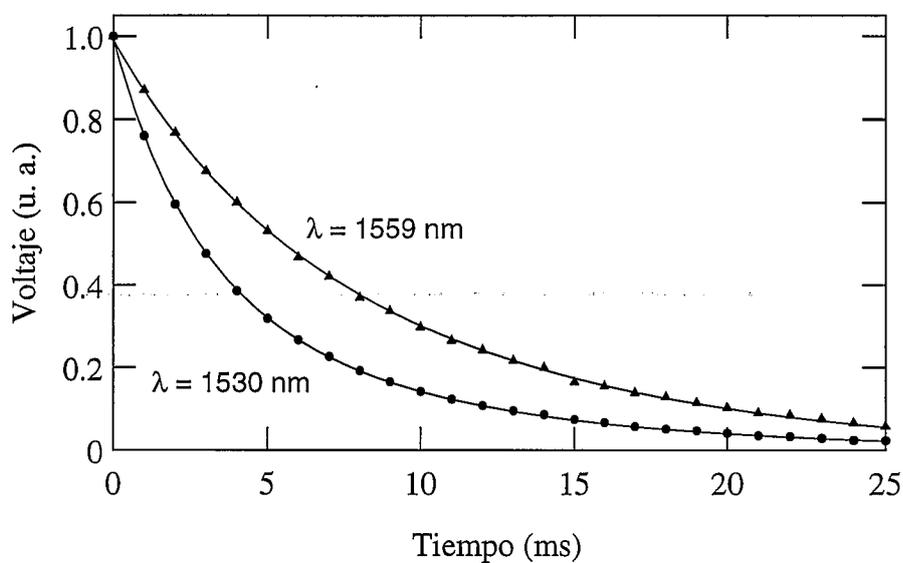
$$B'(\nu) = \left(\gamma_a(\nu) + \gamma_e(\nu)\right)\frac{\eta_2}{\eta_0} N_{2r}(0, 0) L \exp(-t_0/\tau), \quad (4-3)$$

de manera que, en definitiva, la función de ajuste que utilizamos es la siguiente:

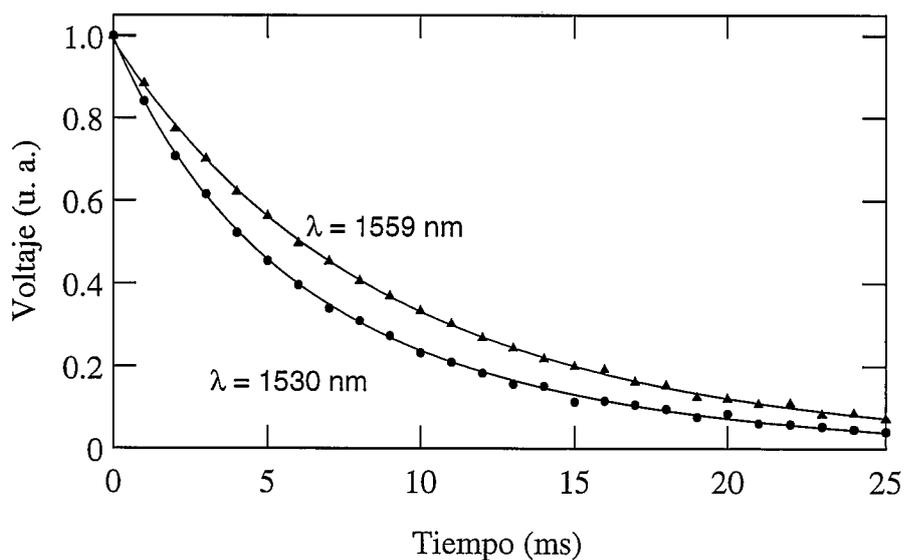
$$f(t) = A + C \frac{\exp\left\{B'(\nu) \exp\left[-(t-t_0)/\tau\right] - \gamma_a(\nu)L\right\} - 1}{\exp\left\{B'(\nu) - \gamma_a(\nu)L\right\} - 1} \times \frac{B'(\nu) - \gamma_a(\nu)L}{B'(\nu) \exp\left[-(t-t_0)/\tau\right] - \gamma_a(\nu)L} \exp\left[-\frac{t-t_0}{\tau}\right], \quad (4-4)$$

con dos parámetros de ajuste,  $A$  y  $B'(v)$ . De éste, es inmediato extraer la información que nos interesa, es decir,  $B(v)$  (ver cap. 3), dividiendo  $B'(v)$  por la longitud de la fibra y por la exponencial que aparece en su expresión. Para ello, evidentemente debemos medir por una parte dicha longitud y por otra el tiempo  $t_0$ . Este se halla colocando uno de los cursores del osciloscopio en el punto que se considera que corresponde al corte del bombeo y el otro en el punto escogido como inicio de la curva que se transmite al ordenador. El osciloscopio da directamente la diferencia de tiempos entre ambos cursores. Habitualmente, el tiempo  $t_0$  es de 1 ó 2 ms. Esta medida conviene realizarla con un canal de fluorescencia correspondiente al pico, con un cociente entre señal y ruido lo mayor posible, pues es muy importante que en la pantalla se aprecie claramente en qué punto comienza la relajación. Ello es factible con canales próximos al pico, mientras que con canales situados en los laterales del espectro resulta imposible debido al ruido existente. No obstante, la medida en uno de los canales es válida después cuando seleccionamos con el monocromador otro canal gracias a que el barrido del osciloscopio está sincronizado con la fuente de modulación del láser.

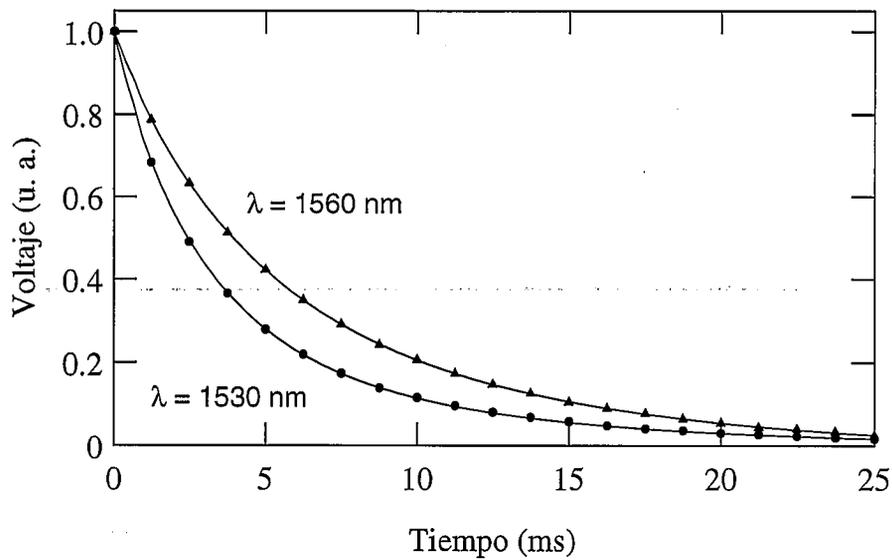
Mostramos a continuación algunas curvas de relajación, con sus correspondientes curvas ajustadas. En las curvas experimentales, se representa uno de cada diez puntos muestreados para que pueda apreciarse la curva de ajuste en la figura (para cada curva se muestrean entre 200 y 300 puntos). Puede comprobarse que los ajustes resultan muy satisfactorios en todos los casos.



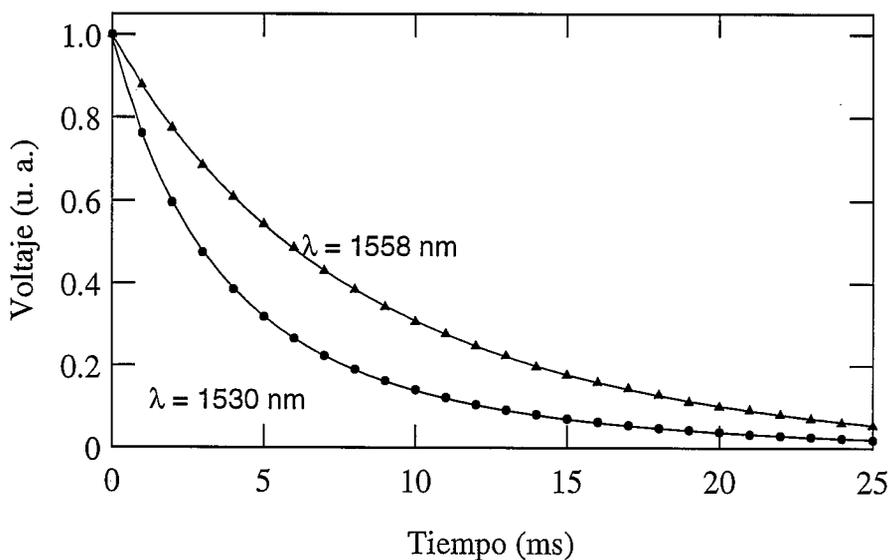
**Fig. 4.9** - Medida de la relajación de la fluorescencia longitudinal correspondiente a dos canales:  $\lambda = 1530$  nm (círculos) y  $\lambda = 1559$  nm (triángulos), en una muestra de fibra B de 1.03 m bombeada con  $P_p = 31$  mW ( $\lambda_p = 980$  nm), y curvas de ajuste (línea continua).



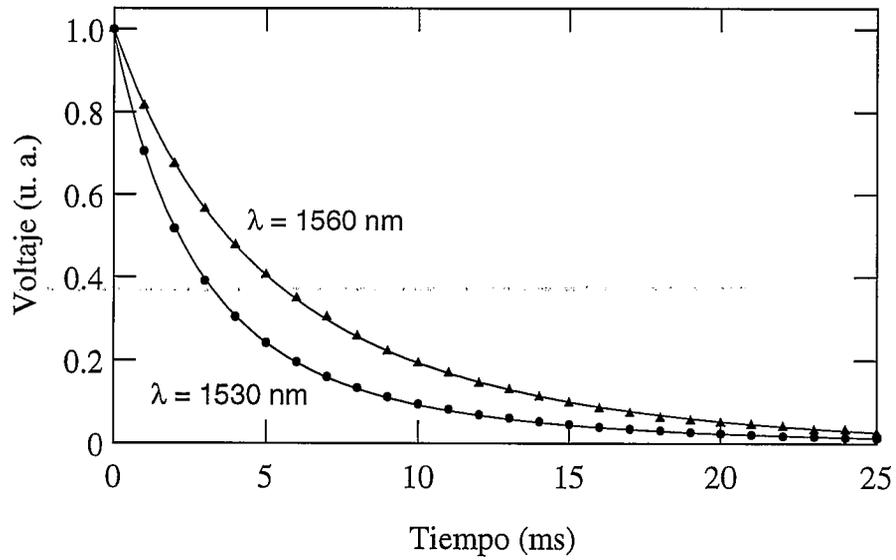
**Fig. 4.10** - Medida de la relajación de la fluorescencia longitudinal correspondiente a dos canales:  $\lambda = 1530$  nm (círculos) y  $\lambda = 1559$  nm (triángulos), en una muestra de fibra B de 0.91 m bombeada con  $P_p = 23.7$  mW ( $\lambda_p = 1480$  nm), y curvas de ajuste (línea continua).



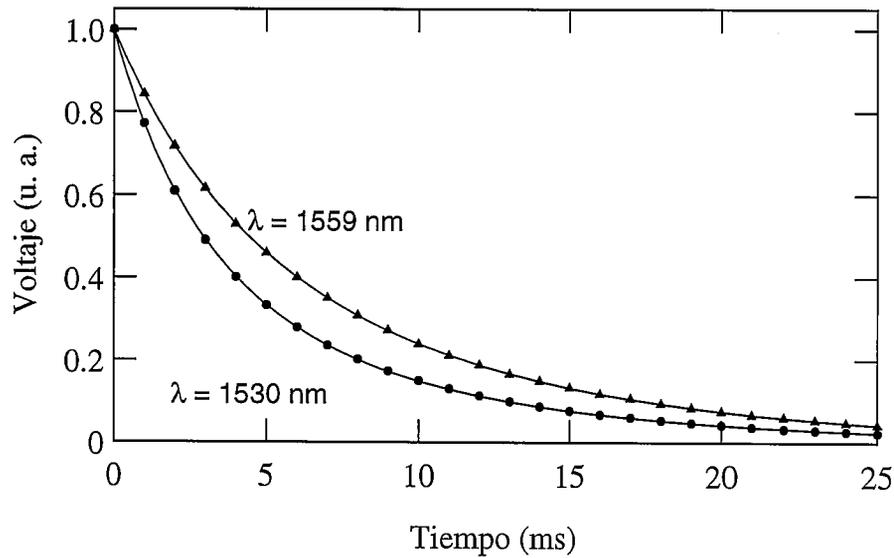
**Fig. 4.11** - Medida de la relajación de la fluorescencia longitudinal correspondiente a dos canales:  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (círculos) y  $\lambda = 1560 \text{ nm}$  (triángulos), en una muestra de fibra C de 2.92 m bombeada con  $P_p = 30 \text{ mW}$  ( $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ ), y curvas de ajuste (línea continua).



**Fig. 4.12** - Medida de la relajación de la fluorescencia longitudinal correspondiente a dos canales:  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (círculos) y  $\lambda = 1558 \text{ nm}$  (triángulos), en una muestra de fibra C de 3.59 m bombeada con  $P_p = 23.3 \text{ mW}$  ( $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ ), y curvas de ajuste (línea continua).



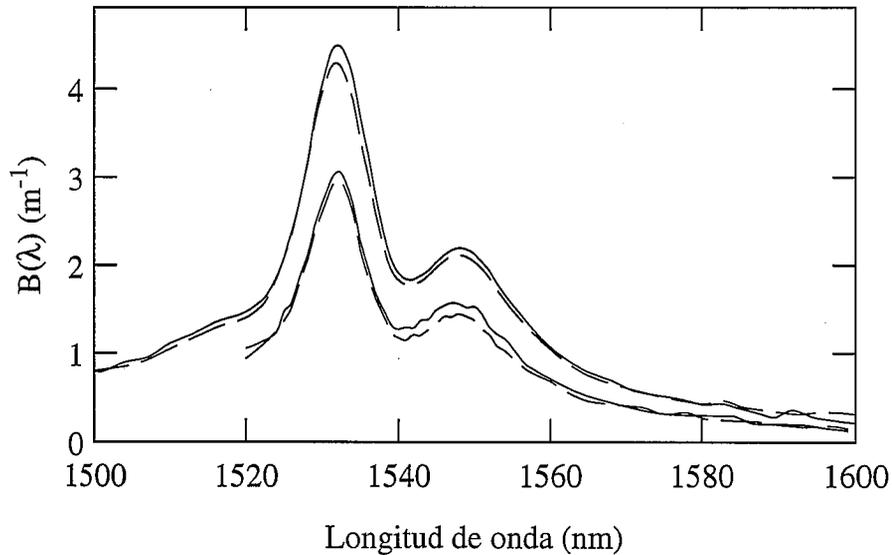
**Fig. 4.13** - Medida de la relajación de la fluorescencia longitudinal correspondiente a dos canales:  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (círculos) y  $\lambda = 1560 \text{ nm}$  (triángulos), en una muestra de fibra E de 1.23 m bombeada con  $P_p = 29.8 \text{ mW}$  ( $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ ), y curvas de ajuste (línea continua).



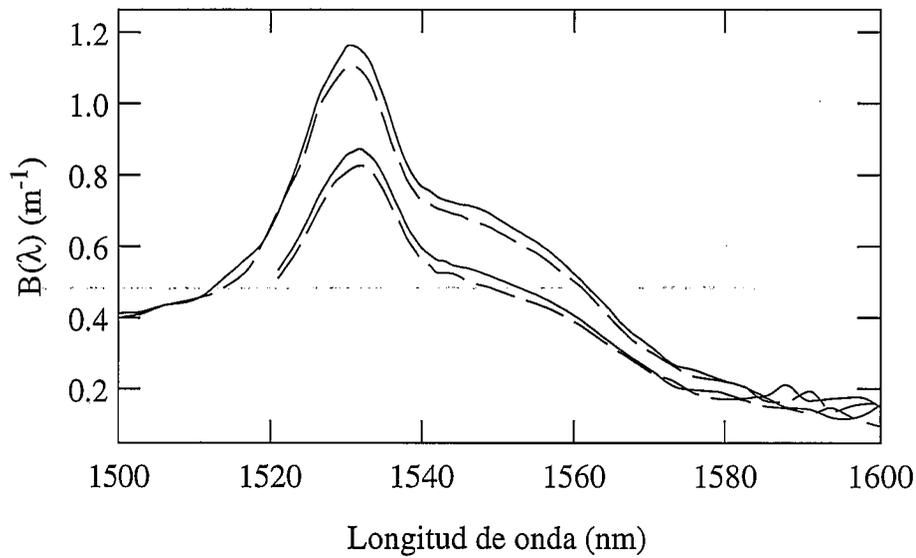
**Fig. 4.14** - Medida de la relajación de la fluorescencia longitudinal correspondiente a dos canales:  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  (círculos) y  $\lambda = 1559 \text{ nm}$  (triángulos), en una muestra de fibra E de 1.22 m bombeada con  $P_p = 23.4 \text{ mW}$  ( $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ ), y curvas de ajuste (línea continua).

### Parámetros $B(\nu)$ obtenidos

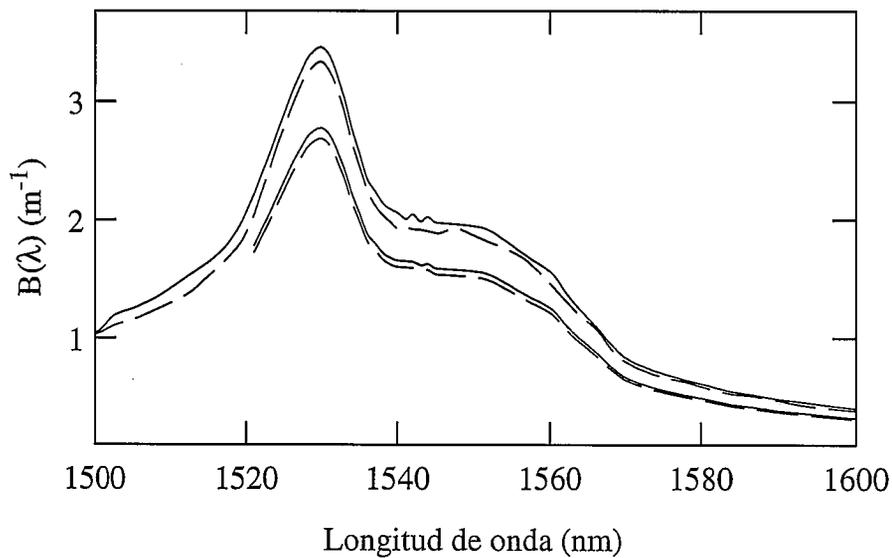
Con objeto de caracterizar los tres modelos de fibra, se han efectuado con cada uno de ellos medidas utilizando las dos longitudes de onda de bombeo disponibles y, con cada una de ellas, empleando dos potencias de bombeo. La anchura espectral de los canales de fluorescencia que registramos es de 1 nm, así que en la banda de 1500 a 1600 nm podemos medir 101 canales. Sin embargo, no es necesario recoger datos de todos ellos, ya que las curvas de absorción y emisión, en sus alas, son suficientemente suaves como para que no sea preciso medir más que un canal de cada tres. En cambio, en la zona central el perfil cambia más bruscamente al variar la longitud de onda, por lo que es preciso tomar medidas en todos los canales.



**Fig. 4.15** - Parámetros  $B(\lambda)$  medidos con la fibra B. La pareja de curvas superior se midió con bombeo de 980 nm, acoplado a la fibra potencias de 31 mW (LINEA CONTINUA) y 19.6 mW (LINEA DISCONTINUA) y con una longitud de fibra de 0.98 m. La pareja de curvas inferior se midió con bombeo de 1480 nm, acoplado a la fibra potencias de 23.7 mW (LINEA CONTINUA) y 15.6 mW (LINEA DISCONTINUA) y con una longitud de fibra de 0.91 m.

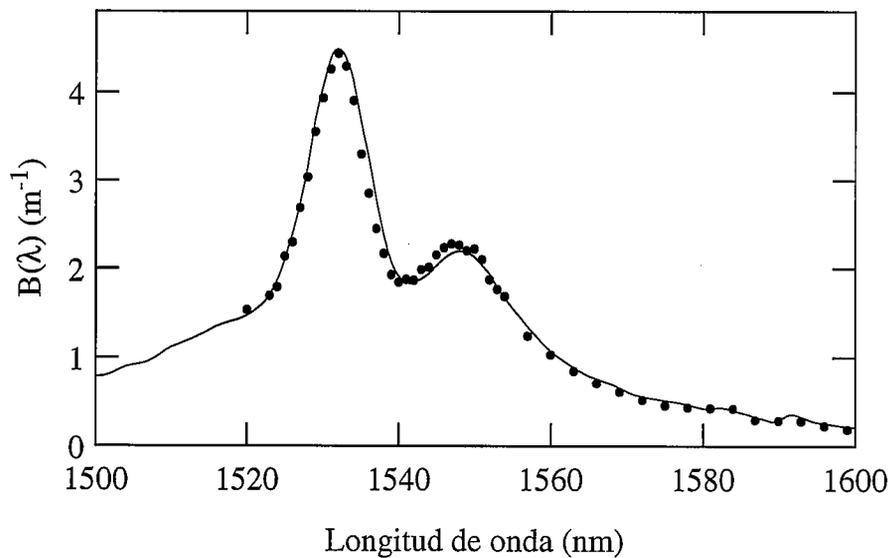


**Fig. 4.16** - Parámetros  $B(\lambda)$  medidos con la fibra C. La pareja de curvas superior se midió con bombeo de 980 nm, acoplado a la fibra potencias de 30 mW (LINEA CONTINUA) y 21.1 mW (LINEA DISCONTINUA) y con una longitud de fibra de 2.92 m. La pareja de curvas inferior se midió con bombeo de 1480 nm, acoplado a la fibra potencias de 23.3 mW (LINEA CONTINUA) y 15.3 mW (LINEA DISCONTINUA) y con una longitud de fibra de 3.59 m.

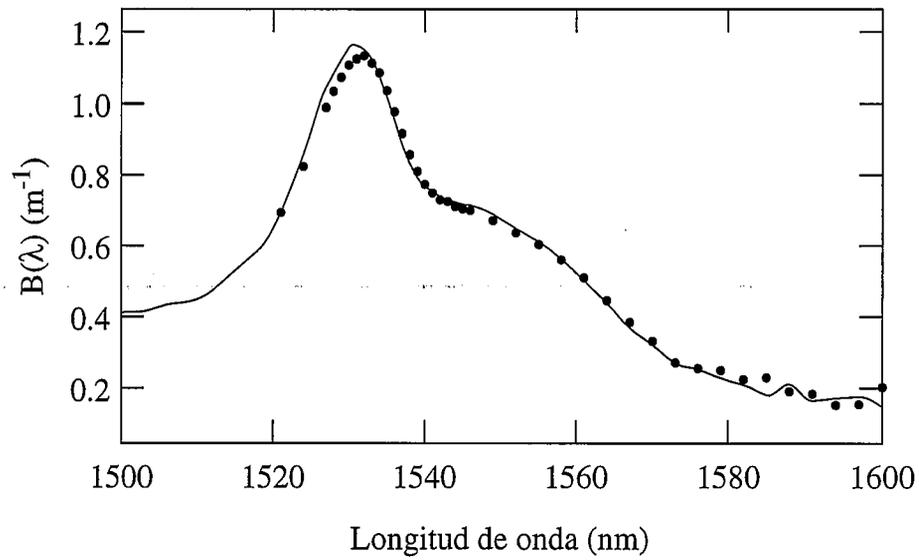


**Fig. 4.17** - Parámetros  $B(\lambda)$  medidos con la fibra E. La pareja de curvas superior se midió con bombeo de 980 nm, acoplado a la fibra potencias de 29.8 mW (LINEA CONTINUA) y 17.8 mW (LINEA DISCONTINUA) y con una longitud de fibra de 1.23 m. La pareja de curvas inferior se midió con bombeo de 1480 nm, acoplado a la fibra potencias de 23.4 mW (LINEA CONTINUA) y 15.5 mW (LINEA DISCONTINUA) y con una longitud de fibra de 1.22 m.

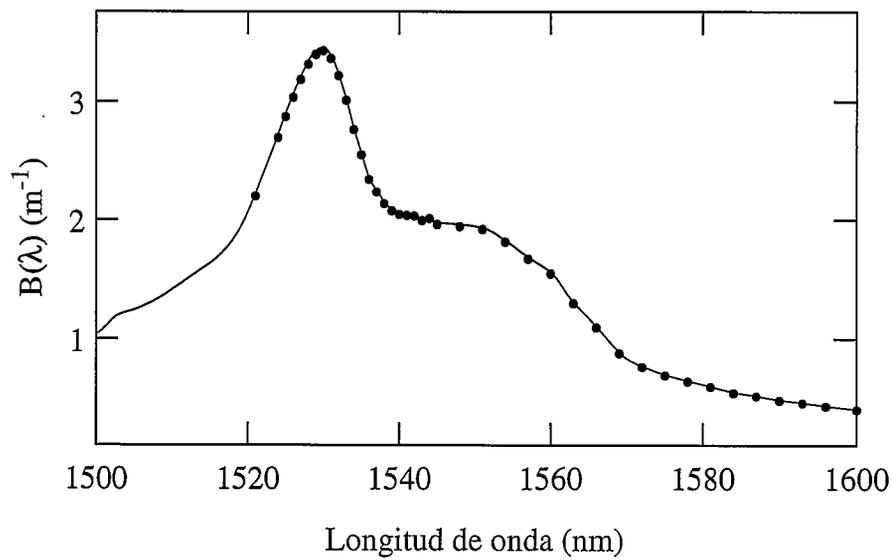
Según la expresión de  $B(\nu)$ , es evidente que, dado un modelo de fibra, la única diferencia entre los espectros obtenidos con las distintas potencias y longitudes de onda de bombeo debe ser un factor de proporcionalidad. Los resultados experimentales confirman lo esperado. En los gráficos anteriores, a simple vista se aprecia que los perfiles de los espectros correspondientes a la misma longitud de onda de bombeo es el mismo (salvo los lógicos errores experimentales). En las figuras siguientes se comparan, para cada modelo de fibra, los perfiles de  $B(\nu)$  obtenidos con las dos longitudes de onda de bombeo. Para ello, el medido con bombeo de 1480 nm se multiplica por un factor que se indica en cada caso.



**Fig. 4.18** - Comparación de los perfiles de  $B(\nu)$  obtenidos con la fibra B con  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$  y  $P_p(0) = 31 \text{ mW}$  (LINEA CONTINUA) y con  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  y  $P_p(0) = 23.7 \text{ mW}$  (CIRCULOS). Los valores de  $B(\nu)$  de este último perfil se han multiplicado por 1.45.



**Fig. 4.19** - Comparación de los perfiles de  $B(\nu)$  obtenidos con la fibra C con  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$  y  $P_p(0) = 30 \text{ mW}$  (LINEA CONTINUA) y con  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  y  $P_p(0) = 23.3 \text{ mW}$  (CIRCULOS). Los valores de  $B(\nu)$  de este último perfil se han multiplicado por 1.30.



**Fig. 4.20** - Comparación de los perfiles de  $B(\nu)$  obtenidos con la fibra E con  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$  y  $P_p(0) = 31 \text{ mW}$  (LINEA CONTINUA) y con  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  y  $P_p(0) = 23.4 \text{ mW}$  (CIRCULOS). Los valores de  $B(\nu)$  de este último perfil se han multiplicado por 1.23.

Con la deducción de los parámetros  $B(v)$  queda cerrada la primera etapa de caracterización. El decaimiento de la fluorescencia longitudinal no puede proporcionarnos más información sobre los parámetros activos de la fibra. El resto de los datos necesarios para completar la caracterización deberán deducirse a partir del estudio de la subida de la fluorescencia transversal durante el semiperiodo en que la potencia de bombeo está presente en la fibra dopada.

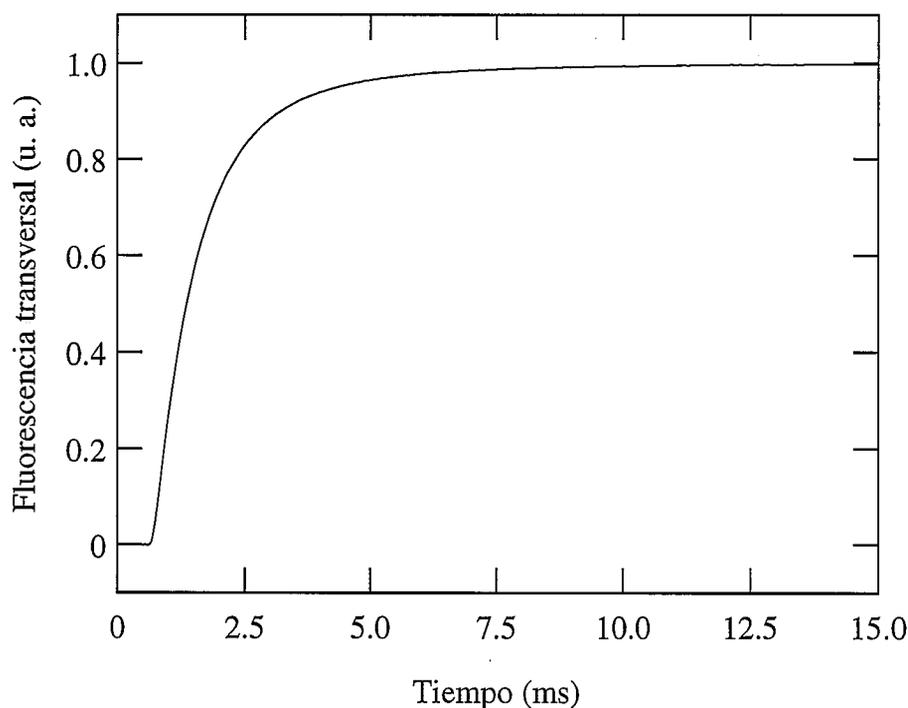
## **4.6 SUBIDA DE LA FLUORESCENCIA TRANSVERSAL**

### **Registro de los datos experimentales**

El registro de la curva de subida de fluorescencia transversal resulta bastante más sencillo que el de la curva de caída de la fluorescencia longitudinal: es mucho mayor la potencia óptica que emite la fibra en el ángulo sólido subtendido por un detector pegado a ella que la potencia óptica correspondiente a un canal de fluorescencia longitudinal que llega a la salida del monocromador. La curva típica es del estilo de la figura 4.21: Como puede apreciarse, el registro comienza antes del inicio del proceso de subida. El final del registro se toma en un instante en que se haya alcanzado la situación estacionaria. En el osciloscopio es fácil identificar la zona de curva correspondiente a la situación estacionaria desplazando uno de los cursores a lo largo de la pantalla y observando el valor de voltaje que marca. Evidentemente, al desplazar el cursor a lo largo de la zona estacionaria dicho valor no debe cambiar. Es importante tomar el menor número posible de puntos pertenecientes a la zona estacionaria, ya que no proporcionan ninguna información y, sin embargo, alargan el tiempo de cálculo necesario para los ajustes.

De la misma manera que con las curvas de fluorescencia longitudinal, cada curva de subida de fluorescencia transversal que se transmite al ordenador es el resultado del promedio de 64 barridos del osciloscopio. En cada caso se registran diez curvas que, a su vez, se promedian. La curva resultante, una vez normalizada, es la que recibe todo el tratamiento numérico a partir del que se extraen los diferentes parámetros. La normalización se realiza desplazando la curva y multiplicando los voltajes de cada punto por el factor necesario para que sea cero el valor medio de los primeros puntos (los que pertenecen al semiperiodo de relajación) y sea la unidad el valor

medio de los últimos puntos (los que pertenecen a la zona de situación estacionaria). Es imprescindible que la frecuencia de modulación del láser de bombeo sea suficientemente baja como para que al final del semiperiodo de relajación de la fluorescencia el nivel superior de la transición de señal termine prácticamente despoblado por completo. De esta manera, resulta aceptable asignar el valor cero al promedio de los últimos puntos de la relajación, lo que equivale a suponer que la potencia de fluorescencia transversal emitida al final de dicho proceso es nula.

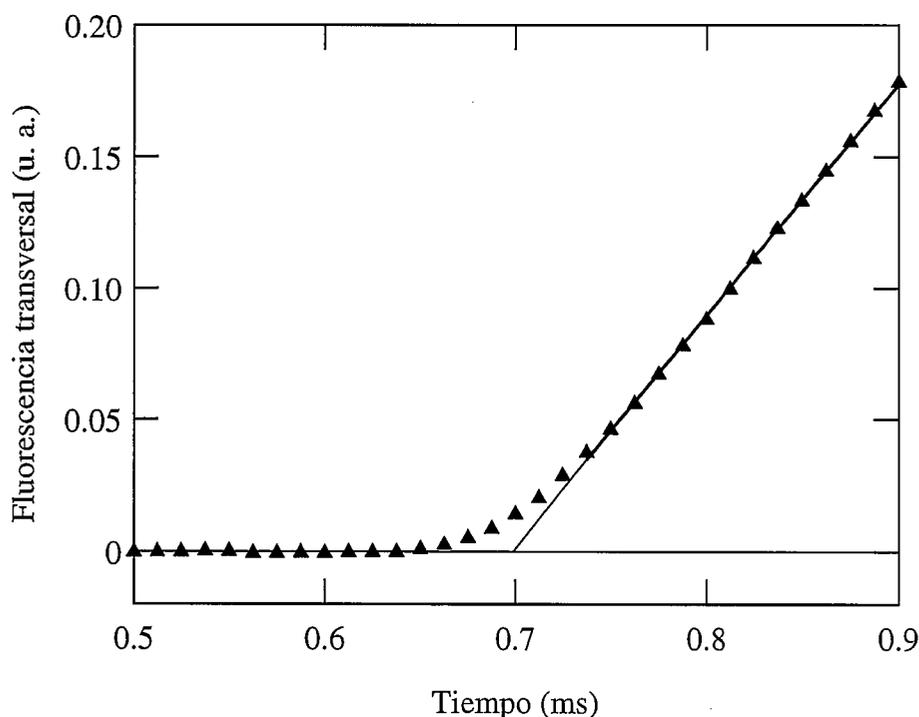


*Fig. 4.21 - Curva típica de subida de la fluorescencia transversal (resultado de promediar 10 registros del osciloscopio, cada uno de los cuales es resultado de promediar 64 barridos).*

### **Estudio del comienzo de la subida de la fluorescencia transversal**

La figura 4.22 muestra un detalle del comienzo de la subida de la fluorescencia transversal. Puede apreciarse que el arranque de la subida es gradual, lo cual es debido a dos causas. En primer lugar, el perfil de modulación del bombeo no es una onda cuadrada perfecta: el cambio de semiperiodo dura algunas decenas de microsegundos. Y en segundo lugar, se tiene una pequeña inestabilidad en la frecuencia de modulación, lo que origina que en cada uno de los barridos del osciloscopio el comienzo de la subida se sitúe en un punto ligeramente diferente. Por

ello, la curva resultante del promedio de varios barridos presenta un comienzo de la subida más suave que el real, totalmente diferente de la que teóricamente aparecería si la conmutación de los semiperiodos fuera instantánea. Este hecho plantea varios problemas. Por una parte, tendremos que reflexionar sobre si el comienzo de la curva va a afectar sensiblemente a la evolución posterior del proceso. Y, por otro lado, el momento de cambio de semiperiodo no está claro en la curva que se registra en el osciloscopio: así pues, no sabemos con exactitud cuál es el origen de tiempos del proceso de subida de fluorescencia transversal. Por consiguiente, no podemos asignar coordenadas temporales a los diferentes puntos muestreados y, en tal situación, difícilmente podemos comparar la curva experimental con las curvas teóricas.



**Fig. 4.22** - Detalle del comienzo de la subida de la fig. 4.21 y ajuste de los primeros puntos de la subida a una recta. El instante correspondiente al punto de corte de la recta de ajuste con el eje de abscisas se toma como origen de tiempos para los ajustes de las curvas completas de subida.

Para resolver estos problemas, aprovechamos una propiedad de estas curvas predicha en el capítulo 3 y confirmada experimentalmente como vamos a ver: como puede observarse en la figura 4.22, durante un cierto intervalo temporal la evolución de la fluorescencia transversal es lineal. Dicho intervalo corresponde, teóricamente, a la situación en que la población del nivel

superior de la transición de señal es tan pequeña como para que sea válida la expresión 3-15, y da comienzo en el instante en que se produce el cambio de semiperiodo. En nuestro experimento, sin embargo, este intervalo no se inicia hasta que la potencia de bombeo de entrada ha alcanzado su valor máximo, es decir, algunos microsegundos después del cambio de semiperiodo. No obstante, esta diferencia no modifica la evolución posterior de la fluorescencia transversal: si la conmutación del bombeo fuera instantánea, la curva que obtendríamos sería prácticamente la misma. La única diferencia la tendríamos en el arranque de la subida, que no sería suave, sino lineal desde el principio. Así pues, podemos reproducir una curva como la que se mediría si la conmutación del bombeo fuera instantánea: en primer lugar, el punto de corte del eje de abscisas con la recta de ajuste del intervalo lineal se toma como origen del parámetro temporal, y después, la zona del comienzo de la subida anterior a la lineal se sustituye por la prolongación de la recta de ajuste (figura 4.22). Para todos los ajustes posteriores se trabaja con curvas experimentales cuyo inicio ha sido retocado siguiendo este proceso.

Para que la operación que hemos descrito sea realizada correctamente, es imprescindible identificar cuál es la zona lineal: si se incluye en el conjunto de puntos considerados para el ajuste alguno que no pertenece a dicha zona, éste dará lugar a un error en el valor de la pendiente que se obtenga. Por otra parte, no hay más método posible para una primera selección de puntos que el puramente visual. Para asegurarnos de que todos los puntos pertenecen a la zona de interés, se realizan dos ajustes: uno con todos los puntos y otro con la primera o la segunda mitad de ellos. Si los resultados de la pendiente son los mismos (salvo un mínimo error, menor que el 1%), la pendiente obtenida es fiable. Si no, debemos eliminar algunos puntos y repetir esta operación hasta que se produzca la coincidencia de resultados en los dos ajustes.

El análisis de la zona lineal nos proporciona, además, otro tipo de información interesante que examinamos en el siguiente apartado.

### **Obtención de valores aproximados de algunos parámetros activos**

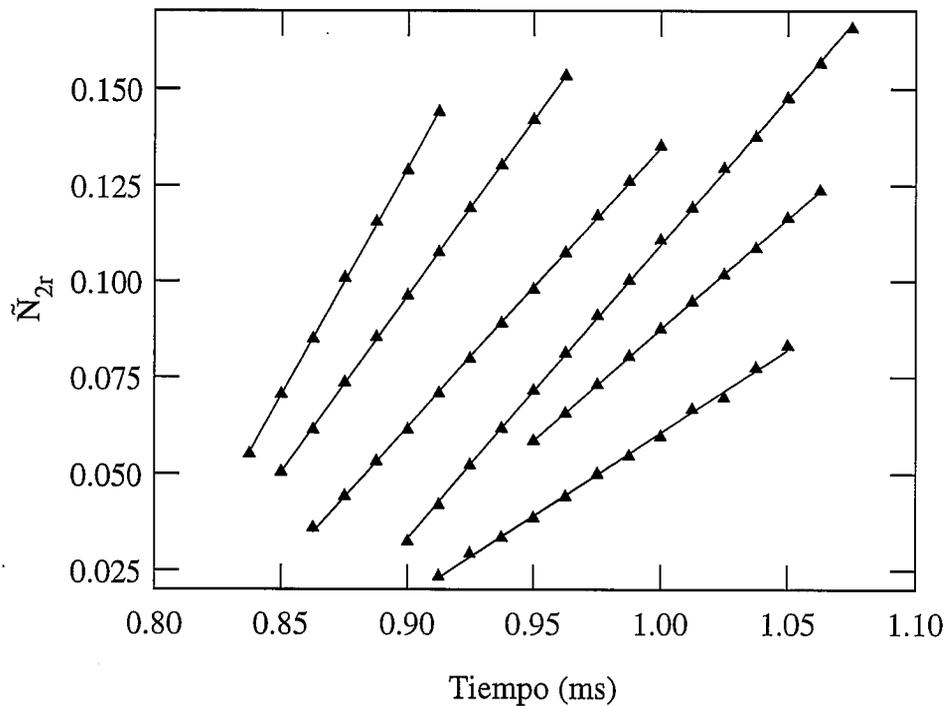
A partir de las expresiones obtenidas en el capítulo 3 podemos deducir directamente algunos parámetros a partir del ajuste a una recta de los primeros puntos de la subida de la

fluorescencia transversal. En primer lugar, aplicando (3-18) podemos deducir el coeficiente de absorción de bombeo: teóricamente, basta con comparar dos pendientes correspondientes a la zona lineal de dos curvas de subida de fluorescencia transversal. Si este resultado se lleva a (3-19) se obtiene, además, una relación entre los coeficientes de acoplamiento,  $N_T$  y  $\gamma_e(v_p)$ . Sin embargo, en la práctica, los valores que se obtienen con este método no tienen toda la precisión que sería deseable. Recordemos que, en el apartado correspondiente a la medida de coeficientes de absorción mediante el método de corte, se explica que el error en las medidas es tanto menor cuanto mayor es el producto  $\gamma_a(v)L$ , siendo  $L$  la distancia entre los dos puntos entre los que se compara la potencia. Con el procedimiento basado en (3-18), esta conclusión es igualmente válida. Pues bien, la distancia entre los puntos en los que medimos la fluorescencia transversal no puede ser tan larga como queramos: si la fibra sobrepasa una determinada longitud, las aproximaciones en que se basa el método dejan de ser válidas y, en particular, (3-18) también. Desafortunadamente, lo normal es que, si la longitud es suficientemente corta como para que las aproximaciones sean válidas, resulta también demasiado corta para que la medida del coeficiente de absorción de bombeo sea suficientemente precisa. Por eso, los resultados que obtengamos con este método no van a ser definitivos. No obstante, disponer de ellos es interesante, ya que posteriormente se cuenta con ellos como punto de partida para el proceso de ajuste de la curva completa de subida de fluorescencia transversal, lo cual permite reducir notablemente el tiempo de cálculo. Por último, debemos recordar un detalle importante: como se explicó en el capítulo 3, (3-18) y (3-19) también son aplicables cuando la propagación es multimodo (caso de las fibras B y E cuando la longitud de onda de bombeo que se les suministra es de 980 nm).

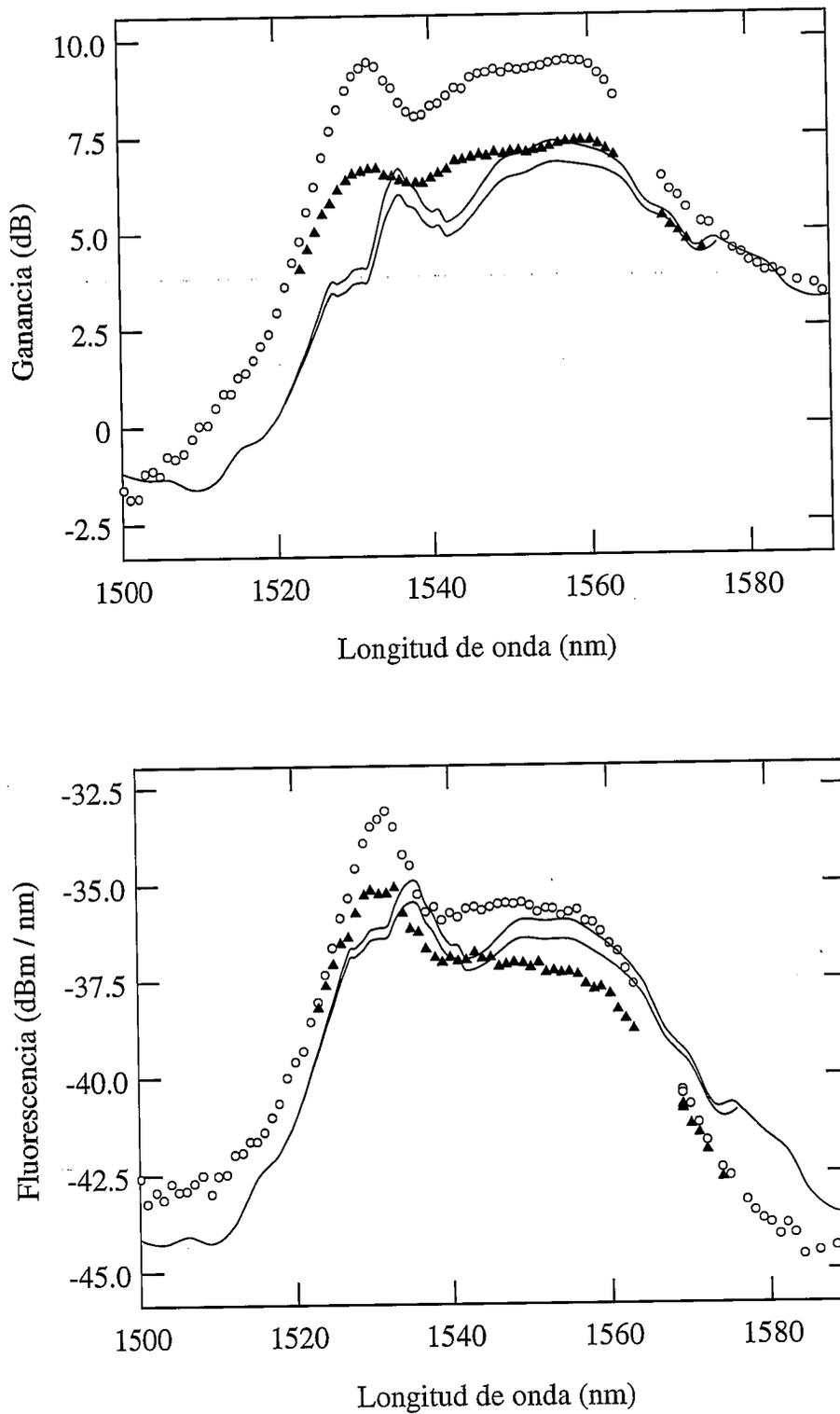
Presentamos a continuación los resultados deducidos a partir del ajuste a una recta de los primeros puntos de la subida de la fluorescencia transversal. El proceso que se ha seguido se detalla al presentar los datos correspondientes a la fibra B cuando es bombeada con la fuente de 980 nm. Dicho proceso es similar en el resto de los casos.

**FIBRA B -  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$** 

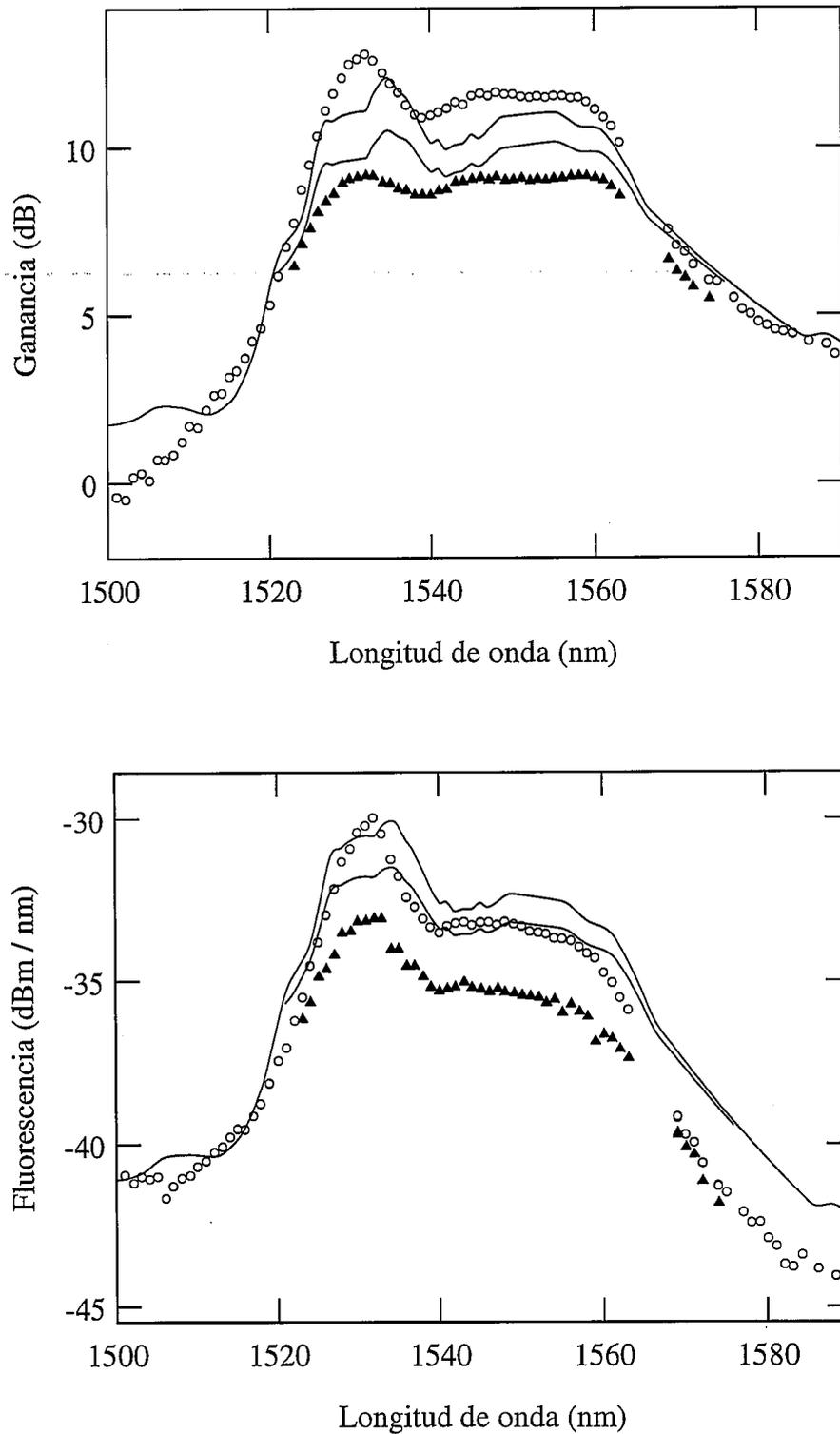
Se han tomado medidas de subida de fluorescencia transversal en tres puntos de la fibra, a 29 cm, 52 cm y 76 cm del origen, con las dos potencias de bombeo utilizadas para medir relajación de la fluorescencia longitudinal (31 mW y 19.6 mW). En primer lugar, procedemos al ajuste a una recta de los primeros puntos de las curvas de subida registradas. Puede observarse en la figura 4.23 que los experimentos confirman la característica lineal de esta zona de la curva.



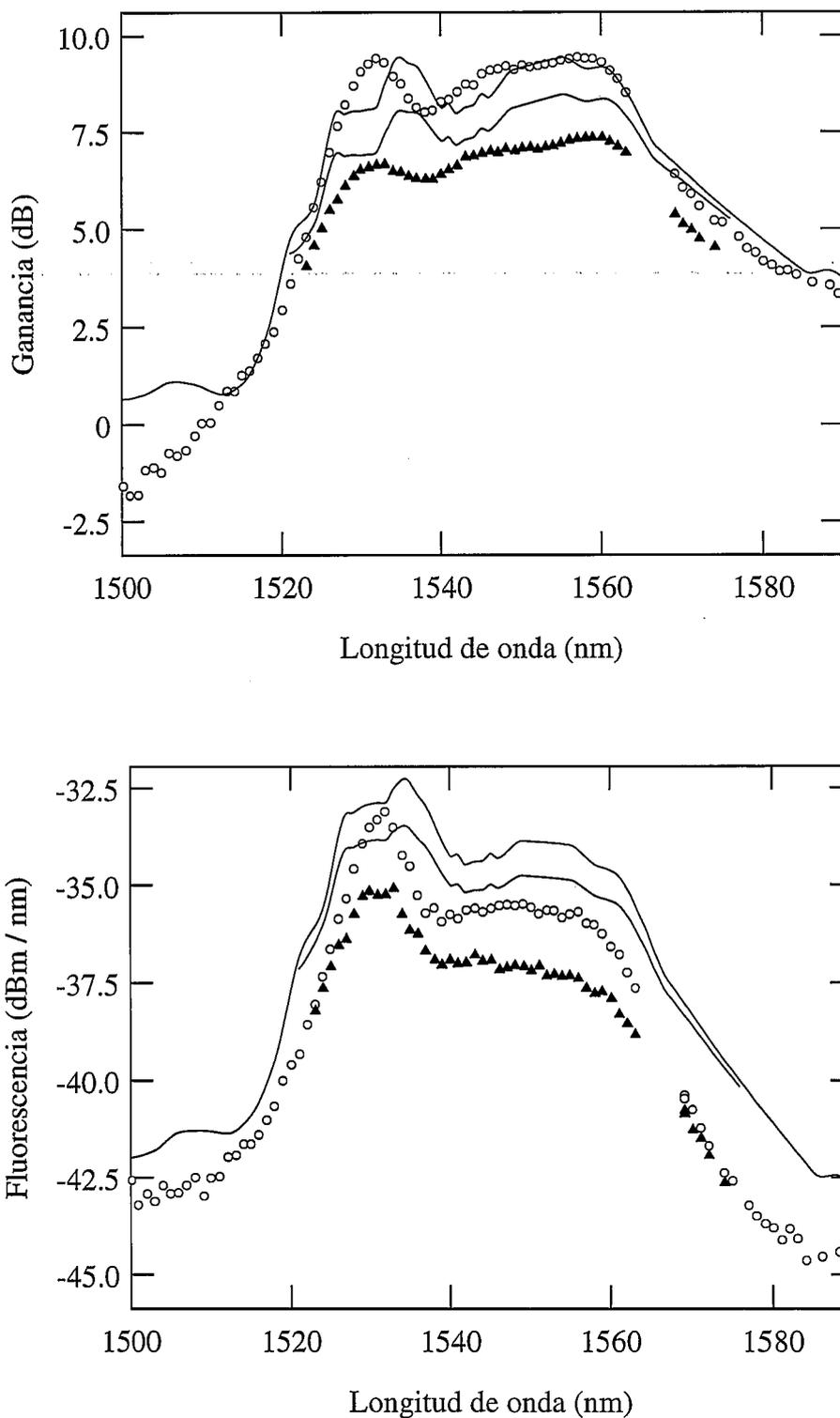
**Fig. 4.23** - Zona inicial de las curvas de subida de  $\tilde{N}_{2r}(z)$  (TRIANGULOS) y ajustes a líneas rectas. De izquierda a derecha, cada uno de los seis conjuntos de puntos se han medido con las siguientes potencias de bombeo y en las siguientes coordenadas axiales:  
 1<sup>a</sup> -  $P_p(0) = 31 \text{ mW}$ ,  $z = 29 \text{ cm}$ ; 2<sup>a</sup> -  $P_p(0) = 31 \text{ mW}$ ,  $z = 52 \text{ cm}$ ; 3<sup>a</sup> -  $P_p(0) = 31 \text{ mW}$ ,  $z = 76 \text{ cm}$ ;  
 4<sup>a</sup> -  $P_p(0) = 19.6 \text{ mW}$ ,  $z = 29 \text{ cm}$ ; 5<sup>a</sup> -  $P_p(0) = 19.6 \text{ mW}$ ,  $z = 52 \text{ cm}$ ; 6<sup>a</sup> -  $P_p(0) = 19.6 \text{ mW}$ ,  $z = 76 \text{ cm}$ ;  
 Cada grupo de puntos se ha representado con un origen de tiempos diferente para hacer posible la representación conjunta de los seis grupos.



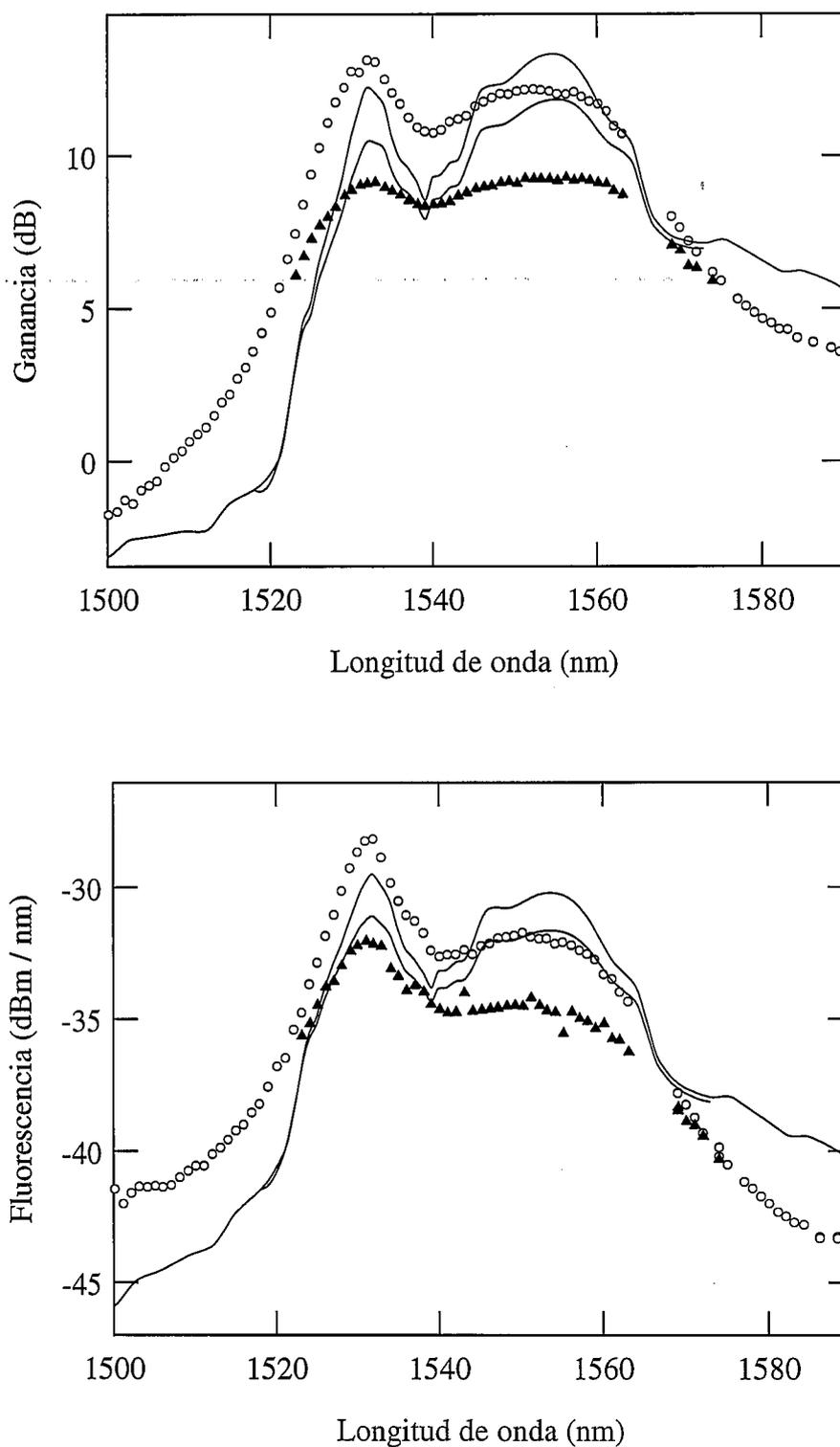
**Fig. 5.20** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra C de 13.47 m de longitud y dos señales: 10  $\mu\text{W}$  (círculos) y 100  $\mu\text{W}$  (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 9.8 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm).



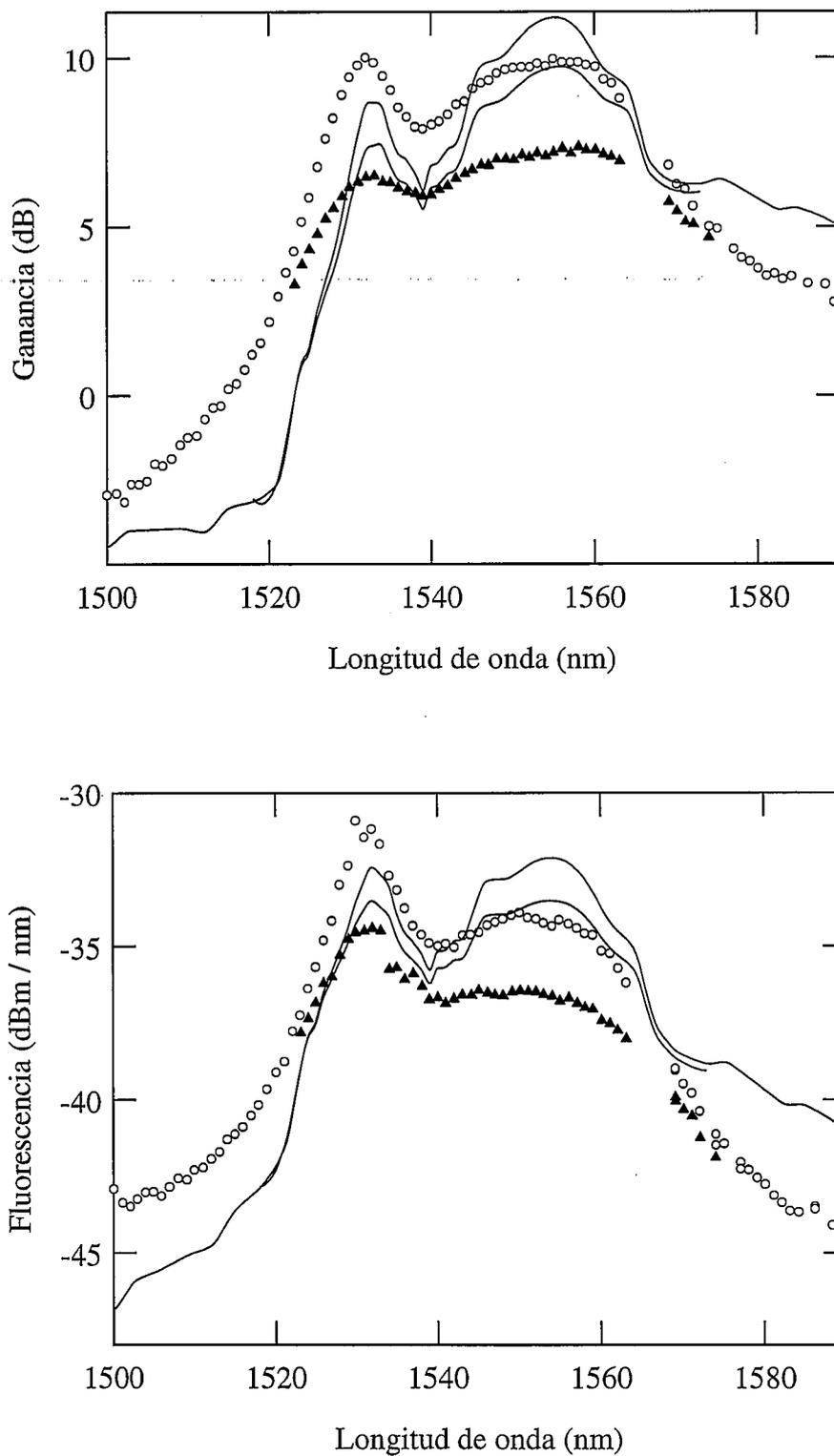
**Fig. 5.21** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra C de 13.47 m de longitud y dos señales: 10  $\mu\text{W}$  (círculos) y 100  $\mu\text{W}$  (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 1480 nm. La potencia de bombeo es de 15.9 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm).



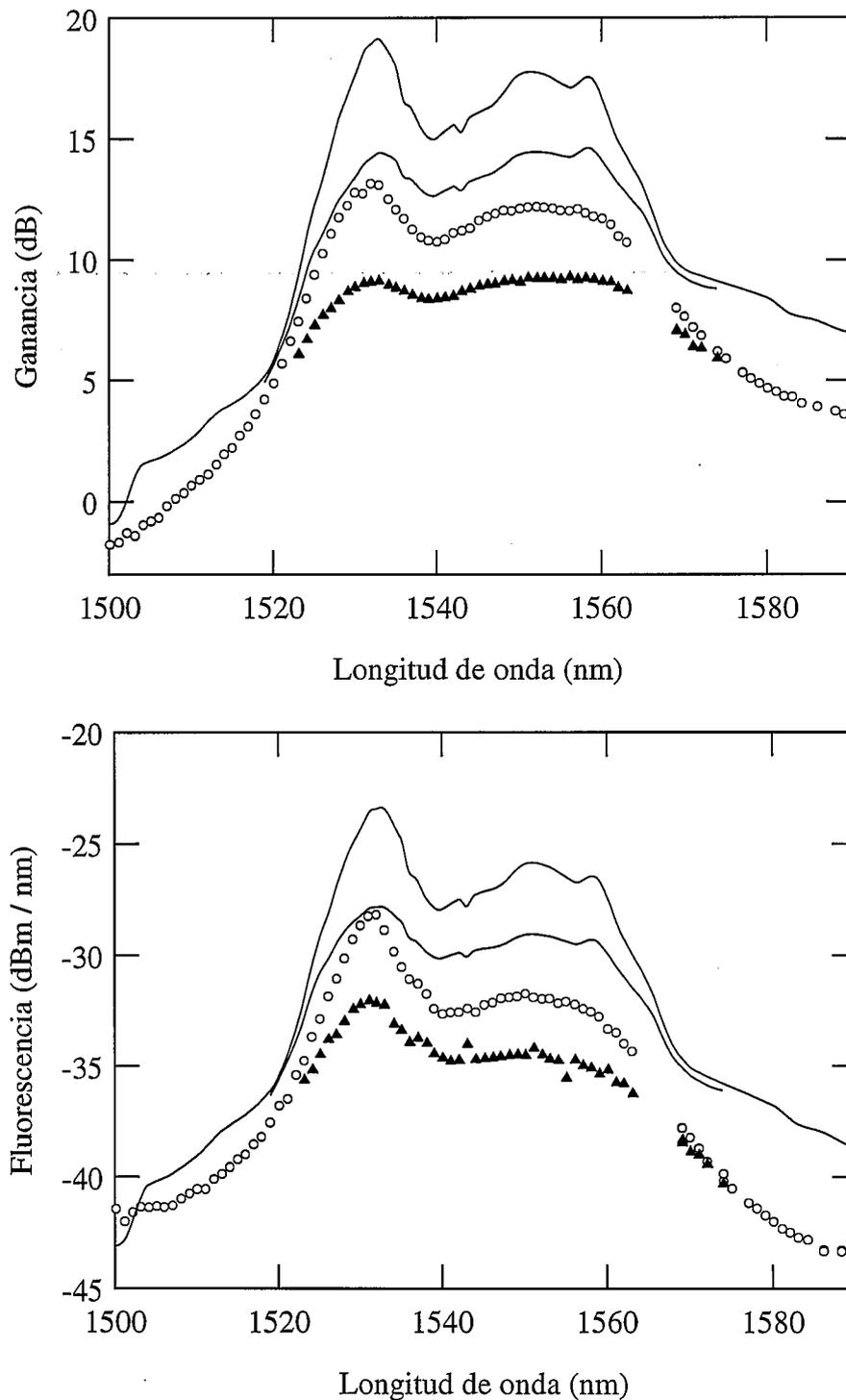
**Fig. 5.22** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra C de 13.47 m de longitud y dos señales: 10  $\mu\text{W}$  (círculos) y 100  $\mu\text{W}$  (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 1480 nm. La potencia de bombeo es de 9.8 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm).



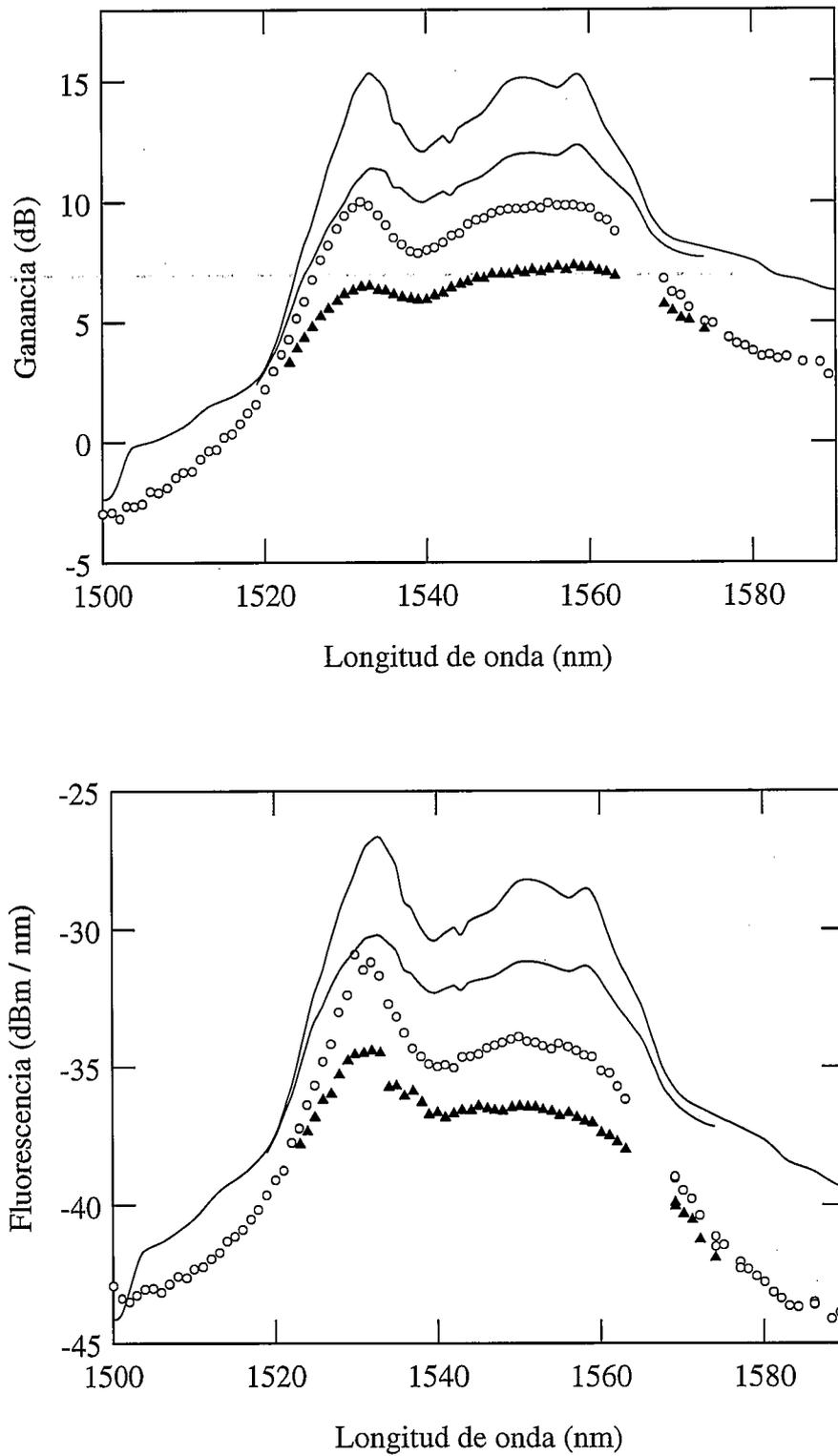
**Fig. 5.23** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra E de 6.39 m de longitud y dos señales: 10  $\mu\text{W}$  (círculos) y 100  $\mu\text{W}$  (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 16.1 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm).



**Fig. 5.24** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra E de 6.39 m de longitud y dos señales: 10  $\mu\text{W}$  (círculos) y 100  $\mu\text{W}$  (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 9.8 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm).



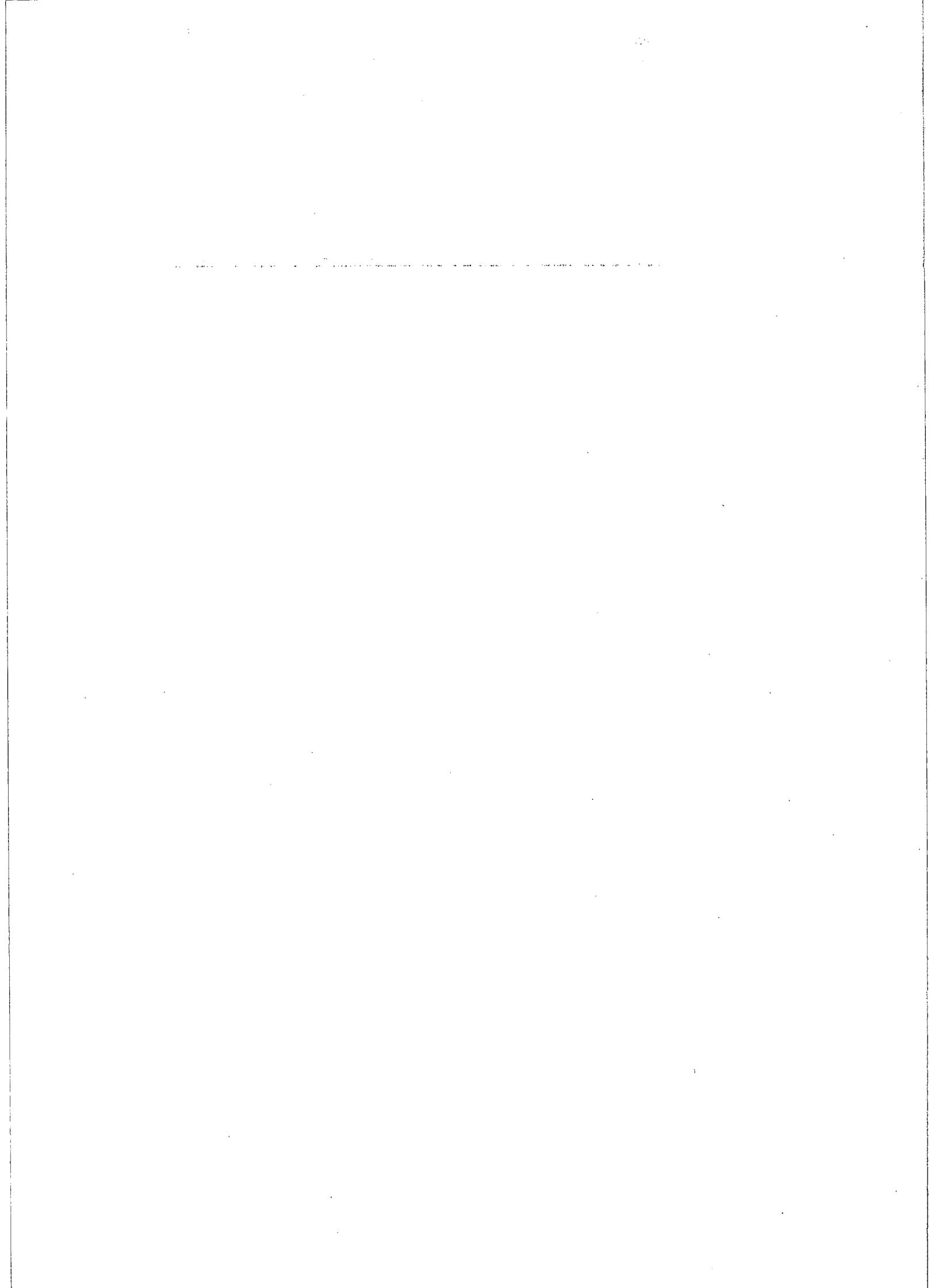
**Fig. 5.25** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra E de 6.39 m de longitud y dos señales: 10  $\mu\text{W}$  (círculos) y 100  $\mu\text{W}$  (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 1480 nm. La potencia de bombeo es de 16.1 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm).



**Fig. 5.26** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra E de 6.39 m de longitud y dos señales: 10  $\mu\text{W}$  (círculos) y 100  $\mu\text{W}$  (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 1480 nm. La potencia de bombeo es de 9.8 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm).

La tendencia general que se observa en esta comparación es que la concordancia resulta aceptable si la longitud de onda de bombeo coincide con la empleada para deducir los coeficientes de emisión. En caso contrario, el acuerdo teoría - experimento es apreciablemente peor (la única excepción a esta tendencia se observa con el modelo de fibra E y la longitud de onda de bombeo de 1480 nm). Este hecho pone de manifiesto, una vez más, el carácter efectivo de los parámetros que se introducen en el modelo.

En la literatura podemos encontrar varios trabajos en los que se realizan comparaciones teoría - experimento de ganancia o de fluorescencia (casi siempre por separado; raramente se estudian ambas en un mismo trabajo). Los parámetros activos que se consideran para los cálculos se deducen por ajuste a la curva experimental que se pretende comparar con los resultados teóricos [1, 12, 20, 46, 50, 51, 52], o bien la comparación se limita a la forma de los perfiles espectrales [53]. Sin embargo, en la comparación que presentamos, los parámetros activos se extraen de un primer experimento y, con ellos, se calculan los resultados de un segundo experimento totalmente diferente. Pensamos que ésta es la forma de proceder que garantiza la verificación de la capacidad de predicción del modelo. Las diferencias que obtenemos entre teoría y experimento son similares a las que aparecen en las referencias anteriores, por lo que consideramos probada la utilidad del método de caracterización.



Las pendientes obtenidas de los ajustes son las que se recogen en la siguiente tabla.

**TABLA 4.5** - Pendientes  $\theta(z)$  (en  $s^{-1}$ ) obtenidas de las medidas realizadas con una muestra de fibra B de 103 cm, con  $\lambda_p = 980$  nm.

	$z = 29$ cm	$z = 52$ cm	$z = 76$ cm
$P_p = 31.0$ mW	1183	915	726
$P_p = 19.6$ mW	762	577	438

Utilizando la expresión 3-18, cada pareja de pendientes obtenidas con un mismo bombeo nos proporciona un valor del coeficiente de absorción de bombeo. Mostramos estos resultados en la tabla siguiente.

**TABLA 4.6** - Coeficientes de absorción de bombeo ( $m^{-1}$ ) obtenidos al aplicar la expresión 3-18 con cada combinación de dos pendientes de entre las tres obtenidas con cada potencia de bombeo.

	(29 cm, 52 cm)	(29 cm, 76 cm)	(52 cm, 76 cm)
$P_p = 31.0$ mW	1.12	1.04	0.96
$P_p = 19.6$ mW	1.21	1.18	1.15

En la tabla puede observarse una apreciable dispersión de los resultados, lo cual pone de manifiesto claramente que el método experimental no ofrece una precisión suficiente como para obtener con él valores definitivos (no obstante, éste es precisamente el caso en que la dispersión resulta más acentuada).

Finalmente, utilizamos la expresión 3-19 para averiguar el valor del cociente  $\eta_2/(\eta_0 N_T)$  (teniendo en cuenta que  $\gamma_e(v_p) = 0$ ). Para ello, el valor de  $\gamma_a(v_p)$  que se introduce en la expresión es  $1.04$   $m^{-1}$  en los casos en que  $P_p = 31$  mW y  $1.18$   $m^{-1}$  en los casos en que  $P_p = 19.6$  mW. Como puede observarse, dichos valores son los obtenidos al considerar los puntos  $z_1$  y  $z_3$  a la hora de aplicar la expresión 3-18. Son los valores más fiables, puesto que, como ya se ha comentado, es

conveniente comparar medidas correspondientes a puntos tan alejados como sea posible (además cada uno de ellos coincide con el promedio de los resultados obtenidos con las tres combinaciones de parejas; sin embargo, aclaremos que el promedio de estas tres medidas no es significativo: el resultado de la combinación  $(z_1, z_3)$  es siempre igual a la media de los valores resultantes de las combinaciones  $(z_1, z_2)$  y  $(z_2, z_3)$  ponderados respectivamente por las diferencias  $z_2 - z_1$  y  $z_3 - z_2$ ).

**TABLA 4.7** - Cocientes  $\frac{\eta_2(v_p, t_M)}{\eta_0(v_p) N_T}$  (en m) obtenidos a partir de la expresión 3-18 y de los

valores de las pendientes que figuran en la tabla 4.5. Para los casos de  $P_p = 31 \text{ mW}$ , se toma  $\gamma_a(v_p) = 1.04 \text{ m}^{-1}$ . Para los casos de  $P_p = 19.6 \text{ mW}$ , se toma  $\gamma_a(v_p) = 1.18 \text{ m}^{-1}$ .

	$z = 29 \text{ cm}$	$z = 52 \text{ cm}$	$z = 76 \text{ cm}$
$P_p = 31.0 \text{ mW}$	$9.53 \times 10^{-15}$	$9.35 \times 10^{-15}$	$9.53 \times 10^{-15}$
$P_p = 19.6 \text{ mW}$	$8.67 \times 10^{-15}$	$8.56 \times 10^{-15}$	$8.63 \times 10^{-15}$

A continuación, presentamos los resultados correspondientes al resto de las fibras cuando son bombeadas con las dos fuentes de que disponemos. No se ha creído necesario presentar los gráficos de todas las zonas lineales de las diferentes curvas de subida de  $\tilde{N}_{2r}(z)$ . En el resto de los casos, facilitamos únicamente el valor de las pendientes de las rectas de ajuste. Por otra parte, señalemos que, por diferentes motivos, no hemos efectuado el mismo número de medidas en todos los casos. De cualquier manera, en todos ellos el número de medidas es más que suficiente (en principio, no es necesario efectuar más que dos medidas con la misma potencia de bombeo en dos coordenadas axiales).

**FIBRA C -  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$** **TABLA 4.8** - Pendientes  $\theta(z)$  (en  $s^{-1}$ ) obtenidas de las medidas realizadas con una muestra de fibra C de 292 cm, con  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ .

	$z = 53 \text{ cm}$	$z = 182 \text{ cm}$	$z = 259 \text{ cm}$
$P_p = 30.0 \text{ mW}$	1447	1025	847
$P_p = 24.2 \text{ mW}$	1173	833	664
$P_p = 21.1 \text{ mW}$	927	656	520

**TABLA 4.9** - Coeficientes de absorción de bombeo ( $m^{-1}$ ) obtenidos al aplicar la expresión 3-18 con cada combinación de dos pendientes de entre las obtenidas con cada potencia de bombeo.

	(53 cm, 182 cm)	(53 cm, 259 cm)	(182 cm, 259 cm)
$P_p = 30.0 \text{ mW}$	0.27	0.26	0.25
$P_p = 24.2 \text{ mW}$	0.27	0.28	0.29
$P_p = 21.1 \text{ mW}$	0.27	0.28	0.30

**TABLA 4.10** - Cocientes  $\frac{\eta_2(v_p, t_M)}{\eta_0(v_p) N_T}$  (en m) obtenidos a partir de la expresión 3-19 y de los

valores de las pendientes que figuran en la tabla 4.8. Para efectuar los cálculos, se toma

$$\gamma_a(v_p) = 0.27 \text{ m}^{-1}.$$

	$z = 53 \text{ cm}$	$z = 182 \text{ cm}$	$z = 259 \text{ cm}$
$P_p = 30.0 \text{ mW}$	$3.93 \times 10^{-14}$	$3.94 \times 10^{-14}$	$4.02 \times 10^{-14}$
$P_p = 24.2 \text{ mW}$	$3.89 \times 10^{-14}$	$3.92 \times 10^{-14}$	$3.84 \times 10^{-14}$
$P_p = 21.1 \text{ mW}$	$3.93 \times 10^{-14}$	$3.94 \times 10^{-14}$	$3.83 \times 10^{-14}$

**FIBRA E -  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$**

**TABLA 4.11** - Pendientes  $\theta(z)$  (en  $s^{-1}$ ) obtenidas de las medidas realizadas con una muestra de fibra E de 123 cm, con  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ .

	$z = 40 \text{ cm}$	$z = 76 \text{ cm}$	$z = 111 \text{ cm}$
$P_p = 29.8 \text{ mW}$	1530	1060	768
$P_p = 17.8 \text{ mW}$	830	663	500

**TABLA 4.12** - Coeficientes de absorción de bombeo ( $m^{-1}$ ) obtenidos al aplicar la expresión 3-18 con cada combinación de dos pendientes de entre las tres obtenidas con cada potencia de bombeo.

	(40 cm, 76 cm)	(40 cm, 111 cm)	(76 cm, 111 cm)
$P_p = 29.8 \text{ mW}$	1.02	0.97	0.92
$P_p = 17.8 \text{ mW}$	0.62	0.71	0.80

**TABLA 4.13** - Cocientes  $\frac{\eta_2(v_p, t_M)}{\eta_0(v_p) N_T}$  (en m) obtenidos a partir de la expresión 3-19 y de los valores de las pendientes que figuran en la tabla 4.11. Para los casos de  $P_p = 29.8 \text{ mW}$ , se toma  $\gamma_a(v_p) = 0.97 \text{ m}^{-1}$ . Para los casos de  $P_p = 17.8 \text{ mW}$ , se toma  $\gamma_a(v_p) = 0.71 \text{ m}^{-1}$ .

	$Z = 40 \text{ cm}$	$z = 76 \text{ cm}$	$z = 111 \text{ cm}$
$P_p = 29.8 \text{ mW}$	$1.51 \times 10^{-14}$	$1.49 \times 10^{-14}$	$1.51 \times 10^{-14}$
$P_p = 17.8 \text{ mW}$	$1.62 \times 10^{-14}$	$1.67 \times 10^{-14}$	$1.61 \times 10^{-14}$

**FIBRA B -  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$**

**TABLA 4.14** - Pendientes  $\theta(z)$  (en  $s^{-1}$ ) obtenidas de las medidas realizadas con una muestra de fibra B de 91 cm, con  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ .

	$z = 21 \text{ cm}$	$z = 72 \text{ cm}$
$P_p = 23.7 \text{ mW}$	863	723
$P_p = 20.6 \text{ mW}$	804	677
$P_p = 15.6 \text{ mW}$	608	512

**TABLA 4.15** - Coeficientes de absorción de bombeo ( $m^{-1}$ ) obtenidos al aplicar la expresión 3-18 con cada pareja de pendientes medida con cada potencia de bombeo.

Pot. de bombeo	$\gamma_a(v_p)$
23.7 mW	$0.35 \text{ m}^{-1}$
20.6 mW	$0.34 \text{ m}^{-1}$
15.6 mW	$0.34 \text{ m}^{-1}$

**TABLA 4.16** - Cocientes  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] \frac{\eta_2(v_p, t_M)}{\eta_0(v_p) N_T}$  obtenidos a partir de la expresión 3-19

y de los valores de las pendientes que figuran en la tabla 4.14. Para realizar el cálculo, se toma en todos los casos  $\gamma_a(v_p) = 0.34 \text{ m}^{-1}$  y  $\lambda_p = 1470 \text{ nm}$ .

	$z = 21 \text{ cm}$	$z = 72 \text{ cm}$
$P_p = 23.7 \text{ mW}$	$4.81 \times 10^{-15}$	$4.79 \times 10^{-15}$
$P_p = 20.6 \text{ mW}$	$5.12 \times 10^{-15}$	$5.12 \times 10^{-15}$
$P_p = 15.6 \text{ mW}$	$4.94 \times 10^{-15}$	$4.94 \times 10^{-15}$

**FIBRA C -  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$**

**TABLA 4.17** - Pendientes  $\theta(z)$  (en  $s^{-1}$ ) obtenidas de las medidas realizadas con una muestra de fibra C de 359 cm, con  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ .

	$z = 39 \text{ cm}$	$z = 204 \text{ cm}$	$z = 323 \text{ cm}$
$P_p = 23.3 \text{ mW}$	1288	1020	898
$P_p = 20.9 \text{ mW}$	1190	947	817
$P_p = 15.3 \text{ mW}$	907	736	615

**TABLA 4.18** - Coeficientes de absorción de bombeo ( $m^{-1}$ ) obtenidos al aplicar la expresión 3-18 con cada combinación de parejas de pendientes medidas con cada potencia de bombeo.

	(39 cm, 204 cm)	(39 cm, 323 cm)	(204 cm, 323 cm)
$P_p = 23.3 \text{ mW}$	0.14	0.13	0.11
$P_p = 20.9 \text{ mW}$	0.14	0.14	0.13
$P_p = 15.3 \text{ mW}$	0.13	0.14	0.15

**TABLA 4.19** - Cocientes  $[\gamma_a(\nu_p) + \gamma_e(\nu_p)] \frac{\eta_2(\nu_p, t_M)}{\eta_0(\nu_p) N_T}$  obtenidos a partir de la expresión 3-19

y de los valores de las pendientes que figuran en la tabla 4.17. Para realizar el cálculo, se toma en todos los casos  $\gamma_a(\nu_p) = 0.14 \text{ m}^{-1}$  y  $\lambda_p = 1470 \text{ nm}$ .

	$z = 39 \text{ cm}$	$z = 204 \text{ cm}$	$z = 323 \text{ cm}$
$P_p = 23.3 \text{ mW}$	$7.32 \times 10^{-15}$	$7.30 \times 10^{-15}$	$7.62 \times 10^{-15}$
$P_p = 20.9 \text{ mW}$	$7.50 \times 10^{-15}$	$7.52 \times 10^{-15}$	$7.67 \times 10^{-15}$
$P_p = 15.3 \text{ mW}$	$7.61 \times 10^{-15}$	$7.79 \times 10^{-15}$	$7.68 \times 10^{-15}$

**FIBRA E -  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$**

**TABLA 4.20** - Pendientes  $\theta(z)$  (en  $s^{-1}$ ) obtenidas de las medidas realizadas con una muestra de fibra E de 122 cm, con  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ .

	$z = 34 \text{ cm}$	$z = 72 \text{ cm}$	$z = 106 \text{ cm}$
$P_p = 23.4 \text{ mW}$	1188	1050	937
$P_p = 18.0 \text{ mW}$	964	844	
$P_p = 15.5 \text{ mW}$	836	747	659

**TABLA 4.21** - Coeficientes de absorción de bombeo ( $m^{-1}$ ) obtenidos al aplicar la expresión 3-18 con cada pareja de pendientes medida con cada potencia de bombeo.

	(34 cm, 72 cm)	(34 cm, 106 cm)	(72 cm, 106 cm)
$P_p = 23.4 \text{ mW}$	0.32	0.33	0.33
$P_p = 18.0 \text{ mW}$	0.35		
$P_p = 15.5 \text{ mW}$	0.30	0.33	0.37

**TABLA 4.22** - Cocientes  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] \frac{\eta_2(v_p, t_M)}{\eta_0(v_p) N_T}$  obtenidos a partir de la expresión 3-19

y de los valores de las pendientes que figuran en la tabla 4.20. Para realizar el cálculo, se toma en todos los casos  $\gamma_a(v_p) = 0.33 \text{ m}^{-1}$  y  $\lambda_p = 1470 \text{ nm}$ .

	$z = 34 \text{ cm}$	$z = 72 \text{ cm}$	$z = 106 \text{ cm}$
$P_p = 23.4 \text{ mW}$	$7.11 \times 10^{-15}$	$7.16 \times 10^{-15}$	$7.16 \times 10^{-15}$
$P_p = 18.0 \text{ mW}$	$7.33 \times 10^{-15}$	$7.32 \times 10^{-15}$	
$P_p = 15.5 \text{ mW}$	$7.28 \times 10^{-15}$	$7.43 \times 10^{-15}$	$7.32 \times 10^{-15}$

**Parámetros exactos: ajuste de las curvas completas.**

El estudio del inicio de la subida de fluorescencia transversal ha servido para obtener algunos datos acerca de las diferentes muestras de fibra empleadas. Teniendo en cuenta los problemas experimentales que nos encontramos al registrar los primeros puntos del proceso de subida, cualquier valor deducido a partir de ellos no puede tomarse más que como un dato aproximado. Y, en cualquier caso, no se ha conseguido todavía la información suficiente para completar la caracterización. Intentaremos lograrla mediante el estudio de la curva completa de subida de fluorescencia transversal.

Recordemos que dicha curva, una vez normalizada, viene dada por dos ecuaciones diferenciales acopladas, 2-27 y 3-14. Los parámetros activos de la fibra que aparecen en estas ecuaciones son, por una parte,  $\gamma_e(v_p)$  y  $N_T$ , que, como se comentó en el capítulo 3, aparecen siempre asociados dentro del cociente  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] / N_T$ . Dicho cociente es uno de los parámetros de ajuste. Por otra parte, en los factores de solapamiento se engloba la información referente al perfil transversal de dopante, que puede caracterizarse mediante una función con tantos parámetros como se desee. Y, por último, interviene también el coeficiente de absorción de bombeo,  $\gamma_a(v_p)$ . Todos ellos son desconocidos, aunque disponemos de algunas "pistas": el inicio de la subida de fluorescencia transversal nos ha proporcionado valores aproximados del coeficiente de absorción de bombeo y del cociente  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] \eta_2(v_p, t_M) / \eta_0(v_p) N_T$ . Como se mostró en el capítulo 3, dado un perfil de dopante conocer el cociente anterior es equivalente a conocer  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] / N_T$ . Por lo tanto, deberemos manejar unos parámetros en principio totalmente desconocidos, que son los característicos del perfil de dopante, y otros cuyo valor aproximado conocemos, que son  $\gamma_a(v_p)$  y  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] / N_T$ . El modo de averiguar los valores de los diferentes parámetros consiste en calcular las curvas de subida correspondientes a distintas combinaciones de valores y escoger la combinación que dé lugar a la curva más parecida a la experimental.

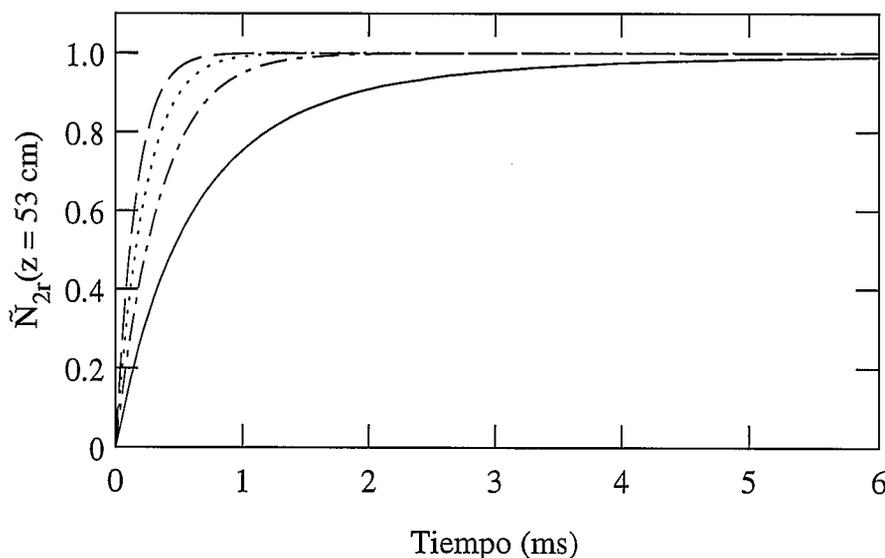
Debemos señalar que para resolver el sistema compuesto por las ecuaciones 2-27 y 3-14 necesitamos conocer la distribución modal que adopta la luz de bombeo. Cuando la propagación es monomodo, se mantiene la hipótesis habitual: se toma como perfil modal el correspondiente a

perfil de índice tipo salto. En cambio, si la propagación es multimodo es más complicado justificar la elección de un perfil modal u otro. Podemos conocer todas las características pasivas de la fibra, con lo cual sabemos qué modos van a excitarse con la longitud de onda de bombeo y cuál es el perfil de cada uno de ellos. Sin embargo, debido a las curvaturas, las torsiones y las irregularidades de la fibra dopada, es imposible predecir cuál es la proporción de la potencia total que le corresponde a cada modo. Por ello, en principio este método no parece aplicable con propagación multimodo. Pero revisemos de nuevo algunas de las hipótesis que empleamos. La necesidad de conocer el perfil modal de la luz que se propaga dentro de la fibra es debida a que, sin ese dato, no es posible calcular la distribución transversal de población ( $n_{2r}(z, r, \varphi)$ ). Ahora bien, el otro dato necesario para realizar este cálculo es la distribución de dopante, y dicho dato es desconocido (precisamente, es uno de los parámetros que queremos determinar). En las ecuaciones del modelo desarrollado en el capítulo segundo, tanto la distribución de dopante como el perfil de índice aparecen únicamente dentro de la expresión de los factores de solapamiento. Por lo tanto, si consideráramos un perfil de índice y una distribución de dopante diferentes de los reales, pero que, introducidos en las expresiones de los factores de solapamiento, dieran como resultado los valores reales de  $\eta_2$  y  $\eta_0$ , cualquier cálculo que se realice con el modelo proporcionará el mismo resultado que si los perfiles considerados hubieran sido los reales. Como consecuencia, aunque la propagación sea multimodo, podemos intentar realizar los ajustes tomando como perfil modal el correspondiente al modo fundamental del perfil tipo salto y tratando de encontrar el perfil de dopante que, junto con dicho perfil modal, dé como resultado un factor de solapamiento correcto.

Todavía podemos profundizar más en las hipótesis de partida y recordar que el perfil de dopante "real" es diferente en cada sección transversal que consideremos, mientras que nosotros suponemos que permanece constante a lo largo de la fibra. Es más, ni siquiera sabemos con seguridad que el perfil de índice sea tipo salto, ni tampoco si a lo largo de la fibra las características pasivas se mantienen uniformes (con una fibra pasiva esta cuestión no se plantea, pero conseguir características uniformes a lo largo de una fibra activa es técnicamente más complejo). Así pues, si mediante el ajuste de las curvas experimentales obtenemos un perfil de dopante, hemos de ser conscientes de su verdadero significado. Desde luego, queda claro que dicho perfil no será "real". En todo caso, podría parecerse al promedio de los diferentes perfiles

de cada sección transversal, pero tampoco eso es seguro. Simplemente, los perfiles que obtengamos serán efectivos: no tienen por qué ser parecidos a la realidad, pero deben reproducir correctamente el comportamiento de la fibra dopada.

Comencemos a describir los primeros intentos de ajuste. Al no disponer de datos acerca de la distribución de dopante, en principio se probó con perfiles de tipo salto, tal y como suele suponerse habitualmente. En tal caso, el número de parámetros a determinar se reduce considerablemente: simplemente debemos averiguar el valor del coeficiente de absorción, que aproximadamente ya conocemos, y el valor del cociente  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] / N_T$ , cuyo valor aproximado también puede calcularse a partir del obtenido para  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] \eta_2(v_p, t) / \eta_0(v_p) N_T$ . Es decir, con la presunción de distribución transversal de dopante de tipo salto el proceso de caracterización se encuentra casi terminado. Ilustramos en la figura 4.24 la comparación entre una curva experimental de subida de fluorescencia transversal correspondiente a la fibra C, con longitud de onda de bombeo de 980 nm, y diversos cálculos



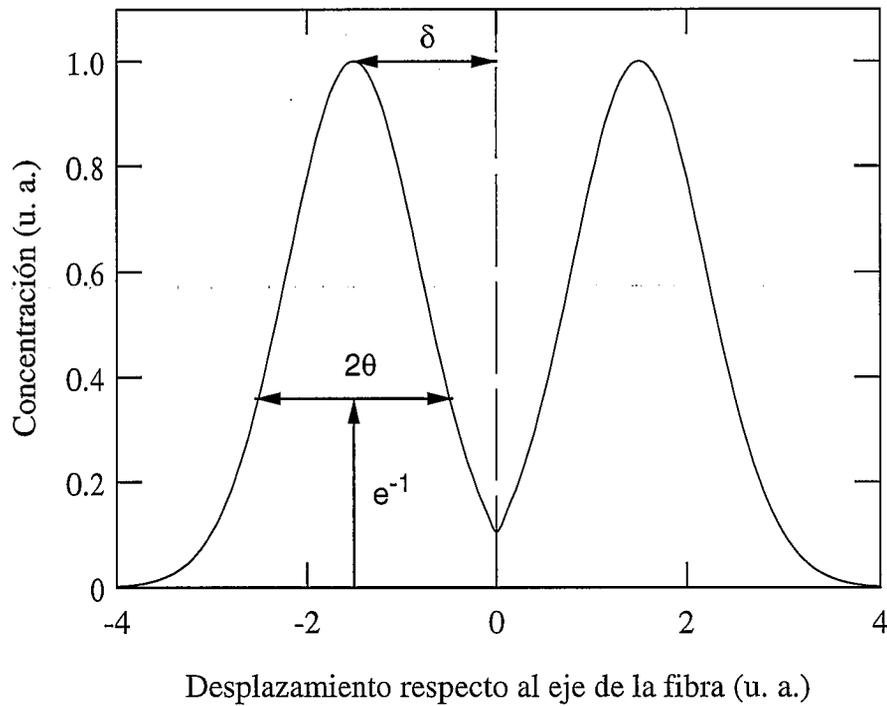
**Fig. 4.24** - Comparación de la curva experimental (línea continua) de subida de fluorescencia transversal, obtenida en una muestra de fibra C de 2.92 m, con bombeo de 30 mW ( $\lambda_p = 980$  nm), con curvas teóricas calculadas suponiendo perfil de dopante tipo salto y diferentes valores de  $\gamma_a(v_p)$  y  $N_T$ :  $\gamma_a(v_p) = 0.27 \text{ m}^{-1}$  y  $N_T = 2.538 \times 10^{13}$  iones/m (valores aproximados obtenidos previamente) (.....),  $\gamma_a(v_p) = 0.324 \text{ m}^{-1}$  y  $N_T = 2.137 \times 10^{13}$  (— · — · — ·),  $\gamma_a(v_p) = 0.216 \text{ m}^{-1}$  y  $N_T = 3.205 \times 10^{13}$  (— — — —).

teóricos variando los parámetros  $\gamma_a(v_p)$  y  $N_T$  hasta un 20 % con respecto a los valores aproximados previamente obtenidos (como para esta longitud de onda de bombeo  $\gamma_e = 0$ , se ha preferido expresar los resultados en función de  $N_T$  en lugar de hacerlo en función del cociente  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] / N_T$ ). El valor de  $N_T$  se deduce fácilmente de los datos aproximados porque el cociente de los coeficientes de acoplamiento resulta ser prácticamente la unidad cuando el perfil es de tipo salto. Como puede apreciarse, los resultados no son nada afortunados. Y parecida suerte se tiene cuando se realiza la comparación en cualquier otro caso con éste o con uno de los otros modelos de fibra. En consecuencia, debemos descartar la posibilidad de describir el perfil de dopante mediante una función de tipo salto y buscar otras funciones más adecuadas.

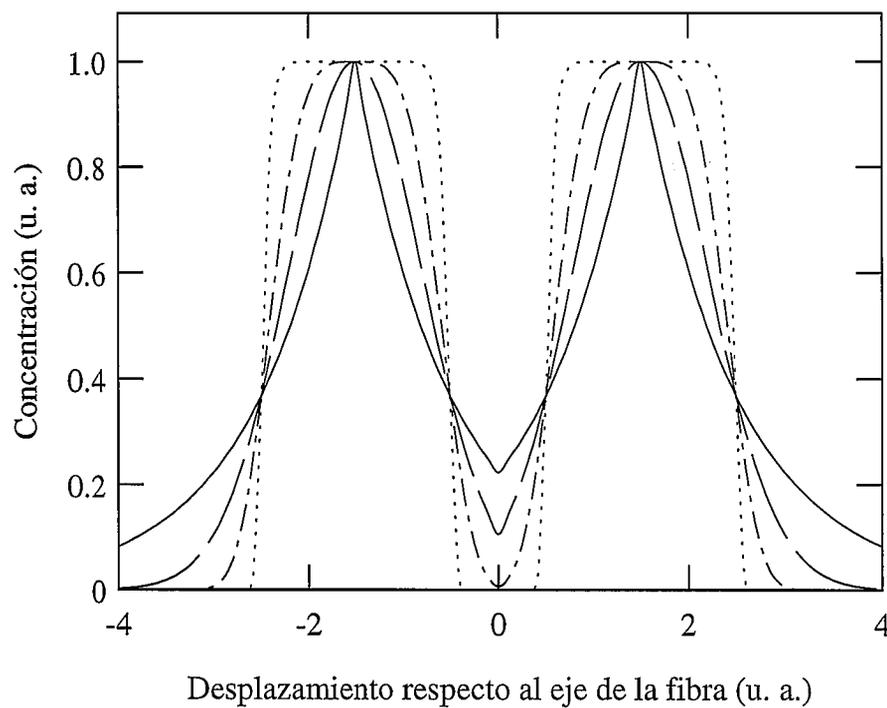
Si habitualmente se utiliza el perfil de dopante tipo salto es porque la función exacta suele desconocerse y, puestos a elegir, se escoge una que simplifique los cálculos al máximo y se confía en que la distribución transversal de dopante no influya de manera decisiva en los resultados (en seguida daremos curvas de subida de fluorescencia transversal calculada con otro tipo de perfiles, y adelantamos que quedará claro que la influencia de la elección del perfil en los resultados es muy apreciable). Lo que sí es indudable es que las medidas de distribución transversal de dopante que aparecen en la literatura tienen poco que ver con perfiles de tipo salto [32, 33, 34, figura 2.1]. Más bien se asemejan a funciones gaussianas, centradas o no en el eje de la fibra. Por ello, probamos a describir el perfil de dopante con una función como la siguiente:

$$f(r) = n_M \exp \left\{ - \left( \frac{|r - \delta|}{\theta} \right)^\beta \right\} . \quad (4-5)$$

El motivo por el que se escoge una función así es porque variando sus diferentes parámetros libres podemos conseguir una amplia diversidad de perfiles, entre ellos algunos muy parecidos a los de la literatura e, incluso, perfiles de tipo salto. Jugando con los parámetros  $\delta$  y  $\theta$  podemos modificar, respectivamente, el desplazamiento del máximo respecto al origen y la anchura de la curva (fig. 4.25) y con el exponente,  $\beta$ , puede variarse la forma del perfil (fig. 4.26): picudo si  $\beta$  es próximo a 1, redondeado si  $\beta$  toma valores en torno a 2 o tendiendo a perfil rectangular si  $\beta$  se acerca a 8 ó 10 (en este último caso, se reproduce el perfil de tipo salto si, además,  $\delta = 0$ ). En cuanto a  $n_M$ , viene fijado por la concentración por unidad de longitud,  $N_T$ , y por lo tanto no es un parámetro libre.



**Fig. 4.25** - Aspecto de la función utilizada para caracterizar el perfil de dopante, con  $\beta = 2$ ,  $\delta = 1.5$  y  $\theta = 1$ . Puede observarse que el parámetro  $\theta$  determina la semianchura del perfil a una altura igual a la del máximo dividido por  $e$  (aproximadamente, el 36 % del máximo).



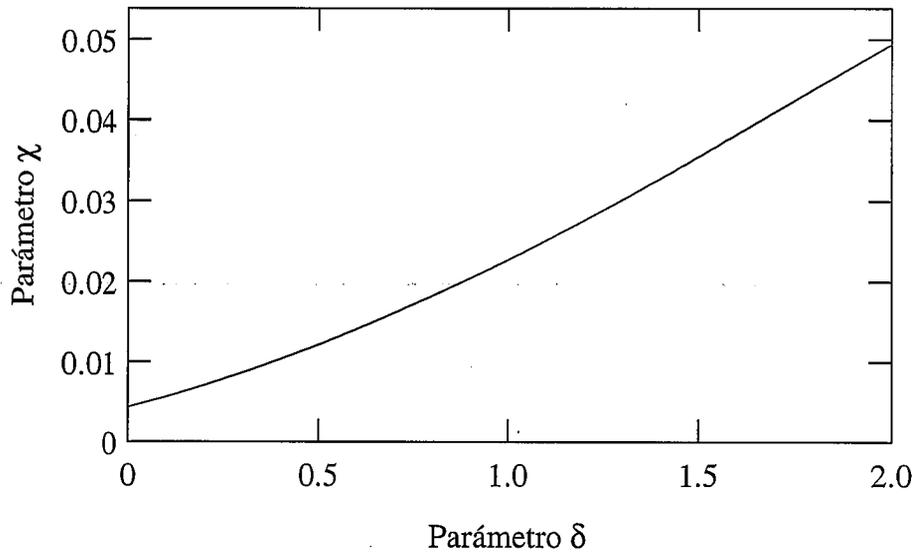
**Fig. 4.26** - Variación de la forma del perfil al modificar el parámetro  $\beta$ :  $\beta = 1$  (—————),  $\beta = 2$  (— — — —),  $\beta = 4$  (— · — · — ·),  $\beta = 8$  (· · · · · · · ·). En todos los casos,  $\delta = 1.5$  y  $\theta = 1$ .

Por otra parte, para cuantificar el parecido entre las curvas generadas teóricamente y las curvas experimentales utilizaremos el parámetro  $\chi$ , ya definido en el capítulo segundo con parecido propósito (2-39). Adaptamos su definición al caso que nos ocupa, con lo que toma la forma siguiente:

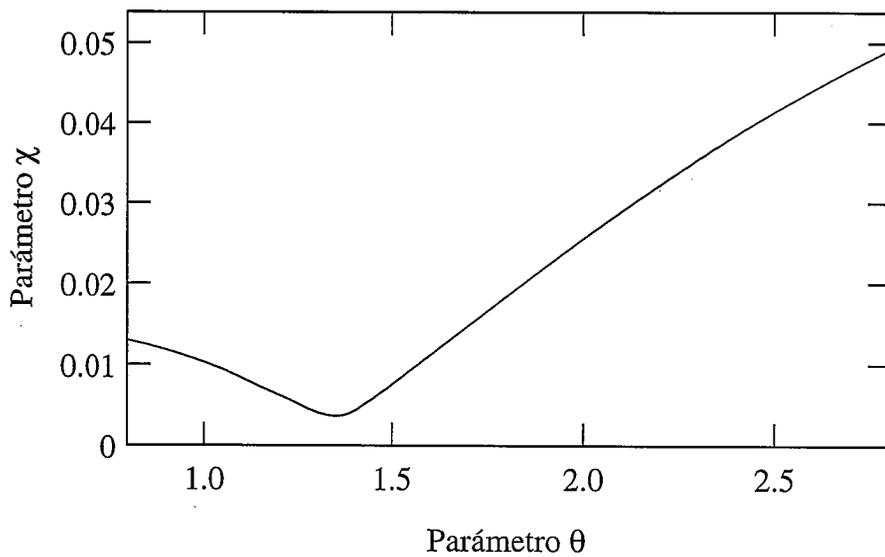
$$\chi = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{|\tilde{N}_{2r}^{ex}(z, j) - \tilde{N}_{2r}^{te}(z, j)|}{\tilde{N}_{2r}^{ex}(z, j)}, \quad (4-6)$$

en donde  $N$  es el número total de puntos de muestreo,  $\tilde{N}_{2r}^{ex}(z, j)$  es la población relativa experimental tomada en la coordenada axial  $z$ , en el instante de muestreo  $j$  y normalizada con respecto a la población relativa correspondiente al estado estacionario y  $\tilde{N}_{2r}^{te}(z, j)$  representa la misma magnitud pero calculada teóricamente.

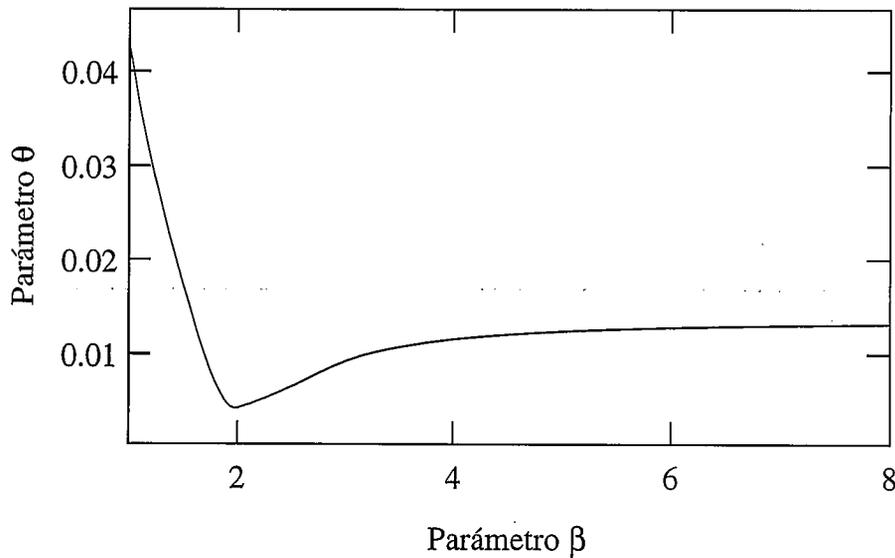
Las figuras 4.27 a 4.29 muestran cómo varía el parámetro  $\chi$  cuando se modifica alguno de los parámetros característicos del perfil. Por una parte, en la gráfica correspondiente a  $\delta$  se observa que el valor mínimo de  $\chi$  se obtiene cuando  $\delta = 0$ . Esta tendencia se repite sistemáticamente con todas las curvas de subida de la fluorescencia transversal que hemos manejado en este trabajo, por lo que el valor de  $\delta$  queda fijado en cero para todos los ajustes posteriores. La elección de los parámetros que reproduzcan las curvas de subida de  $\tilde{N}_{2r}(z, t)$  queda reducida, por lo tanto, a la elección de  $\beta$  y  $\theta$  y a la determinación más precisa tanto del coeficiente de absorción de bombeo,  $\gamma_a(v_p)$ , como del cociente  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] / N_T$ . El comportamiento de los cuatro parámetros libres resulta facilitar bastante el proceso de ajuste porque siempre que se fijan tres de ellos y se varía el cuarto se encuentra un único mínimo relativo de  $\chi$  (tenemos un ejemplo de ello en las figuras 4.28 y 4.29). Además, para valores superiores a 2 el comportamiento de  $\beta$  es normalmente bastante suave, por lo que suele dar buenos resultados fijar el valor de este parámetro en uno cualquiera en torno a 2 ó 3 y minimizar  $\chi$  jugando con los otros tres parámetros. Finalmente, si se fija el trío de valores que nos ha dado el  $\chi$  mínimo y se varía el exponente,  $\beta$ , puede conseguirse un ajuste todavía un poco más afinado.



**Fig. 4.27** - Ejemplo de la variación de  $\chi$  al modificar  $\delta$ , en el ajuste de la curva de subida de  $\tilde{N}_{2r}(t)$  correspondiente a  $z = 53$  cm registrada en una muestra de fibra C de 2.92 m a la que se le acopla una potencia de bombeo de 30 mW ( $\lambda_p = 980$  nm). Para estos cálculos se ha considerado  $\gamma_a(\lambda_p) = 0.27 \text{ m}^{-1}$ ,  $\eta_2(v_p, t_M) / \eta_0(v_p) N_T = 3,94 \times 10^{-14} \text{ m}^{-1}$ ,  $\beta = 2$  y  $\theta = 1.4 \mu\text{m}$ .

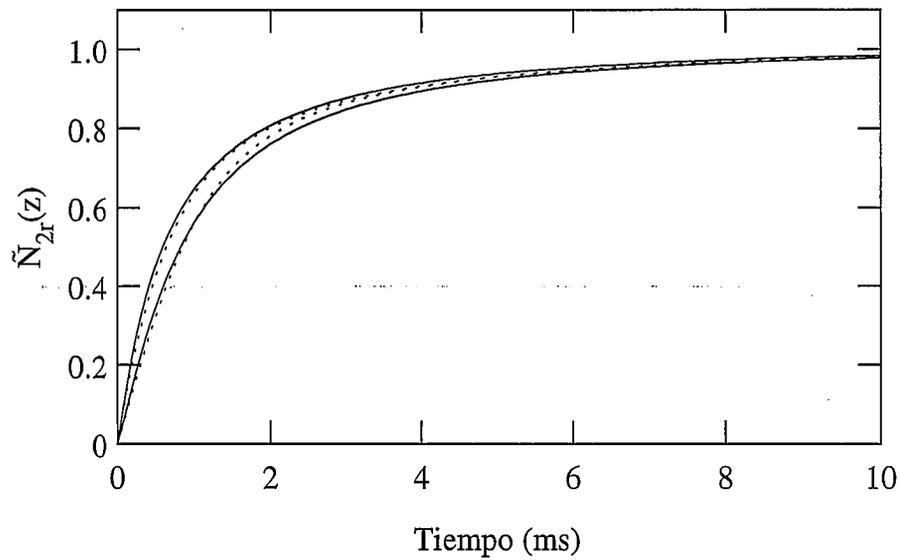


**Fig. 4.28** - Ejemplo de la variación de  $\chi$  al modificar  $\theta$ , en el ajuste de la curva de subida de  $\tilde{N}_{2r}(t)$  correspondiente a  $z = 53$  cm registrada en una muestra de fibra C de 2.92 m a la que se le acopla una potencia de bombeo de 30 mW ( $\lambda_p = 980$  nm). Para estos cálculos se ha considerado  $\gamma_a(\lambda_p) = 0.27 \text{ m}^{-1}$ ,  $\eta_2(v_p, t_M) / \eta_0(v_p) N_T = 3,94 \times 10^{-14} \text{ m}^{-1}$ ,  $\delta = 0$  y  $\beta = 2$ .

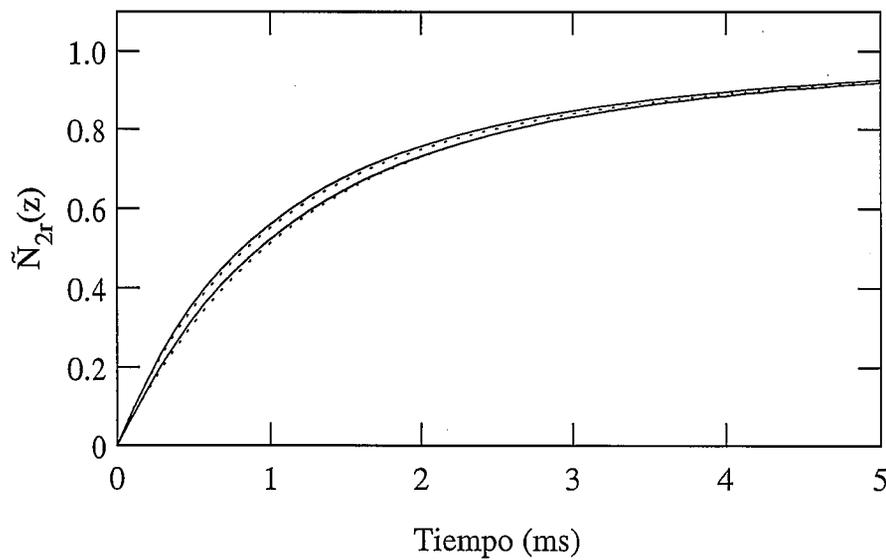


**Fig. 4.29** - Ejemplo de la variación de  $\chi$  al modificar  $\beta$ , en el ajuste de la curva de subida de  $\tilde{N}_{2r}(t)$  correspondiente a  $z = 53$  cm registrada en una muestra de fibra C de 2.92 m a la que se le acopla una potencia de bombeo de 30 mW ( $\lambda_p = 980$  nm). Para estos cálculos se ha considerado  $\gamma_a(\lambda_p) = 0.27$  m<sup>-1</sup>,  $\eta_2(v_p, t_M) / \eta_0(v_p) N_T = 3,94 \times 10^{-14}$  m<sup>-1</sup>,  $\delta = 0$  y  $\theta = 1.4$   $\mu$ m.

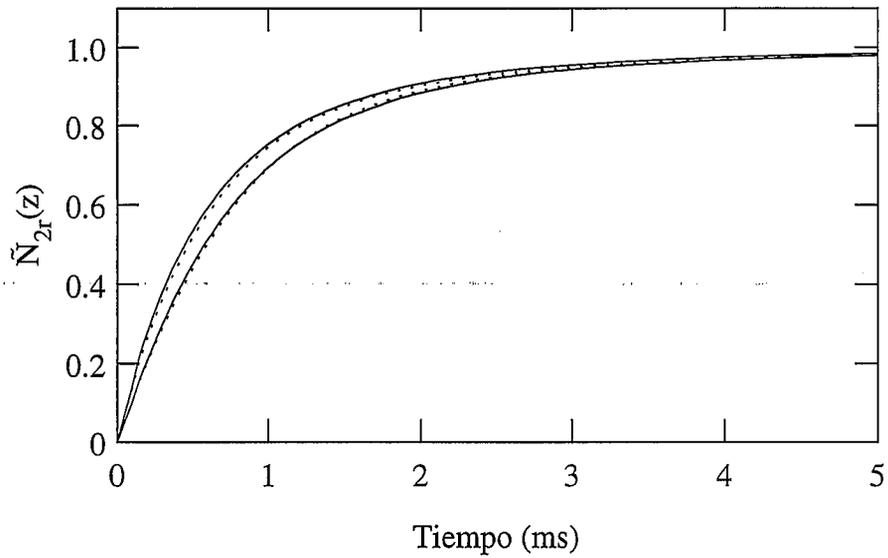
Una vez conseguida la mejor combinación de parámetros para una curva, se probó a reproducir con ellos otras medidas de  $\tilde{N}_{2r}(z, t)$  con la misma muestra de fibra, bien con otro bombeo o bien recogidas en otra coordenada axial. El resultado no fue demasiado satisfactorio, lo que obligó a revisar el método. Se encontró que existen diferentes combinaciones de los cuatro parámetros libres de los que disponemos con las cuales se obtienen valores muy parecidos de  $\chi$ . Además, si tenemos en cuenta que en la curva experimental se tiene una pequeña proporción de ruido, cuando la diferencia entre parámetros  $\chi$  es inferior a una cierta cota, dicha diferencia no es significativa. Para escoger la combinación de parámetros correcta debemos recurrir al ajuste de varias curvas recogidas con la misma muestra de fibra, para buscar la intersección de los respectivos conjuntos de combinaciones de parámetros con los que se obtienen ajustes aceptables. Con cada una de las tres fibras dopadas y con cada una de las dos longitudes de onda de bombeo utilizadas, se ha buscado un juego de parámetros que reproduzca los resultados de cuatro medidas de subida de  $\tilde{N}_{2r}(z, t)$  realizadas combinando dos potencias de bombeo con dos coordenadas axiales. Mostramos a continuación las curvas experimentales junto con sus curvas de ajuste correspondientes (figuras 4.30 a 4.35).



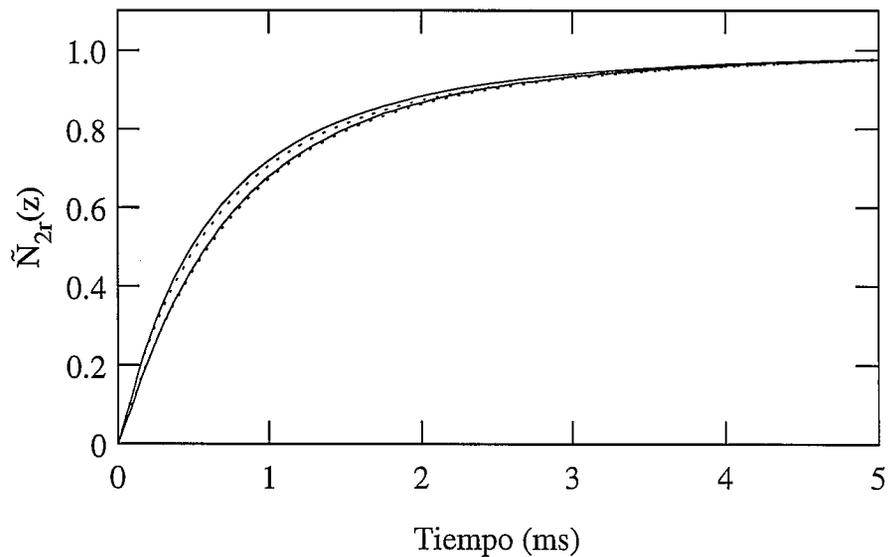
**Fig. 4.30** - Subida de la fluorescencia transversal en una muestra de fibra B de 1.03 m. Se representa con trazo continuo la curva experimental y con línea de puntos la curva de ajuste. La potencia de bombeo acoplada es de 31 mW ( $\lambda_p = 980$  nm). Se muestran curvas tomadas en dos coordenadas axiales:  $z = 29$  cm (subida más rápida) y  $z = 76$  cm (subida más lenta).



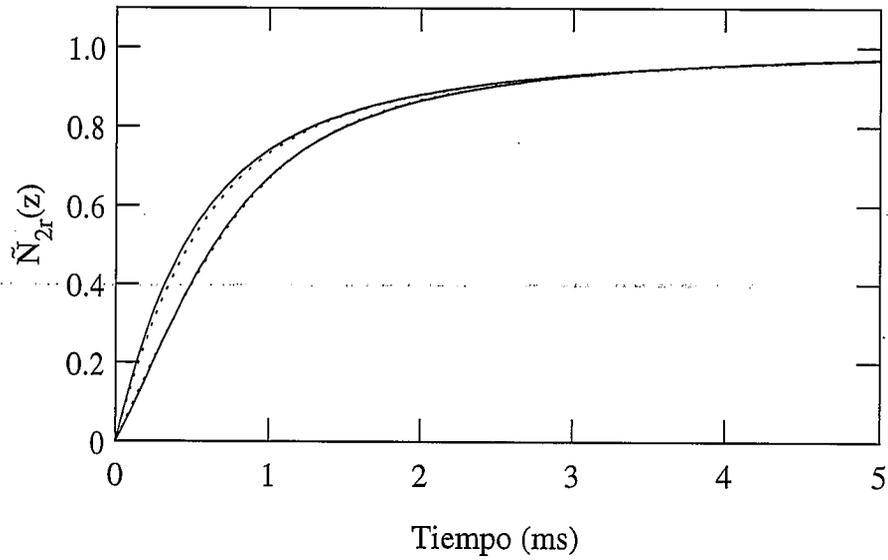
**Fig. 4.31** - Subida de la fluorescencia transversal en una muestra de fibra B de 0.91 m. Se representa con trazo continuo la curva experimental y con línea de puntos la curva de ajuste. La potencia de bombeo acoplada es de 23.7 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm). Se muestran curvas tomadas en dos coordenadas axiales:  $z = 21$  cm (subida más rápida) y  $z = 72$  cm (subida más lenta).



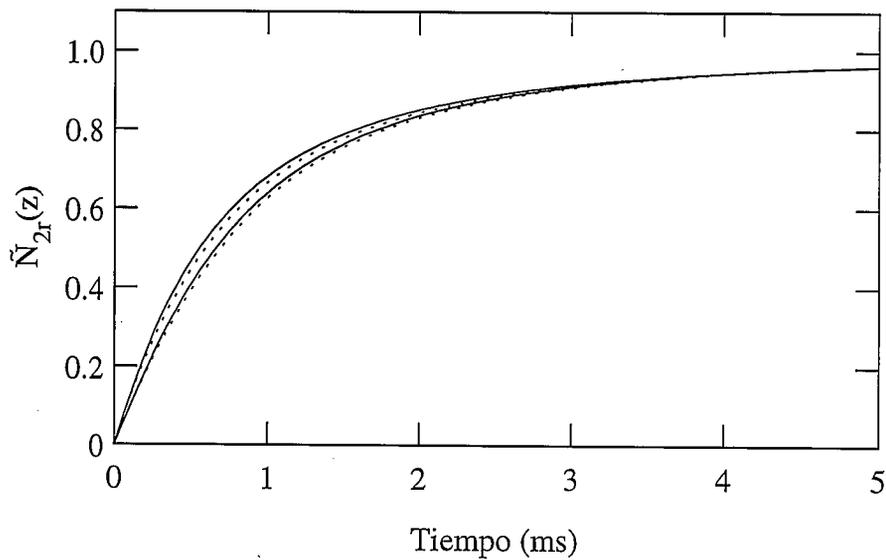
**Fig. 4.32** - Subida de la fluorescencia transversal en una muestra de fibra C de 2.92 m. Se representa con trazo continuo la curva experimental y con línea de puntos la curva de ajuste. La potencia de bombeo acoplada es de 30 mW ( $\lambda_p = 980$  nm). En cada gráfica se muestran curvas tomadas en dos coordenadas axiales:  $z = 53$  cm (subida más rápida) y  $z = 182$  cm (subida más lenta).



**Fig. 4.33** - Subida de la fluorescencia transversal en una muestra de fibra C de 3.53 m. Se representa con trazo continuo la curva experimental y con línea de puntos la curva de ajuste. La potencia de bombeo acoplada es de 23.3 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm). Se muestran curvas tomadas en dos coordenadas axiales:  $z = 39$  cm (subida más rápida) y  $z = 204$  cm (subida más lenta).



**Fig. 4.34** - Subida de la fluorescencia transversal en una muestra de fibra E de 1.23 m. Se representa con trazo continuo la curva experimental y con línea de puntos la curva de ajuste. La potencia de bombeo acoplada es de 29.8 mW ( $\lambda_p = 980$  nm). Se muestran curvas tomadas en dos coordenadas axiales:  $z = 40$  cm y (subida más rápida) y  $z = 111$  cm (subida más lenta).



**Fig. 4.35** - Subida de la fluorescencia transversal en una muestra de fibra E de 1.22 m. Se representa con trazo continuo la curva experimental y con línea de puntos la curva de ajuste. La potencia de bombeo acoplada es de 23.4 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm). Se muestran curvas tomadas en dos coordenadas axiales:  $z = 34$  cm (subida más rápida) y  $z = 106$  cm (subida más lenta).

Recogemos en las dos tablas siguientes los parámetros obtenidos a partir de los ajustes mostrados en las figuras anteriores. Hemos considerado interesante proporcionar datos de concentración de dopante por unidad de volumen, dado que no está extendido el uso de la concentración por unidad de longitud. En concreto, el dato que aparece en las tablas es el promedio del perfil de dopante calculado en el área correspondiente al núcleo de cada fibra.

**TABLA 4.23** - Parámetros que nos proporcionan el mejor ajuste para las curvas de subida de la fluorescencia transversal cuando la longitud de onda del bombeo acoplado es de 980 nm. La concentración de dopante por unidad de volumen se ha calculado promediando el perfil de dopante obtenido en el área correspondiente al núcleo.

Fibra	$\beta$	$\theta$ ( $\mu\text{m}$ )	$\gamma_a(v_p)$ ( $\text{m}^{-1}$ )	$N_T$ ( $\text{m}^{-1}$ )	$n_T$ ( $\text{m}^{-3}$ )
<b>B</b>	3	2.50	1.2	$1.41 \times 10^{14}$	$6.68 \times 10^{24}$
<b>C</b>	2	1.44	0.27	$2.57 \times 10^{13}$	$1.87 \times 10^{24}$
<b>E</b>	4	2.04	0.80	$6.50 \times 10^{13}$	$4.58 \times 10^{24}$

**TABLA 4.24** - Parámetros que nos proporcionan el mejor ajuste para las curvas de subida de la fluorescencia transversal cuando la longitud de onda del bombeo acoplado es de 1480 nm. La concentración de dopante por unidad de volumen se ha calculado tomando como concentración por unidad de longitud la deducida de las medidas de 980 nm y promediando el perfil de dopante obtenido en el área correspondiente al núcleo.

Fibra	$\beta$	$\theta$ ( $\mu\text{m}$ )	$\gamma_a(v_p)$ ( $\text{m}^{-1}$ )	$\gamma_c(v_p)$ ( $\text{m}^{-1}$ )	$n_T$ ( $\text{m}^{-3}$ )
<b>B</b>	3	2.85	0.42	0.25	$5.44 \times 10^{24}$
<b>C</b>	2	2.13	0.14	0.063	$1.25 \times 10^{24}$
<b>E</b>	4	2.35	0.35	0.12	$3.76 \times 10^{24}$

Puede llamar la atención que, dependiendo de la longitud de onda utilizada para la caracterización, el valor obtenido para el parámetro  $\theta$  resulte diferente. Recordemos que el perfil de dopante que obtenemos es un perfil efectivo que no tiene por qué parecerse al perfil real.

Simplemente, debe cumplir que al introducirlo en el modelo se reproduzcan los resultados experimentales. Evidentemente, el perfil de dopante que mejor reproduce el comportamiento de la fibra cuando el bombeo que se le acopla es de una longitud de onda determinada no tiene por qué mantenerse si dicha longitud de onda cambia, y menos cuando la modificación es tan apreciable como la que supone pasar de 980 nm a 1480 nm (especialmente en el caso de las fibras B y E, en las que el cambio de longitud de onda supone pasar de una situación con propagación multimodo a otra con propagación monomodo).

Para completar la caracterización solamente queda pendiente la determinación de los coeficientes de emisión de la banda de señal. Con todos los datos de que disponemos, esta cuestión se reduce a unos simples cálculos.

#### **4.7 OBTENCIÓN DE LOS COEFICIENTES DE EMISIÓN**

Recordamos brevemente los pasos a seguir para obtener los coeficientes de emisión a partir de los datos recogidos en las tablas 4.23 y 4.24.

$$\lambda_p = 980 \text{ nm}$$

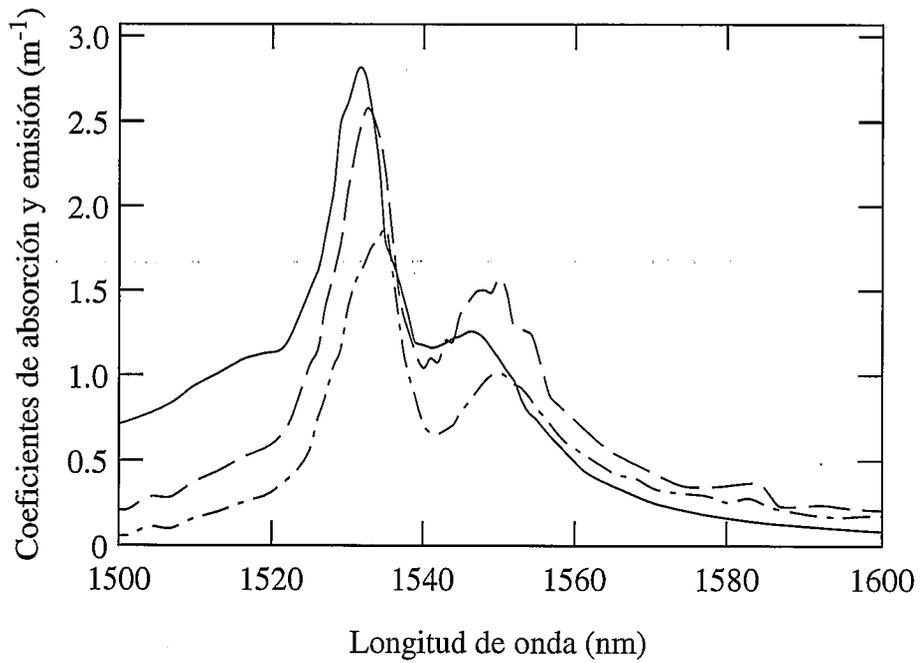
Con los resultados mostrados en la tabla 4.23 tenemos los datos necesarios para calcular el valor del cociente de coeficientes de acoplamiento,  $\eta_2(\nu, t) / \eta_0(\nu)$  y de  $N_{2r}(z, t)$  en cualquier coordenada axial y en cualquier instante a lo largo del semiperiodo en que suministramos bombeo a la fibra. En particular, pueden calcularse tanto  $\eta_2(\nu, t_M) / \eta_0(\nu)$  (2-19 y 2-20) como  $N_{2r}(0, t_M)$  (3-16) ( $t_M$  es un tiempo suficientemente largo como para que la fibra haya alcanzado el estado estacionario). Estos resultados, combinados con los valores de  $B(\nu)$  obtenidos por ajuste de las caídas de fluorescencia longitudinal, nos proporcionan directamente los coeficientes de emisión de la banda de señal,  $\gamma_e(\nu)$  (3-12).

$$\lambda_p = 1480 \text{ nm}$$

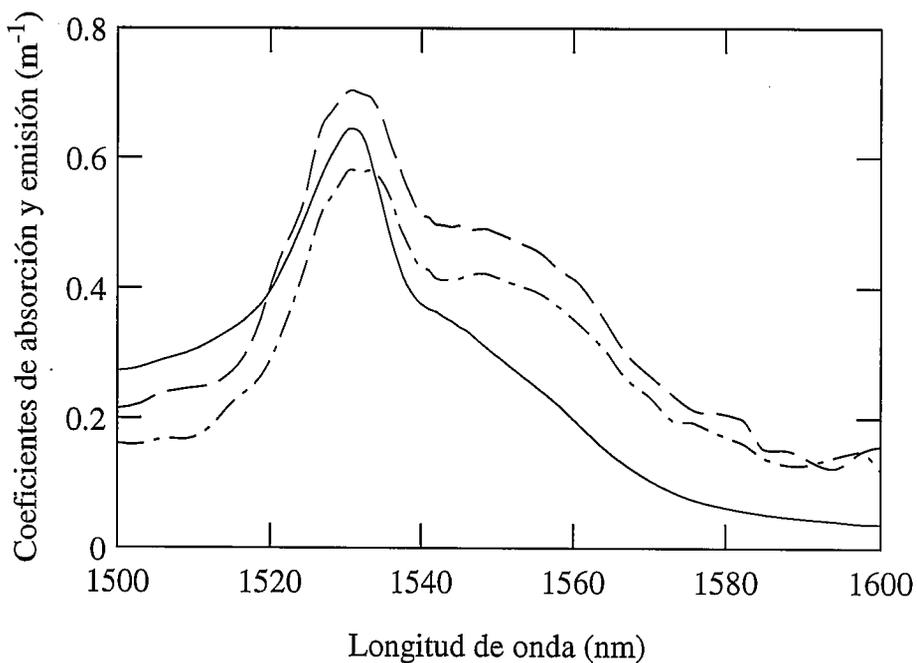
Como ya se ha recalcado con anterioridad, con esta longitud de onda de bombeo no obtenemos la información suficiente para completar la caracterización. Debemos recurrir al uso de un dato obtenido mediante el experimento con bombeo de 980 nm: la concentración de dopante por unidad de longitud. Este valor, junto con el que se haya obtenido para el coeficiente de absorción de bombeo y para el cociente  $[\gamma_a(v_p) + \gamma_e(v_p)] / N_T$ , nos permite averiguar el coeficiente de emisión de bombeo. Con toda esta información, podemos efectuar un proceso idéntico al descrito en el párrafo anterior que nos conduce igualmente a la determinación de los coeficientes de emisión de la banda de señal.

Por otra parte, recordemos que, con esta longitud de onda de bombeo, al medir las curvas de relajación de la fluorescencia longitudinal nos encontramos con problemas si la longitud de onda del canal que registramos está comprendida entre 1500 y 1520 nm, debido a que tras el cambio de semiperiodo el bombeo no queda interrumpido por completo. Por este motivo, las curvas del parámetro  $B(v)$  (figuras 4.18 a 4.20) que se obtienen con bombeo de  $\lambda = 1480$  nm no cubren este rango. Si con cualquier muestra de fibra comparamos las curvas de  $B(v)$  obtenidas con cada una de las dos fuentes de bombeo, se observa que la forma de las curvas es idéntica: si se multiplica la curva obtenida con  $\lambda_p = 1480$  nm por el factor adecuado, se obtiene una curva que prácticamente se superpone a la obtenida con  $\lambda_p = 980$  nm (figuras 4.21 a 4.23). Parece razonable suponer que en el intervalo comprendido entre 1500 y 1520 nm esta relación entre los coeficientes  $B(v)$  se mantiene. Así pues, para estas longitudes de onda tomaremos como parámetros  $B(v)$  correspondientes al experimento con  $\lambda_p = 1480$  nm el resultado de dividir los parámetros  $B(v)$  extraídos del experimento con  $\lambda_p = 980$  nm por el factor de proporcionalidad existente entre ambas curvas.

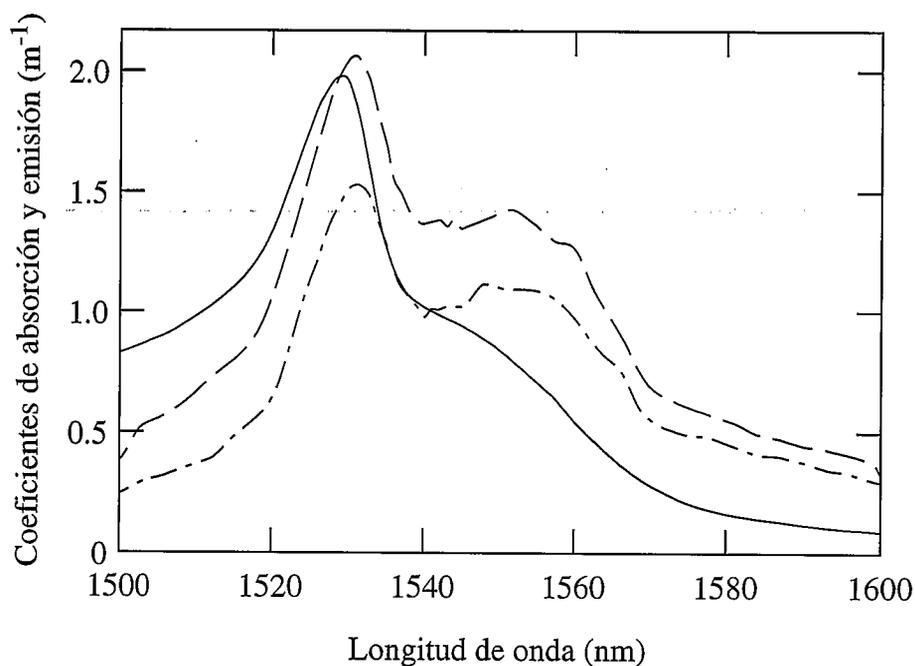
Mostramos seguidamente los resultados obtenidos para cada una de las tres fibras con cada una de las dos longitudes de onda utilizadas. Dichos resultados corresponden al experimento realizado con mayor potencia de bombeo en cada caso. No se ha creído conveniente mostrar las curvas obtenidas de las medidas con las menores potencias de bombeo porque las diferencias son apenas perceptibles.



**Fig. 4.36** - Coeficientes de emisión de la fibra B, deducidos a partir de las medidas realizadas con bombeos de  $\lambda = 980 \text{ nm}$  (— · — · —) y  $\lambda = 1480 \text{ nm}$  (— — —). Se incluye también en la figura el espectro de coeficientes de absorción (————).



**Fig. 4.37** - Coeficientes de emisión de la fibra C, deducidos a partir de las medidas realizadas con bombeos de  $\lambda = 980 \text{ nm}$  (— · — · —) y  $\lambda = 1480 \text{ nm}$  (— — —). Se incluye también en la figura el espectro de coeficientes de absorción (————).



**Fig. 4.38** - Coeficientes de emisión de la fibra E, deducidos a partir de las medidas realizadas con bombeo de  $\lambda = 980 \text{ nm}$  (— · — · —) y  $\lambda = 1480 \text{ nm}$  (— — —). Se incluye también en la figura el espectro de coeficientes de absorción (————).

Como se observa en las tres figuras anteriores, los coeficientes de emisión que se obtienen para cada modelo de fibra cambian dependiendo de que la caracterización se efectúe utilizando bombeo de una longitud de onda o de otra. En principio, este resultado parece contradecir las hipótesis del modelo teórico general, en el que los coeficientes de emisión de cada longitud de onda son independientes de la longitud de onda del bombeo que se emplee. Sin embargo, recordemos una vez más que el resto de los parámetros activos obtenidos del método de ajuste representan magnitudes efectivas, y que todos ellos se utilizan para determinar los coeficientes de emisión de la banda de señal. Por consiguiente, éstos también deben considerarse parámetros efectivos y no es sorprendente que con cada una de las dos longitudes de onda de bombeo se hayan obtenido valores diferentes.

#### 4.8 CONFIRMACIÓN DE LAS HIPÓTESIS DE PARTIDA

El proceso de caracterización queda completado si comprobamos que las hipótesis de partida se cumplen con los parámetros que hemos deducido. Recordemos que todo el método desarrollado se basa en suponer que, cuando la fibra es suficientemente corta y la potencia de bombeo es suficientemente elevada, la influencia de la fluorescencia en la distribución de poblaciones puede despreciarse. A priori, podemos hacernos una idea aproximada de cuáles son las longitudes y potencias de bombeo necesarias puesto que conocemos los órdenes de magnitud de los diferentes parámetros de la fibra. Después, durante el proceso de caracterización se han obtenido curvas de ajuste muy parecidas a las experimentales, lo cual es buena señal. No obstante, para asegurarnos por completo de que las aproximaciones son aplicables necesitamos conocer con precisión todos los parámetros activos de la fibra. Naturalmente, éstos no se conocen antes de efectuar la caracterización, por lo que todo el proceso se realiza con la tarea pendiente de comprobar, tras haber obtenido todos los parámetros, si realmente las condiciones en las que se efectuaron los experimentos cumplían los requisitos para poder utilizar las aproximaciones en que se basa todo el método.

Como se explicó en el capítulo anterior, la condición más exigente de todas las que deben verificarse es que, en estado estacionario, la variación de  $N_{2r}(z)$  a lo largo de la fibra sea lo suficientemente pequeña como para que sea válido suponer que  $N_{2r}(z) = N_{2r}(0)$ . Así pues, es suficiente con comprobar que esta hipótesis es aceptable. Si así es, podemos estar seguros de que, además, cuando se interrumpe el bombeo puede considerarse que la disminución de  $N_{2r}(z)$  se debe a la emisión espontánea casi exclusivamente y de que, asimismo, la fluorescencia no influye en la evolución de las poblaciones durante el semiperiodo en que a la fibra se le suministra una potencia de bombeo.

Naturalmente, las variaciones de  $N_{2r}(z)$  serán tanto menores cuanto mayor sea la potencia de bombeo acoplada. Así pues, si la aproximación es válida para la menor de las potencias de bombeo utilizadas en la caracterización de cada fibra, mucho más lo será para el resto de las potencias. Por lo tanto, limitaremos nuestra comprobación a la menor de las potencias de bombeo utilizadas en cada caso. En definitiva, los resultados que se presentan a

continuación se han extraído a partir de la resolución de la distribución de poblaciones a lo largo de cada uno de los tres modelos de fibra, combinados con cada una de las dos longitudes de onda de bombeo. En cada caso, se ha considerado como longitud de la fibra la empleada en las medidas de caracterización, como potencia de bombeo la menor de las utilizadas y como coeficientes de emisión, los deducidos con la longitud de onda de bombeo empleada en cada caso.

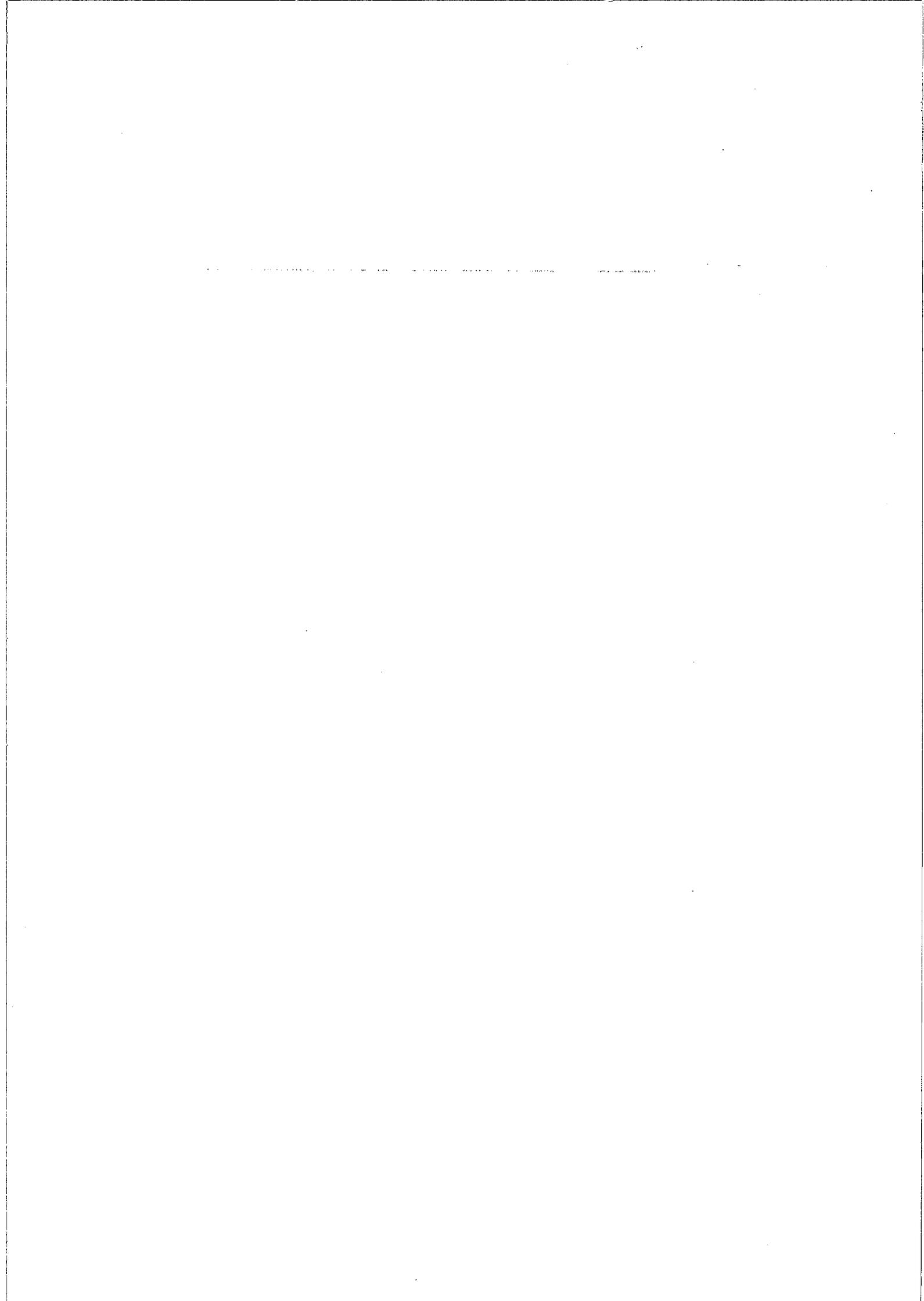
**TABLA 4.25** - Desviación máxima de  $N_{2r}(z)$  con respecto a  $N_{2r}(0)$  (expresada en porcentaje) en situación estacionaria, con la longitud de fibra utilizada para la caracterización con bombeo de  $\lambda_p = 980$  nm (segunda columna) y con la menor de las dos potencias de bombeo empleadas (tercera columna). Para efectuar los cálculos se han considerado los coeficientes de emisión de la banda de señal resultantes de la caracterización con bombeo de longitud de onda igual a 980 nm.

<i>Fibra</i>	<i>Longitud (m)</i>	<i>Pot. bombeo (mW)</i>	<i>Desviación (%)</i>
<i>B</i>	1.03	19.6	0.74
<i>C</i>	2.92	21.1	0.42
<i>E</i>	1.23	17.8	0.48

**TABLA 4.26** - Desviación máxima de  $N_{2r}(z)$  con respecto a  $N_{2r}(0)$  (expresada en porcentaje) en situación estacionaria, con la longitud de fibra utilizada para la caracterización con bombeo de  $\lambda_p = 1480$  nm (segunda columna) y con la menor de las dos potencias de bombeo empleadas (tercera columna). Para efectuar los cálculos se han considerado los coeficientes de emisión de la banda de señal resultantes de la caracterización con bombeo de longitud de onda igual a 1480 nm.

<i>Fibra</i>	<i>Longitud (m)</i>	<i>Pot. bombeo (mW)</i>	<i>Desviación (%)</i>
<i>B</i>	0.91	15.6	0.53
<i>C</i>	3.59	15.3	0.42
<i>E</i>	1.22	15.5	0.40

A la vista de los resultados obtenidos, las aproximaciones son aplicables y, con ello, el desarrollo del método de caracterización queda completado. Se han obtenido los diferentes parámetros activos de la fibra, consiguiendo además unos ajustes muy afinados, tanto para la relajación de la fluorescencia longitudinal como para la subida de la fluorescencia transversal. No obstante, creemos que la validez del método no queda comprobada mientras los parámetros obtenidos no se pongan a prueba con otros experimentos. Dicho en otras palabras, aunque es importante que, jugando con ciertos parámetros de ajuste, consigamos curvas que son reproducción fiel de las experimentales, en el fondo de poco sirven dichos parámetros si fallan cuando se utilizan para predecir resultados de otros experimentos realizados con la misma fibra. Si la fibra ha sido caracterizada correctamente, los parámetros obtenidos deben proporcionar predicciones teóricas cercanas a los datos experimentales en cualquier tipo de experimento que se realice con una muestra de dicha fibra. En caso contrario, el trabajo de caracterización es tarea inútil. Por ello, en el capítulo siguiente se ponen a prueba los resultados obtenidos en éste con otro tipo de experimentos.



## **Capítulo 5**

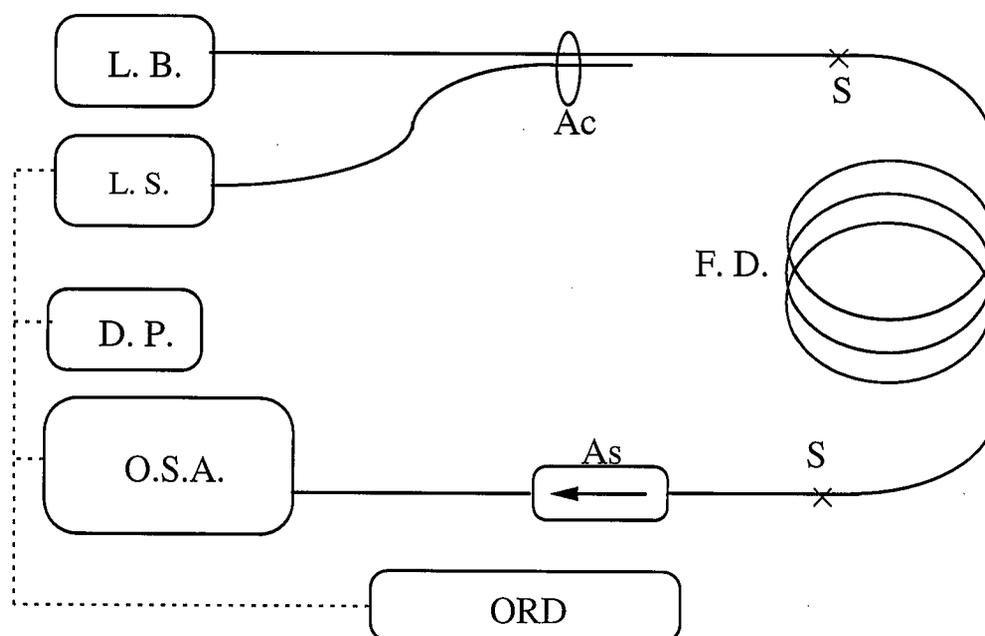
### **Medidas de ganancia y fluorescencia. Acuerdo teoría - experiencia**

Indudablemente, la principal aplicación de las fibras dopadas con erbio es la amplificación. Con esa finalidad se idearon y se están desarrollando. Por este motivo, el principal objetivo que se persigue cuando se caracteriza una fibra dopada es encontrar los parámetros que, introducidos en el modelo, permitan predecir correctamente la ganancia que vamos a obtener en función de la señal y del bombeo que acoplemos. Así pues, para poner a prueba los resultados obtenidos resulta bastante ilustrativo confrontar medidas de ganancia con predicciones teóricas calculadas utilizando los parámetros deducidos. Asimismo, a la hora de diseñar un amplificador es importante conocer la potencia de fluorescencia que va a generar, sobre todo en la longitud de onda de la señal: la selección del canal de señal se efectúa normalmente mediante dispositivos cuya transmisión varía con la longitud de onda, por lo que no puede eliminarse la zona del espectro de fluorescencia en torno a la longitud de onda de la señal. Por estas razones, efectuaremos también la comparación de la fluorescencia emitida en el canal de señal.

#### ***5.1 MONTAJE EXPERIMENTAL***

El montaje experimental utilizado para las medidas de ganancia y fluorescencia se esquematiza en la figura 5.1. La luz procedente de los láseres de bombeo (L. B.) y de señal (L. S.) llega a cada una de las dos entradas de un acoplador (Ac). A la salida de éste se empalma la fibra dopada (F. D.), a cuyo extremo final se le suelda un aislador óptico (As). Se han señalado

en la figura las dos soldaduras en los extremos de la fibra activa (S), cuyo factor de transmisión deberemos tener en cuenta. El proceso de medida consta de varias etapas. En la primera de ellas, la detección se realiza mediante un detector de potencia (D. P.) Advantest (modelos Q82032A para la señal y Q82226 para el bombeo). En las siguientes, la detección se realiza mediante un analizador de espectros ópticos (OSA). La figura representa una de estas últimas etapas, puesto que el extremo final del montaje aparece conectado al analizador de espectros ópticos. Tanto el detector de potencia como el analizador de espectros ópticos se conectan a un ordenador (ORD) que controla su sintonización a la longitud de onda adecuada y recibe los datos de las potencias detectadas. Dicho ordenador se encarga también de controlar tanto la longitud de onda de emisión del láser de señal como la potencia que emite.



**Fig. 5.1** - Montaje experimental utilizado para las medidas de ganancia. Se simboliza en trazo continuo la fibra óptica (dopada o no) y en trazo discontinuo las conexiones eléctricas.

Comentaremos brevemente las características de los aparatos y componentes no descritos hasta el momento. Antes de dar detalles de los acopladores utilizados, recordemos que la transmisión de cada una de las dos entradas de un multiplexador está optimizada para una longitud de onda concreta ( $\lambda_1$  o  $\lambda_2$ ). Por ejemplo para la entrada 1, la transmisión para una longitud de onda cualquiera puede relacionarse con la transmisión óptima mediante la expresión:

$$T(\lambda) = T_{MAX} \cos^2 \left( \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{\pi}{2} \right) \quad (5-1)$$

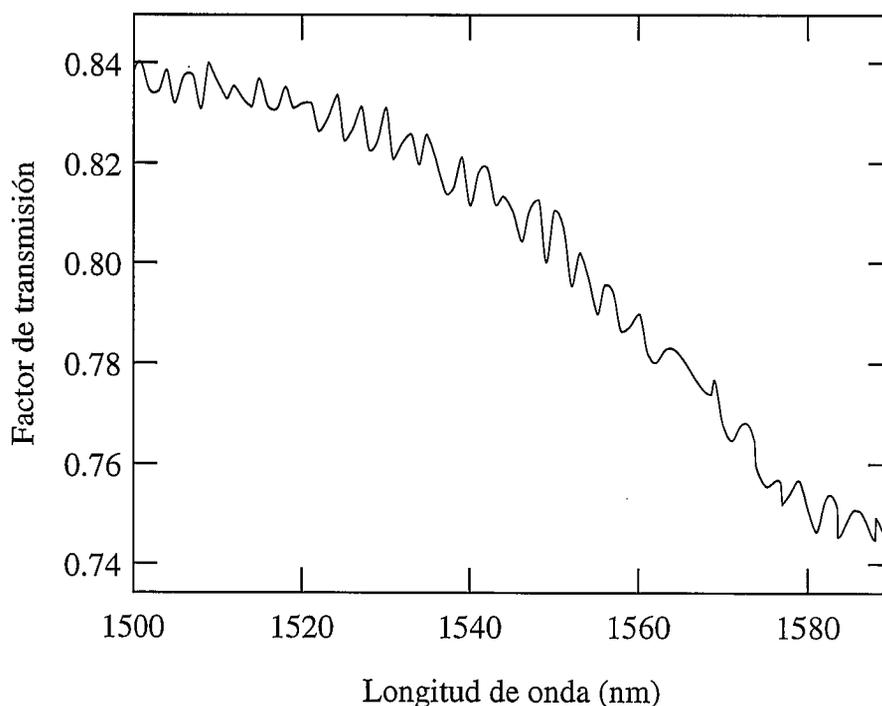
(para la entrada 2 la expresión es idéntica con el intercambio de subíndices correspondiente). La expresión no es exacta (por ejemplo, nunca llega a anularse por completo la transmisión correspondiente a  $\lambda_2$ ) pero da una idea bastante aproximada del comportamiento del dispositivo:

En las medidas que hemos realizado se han utilizado dos acopladores (uno para cada una de las dos longitudes de onda de bombeo empleadas). Ambos tienen la transmisión de la señal optimizada para la longitud de onda de 1550 nm, mientras que el máximo de transmisión para el bombeo se sitúa en torno a 980 nm y 1480 nm en cada uno de los dos casos. A partir de (4-7), es fácil entender que, en el primer caso, la transmisión correspondiente a la banda de señal (entre 1500 y 1600 nm) va a ser prácticamente uniforme. Sin embargo, en el segundo caso se producen fuertes variaciones de transmisión entre la zona central y los extremos de la banda de señal. Veremos más adelante las consecuencias de este hecho. Por otra parte, un desajuste de algunos nanómetros entre la longitud de onda de bombeo y la longitud de onda de máxima transmisión en la entrada de bombeo del multiplexador es irrelevante cuando el bombeo se sitúa en torno a 980 nm, pero muy significativa cuando el bombeo se halla en torno a 1480 nm. En nuestro caso, por ejemplo, la fuente de bombeo de esta banda tiene un espectro centrado en torno a 1465 nm - 1470 nm (figura 4.5), por lo cual el desajuste origina unas pérdidas adicionales en torno al 10 %.

Para terminar con los acopladores, es conveniente aclarar que, en el multiplexador 980 - 1550, la fibra es monomodo para la longitud de onda de bombeo. En general, todas las fibras por las que circula el bombeo antes de llegar a la fibra dopada tienen su longitud de onda de corte por debajo de la de bombeo.

Comentemos también la necesidad de incluir en el montaje un aislador óptico en ciertas ocasiones. El problema que resuelve este dispositivo es el siguiente: parte de la fluorescencia generada por la fibra dopada regresa a ella, fundamentalmente por reflexión en el conector del

final del montaje (también por retornos que se producen en el resto de dispositivos, pero la cantidad de luz que regresa a la fibra dopada por este motivo no es de importancia). Al pasar de regreso por la fibra dopada, esta luz se amplifica. Si el factor de amplificación compensa las pérdidas de fluorescencia por transmisión de la fibra dopada al exterior, aparece una oscilación láser que provoca una fuerte inestabilidad en las potencias de salida de la fibra (tanto de señal como de fluorescencia). Si se coloca un aislador entre la fibra dopada y el conector del final del montaje, la fluorescencia que regresa a la fibra por reflexión en el conector queda lo suficientemente atenuada como para que no se produzca oscilación. En nuestro caso, la ganancia que se consigue cuando se bombea con el láser de 1480 nm no es suficiente como para que se dé este fenómeno, por lo que no es necesario incluir el aislador en el montaje. Sin embargo, cuando la longitud de onda de bombeo es de 980 nm se observa la oscilación si no está presente el aislador, por lo que no queda más remedio que añadirlo al montaje. Previamente, debemos calibrar su factor de transmisión, que deberemos tener en cuenta para las medidas tanto de ganancia como de fluorescencia. Mostramos seguidamente su curva de transmisión.



*Fig. 5.2 - Calibrado del factor de transmisión del aislador óptico.*

El modelo de analizador de espectros ópticos empleado es el HP 70950A. Sus características más relevantes son: su rango espectral (de 600 nm a 1700 nm), su resolución máxima (0.1 nm) y su rango de potencia (desde 10 pW/nm hasta 20 mW/nm en la banda de señal). Entre otras prestaciones, ofrece la posibilidad de promediar varios barridos, lo cual es imprescindible para visualizar ciertas señales con un mínimo de claridad.

Por último, el láser de señal del que disponemos es el modelo PLDS fabricado por E-TEK. Se trata de un láser sintonizable entre 1475 nm y 1593 nm, con un intervalo entre estos dos extremos en el que no emite señal: entre 1563 nm y 1569 nm (en los resultados experimentales posteriores puede observarse que no hay datos correspondientes a esta zona; es debido a este motivo). Puede sintonizarse con una precisión de 0.5 nm. La anchura a media altura es menor que la resolución del analizador de espectros ópticos del que disponemos (es decir, menor que 0.1 nm) y por consiguiente más que suficiente para nuestros propósitos. La potencia que proporciona puede seleccionarse, nominalmente con una precisión de 1  $\mu$ W, y su máximo varía dependiendo de la longitud de onda seleccionada. Alcanza los valores más elevados con longitudes de onda en torno a 1550 nm. En tal región del espectro puede llegar a emitir en torno a 2 mW. Sin embargo, en los extremos de su rango espectral este valor decrece hasta menos de la mitad.

## **5.2 DETALLES DEL PROCEDIMIENTO DE MEDIDA**

Para la medida de la ganancia que proporciona una fibra dopada a la cual se le acopla un bombeo determinado, es evidente que tenemos que tomar dos medidas: la potencia de señal tanto a la entrada como a la salida de la fibra. Si queremos obtener un espectro de ganancia, debemos repetir esta operación modificando la longitud de onda de la señal de entrada. Esta serie de etapas, en apariencia muy sencillas, encierra algunas complicaciones. En primer lugar, si pretendemos que la potencia de señal de entrada sea la misma con todas las longitudes de onda empleadas, debemos tener en cuenta que la transmisión de los acopladores varía con la longitud de onda (como ya hemos explicado, de manera muy acusada cuando se trata de un acoplador 1480 nm - 1550 nm). Para conseguir una potencia de señal uniforme a la entrada de la fibra dopada, debe modificarse la potencia de señal que suministra el láser a medida que cambiamos

su longitud de onda de emisión, de forma que el producto de dicha potencia por el factor de transmisión correspondiente se mantenga en un valor constante. Quizá el modo más elegante de conseguir una potencia de señal uniforme a la entrada de la fibra dopada consiste en calibrar la transmisión del acoplador, con lo cual sabríamos qué potencia debe salir del láser de señal para que llegara al final del acoplador la potencia que nos interesara en cada momento. Sin embargo, la idea no da buenos resultados porque controlar la potencia de salida del láser de señal no es sencillo: si éste se conecta directamente al medidor de potencia, se observa que el valor de potencia que aparece en la pantalla del láser de señal se diferencia en varios tantos por ciento del valor registrado por el medidor de potencia (que consideramos el más fiable). Al cambiar de longitud de onda, la relación entre lo que marcan ambos aparatos también se modifica. No obstante, calibrar dicha relación en función de la longitud de onda sería factible. Pero nos encontramos con un nuevo problema que ningún calibrado puede resolver: la potencia que queda acoplada en la fibra conectada al láser depende del acierto que se tenga al introducir el conector. Fácilmente puede haber diferencias incluso mayores que el 10% entre dos medidas de potencia entre las cuales se retoque la posición del conector de salida del láser de señal.

Para evitar todas estas dificultades, antes de obtener cada espectro de ganancia hemos seguido el procedimiento que describimos a continuación. Se escoge un valor determinado de la potencia de entrada. La salida del acoplador se conecta directamente al detector de potencia (por lo tanto, sin la presencia de la fibra dopada en el montaje). Se selecciona una potencia de salida del láser de señal. Tras el paso de la luz por el acoplador, llega al detector, que registra su potencia. Normalmente, no coincidirá con el valor de potencia que hemos escogido. Reajustamos la potencia de salida que debemos pedirle al láser de señal para que la potencia registrada por el detector sea la escogida. Con esa corrección, habitualmente la potencia registrada coincide con la escogida (dentro de la tolerancia que hayamos fijado). Si no es así, repetimos el proceso una vez más (o, en general, tantas veces como sea necesario, pero en la práctica con dos o tres iteraciones es suficiente). Esta serie de pasos debe reiterarse con cada longitud de onda de la señal. Todas estas operaciones se controlan por ordenador, el cual, además, guarda los datos de potencia que se le pide al láser de señal en función de la longitud de onda.

Aclaremos que en el presente trabajo consideramos la ganancia como el cociente entre la potencia de salida de la fibra dopada y la potencia acoplada al principio de ella. Esta última no es la potencia de salida del acoplador, sino únicamente el porcentaje transmitido por la soldadura que se tiene al principio de la fibra dopada. Debemos considerar este factor de transmisión para calcular correctamente la potencia acoplada. Igualmente, la potencia de salida que detectemos no es toda la que sale de la fibra dopada, sino solamente el porcentaje que transmite la soldadura del extremo final de la fibra dopada. Por supuesto, también lo tendremos en cuenta para calcular tanto la ganancia como la fluorescencia longitudinal al final de la fibra dopada.

Resuelto el problema de determinar con precisión la potencia de señal de entrada a la fibra dopada, nos centraremos en la medida de la potencia de salida. Dicha potencia no puede registrarse con el detector de potencia: si éste tiene conectado el final de la fibra dopada, lo que recibe es la señal más el bombeo residual más la fluorescencia longitudinal copropagante. El detector dará como resultado de la medida la suma de las potencias de las tres clases de radiación que recibe (ponderada por la función de respuesta del detector en función de la longitud de onda). Para distinguir una radiación de otra, es imprescindible conocer la distribución de la potencia total al final de la fibra en función de la longitud de onda. Esto puede conseguirse incluyendo un monocromador en el montaje o, como alternativa más conveniente, utilizando un analizador de espectros ópticos como detector.

No obstante, este aparato no es el más adecuado para medir potencias ópticas con precisión. Para estimar su fiabilidad, es conveniente realizar una prueba que nos permite comparar sus medidas con las del detector de potencia (éste sí es de una fiabilidad más contrastada, por dos motivos: porque ha sido específicamente diseñado para medir potencia y, sobre todo, porque los valores que da coinciden mucho mejor con los que marca un tercer detector del que disponemos en nuestro laboratorio). Para realizar la comparación es imprescindible contar con una fuente cuya anchura espectral sea lo más pequeña posible. Esto se debe a que el detector de potencia tiene una respuesta diferente para cada longitud de onda que recibe. En el detector, se puede seleccionar la longitud de onda de trabajo, con lo cual su respuesta se corrige por el factor correspondiente a dicha longitud de onda. Si el detector recibe luz de la longitud de onda seleccionada, la medida de la potencia es correcta. Ahora bien, si la

anchura espectral de la luz que introducimos en el detector es apreciable, la medida de potencia es incorrecta porque a cada longitud de onda no se le aplica el factor de corrección correspondiente: sencillamente, a toda la luz recibida por el detector se le aplica el factor corrector correspondiente a la longitud de onda seleccionada. Por todo esto, la fuente de luz adecuada para efectuar la comparación es el láser de señal, cuya anchura espectral es tan pequeña que la variación de la respuesta del detector en ese rango es completamente despreciable. Pues bien, al conectar el láser de señal tanto al analizador óptico como al detector de potencia, encontramos una diferencia de varios tantos por ciento entre ambas medidas. Así pues, deberemos tener en cuenta que a todas las medidas de potencia realizadas con el analizador óptico les deberemos aplicar un factor corrector (distinto para cada longitud de onda).

Teniendo en cuenta las características de los diferentes dispositivos, organizamos el proceso de medida de la siguiente forma. En primer lugar, determinamos cuál es la potencia que tenemos que pedirle al láser de señal, en cada longitud de onda, para tener el valor de potencia de entrada a la fibra dopada que deseemos. Como ya se ha explicado, en esta primera etapa empleamos el detector de potencia para medir ésta. En segundo lugar, conectamos la salida del acoplador al analizador de espectros ópticos (todavía no se incluye la fibra dopada en el montaje). Con el láser de señal efectuamos un barrido a lo largo de todo el espectro, configurando el aparato para que, en cada longitud de onda, proporcione la potencia que se ha determinado en la etapa anterior, y guardamos los datos de potencia que registra el analizador para cada longitud de onda. Y, en tercer lugar, colocamos la fibra dopada, le acoplamos el bombeo escogido y repetimos el barrido anterior. En cada longitud de onda, la ganancia se deduce a partir del cociente entre la potencia de señal registrada en esta tercera etapa y la potencia registrada en la segunda etapa (no es exactamente ese cociente porque debemos tener en cuenta el factor de transmisión de las dos soldaduras que tendremos en los extremos de la fibra dopada). Conviene tener cuidado de no retocar la posición del conector de entrada al analizador óptico ni a lo largo de una etapa ni entre una etapa y otra, porque ello modifica ligeramente el valor de potencia que registra.

Al introducir la salida del amplificador en el analizador óptico, en su pantalla aparece el espectro de fluorescencia con un pico en la longitud de onda de señal. El valor de potencia que

marca el analizador cuando su cursor se sitúa en dicho pico es la suma de la potencia de señal más la potencia de fluorescencia de ese canal. Explicaremos a continuación el modo de distinguir la señal de la fluorescencia. Podemos encontrarnos con dos situaciones diferentes: que la señal influya apreciablemente en la distribución de poblaciones, y por lo tanto en la fluorescencia (“señal grande”), o el caso contrario (“señal pequeña”). Para distinguir entre un caso y otro, no hay más que visualizar el espectro de fluorescencia en el analizador óptico en dos casos: con la señal presente y sin ella. Si al desconectar la señal no se aprecia ningún cambio en el espectro de fluorescencia, estamos en la situación de señal “pequeña”. En caso contrario, estamos en la situación de señal “grande”.

Comenzaremos por el método que debemos aplicar cuando la señal es “grande” (válido también para señal “pequeña”). Como la fluorescencia en el canal de señal no puede medirse directamente, medimos la fluorescencia de los canales adyacentes y calculamos la del canal de señal mediante interpolación. Por diferencia entre la potencia total y la de fluorescencia, obtenemos la potencia de señal. Con ello, obtenemos los valores de las dos magnitudes que pretendíamos medir. Si la señal es “pequeña”, disponemos de otro procedimiento alternativo: el espectro de fluorescencia es prácticamente el mismo cuando la señal está presente o cuando no se acopla señal a la fibra. Así pues, podemos registrar un espectro de fluorescencia cuando la fibra no recibe señal. De esta manera, cuando conectemos la señal sabremos el valor de la fluorescencia en cada canal sin necesidad de interpolar, y en consecuencia sabremos deducir inmediatamente el valor de la potencia de señal.

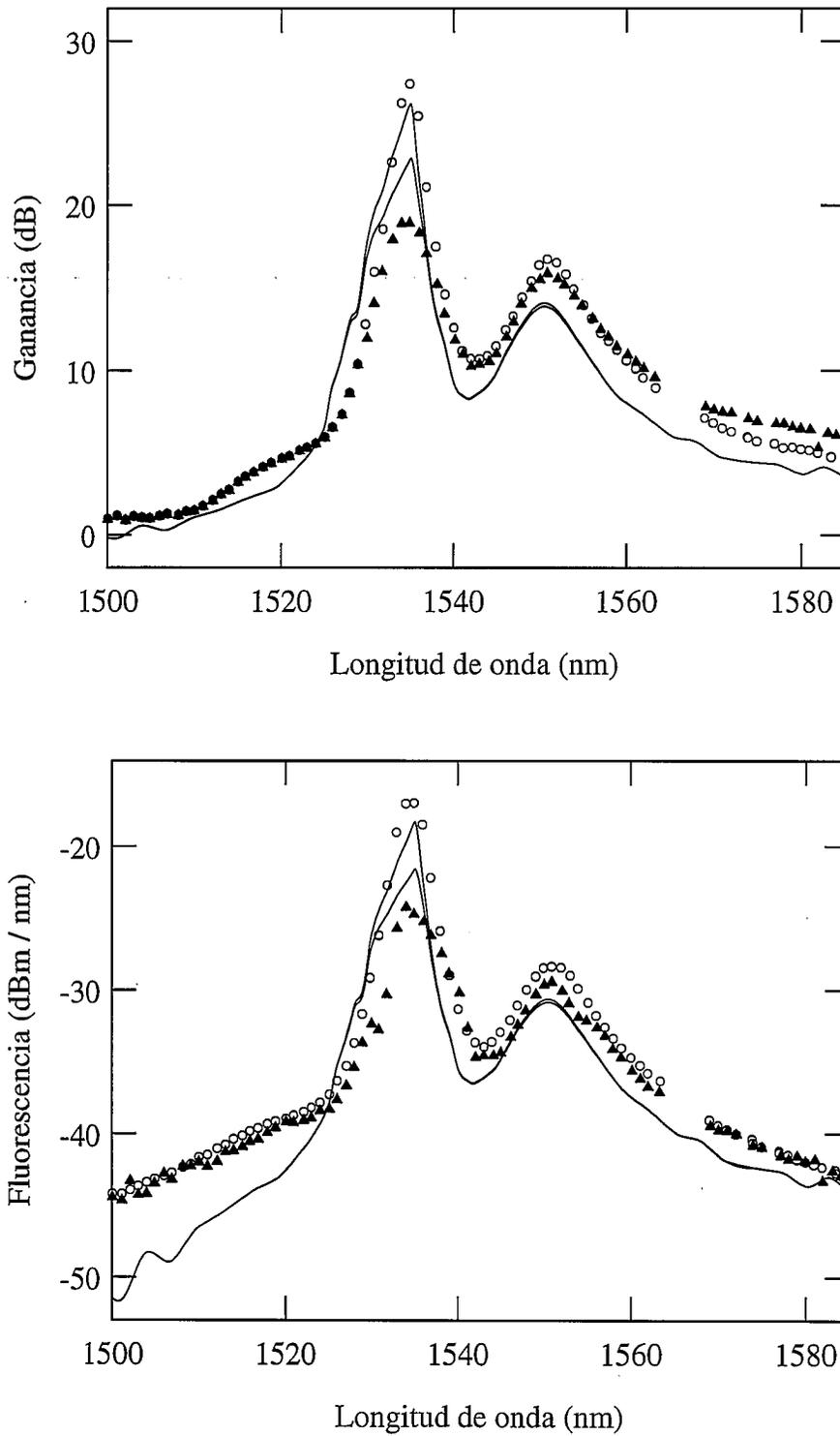
En sí mismo, no tiene importancia el valor de la potencia de salida al final de la fibra dopada, sino más bien la relación entre dicho valor y el valor de la potencia de entrada registrado también con el analizador óptico (en lo que hemos llamado segunda etapa). Sin embargo, la medida de la potencia de fluorescencia sí que debe ser absoluta. Como la fiabilidad del analizador óptico en los valores de potencia que registra no es suficientemente buena, debemos corregirlos. En cada longitud de onda, el factor de corrección que se introduce es el cociente entre la potencia de señal (de dicha longitud de onda) registrada por el detector de potencia (etapa primera) y la potencia de señal registrada por el analizador óptico sin la presencia de fibra dopada

en el montaje (etapa segunda). Aparte de esto, se considera también la transmisión de la soldadura del extremo final de la fibra dopada.

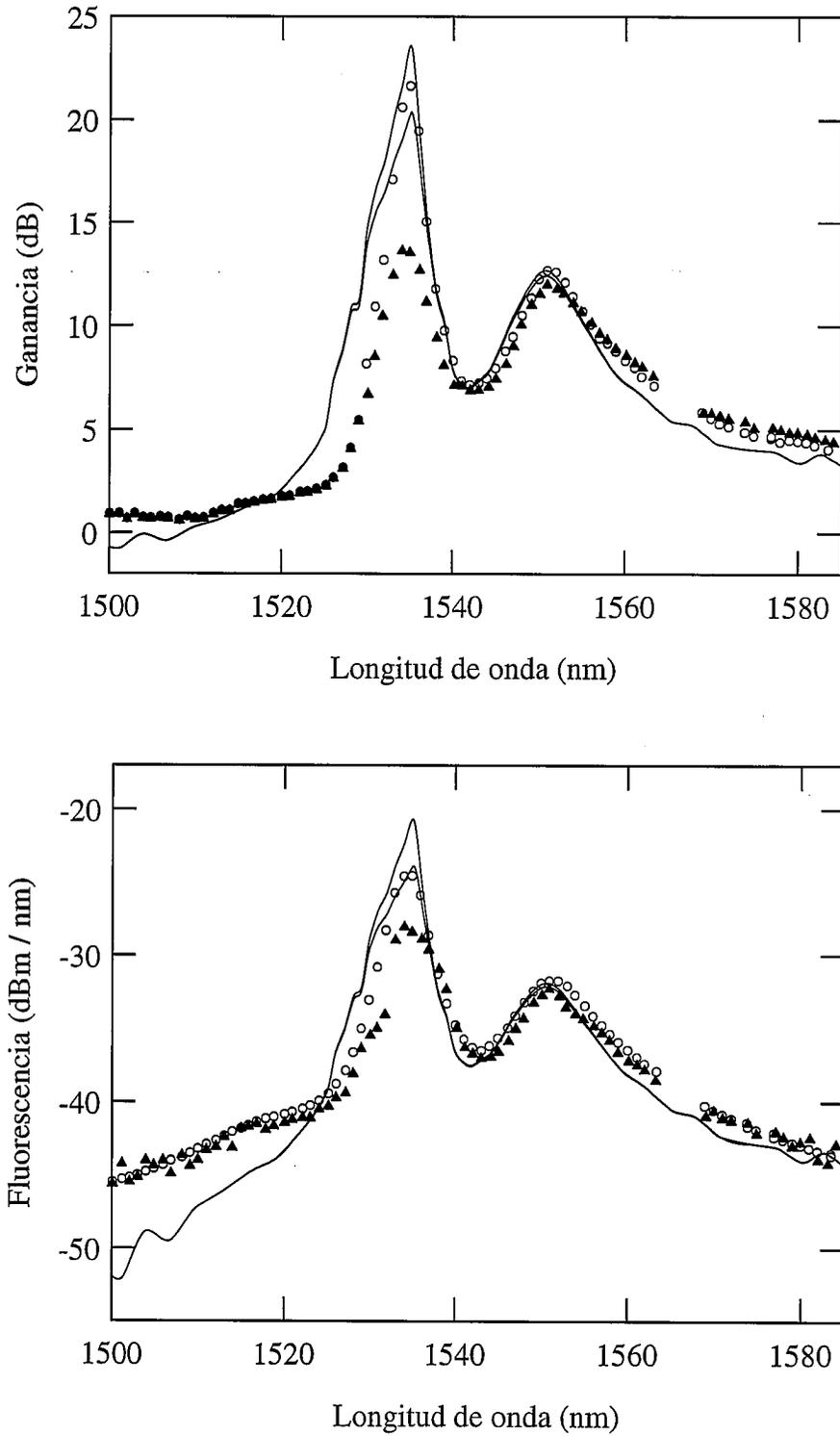
En todas las medidas de fluorescencia, la resolución seleccionada en el analizador óptico ha sido de 1 nm. Para averiguar la fluorescencia del canal de señal mediante interpolación, se han registrado las medidas de fluorescencia de los tres canales cuyas longitudes de onda son inmediatamente inferiores y de los tres canales cuyas longitudes de onda son inmediatamente superiores.

### **5.3 RESULTADOS EXPERIMENTALES Y COMPARACIÓN CON LOS TEÓRICOS**

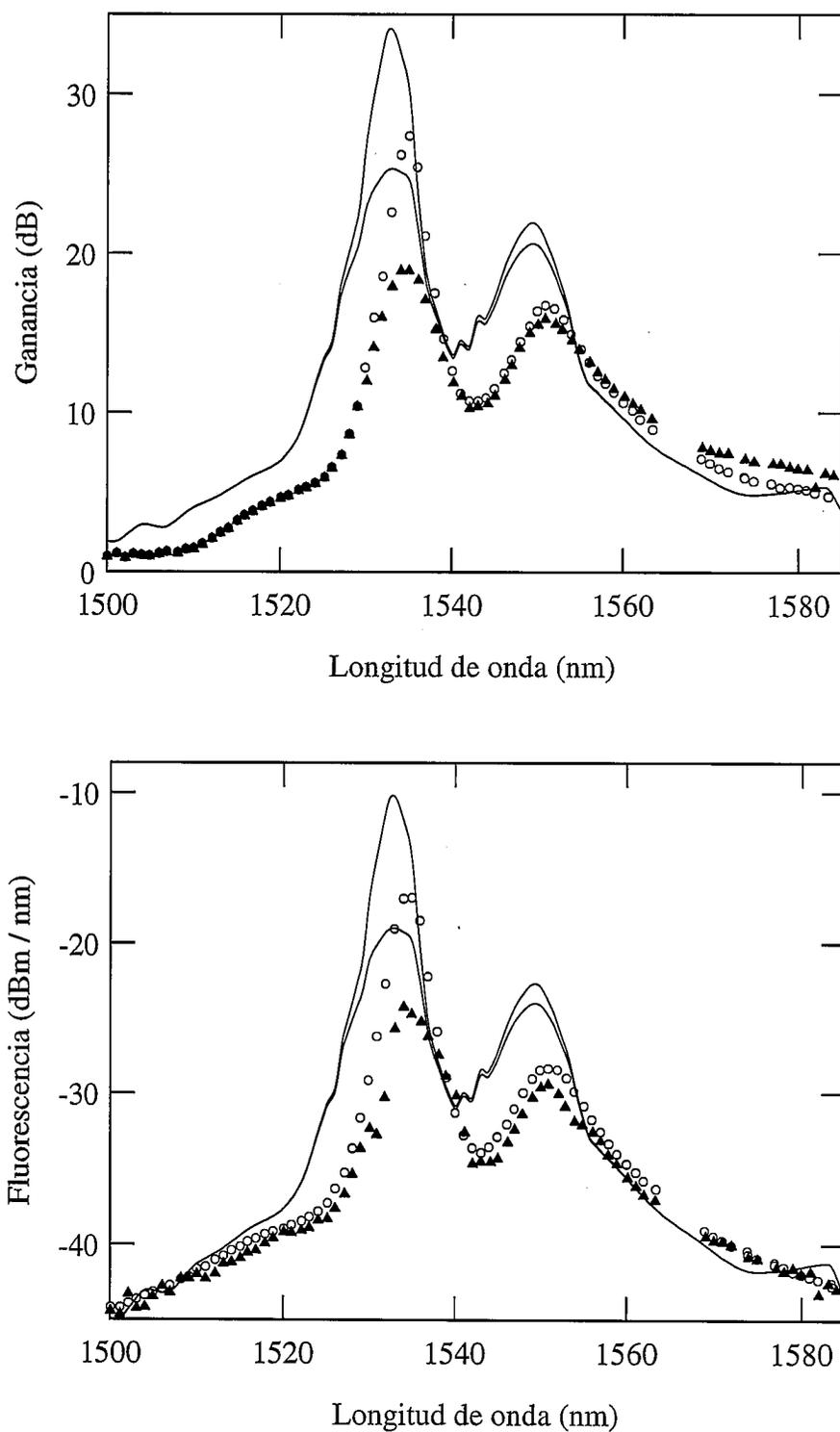
Se han efectuado medidas de ganancia y fluorescencia con muestras de las tres fibras caracterizadas, utilizando como fuente de bombeo tanto la de 980 nm como la de 1480 nm. Los espectros de ganancia con longitud de onda de bombeo de 980 nm han sido obtenidos combinando para cada muestra dos potencias de bombeo (una en torno a 30 mW y otra en torno a 20 mW) con dos potencias de señal (en casi todos los casos, una de ellas “pequeña” y otra “grande”). Los valores concretos de estas magnitudes se dan en los pies de las correspondientes figuras. El rango espectral estudiado es el comprendido entre 1500 nm y 1585 nm, excepción hecha del intervalo situado entre 1563 nm y 1569 nm, que no cubre el láser de señal. La longitud de onda de éste se varía de nanometro en nanometro. En cuanto a las medidas con bombeo de 1480 nm, también se han obtenido combinando dos potencias de bombeo (una en torno a 16 mW y otra en torno a 10 mW) con dos potencias de señal (una de 10  $\mu$ W y otra de 100  $\mu$ W). Con la señal de 10  $\mu$ W se han efectuado medidas entre 1500 nm y 1590 nm. Sin embargo, no ha sido posible estudiar todo este rango con la señal de 100  $\mu$ W. Esto se debe a que el factor de transmisión del acoplador disminuye considerablemente en los extremos de este intervalo, por lo que a su salida no se llega a contar con tal potencia. Por ello, con 100  $\mu$ W solamente se ha cubierto la zona comprendida entre 1523 nm y 1574 nm. En cuanto a los cálculos teóricos, todos los casos experimentales han sido reproducidos dos veces, una con los coeficientes de emisión previamente deducidos a partir de la caracterización realizada con bombeo de 980 nm y otra con los obtenidos al caracterizar con bombeo de 1480 nm.



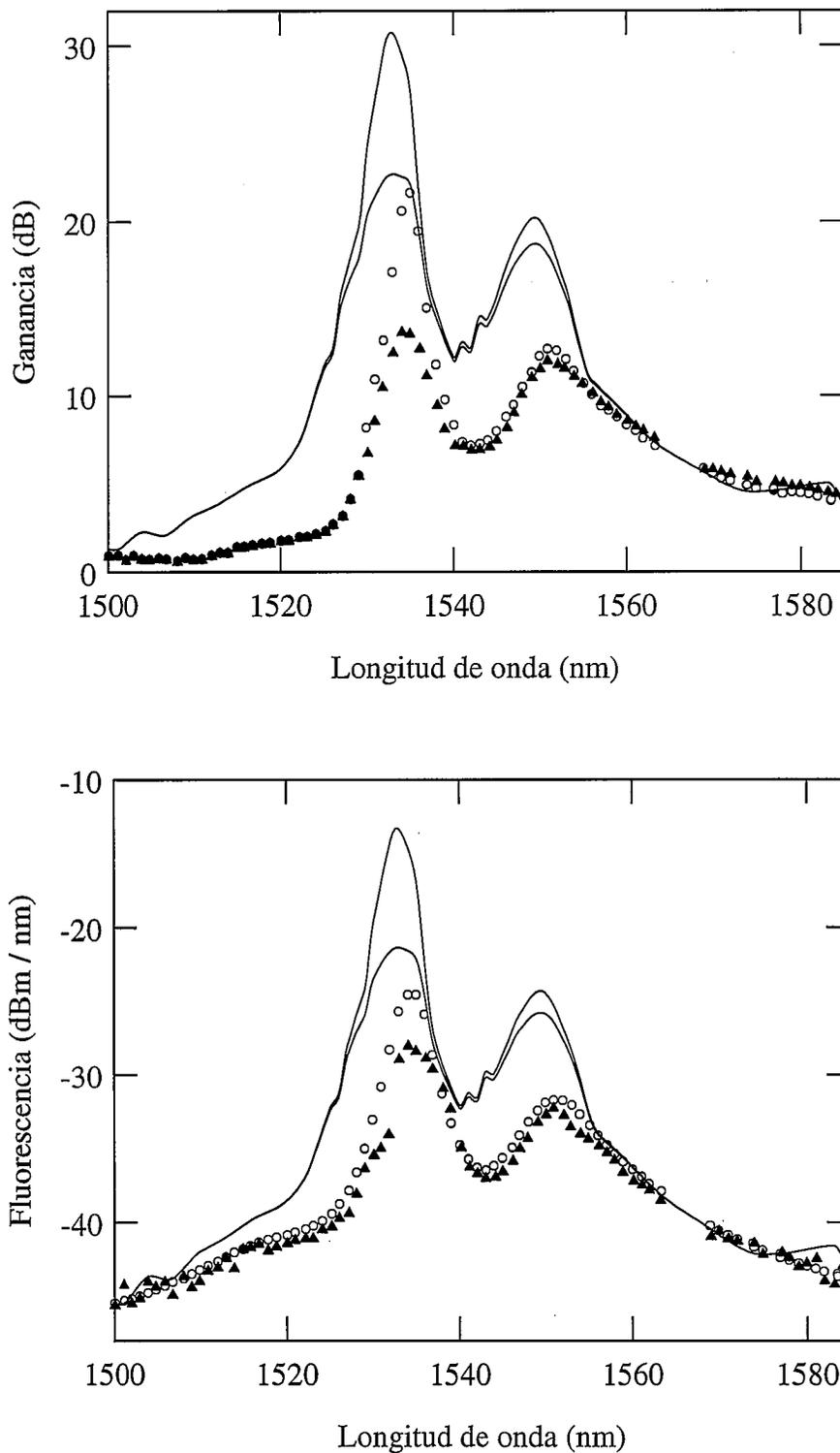
**Fig. 5.3** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra **B** de 3.92 m de longitud y dos señales: 15 nW (círculos) y 20 μW (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 31 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).



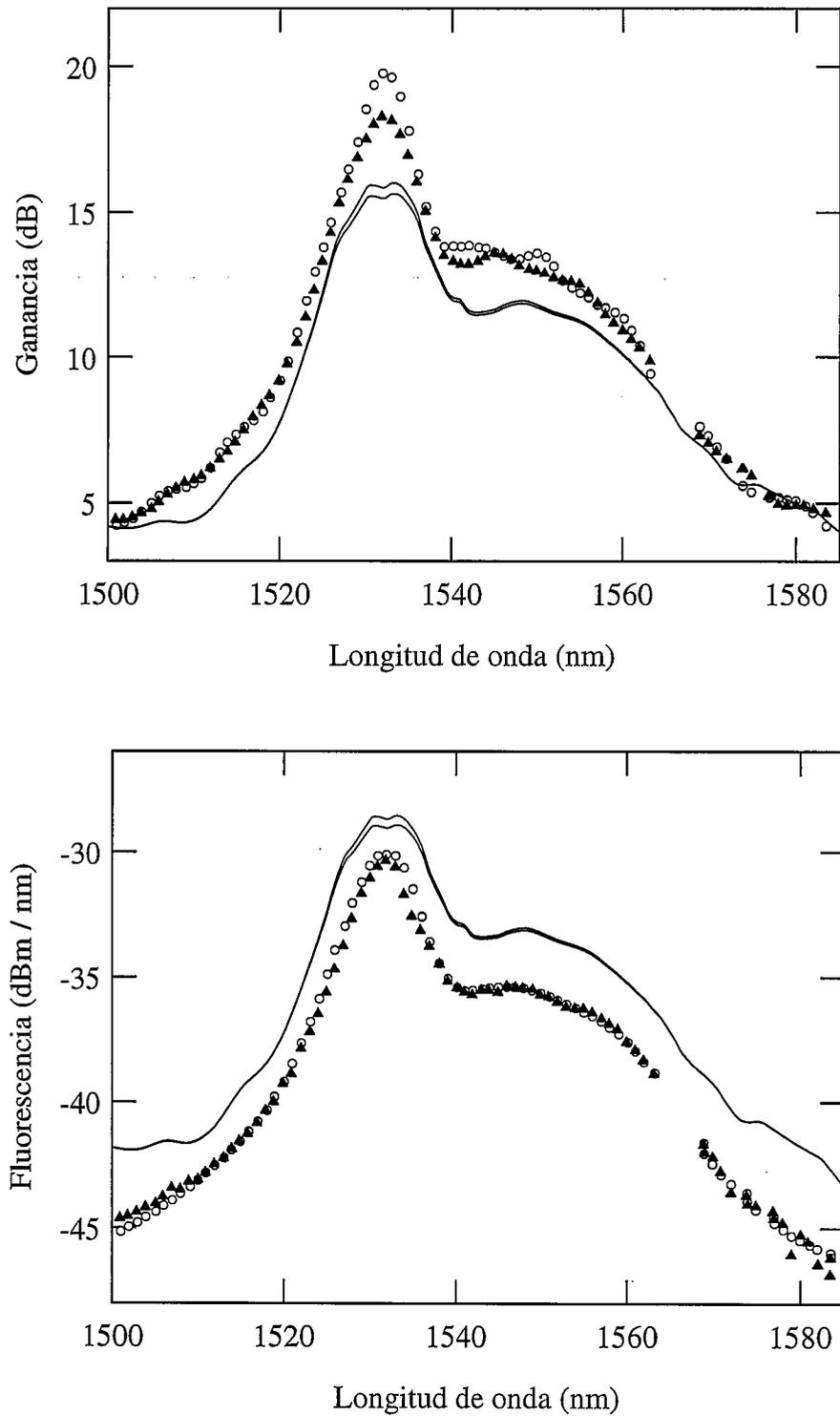
**Fig. 5.4** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra **B** de 3.92 m de longitud y dos señales: 15 nW (círculos) y 20 μW (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 19.6 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).



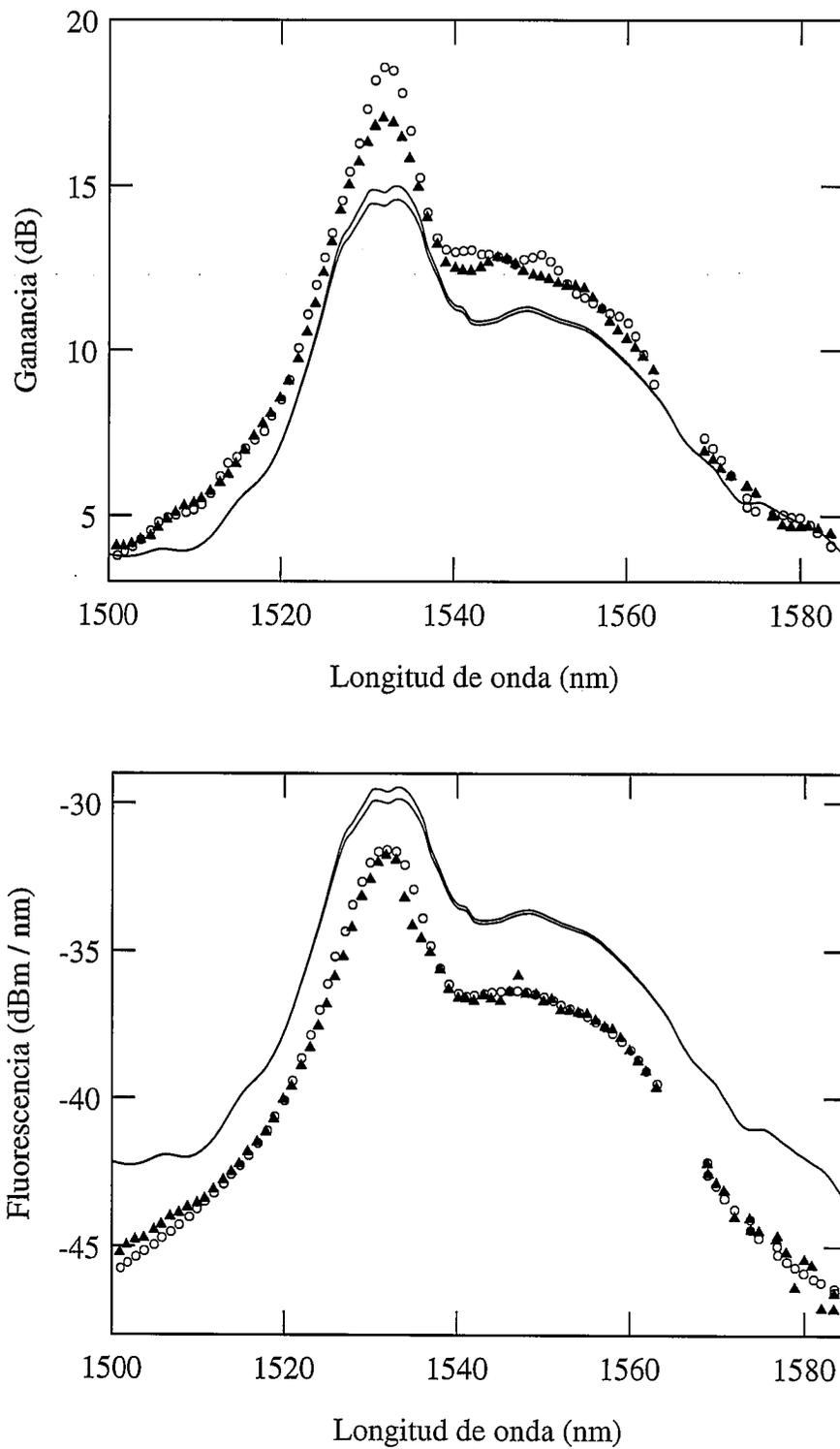
*Fig. 5.5 - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra **B** de 3.92 m de longitud y dos señales: 15 nW (círculos) y 20 μW (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 1480 nm.. La potencia de bombeo es de 31 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).*



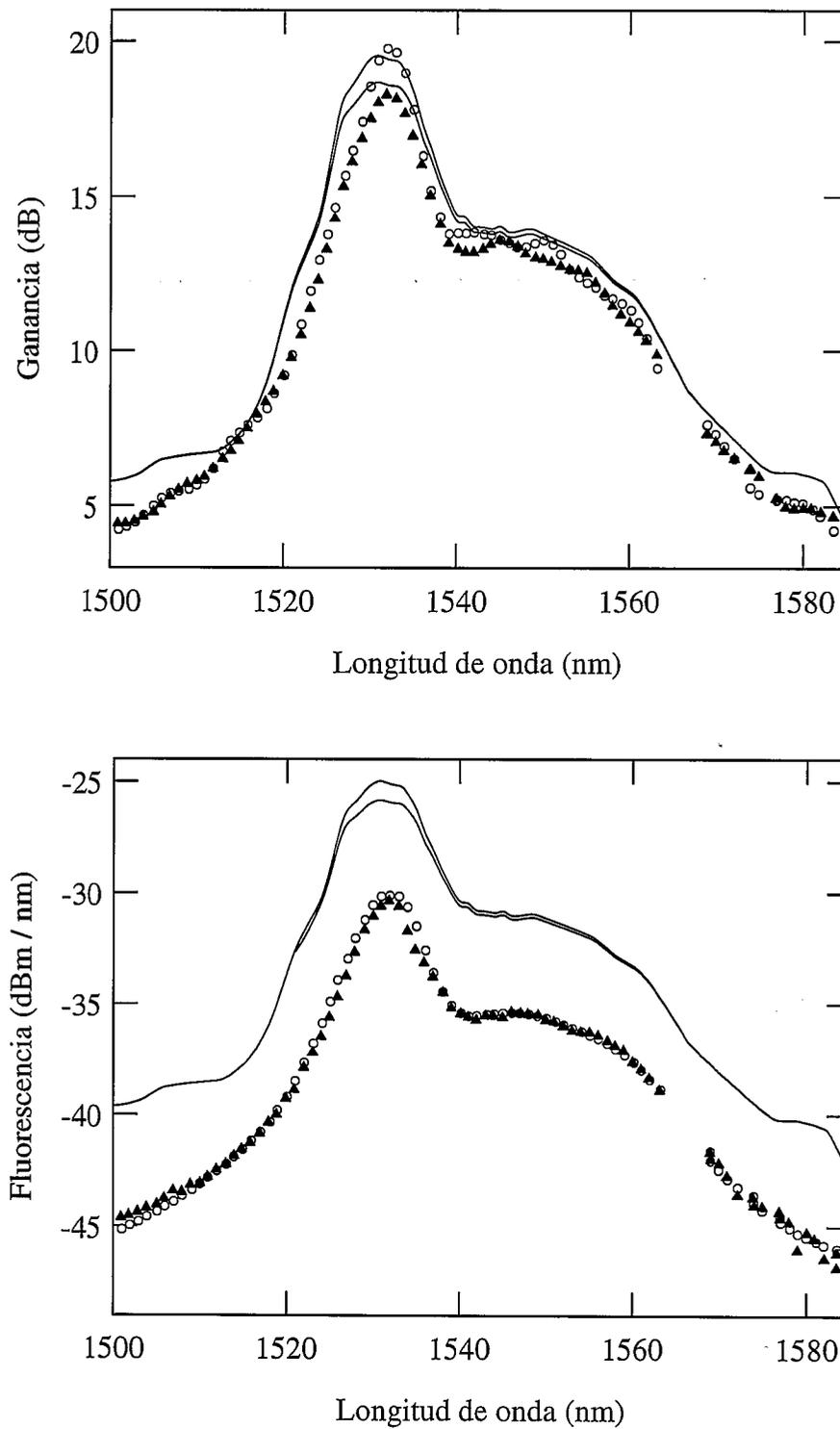
**Fig. 5.6** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra **B** de 3.92 m de longitud y dos señales: 15 nW (círculos) y 20 μW (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 1480 nm.. La potencia de bombeo es de 19.6 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).



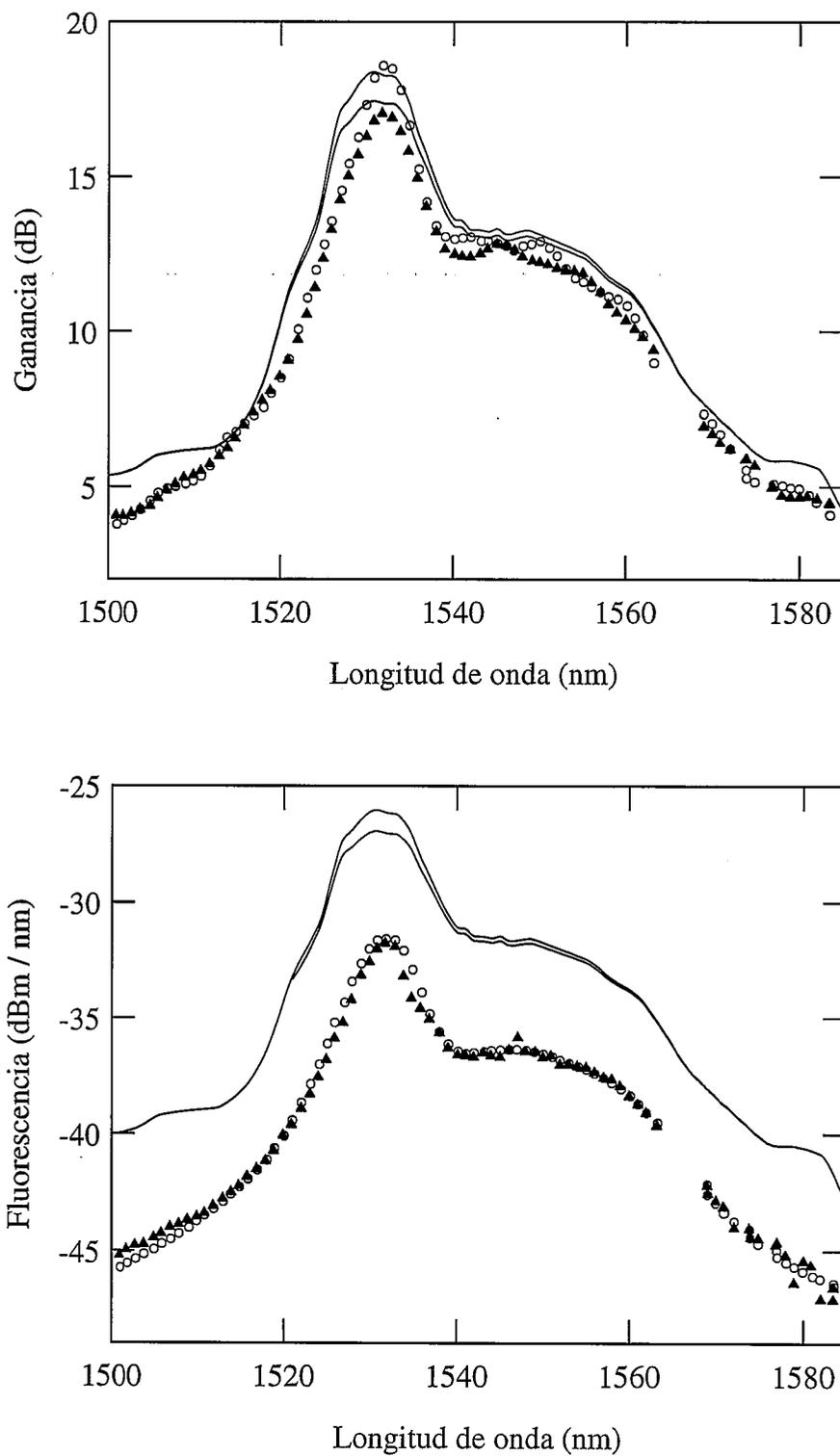
**Fig. 5.7** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra C de 7.43 m de longitud y dos señales: 15 nW (círculos) y 10 μW (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 30 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).



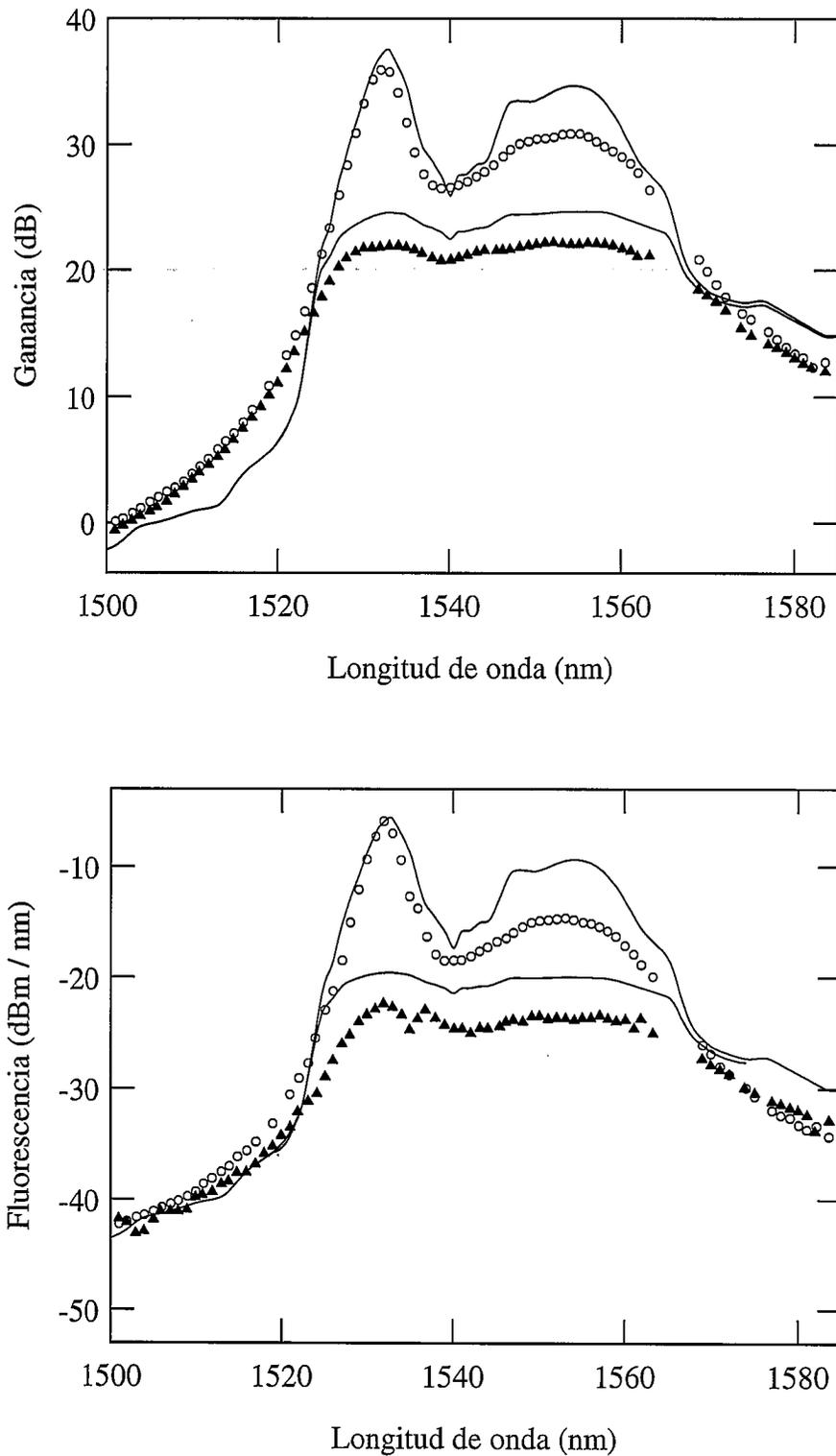
**Fig. 5.8** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra C de 7.43 m de longitud y dos señales: 15 nW (círculos) y 10 μW (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 21.1 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).



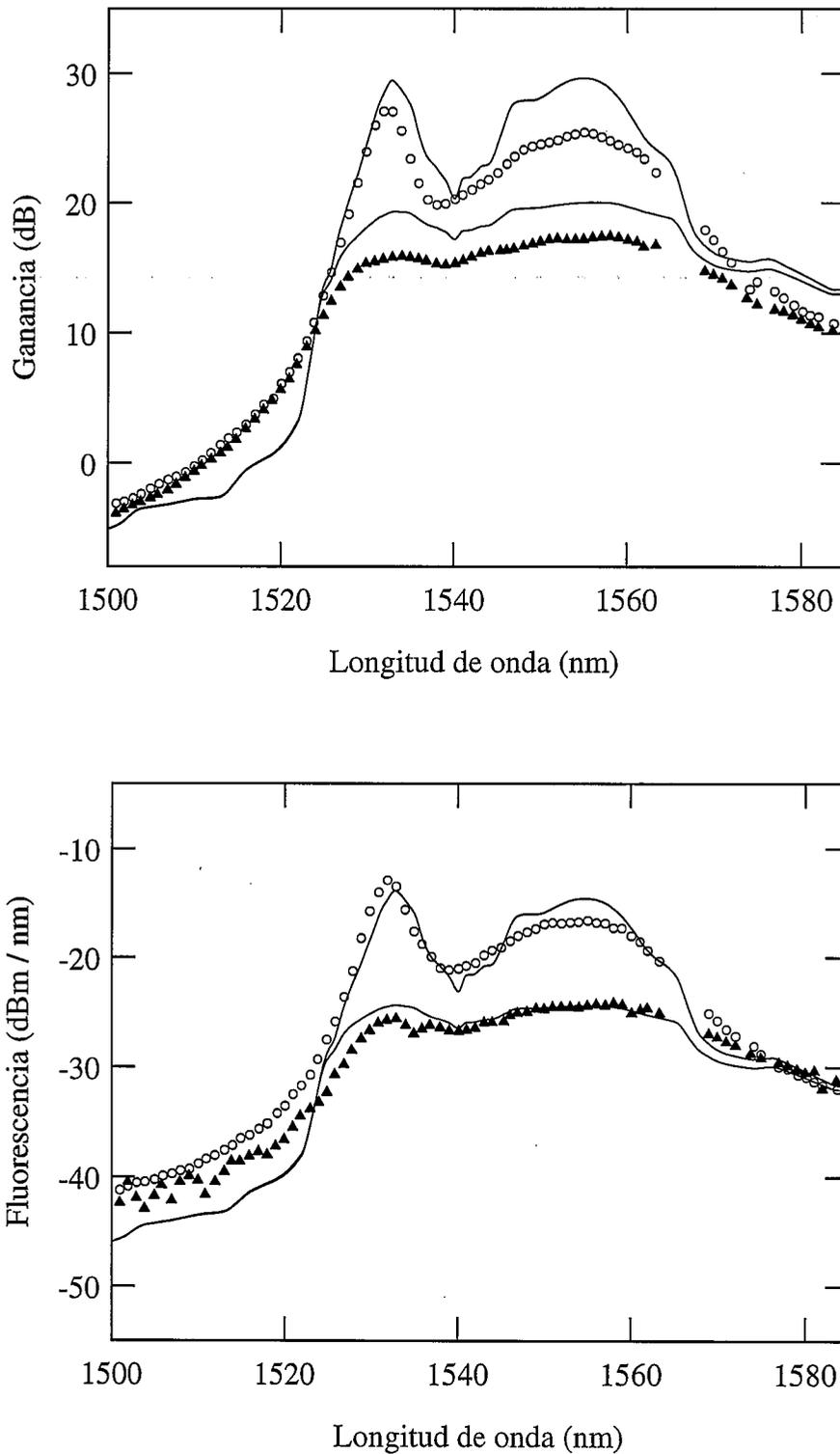
*Fig. 5.9 - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra C de 7.43 m de longitud y dos señales: 15 nW (círculos) y 10 μW (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 1480 nm. La potencia de bombeo es de 30 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).*



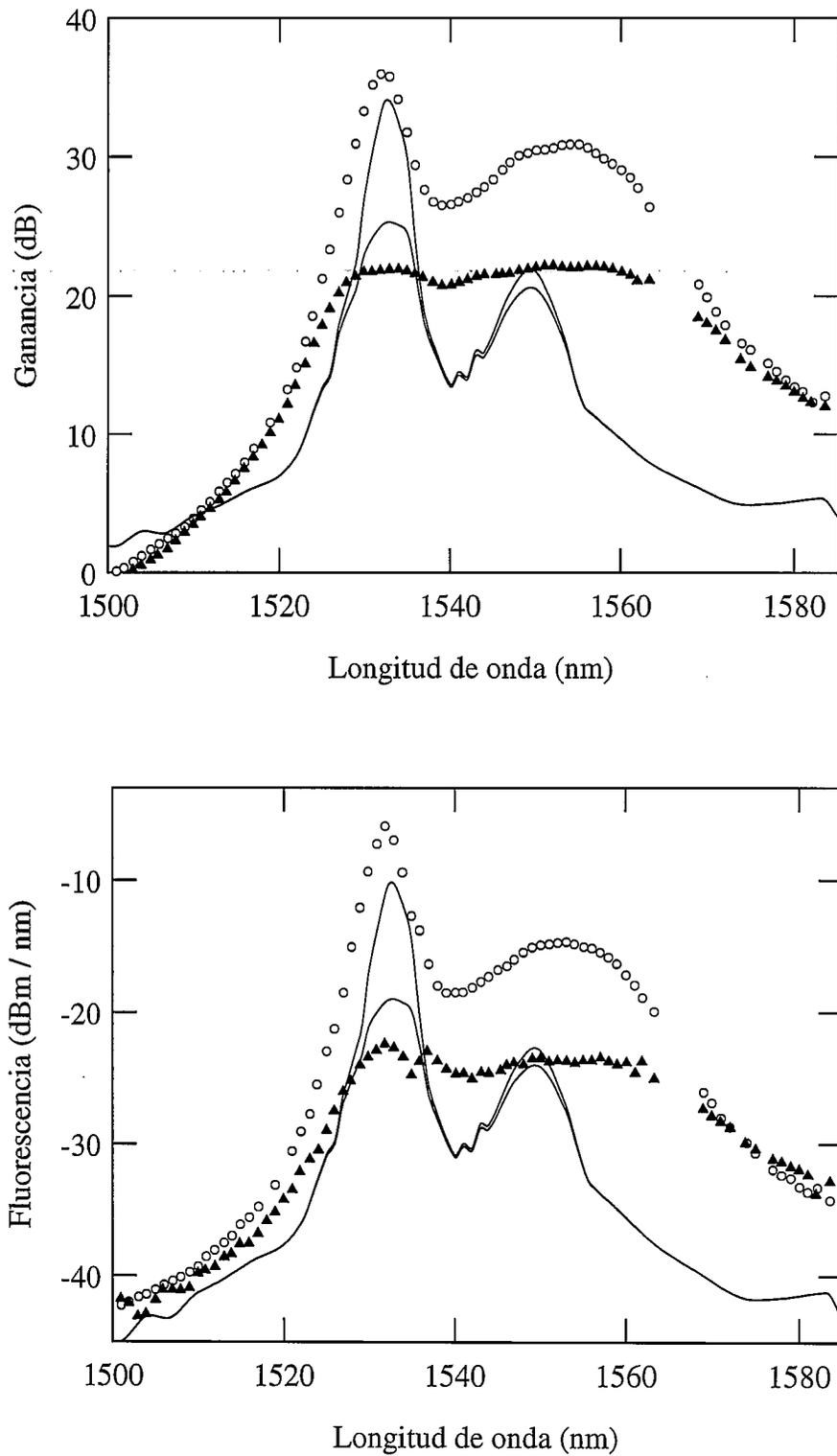
**Fig. 5.10** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra C de 7.43 m de longitud y dos señales: 15 nW (círculos) y 10  $\mu$ W (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 1480 nm. La potencia de bombeo es de 21.1 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).



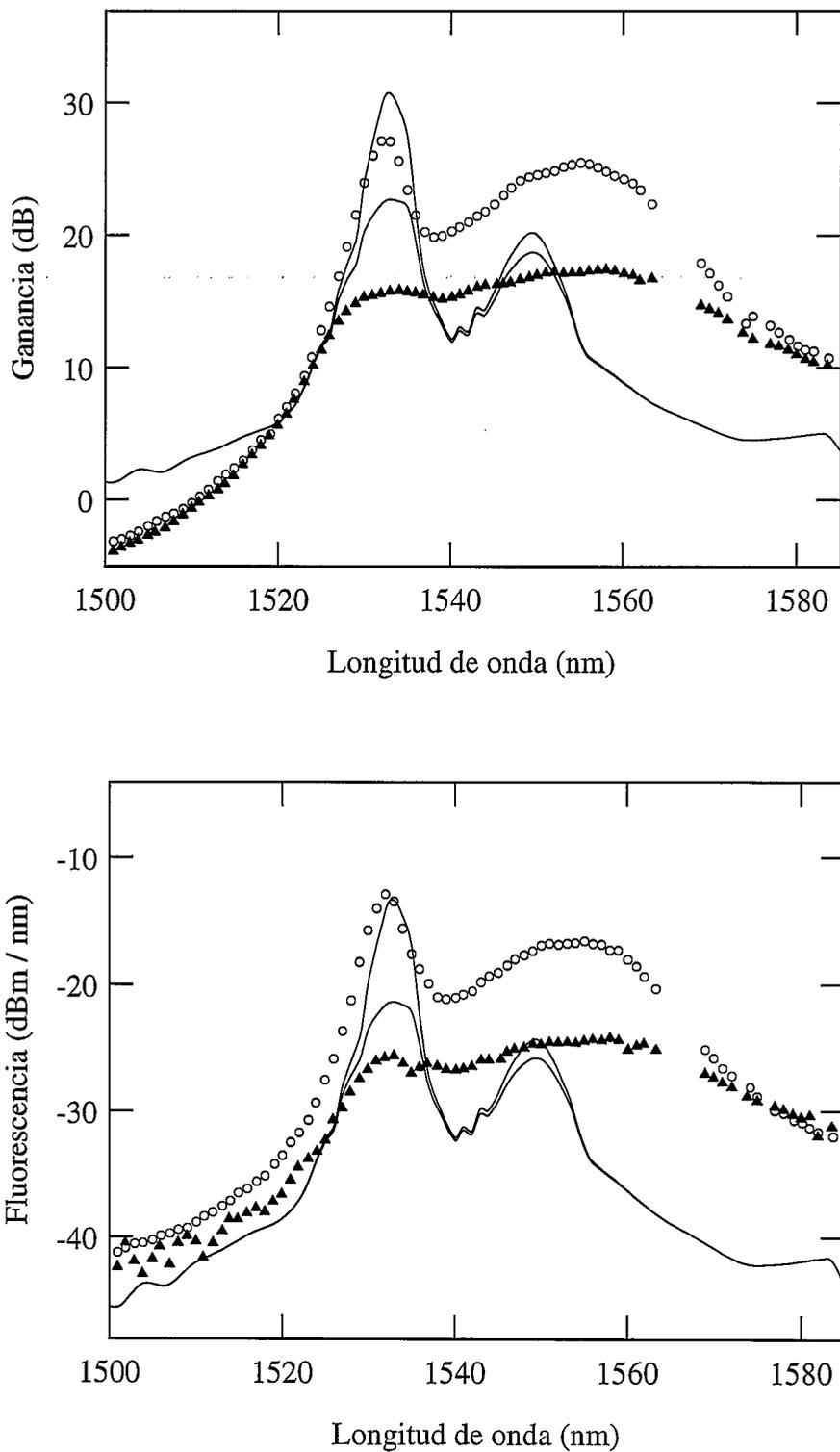
**Fig. 5.11** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra **E** de 12.95 m de longitud y dos señales: 300 nW (círculos) y 40 μW (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 31 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).



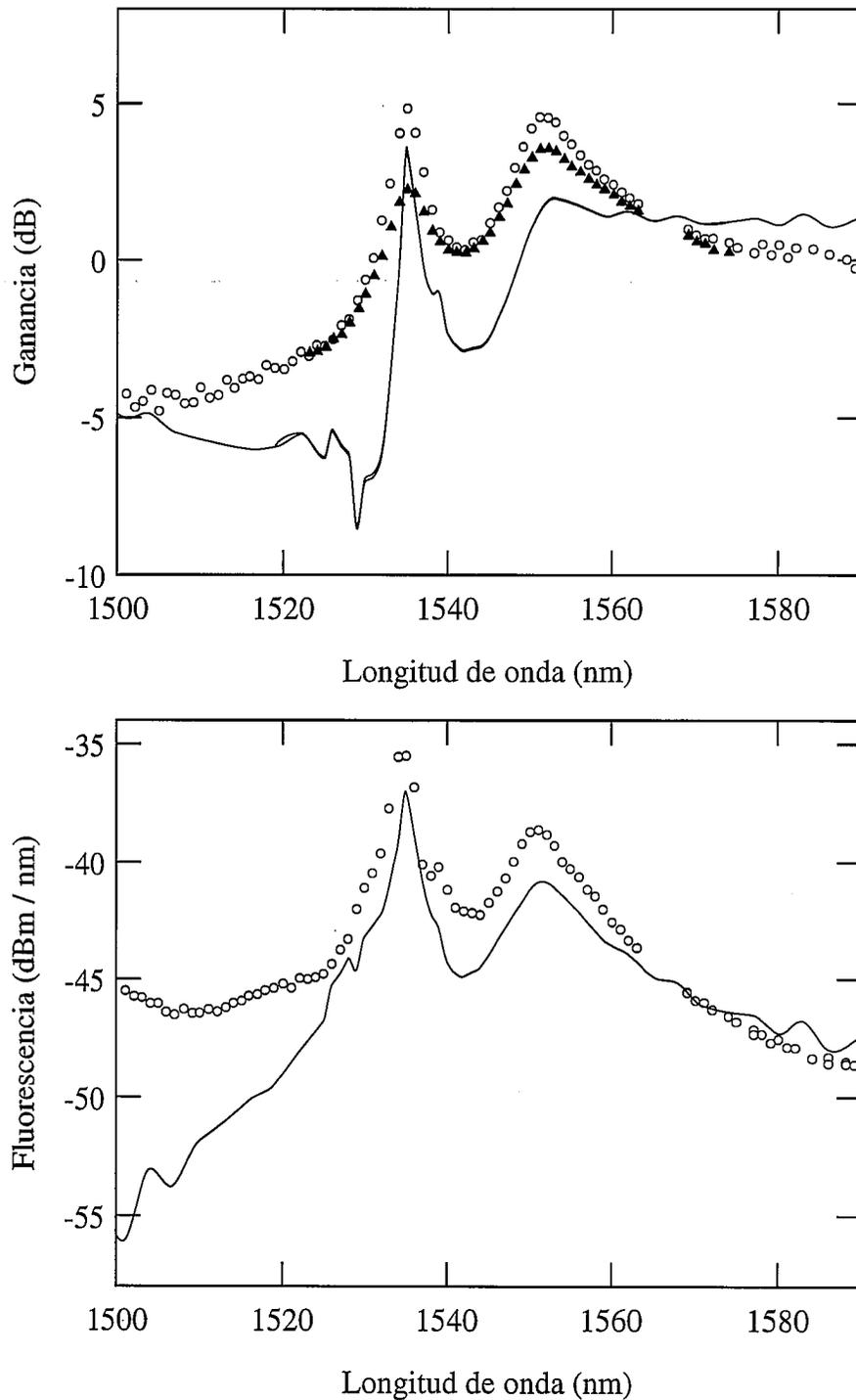
**Fig. 5.12** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra **E** de 12.95 m de longitud y dos señales: 300 nW (círculos) y 40 μW (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 16 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).



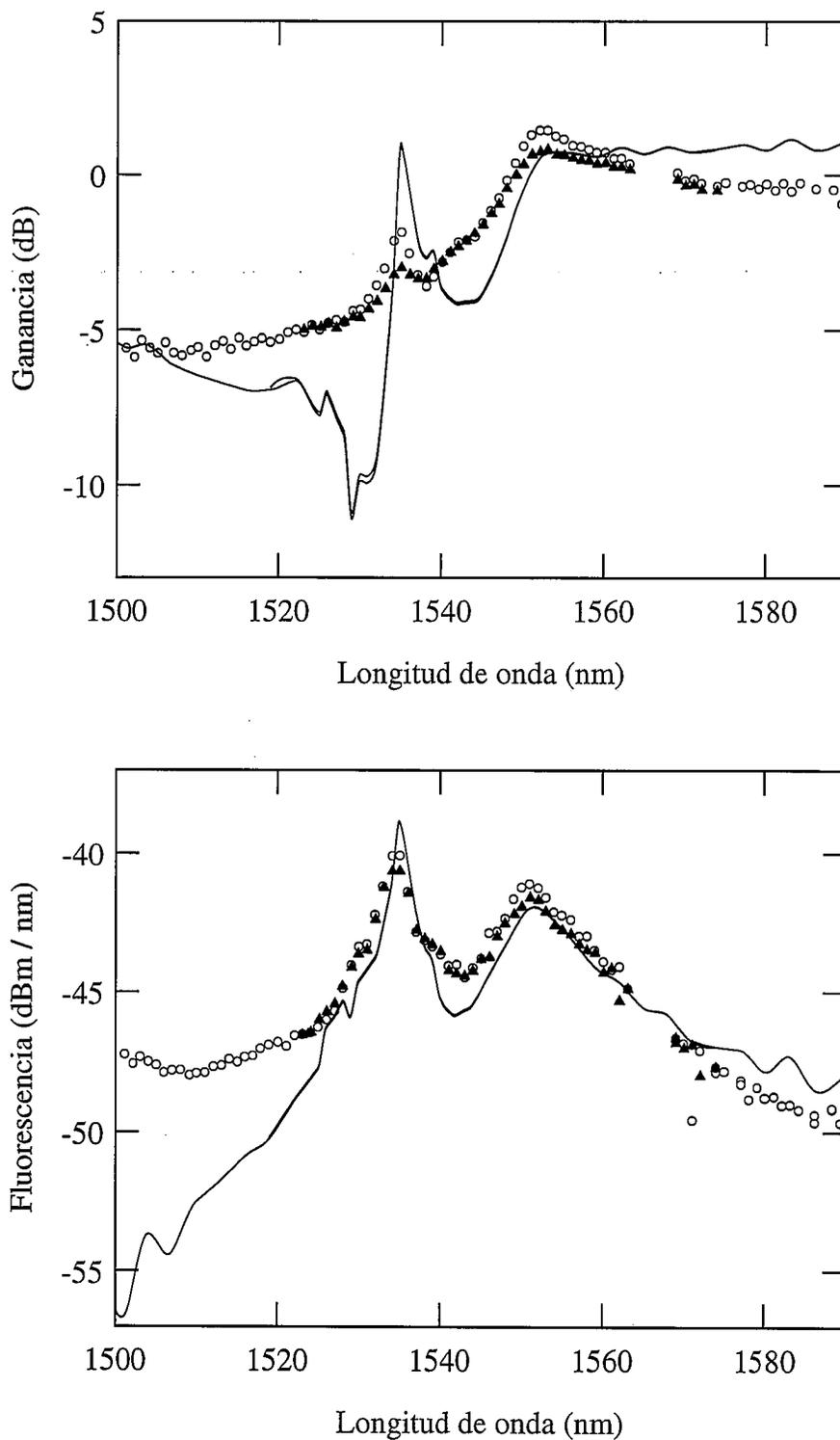
**Fig. 5.13** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra E de 12.95 m de longitud y dos señales: 300 nW (círculos) y 40 μW (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 1480 nm. La potencia de bombeo es de 31 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).



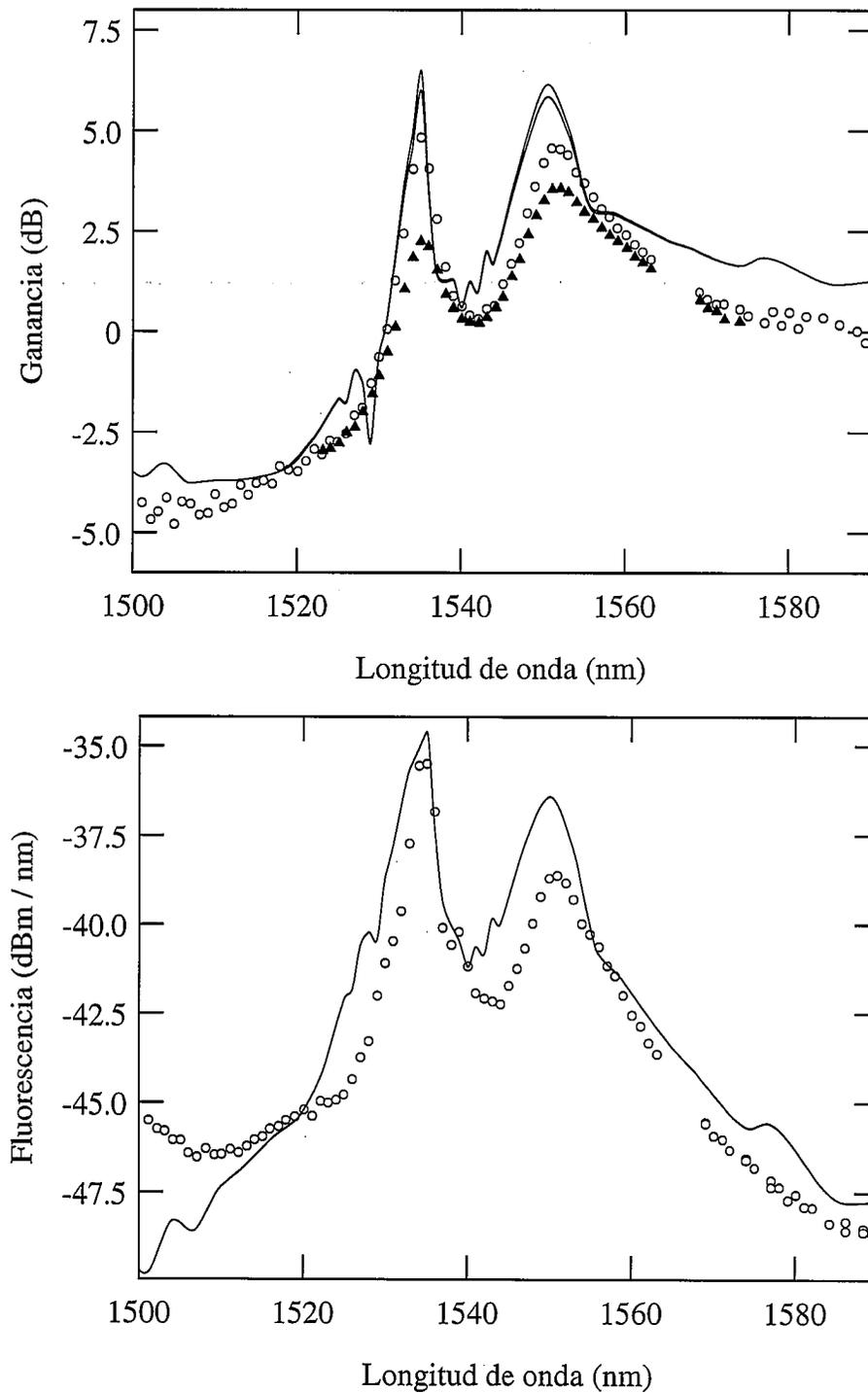
**Fig. 5.14** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra E de 12.95 m de longitud y dos señales: 300 nW (círculos) y 40  $\mu$ W (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 1480 nm. La potencia de bombeo es de 16 mW ( $\lambda_p = 980$  nm).



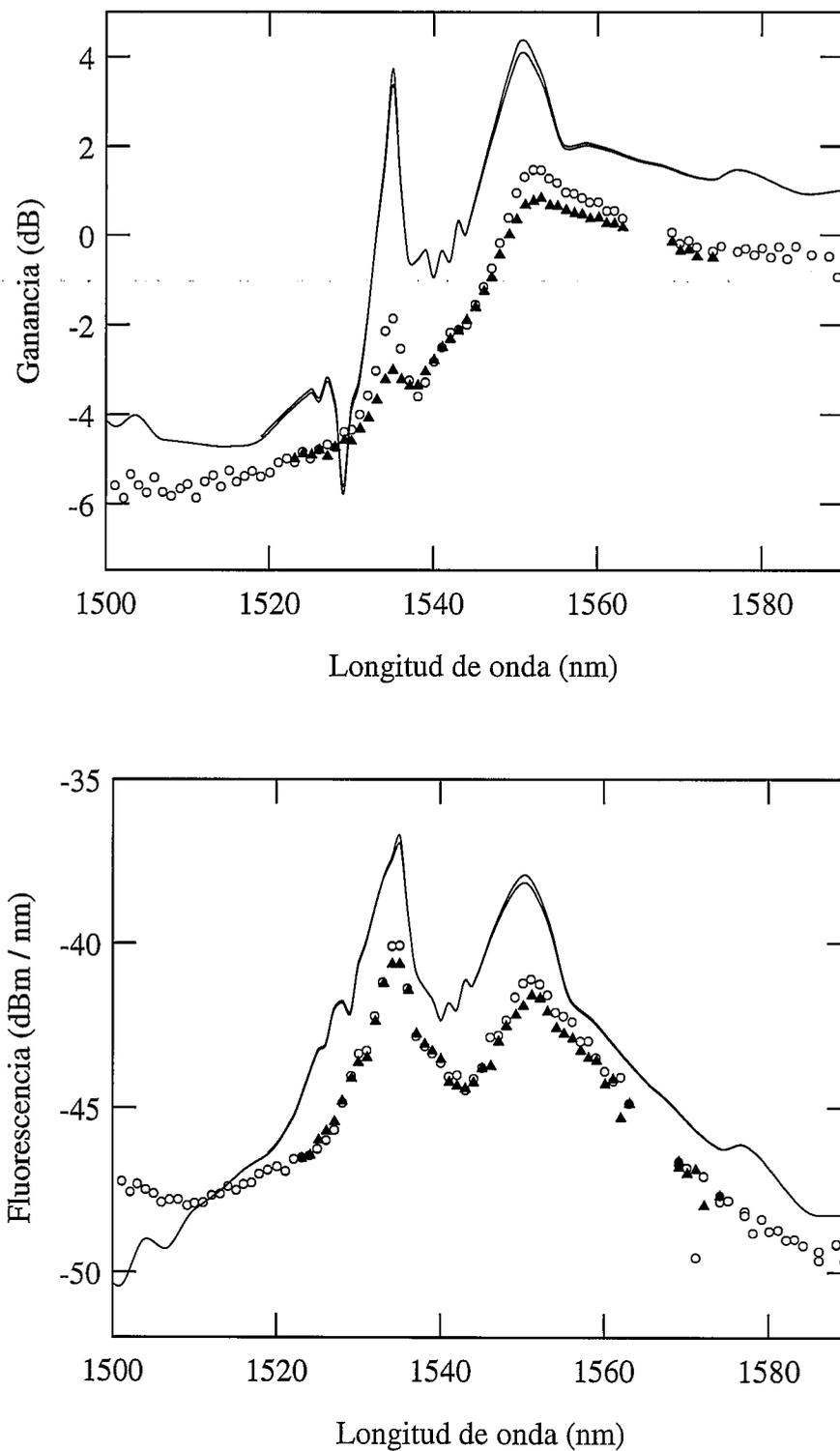
**Fig. 5.15** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra **B** ( $L = 3.88$  m) y dos señales:  $10 \mu\text{W}$  (círculos) y  $100 \mu\text{W}$  (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de  $980$  nm. La potencia de bombeo es de  $16.1$  mW ( $\lambda_p = 1480$  nm). Las curvas de fluorescencia correspondientes a ambas potencias de señal se superponen, por lo que únicamente se representa la correspondiente a  $P_s = 10 \mu\text{W}$ .



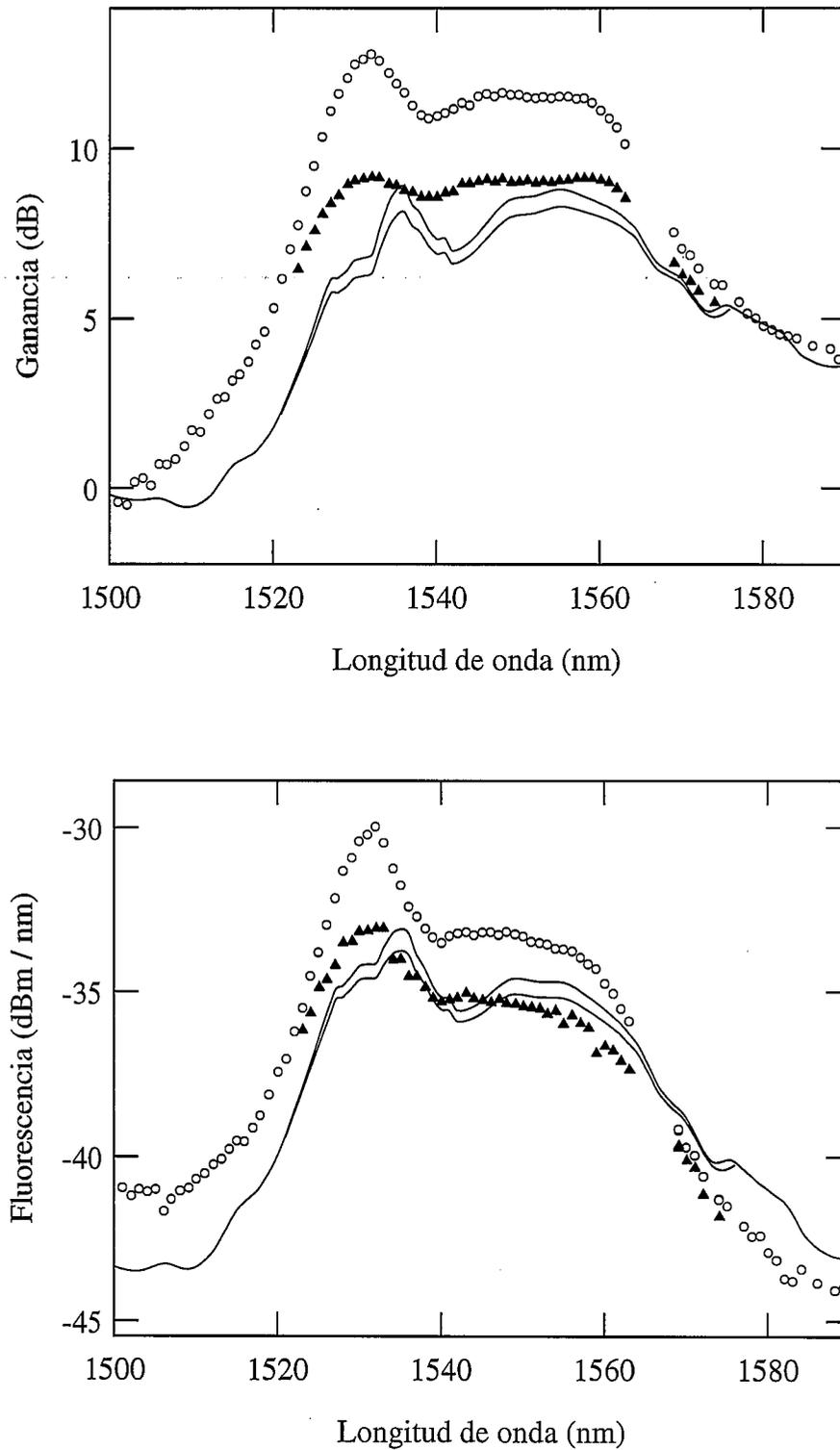
**Fig. 5.16** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra **B** de 3.88 m de longitud y dos señales: 10  $\mu\text{W}$  (círculos) y 100  $\mu\text{W}$  (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 9.8 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm).



**Fig. 5.17** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra **B** ( $L=3.88$  m) y dos señales:  $10 \mu\text{W}$  (círculos) y  $100 \mu\text{W}$  (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de  $1480$  nm. La potencia de bombeo es de  $16.1$  mW ( $\lambda_p = 1480$  nm). Las curvas de fluorescencia correspondientes a ambas potencias de señal se superponen, por lo que únicamente se representa la correspondiente a  $P_s = 10 \mu\text{W}$ .



**Fig. 5.18** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra **B** de 3.88 m de longitud y dos señales: 10  $\mu\text{W}$  (círculos) y 100  $\mu\text{W}$  (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 9.8 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm).



**Fig. 5.19** - Espectros de ganancia (arriba) y fluorescencia (abajo) obtenidos experimentalmente utilizando una muestra de fibra C de 13.47 m de longitud y dos señales: 10  $\mu$ W (círculos) y 100  $\mu$ W (triángulos), y curvas teóricas correspondientes (línea continua) calculadas con los coeficientes de emisión obtenidos de la caracterización con bombeo de 980 nm. La potencia de bombeo es de 15.9 mW ( $\lambda_p = 1480$  nm).

## **Capítulo 6**

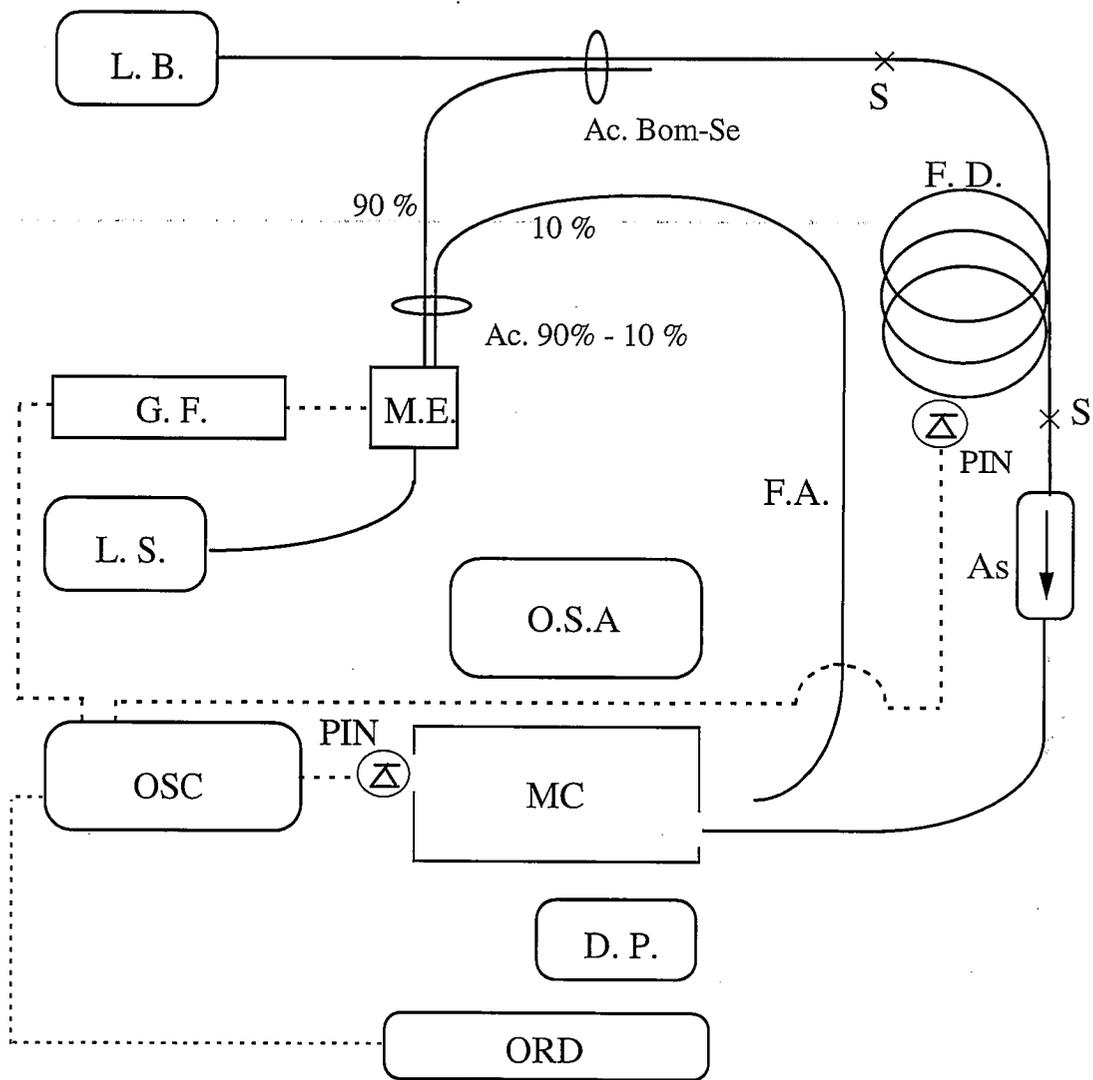
### **Medidas con señales moduladas y comparación con cálculos teóricos**

A lo largo de este trabajo se ha desarrollado, por una parte, un método de cálculo que permite obtener la evolución de todas las magnitudes de una fibra dopada cuando se le acopla radiación (señal o bombeo) dependiente del tiempo (capítulo 2). Por otro lado, en los capítulos 3 y 4 se ha descrito un procedimiento de caracterización de fibras dopadas con erbio que se ha aplicado a tres modelos de fibra. Se ha mostrado en el capítulo 5 que dicho procedimiento proporciona valores de los parámetros activos con los que se reproducen aceptablemente las magnitudes más relevantes de un amplificador óptico en régimen estacionario: su ganancia y su fluorescencia en el canal de señal. En este último capítulo, nos planteamos una comparación similar en diferentes casos en los que la señal de entrada se modula con perfil sinusoidal. Para obtener los datos experimentales, deberemos introducir algunas modificaciones en el montaje, así como en el método de medida, que como se verá resulta bastante diferente del empleado para las medidas con señal estática. Así pues, la resolución teórica de los diferentes casos requiere el uso de los resultados de la caracterización descrita en los capítulos 3 y 4, así como del método de cálculo desarrollado en el capítulo 2. Por lo tanto, en esta comparación ambos se someten a prueba. Por último, la presencia de señal modulada sinusoidalmente da lugar a una fenomenología que describiremos al final del capítulo.

## 6.1 MONTAJE EXPERIMENTAL

A grandes rasgos, el montaje experimental que se ha utilizado para obtener las medidas que presentamos en este capítulo (fig. 6.1) es similar al descrito en el capítulo anterior (fig. 5.1) con dos modificaciones fundamentales. La primera es debida a la obligación de acoplar a la fibra señal modulada, por lo que hemos de incluir un sistema de modulación. La segunda se debe a la necesidad de detectar señales variables con el tiempo, lo que desaconseja el empleo del analizador óptico como detector (que ofrece la posibilidad de seguir señales dependientes del tiempo, pero con unas prestaciones bastante limitadas). El seguimiento de la evolución temporal de la señal debe realizarse mediante un fotodiodo PIN, conectado a un osciloscopio digital. Describimos a continuación el montaje con mayor detenimiento.

Al igual que en el montaje de la figura 5.1, en éste tenemos dos fuentes de luz: el láser de bombeo (L.B.) y el láser de señal (L.S.). El bombeo llega al acoplador previo a la fibra dopada (Ac. Bom - Se), destinado a multiplexar señal y bombeo, sin atravesar ningún otro dispositivo. No sucede lo mismo con la señal. Tras el láser de señal, nos encontramos con el modulador electroóptico (M.E.), el cual modula la potencia de señal con el perfil que recibe del generador eléctrico de funciones (G.E.). A continuación, colocamos un acoplador con el que se bifurca el camino de la señal (a este acoplador lo llamaremos "divisor de señal"). La relación entre las potencias de señal de las dos salidas del acoplador es aproximadamente 90 % - 10 %. A la salida de 10 % se suelda una fibra convencional (F.A. o fibra auxiliar) que lleva la luz directamente a la zona de detección (explicaremos la finalidad de la fibra auxiliar un poco más adelante). La salida de 90 % se conecta al acoplador multiplexador (Ac. Bom - Se) y, tras éste, la señal y el bombeo se juntan en una sola fibra que se empalma a la fibra dopada (F. D.) que pretendemos estudiar. Disponemos de un fotodiodo (PIN) que colocamos al lado de la fibra dopada, en el punto que deseemos, para registrar la evolución de la fluorescencia transversal. Dicho fotodiodo se conecta directamente a un osciloscopio digital (OSC), el cual también recibe la señal del generador eléctrico, que utiliza como referencia para la sincronización de los barridos. Volviendo al camino que sigue la luz, después de la fibra dopada encontramos un aislador óptico (As). El siguiente elemento es un monocromador (MC), destinado a seleccionar el canal que nos interese en cada



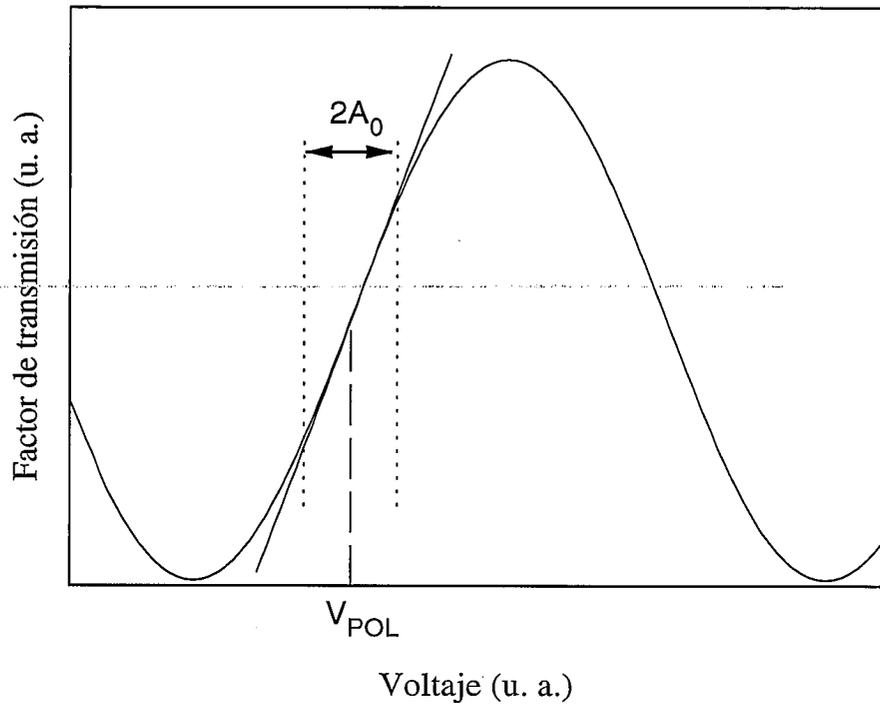
**Fig. 6.1** - Montaje experimental utilizado para la medida de señales dependientes del tiempo (pág. siguiente). Se simboliza en trazo continuo la fibra óptica (dopada o no) y en trazo discontinuo las conexiones eléctricas.

- Ac. 90% - 10%** - Acoplador divisor de señal. **Ac. Bom - Se** - Acoplador multiplexador de señal y bombeo. **As.** - Aislador óptico. **D.P.** - Detector de potencia. **F.A.** - Fibra auxiliar. **F.D.** - Fibra dopada. **G.F.** - Generador eléctrico de funciones. **L.B.** - Láser de bombeo. **L.S.** - Láser de señal. **M.C.** - Monocromador. **M.E.** - Modulador electroóptico. **ORD.** - Ordenador. **O.S.A.** - Analizador de espectros ópticos. **OSC.** - Osciloscopio digital. **PIN** - Fotodiodo PIN. **S** - Soldadura.

momento. A su salida colocamos un fotodiodo PIN conectado al osciloscopio digital. Finalmente, la señal registrada por éste se transmite a un ordenador (ORD). Incluimos también en el esquema del montaje dos aparatos que se utilizan durante algunas fases previas al registro de la señal, tales como el detector de potencia (D.P.) y el analizador de espectros ópticos (O.S.A.).

De todos estos dispositivos, los dos únicos que no han sido descritos en capítulos anteriores son el acoplador divisor de señal y el modulador electroóptico. Comencemos por este último. Está fabricado por la compañía GEC. Permite modular hasta una frecuencia de 2.5 GHz y admite potencias superiores a 100 mW (ambas características cumplen sobradamente con los requisitos que necesitamos). Su funcionamiento está optimizado para la longitud de onda de 1550 nm, pero no presenta ningún problema cuando la longitud de onda es cualquier otra dentro de la banda de señal (de 1500 a 1600 nm). En la figura 6.2, correspondiente a un modulador electroóptico típico, se observa que, al modificar el voltaje al que se somete el dispositivo, cambia la transmisión siguiendo una ley sinusoidal. Por ello, si se quiere obtener una respuesta aproximadamente lineal, debemos situar el punto de operación en el valor medio de la senoide, con el voltaje de polarización ( $V_{POL}$ ) adecuado. Sobre ese fondo de voltaje, se suma la señal de voltaje variable deseada. Si su amplitud no excede un cierto límite ( $A_0$ ), la respuesta del modulador es prácticamente lineal y, por lo tanto, su transmisión sigue el perfil de onda del voltaje variable que le suministramos al dispositivo. Pueden alcanzarse factores de modulación en torno al 80 % sin que la distorsión de la transmisión con respecto a la señal de voltaje resulte excesiva, aunque tampoco hasta el punto de que pueda desprejarse: para obtener resultados precisos en los cálculos, registraremos con el osciloscopio el perfil de la señal óptica de entrada a la fibra, que será el que emplearemos como dato de partida. Así pues, aunque frecuentemente nos referimos a este tipo de señales con el calificativo de “sinusoidales”, queda claro que ni lo son exactamente ni para los cálculos son consideradas como tales.

Uno de los problemas del modulador electroóptico es que su factor de transmisión máximo es aproximadamente de un 10 % ó un 15 %, lo cual supone una pérdida de potencia de señal bastante importante. Pero este dispositivo presenta una dificultad bastante más grave: su respuesta depende del estado de polarización de la luz que recibe. Además, al variar dicho estado



*Fig. 6.2 - Curva de transmisión de un modulador electroóptico típico en función del voltaje que se le suministra.*

no se produce simplemente una mayor o menor atenuación de la luz, sino también un cambio en el perfil de modulación que aplica a la señal que recibe, hasta el punto de que con cierta polarización la respuesta del modulador puede ser lineal y, al cambiar el estado de polarización, la característica lineal puede perderse. Si tenemos en cuenta que pequeñas modificaciones en las curvaturas de la fibra provocan variaciones drásticas en el estado de polarización de la luz guiada, fácilmente puede comprenderse que la presencia de un modulador electroóptico puede dar lugar a inestabilidades en la señal que llega a la fibra. Si no se modifica la disposición de la fibra sobre la mesa de laboratorio, la respuesta del modulador no cambia apreciablemente a lo largo de segundos o de unos pocos minutos, pero puede haber variado visiblemente al cabo de tiempos en torno a media hora. Puede incorporarse al montaje un controlador de polarización, que se coloca antes del modulador (de hecho, se ha empleado en ocasiones en las medidas de este capítulo). Este dispositivo permite maximizar rápidamente la señal que transmite el modulador, pero no resuelve el problema más grave, que es su inestabilidad. Frente a esta dificultad, no queda más remedio que fijar la fibra a la mesa en varios puntos, para concederle la menor libertad de movimiento posible, y, cuando la transmisión del modulador cambia (cosa que,

inevitablemente, siempre sucede a pesar de todas las precauciones), corregir el montaje y volver a calibrar la señal de entrada.

El acoplador divisor de señal se incluye en el montaje para disponer en la fibra auxiliar de una señal proporcional a la que acoplamos a la fibra dopada. Así pues, si se calibra la relación entre las transmisiones de las dos salidas del acoplador divisor, midiendo la señal de la fibra auxiliar podemos conocer cuál es la señal que se acopla a la fibra dopada. Cabe pensar que existe otra vía más sencilla para saber el valor de la señal: midiéndolo directamente en la fibra de salida del multiplexador antes de empalmarla a la fibra dopada. De esta forma, resultarían innecesarios el acoplador divisor y la fibra auxiliar. Sin embargo, recordemos que esta medida debe repetirse frecuentemente porque el sistema se desestabiliza fácilmente y hay que corregir su disposición cada cierto tiempo. Por tanto, sin la presencia del acoplador divisor, deberíamos deshacer y rehacer asiduamente la soldadura entre la salida del multiplexador y la fibra dopada. Por ello, es preferible incluir el acoplador divisor en el montaje y mantener intactas todas las soldaduras durante las diferentes medidas con una muestra de fibra.

Otra de las dificultades con que nos encontramos es la de conocer la correspondencia entre los valores de voltaje que registra el osciloscopio y los valores de potencia óptica, que son los que nos interesan. La forma de hallar el valor del factor de conversión es diferente según la magnitud registrada sea señal de la fibra auxiliar o bien luz de salida de la fibra dopada (sea señal o sea fluorescencia longitudinal). En el primer caso, los pasos a seguir son los siguientes: se desconecta el generador eléctrico de funciones para que la señal de salida del modulador electroóptico permanezca constante. Se mide la potencia a la salida de la fibra auxiliar con el detector de potencia. A continuación, se conecta el final de esta fibra a la entrada del monocromador y se registra con el osciloscopio el valor de tensión que suministra el fotodiodo. La relación entre la potencia anterior y este valor es el factor de conversión que buscamos. Si nos interesa la luz a la salida de la fibra dopada, el procedimiento es parecido, pero con una modificación: para medir la potencia no nos sirve el detector de potencia, puesto que éste marcará un determinado valor en el que se engloban todos los tipos de luz que salen de la fibra dopada: la señal, el bombeo y todo el espectro de fluorescencia. La medida debe efectuarse con el analizador óptico. Como ya se ha comentado en el capítulo anterior, este aparato tiene una

precisión muy limitada para la medida de potencias. Por ello, no se toma como dato el que directamente da el analizador óptico, sino que dicho valor se multiplica por un factor corrector previamente calibrado con ayuda del detector de potencia (cap. 5).

Como a lo largo del resto de este trabajo, los canales de fluorescencia longitudinal que se han considerado tienen 1 nm de anchura, mucho mayor que la anchura espectral de la señal que se tiene. Esta diferencia provoca que el factor de conversión para una señal de una longitud de onda determinada no sea válido para la fluorescencia de la misma longitud de onda: en la medida de la fluorescencia se recoge la potencia correspondiente a 1 nm de anchura espectral, mientras que en la medida de la señal, por mucho que en el monocromador tengamos seleccionada una resolución de 1 nm, el sistema está trabajando como si solamente recogiera la potencia perteneciente a la anchura espectral de la señal. Aparte de ello, en ocasiones la potencia de señal es tan alta que llega a saturar el fotodiodo, con lo que debemos reducir la anchura de la rendija del monocromador para las medidas de señal y volver a aumentarla para las medidas de fluorescencia. Evidentemente, este hecho también es motivo de diferencia entre los factores de conversión correspondientes a la señal y a la fluorescencia.

Explicaremos seguidamente los pasos realizados para tomar las diferentes medidas con nuestro montaje.

1.- Se calibra la relación entre las transmisiones de las dos salidas del divisor de señal para las diferentes longitudes de onda de señal que vayan a utilizarse.

2.- Se coloca la muestra de fibra dopada en el montaje.

3.- Se calibra el factor de conversión entre las medidas con el osciloscopio y las medidas de potencia para la señal que circula por la fibra auxiliar (con el generador eléctrico de funciones desconectado).

4.- Se conecta el generador de funciones y se selecciona la frecuencia y el factor de modulación deseados visualizando la forma de onda en el osciloscopio. Los datos recogidos por el osciloscopio se transmiten al ordenador. Multiplicando dichos datos por el factor de conversión medido en el paso 3, por la relación entre las transmisiones de las dos salidas del

divisor de señal (paso 1) y por el factor de transmisión de la soldadura del principio de la fibra dopada se obtiene la potencia de entrada en función del tiempo.

5.- Se desconecta el generador eléctrico de funciones. Se calibra el factor de conversión entre el voltaje que marca el osciloscopio y la potencia que marca el analizador óptico para la señal o para un canal de fluorescencia de salida de la fibra dopada.

6.- Se vuelve a conectar el generador eléctrico, con lo cual aparece en el osciloscopio la forma de onda de la señal (o de la fluorescencia) a la salida de la fibra. Estos datos se transmiten al ordenador. Para obtener los datos de potencia, multiplicamos los datos de voltaje registrados por el factor de conversión correspondiente (paso 5) y el resultado lo dividimos por el factor de transmisión de la soldadura a la salida de la fibra y por el factor de transmisión del aislador óptico (si la longitud de onda de bombeo es de 980 nm).

7.- Podemos modificar la potencia de bombeo, la potencia de señal de entrada o la frecuencia de modulación y registrar en el osciloscopio las curvas correspondientes a todos estos casos. En todo momento, debe vigilarse si el factor de transmisión del modulador electroóptico permanece constante. Para ello, la fibra auxiliar permanece conectada al detector de potencia. Con ello, podemos darnos cuenta al instante de las posibles fluctuaciones del sistema.

Aparte de las medidas de señal o fluorescencia en el extremo final de la fibra dopada, con el montaje de la figura 6.1 también se pueden tomar datos de la evolución de la potencia de fluorescencia transversal aproximando un fotodiodo a la fibra dopada tanto como sea posible, tal y como se explicó en el capítulo 4. Sabemos que dicha potencia está relacionada con la población del nivel superior de la transición de señal,  $N_{2r}$ . Aunque, desafortunadamente, no hay ningún modo de calibrar el factor que relaciona ambas magnitudes, sí puede resultar interesante observar la evolución temporal de una magnitud proporcional a  $N_{2r}$ . Es aconsejable medir consecutivamente las curvas de las diferentes magnitudes (señal, fluorescencia longitudinal y fluorescencia transversal) correspondientes a cada caso sin desconectar en ningún momento el generador de funciones del osciloscopio, cuya señal toma como referencia para sincronizar los barridos. De esa forma, las curvas de las diferentes magnitudes se toman "en fase": si, por ejemplo, el barrido comienza cuando la señal de entrada se halla en su punto mínimo, sabemos que el primer punto de muestreo de las tres curvas es el que corresponde al mínimo de potencia de señal de entrada. De la misma manera, sabemos que, por ejemplo, el punto de muestreo

número 50 de la curva de potencia de señal a la salida corresponde al mismo instante que el punto de muestreo número 50 de la curva de potencia de fluorescencia o de la curva de evolución de la fluorescencia transversal.

## **6.2. COMPARACION TEORIA - EXPERIMENTO**

Con objeto de comprobar la utilidad del método de cálculo desarrollado para señales dependientes del tiempo, se han efectuado medidas de la evolución de la señal y la fluorescencia con distintas muestras de fibra a las que se les ha suministrado una señal con modulación aproximadamente sinusoidal. Los resultados experimentales se comparan con los calculados teóricamente empleando los parámetros activos deducidos en el capítulo 4. Así pues, la comparación que planteamos es también un nuevo examen de la capacidad de predicción del modelo teórico y, en particular, de la utilidad del método de caracterización desarrollado en este trabajo.

### **Elección de los casos a comparar**

En toda comparación de este estilo surge el problema de escoger un número de casos suficiente como para que sea representativo de la mayor cantidad de situaciones posible y, a la vez, suficientemente pequeño como para que la información obtenida sea manejable. Repasemos las diferentes posibilidades que podemos combinar. Disponemos de tres modelos de fibra dopada y de dos longitudes de onda de bombeo. Podemos variar la longitud de la muestra de fibra dopada y la potencia de bombeo. En cuanto a la señal, podemos variar su potencia media y su longitud de onda. Si nos limitamos a señales de tipo sinusoidal, podemos modificar también su frecuencia y su factor de modulación. Si solamente combinamos dos valores de cada una de las magnitudes con los tres modelos de fibra, el número de casos se eleva a 384, cantidad que consideramos excesiva. Hemos tratado de seleccionar los parámetros cuyos valores puede resultar más interesante variar. En primer lugar, hemos efectuado la comparación únicamente con dos de los tres modelos de fibra previamente caracterizados: los C y E. La razón para descartar la fibra B es que, en la comparación de la ganancia y la fluorescencia para señales estacionarias (capítulo 5), es la que proporciona los peores resultados. Con cada modelo de fibra hemos

utilizado una sola longitud con cada una de las dos longitudes de onda de bombeo disponibles. Después, hemos escogido únicamente un factor de modulación para cada caso, siempre en torno al 70 u 80 %. De esta manera, en la distribución de poblaciones se dan variaciones importantes, con lo cual se pone a prueba el método de cálculo en situaciones bastante diferentes a las que se han visto en el capítulo anterior (señales estacionarias). También con idea de provocar un estado de la fibra que tenga que ver lo menos posible con el estacionario, las potencias de señal que se introducen son tan altas como nos permite el sistema (decenas o incluso unas pocas centenas de microwatios). Recordemos que, cuando la potencia de señal es suficientemente pequeña,  $N_{2r}(z, t)$  puede considerarse constante con respecto al tiempo y, por tanto, el comportamiento de la fibra es similar a la que presenta en situación estacionaria. En cuanto a la frecuencia de modulación, los valores escogidos son 100 Hz y 1000 Hz. Estos son los rangos de frecuencias en los que la respuesta de la fibra presenta más diferencias con respecto al comportamiento en situación estacionaria, como explicamos a continuación. Se ha comentado repetidamente que los cambios de  $N_{2r}(z, t)$  a lo largo del tiempo se realizan en tiempos del orden de milisegundos o decenas de milisegundo. Si la frecuencia de la señal es suficientemente alta, la distribución de poblaciones permanece constante al no poder responder con suficiente rapidez a los cambios en la señal. Por otra parte, cuando la frecuencia es muy baja la población de la fibra tiene tiempo para adaptarse a la potencia de señal que le introducimos en cada momento, es decir, si la potencia de señal viene dada por la función  $p(t)$ , la ganancia y la fluorescencia en un instante  $t_0$  serán prácticamente las mismas que las que tendríamos con una señal estacionaria de valor igual a  $p(t_0)$ . Entre ambos extremos, con valores de la frecuencia de la señal en torno a 100 Hz ó 1000 Hz es con los que encontramos situaciones que nada tienen que ver con casos estacionarios. Finalmente, escogemos como longitudes de onda de señal las de 1532 nm y 1554 nm, representativas de las dos zonas de máxima ganancia con las que nos podemos encontrar con las potencias de bombeo de que disponemos y, para cada longitud de onda de bombeo, una potencia de bombeo próxima a la máxima que puede suministrar la fuente y otra en torno a dos terceras partes de la primera. En resumen, por cada modelo de fibra y por cada longitud de onda de bombeo efectuaremos medidas y resolveremos teóricamente los casos resultantes de combinar dos potencias de bombeo con dos potencias de señal, dos longitudes de onda de señal y dos frecuencias: un total de 16 casos.

Las magnitudes que van a ser objeto de la comparación cambian con respecto a las que se emplearon en el capítulo anterior. Una de ellas era la ganancia, magnitud que en este caso se sustituye por la potencia de señal a la salida,  $P_s(L, t)$ , a lo largo de un periodo. En situación estacionaria, conocida la potencia de señal de entrada, es equivalente dar la ganancia o la potencia de salida. Sin embargo, con señales dependientes del tiempo ya no se da tal equivalencia salvo que no se produzca distorsión de la señal de salida con respecto a la de entrada (lo cual no puede decirse de los casos que hemos escogido para la comparación: en ellos sí que vamos a encontrarnos con distorsión). Podría definirse la ganancia como el cociente entre los valores de pico a pico de las señales de salida y entrada, pero consideramos más adecuado analizar la concordancia manejando otros parámetros. La otra magnitud que se sometía a comparación en el capítulo anterior era la potencia de fluorescencia correspondiente al canal de señal,  $P_f^+(L, \lambda_s)$ . Recordemos que la medida de esta magnitud se realizaba de modo indirecto, pues se debían registrar los valores de potencia de fluorescencia de los canales adyacentes e interpolar (cap. 5). Con señal dependiente del tiempo, esta operación debe efectuarse una vez por cada instante de muestreo, lo cual resulta bastante incómodo. Dado que, en definitiva, igual de válido es un canal de fluorescencia que otro para estimar si los resultados de los cálculos teóricos son satisfactorios o no, escogeremos cualquier otro que pueda medirse directamente. En concreto, cuando la longitud de onda de la señal sea de 1532 nm, efectuaremos la medida de fluorescencia en el canal de 1554 nm y viceversa.

Decididas las magnitudes que vamos a someter a comparación y el número de casos que vamos a estudiar, queda todavía una elección pendiente. En el capítulo 4, cada uno de los tres modelos de fibra utilizados fue caracterizado con dos longitudes de onda de bombeo y, por ello, para cada modelo de fibra se dispone de dos espectros de coeficientes de emisión. Los que vamos a considerar para realizar los cálculos son los que, en cada caso, dieron mejores resultados en la comparación de ganancia y fluorescencia realizada en el capítulo anterior. Para la fibra E, es claro que la caracterización con bombeo de 980 nm da mejores resultados que con bombeo de 1480 nm: las figuras 5.11 y 5.12 muestran una concordancia mucho mejor que las figuras 5.13 y 5.14 e, igualmente, la coincidencia teoría - experimento es mucho mejor en 5.23 y 5.24 que en 5.25 y 5.26. En cuanto a la fibra C, si la longitud de onda de bombeo es 1480 nm, la caracterización con dicha longitud de onda proporciona una concordancia (figs. 5.21 y 5.22)

claramente mejor que la obtenida a partir de la caracterización con bombeo de 980 nm (figs. 5.19 y 5.20). Sin embargo, si la longitud de onda de bombeo es 980 nm, no está claro a simple vista cuál de los dos procesos de caracterización ha resultado más acertado: el ajuste de la ganancia es apreciablemente mejor con los datos de la caracterización con bombeo de 1480 nm, mientras que el de la fluorescencia es más atinado con los resultados de la caracterización con bombeo de 980 nm. Para realizar nuestra elección con más fundamento, hemos considerado oportuno recoger en tablas algunos valores numéricos correspondientes a la comparación efectuada en el capítulo 5. En la primera, ofrecemos las diferencias entre teoría y experimento, correspondientes a las dos longitudes de onda de señal que vamos a emplear en la comparación de señales dinámicas, cuando los parámetros activos considerados son los hallados a partir de la caracterización con bombeo de 980 nm. La segunda tabla contiene datos similares pero considerando los parámetros activos hallados a partir de la caracterización con bombeo de 1480 nm. Dichos datos ya han sido proporcionados gráficamente, y por eso en estas tablas se indica la figura en que aparece cada uno.

**TABLA 6.1** - *Diferencias teoría - experimento en la ganancia y la fluorescencia correspondientes a las longitudes de onda de 1532 nm y 1554 nm*

**FIBRA C -  $\lambda_p = 980$  nm - Secc. Eff. de caracterización con 980 nm.**

$P_p(0)$ (mW)	$P_s(0)$	$\lambda_s$ (nm)	figura	Diferencias en gan. (dB)	Diferencias en flu. (dB)
30 mW	15 nW	1532	5.7	3.92	1.46
		1554	5.7	0.94	2.91
	10 $\mu$ W	1532	5.7	2.80	1.54
		1554	5.7	1.32	2.37
21.1 mW	15 nW	1532	5.8	3.77	1.97
		1554	5.8	0.87	2.78
	10 $\mu$ W	1532	5.8	2.65	1.76
		1554	5.8	1.25	2.79

**TABLA 6.2 - Diferencias teoría - experimento en la ganancia y la fluorescencia correspondientes a las longitudes de onda de 1532 nm y 1554 nm**  
**FIBRA C -  $\lambda_p = 980$  nm - Secc. Eff. de caracterización con 1480 nm.**

$P_p(0)$ (mW)	$P_s(0)$	$\lambda_s$ (nm)	figura	Diferencias en gan. (dB)	Diferencias en flu. (dB)
30 mW	15 nW	1532	5.9	0.35	4.97
		1554	5.9	0.30	4.53
	10 $\mu$ W	1532	5.9	0.50	4.65
		1554	5.9	0.32	4.29
21.1 mW	15 nW	1532	5.10	0.94	5.41
		1554	5.10	0.31	4.77
	10 $\mu$ W	1532	5.10	0.50	4.72
		1554	5.10	1.25	4.54

Rápidamente puede observarse en esta última tabla que los resultados de la ganancia son muy satisfactorios, mientras que los resultados de la fluorescencia no son buenos. En la primera tabla no aparecen resultados tan afinados como los de la ganancia de la tabla 6.2. Sin embargo, tanto los resultados de la ganancia como los de la fluorescencia son aceptables (las diferencias son menores de 3 dB prácticamente en todos los casos). Por ello, nos hemos decantado por emplear los resultados de la caracterización con bombeo de 980 para reproducir teóricamente los diferentes casos correspondientes a la fibra C cuando se le suministra bombeo de longitud de onda igual a 980 nm.

Además, tablas como la 6.1 y 6.2 resultan interesantes para comparar la concordancia que obtengamos con las señales dependientes del tiempo con la que obtuvimos con señal estacionaria (capítulo 5). Así pues, ofrecemos una tabla similar para cada una de las otras tres combinaciones modelo de fibra - longitud de onda de bombeo (no ofrecemos dos tablas para cada una de ellas porque en estos casos está claro cuál es el espectro de coeficientes de emisión que debemos utilizar).

**TABLA 6.3** - Diferencias teoría - experimento en la ganancia y la fluorescencia correspondientes a las longitudes de onda de 1532 nm y 1554 nm

**FIBRA C -  $\lambda_p = 1480$  nm - Secc. Eff. de caracterización con 1480 nm.**

$P_p(0)$ (mW)	$P_s(0)$	$\lambda_s$ (nm)	figura	Diferencias en gan. (dB)	Diferencias en flu. (dB)
15.9 mW	10 $\mu$ W	1532	5.21	1.69	0.58
		1554	5.21	0.49	1.16
	100 $\mu$ W	1532	5.21	0.53	1.28
		1554	5.21	1.05	2.57
9.8 mW	10 $\mu$ W	1532	5.22	1.27	0.27
		1554	5.22	0.07	1.78
	100 $\mu$ W	1532	5.22	0.32	1.40
		1554	5.22	1.25	2.45

**TABLA 6.4** - Diferencias teoría - experimento en la ganancia y la fluorescencia correspondientes a las longitudes de onda de 1532 nm y 1554 nm

**FIBRA E -  $\lambda_p = 980$  nm - Secc. Eff. de caracterización con 980 nm.**

$P_p(0)$ (mW)	$P_s(0)$	$\lambda_s$ (nm)	figura	Diferencias en gan. (dB)	Diferencias en flu. (dB)
31 mW	300 nW	1532	5.11	1.16	0.00
		1554	5.11	3.47	5.47
	40 $\mu$ W	1532	5.11	2.65	2.80
		1554	5.11	2.56	3.72
16 mW	300 nW	1532	5.12	1.49	1.71
		1554	5.12	4.23	2.01
	40 $\mu$ W	1532	5.12	3.42	1.25
		1554	5.12	2.77	0.10

**TABLA 6.5** - Diferencias teoría - experimento en la ganancia y la fluorescencia correspondientes a las longitudes de onda de 1532 nm y 1554 nm

**FIBRA E -  $\lambda_p = 1480$  nm - Secc. Eff. de caracterización con 980 nm.**

$P_p(0)$ (mW)	$P_s(0)$	$\lambda_s$ (nm)	figura	Diferencias en gan. (dB)	Diferencias en flu. (dB)
16.1 mW	10 $\mu$ W	1532	5.23	0.90	0.96
		1554	5.23	1.30	1.79
	100 $\mu$ W	1532	5.23	1.39	1.04
		1554	5.23	2.68	3.86
9.8 mW	10 $\mu$ W	1532	5.24	1.44	1.25
		1554	5.24	1.23	1.98
	100 $\mu$ W	1532	5.24	0.78	0.89
		1554	5.24	2.52	3.23

**Perfil de la señal de entrada**

Como se ha explicado, la relación entre el factor de transmisión del modulador electroóptico y el voltaje que le suministramos no es lineal. Por ello, aunque dicho voltaje tenga perfil sinusoidal, el factor de transmisión no sigue exactamente dicha forma de onda. Mostramos a continuación los datos de los perfiles de modulación de la señal de entrada utilizada en cada caso. El dato de frecuencia de señal que se proporciona es el que corresponde a la menor de las dos frecuencias utilizadas. La otra frecuencia se obtiene multiplicando por 10 el valor que aparece en la tabla. No obstante, por razones prácticas nos referiremos a los diferentes casos hablando de frecuencias de 100 Hz o de frecuencias de 1000 Hz.

TABLA 6.6 - Datos del perfil de modulación de la señal de entrada.

$\lambda_p$ (nm)	Modelo de fibra	Frecuencia (Hz)	Factor de modulación	$A(2\nu) / A(\nu)$ (dBc)	$A(3\nu) / A(\nu)$ (dBc)
980	C	98.8	0.68	-19.2	-14.3
	E	99.5	0.80	-21.2	-15.3
1480	C	99.2	0.69	-15.6	-14.5
	E	99.5	0.80	-17.4	-13.2

### Resultados de la comparación

Seguidamente presentamos los resultados de la comparación. Hemos considerado conveniente respetar el formato empleado para la comparación de cálculos efectuada en el capítulo 2: para cada uno de los casos, se da el valor experimental de los armónicos fundamental, primero y segundo ( $A(\nu)$ ,  $A(2\nu)$  y  $A(3\nu)$ ), la diferencia entre los valores experimentales y teóricos en cada uno de estos armónicos y el parámetro  $\beta$  (2-38). Como se explicó en el capítulo 2, este parámetro puede interpretarse como el error promedio, expresado en decibelios, de los errores cometidos en todos los puntos de muestreo a lo largo de un periodo. Consideramos que, sobre todo, debemos prestar atención al parámetro  $\beta$  y a la diferencia entre los valores experimentales y teóricos del armónico fundamental. Los valores de los otros armónicos se dan también, sobre todo porque el dato experimental puede resultar interesante, pero siendo conscientes de que, dadas las limitaciones del modelo y trabajando con un método de cálculo aproximado, es excesivamente optimista esperar una buena concordancia en los armónicos superiores.

**FIBRA C -  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$  -  $L = 23.32 \text{ m}$ .**

**TABLA 6.7** - Resultados de la comparación de la evolución de la SEÑAL en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a 100 Hz. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $v$ ), segundo ( $2v$ ) y tercero ( $3v$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(v) \text{ (dBm)}$	$A(2v) \text{ (dBm)}$	$A(3v) \text{ (dBm)}$
		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
$\lambda_s = 1532 \text{ nm}$				
$P_P = 30.8 \text{ mW}; P_S = 121 \mu\text{W}$		.287E+01	-.320E+01	-.120E+02
	3.33	.105E+01	.379E+00	.289E+01
$P_S = 29 \mu\text{W}$		.271E+01	-.426E+01	-.160E+02
	4.23	.561E+00	.591E+00	.241E+01
$P_P = 18.4 \text{ mW}; P_S = 121 \mu\text{W}$		-.670E+00	-.677E+01	-.155E+02
	3.59	.168E+01	.253E+01	.182E+01
$P_S = 29 \mu\text{W}$		-.161E+00	-.733E+01	-.170E+02
	3.62	.926E+00	.243E+01	.371E+01
$\lambda_s = 1554 \text{ nm}$				
$P_P = 30.8 \text{ mW}; P_S = 121 \mu\text{W}$		.364E+01	-.307E+01	-.132E+02
	3.32	.470E-01	.144E+01	.371E+01
$P_S = 29 \mu\text{W}$		.694E+00	-.663E+01	-.164E+02
	4.21	.314E+01	.379E+01	.482E+01
$P_P = 18.4 \text{ mW}; P_S = 121 \mu\text{W}$		.149E+01	-.505E+01	-.130E+02
	3.25	.110E+01	.221E+01	.273E+01
$P_S = 29 \mu\text{W}$		-.225E+01	-.966E+01	-.177E+02
	5.28	.403E+01	.475E+01	.509E+01

**FIBRA C -  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$  -  $L = 23.32 \text{ m}$ .**

**TABLA 6.8** - Resultados de la comparación de la evolución de la **FLUORESCENCIA** en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a **100 Hz**. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(\nu) \text{ (dBm)}$	$A(2\nu) \text{ (dBm)}$	$A(3\nu) \text{ (dBm)}$
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_s = 1532 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 30.8 \text{ mW}; P_S = 121 \mu\text{W}</math></b>		-386E+02	-435E+02	-500E+02
	5.81	.960E+01	.865E+01	.718E+01
<b><math>P_S = 29 \mu\text{W}</math></b>		-366E+02	-421E+02	-485E+02
	7.49	.101E+02	.962E+01	.736E+01
<b><math>P_P = 18.4 \text{ mW}; P_S = 121 \mu\text{W}</math></b>		-408E+02	-449E+02	-521E+02
	6.61	.969E+01	.785E+01	.724E+01
<b><math>P_S = 29 \mu\text{W}</math></b>		-391E+02	-459E+02	-517E+02
	7.96	.103E+02	.107E+02	.811E+01
<b><math>\lambda_s = 1554 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 30.8 \text{ mW}; P_S = 121 \mu\text{W}</math></b>		-259E+02	-298E+02	-344E+02
	4.68	.492E+01	.501E+01	.501E+01
<b><math>P_S = 29 \mu\text{W}</math></b>		-204E+02	-255E+02	-321E+02
	5.45	.587E+01	.605E+01	.621E+01
<b><math>P_P = 18.4 \text{ mW}; P_S = 121 \mu\text{W}</math></b>		-336E+02	-382E+02	-437E+02
	6.27	.652E+01	.689E+01	.731E+01
<b><math>P_S = 29 \mu\text{W}</math></b>		-279E+02	-335E+02	-398E+02
	6.54	.728E+01	.750E+01	.745E+01

**FIBRA C -  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$  -  $L = 23.32 \text{ m}$ .**

**TABLA 6.9** - Resultados de la comparación de la evolución de la SEÑAL en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a 1000 Hz. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $v$ ), segundo ( $2v$ ) y tercero ( $3v$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(v) \text{ (dBm)}$	$A(2v) \text{ (dBm)}$	$A(3v) \text{ (dBm)}$
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_s = 1532 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 30.8 \text{ mW}</math>; <math>P_S = 121 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		.530E+01	-.233E+01	-.103E+02
	2.81	.314E+01	-.392E+01	-.725E+01
<b><math>P_S = 29 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		.344E+01	-.466E+01	-.122E+02
	3.70	.436E+01	-.495E+01	-.813E+01
<b><math>P_P = 18.4 \text{ mW}</math>; <math>P_S = 121 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		.265E+01	-.692E+01	-.118E+02
	3.03	.299E+01	-.293E+01	-.444E+01
<b><math>P_S = 29 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		.108E+01	-.912E+01	-.138E+02
	3.46	.358E+01	-.322E+01	-.511E+01
<b><math>\lambda_s = 1554 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 30.8 \text{ mW}</math>; <math>P_S = 121 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		.593E+01	-.440E+01	-.862E+01
	3.20	.252E+01	-.368E+01	-.266E+01
<b><math>P_S = 29 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		.336E+01	-.787E+01	-.107E+02
	4.24	.354E+01	-.408E+01	-.243E+01
<b><math>P_P = 18.4 \text{ mW}</math>; <math>P_S = 121 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		.184E+01	-.114E+02	-.138E+02
	4.52	.375E+01	-.496E+01	-.376E+01
<b><math>P_S = 29 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		.332E+00	-.147E+02	-.155E+02
	4.08	.362E+01	-.515E+01	-.355E+01

**FIBRA C -  $\lambda_p = 980$  nm - L = 23.32 m.**

**TABLA 6.10** - Resultados de la comparación de la evolución de la **FLUORESCENCIA** en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a **1000 Hz**. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(\nu)$ (dBm)	$A(2\nu)$ (dBm)	$A(3\nu)$ (dBm)
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_s = 1532</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 30.8</math> mW; <math>P_S = 121</math> <math>\mu</math>W</b>		-.364E+02	-.435E+02	-.505E+02
	4.90	.470E+01	.385E+01	.416E+01
<b><math>P_S = 29</math> <math>\mu</math>W</b>		-.372E+02	-.450E+02	-.552E+02
	6.42	.766E+01	.679E+01	.104E+02
<b><math>P_P = 18.4</math> mW; <math>P_S = 121</math> <math>\mu</math>W</b>		-.365E+02	-.474E+02	-.474E+02
	5.41	.138E+00	.397E+00	.598E+01
<b><math>P_S = 29</math> <math>\mu</math>W</b>		-.403E+02	-.467E+02	-.556E+02
	6.90	.574E+01	.420E+00	.359E+01
<b><math>\lambda_s = 1554</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 30.8</math> mW; <math>P_S = 121</math> <math>\mu</math>W</b>		-.321E+02	-.413E+02	-.477E+02
	5.38	.534E+01	.668E+01	.568E+01
<b><math>P_S = 29</math> <math>\mu</math>W</b>		-.255E+02	-.352E+02	-.420E+02
	5.12	.556E+01	.582E+01	.474E+01
<b><math>P_P = 18.4</math> mW; <math>P_S = 121</math> <math>\mu</math>W</b>		-.422E+02	-.442E+02	-.477E+02
	3.74	.705E+01	.173E+01	.591E+01
<b><math>P_S = 29</math> <math>\mu</math>W</b>		-.359E+02	-.480E+02	-.484E+02
	6.25	.743E+01	.712E+01	.215E+00

**FIBRA E -  $\lambda_p = 980$  nm - L = 6.35 m.**

**TABLA 6.11** - Resultados de la comparación de la evolución de la SEÑAL en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a 100 Hz. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $v$ ), segundo ( $2v$ ) y tercero ( $3v$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(v)$ (dBm)	$A(2v)$ (dBm)	$A(3v)$ (dBm)
		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
$\beta$				
<b><math>\lambda_s = 1532</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 32.1</math> mW; <math>P_S = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		.310E+01	-.268E+01	-.111E+02
	1.66	.526E+00	.178E+01	.378E+01
<b><math>P_S = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		.184E+01	-.501E+01	-.165E+02
	1.76	.191E+01	.355E+01	.776E+01
<b><math>P_P = 19.1</math> mW; <math>P_S = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		.765E+00	-.443E+01	-.126E+02
	0.600	.143E+01	.250E+01	.445E+01
<b><math>P_S = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		.296E+00	-.610E+01	-.167E+02
	0.520	.144E+01	.292E+01	.661E+01
<b><math>\lambda_s = 1554</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 32.1</math> mW; <math>P_S = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		.434E+01	-.194E+01	-.109E+02
	0.420	.937E+00	.173E+01	.310E+01
<b><math>P_S = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		.272E+01	-.508E+01	-.162E+02
	0.478	.105E+01	.871E+00	.500E+01
<b><math>P_P = 19.1</math> mW; <math>P_S = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		.126E+01	-.423E+01	-.136E+02
	0.711	.222E+01	.251E+01	.515E+01
<b><math>P_S = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		.423E+00	-.689E+01	-.163E+02
	0.619	.120E+01	.843E+00	.455E+01

**FIBRA E -  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$  -  $L = 6.35 \text{ m}$ .**

**TABLA 6.12** - Resultados de la comparación de la evolución de la **FLUORESCENCIA** en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a **100 Hz**. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(\nu) \text{ (dBm)}$	$A(2\nu) \text{ (dBm)}$	$A(3\nu) \text{ (dBm)}$
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_s = 1532 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 32.1 \text{ mW}; P_S = 88 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		-.293E+02	-.334E+02	-.394E+02
	2.44	.191E+00	.144E+00	.546E+00
<b><math>P_S = 18 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		-.282E+02	-.331E+02	-.395E+02
	1.42	.139E+01	.119E+01	.137E+01
<b><math>P_P = 19.1 \text{ mW}; P_S = 88 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		-.318E+02	-.382E+02	-.459E+02
	2.58	.856E+00	.260E+01	.484E+01
<b><math>P_S = 18 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		-.293E+02	-.340E+02	-.461E+02
	1.59	.408E+00	.301E+00	.515E+01
<b><math>\lambda_s = 1554 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 32.1 \text{ mW}; P_S = 88 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		-.212E+02	-.250E+02	-.299E+02
	0.785	.571E+00	.485E+00	.290E+00
<b><math>P_S = 18 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		-.195E+02	-.261E+02	-.367E+02
	0.219	.721E+00	.821E+00	.268E+00
<b><math>P_P = 19.1 \text{ mW}; P_S = 88 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		-.283E+02	-.321E+02	-.370E+02
	3.51	.361E+01	.335E+01	.318E+01
<b><math>P_S = 18 \text{ } \mu\text{W}</math></b>		-.224E+02	-.279E+02	-.356E+02
	1.11	.122E+00	.848E+00	.196E+01

**FIBRA E -  $\lambda_p = 980$  nm - L = 6.35 m.**

**TABLA 6.13** - Resultados de la comparación de la evolución de la **SEÑAL** en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a **1000 Hz**. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $v$ ), segundo ( $2v$ ) y tercero ( $3v$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(v)$ (dBm)	$A(2v)$ (dBm)	$A(3v)$ (dBm)
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_S = 1532</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 32.1</math> mW; <math>P_S = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		.562E+01	-.131E+01	-.941E+01
	1.60	.320E+01	.424E+01	.771E+01
<b><math>P_S = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		.418E+01	-.504E+01	-.116E+02
	2.61	.339E+01	.543E+01	.775E+01
<b><math>P_P = 19.1</math> mW; <math>P_S = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		.431E+01	-.301E+01	-.883E+01
	1.08	.211E+01	.114E+01	.322E+01
<b><math>P_S = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		.288E+01	-.610E+01	-.999E+01
	1.72	.198E+01	.113E+01	.215E+01
<b><math>\lambda_S = 1554</math> nm</b>				
<b><math>P_P = 32.1</math> mW; <math>P_S = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		.666E+01	-.206E+01	-.798E+01
	0.969	.175E+01	.168E+01	.409E+01
<b><math>P_S = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		.370E+01	-.866E+01	-.107E+02
	1.80	.158E+01	.206E+01	.279E+01
<b><math>P_P = 19.1</math> mW; <math>P_S = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		.502E+01	-.536E+01	-.940E+01
	0.746	.103E+01	.304E+00	.236E+01
<b><math>P_S = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		.234E+01	-.970E+01	-.121E+02
	1.13	.658E+00	.132E+01	.165E+01

**FIBRA E -  $\lambda_p = 980$  nm - L = 6.35 m.**

**TABLA 6.14 - Resultados de la comparación de la evolución de la FLUORESCENCIA en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a 1000 Hz. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.**

		$A(\nu)$ (dBm)	$A(2\nu)$ (dBm)	$A(3\nu)$ (dBm)
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_s = 1532</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 32.1</math> mW; <math>P_s = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		-.306E+02	-.355E+02	-.397E+02
	3.08	.169E+01	.385E+01	.593E+01
<b><math>P_s = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		-.286E+02	-.347E+02	-.360E+02
	2.43	.196E+01	.419E+01	.942E+01
<b><math>P_p = 19.1</math> mW; <math>P_s = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		-.327E+02	-.386E+02	-.500E+02
	2.71	.368E+01	.713E+01	.206E+01
<b><math>P_s = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		-.324E+02	-.388E+02	-.390E+02
	2.50	.255E+01	.703E+01	.127E+02
<b><math>\lambda_s = 1554</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 32.1</math> mW; <math>P_s = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		-.235E+02	-.297E+02	-.366E+02
	0.713	.277E+01	.452E+01	.420E+01
<b><math>P_s = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		-.198E+02	-.320E+02	-.346E+02
	1.15	.413E+01	.298E+01	.626E+01
<b><math>P_p = 19.1</math> mW; <math>P_s = 88</math> <math>\mu</math>W</b>		-.308E+02	-.391E+02	-.433E+02
	0.685	.159E+01	.358E+01	.566E+01
<b><math>P_s = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		-.255E+02	-.363E+02	-.456E+02
	0.463	.407E+01	.638E+01	.166E+01

**FIBRA C -  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  -  $L = 13.47 \text{ m}$ .**

**TABLA 6.15** - Resultados de la comparación de la evolución de la SEÑAL en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a 100 Hz. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $v$ ), segundo ( $2v$ ) y tercero ( $3v$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(v) \text{ (dBm)}$	$A(2v) \text{ (dBm)}$	$A(3v) \text{ (dBm)}$
		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
$\beta$				
<b><math>\lambda_s = 1532 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 15.9 \text{ mW}; P_S = 86 \mu\text{W}</math></b>		-.194E+01	-.107E+02	-.158E+02
	0.686	.119E+01	.217E+01	.189E+01
<b><math>P_S = 17 \mu\text{W}</math></b>		-.577E+01	-.180E+02	-.185E+02
	2.07	.271E+01	.357E+01	.441E+01
<b><math>P_P = 9.7 \text{ mW}; P_S = 86 \mu\text{W}</math></b>		-.477E+01	-.149E+02	-.174E+02
	0.526	.921E+00	.191E+01	.254E+01
<b><math>P_S = 17 \mu\text{W}</math></b>		-.967E+01	-.230E+02	-.226E+02
	0.925	.190E+01	.276E+01	.347E+01
<b><math>\lambda_s = 1554 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 15.9 \text{ mW}; P_S = 86 \mu\text{W}</math></b>		-.650E+00	-.100E+02	-.152E+02
	1.84	.169E+01	.331E+01	.153E+01
<b><math>P_S = 17 \mu\text{W}</math></b>		-.558E+01	-.189E+02	-.199E+02
	2.53	.268E+01	.338E+01	.284E+01
<b><math>P_P = 9.7 \text{ mW}; P_S = 86 \mu\text{W}</math></b>		-.270E+01	-.132E+02	-.169E+02
	0.627	.362E+00	.192E+00	.160E+00
<b><math>P_S = 17 \mu\text{W}</math></b>		-.794E+01	-.232E+02	-.223E+02
	0.188	.320E+00	.922E+00	.456E+00

**FIBRA C -  $\lambda_p = 1480$  nm - L = 13.47 m.**

**TABLA 6.16** - Resultados de la comparación de la evolución de la **FLUORESCENCIA** en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a **100 Hz**. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(\nu)$ (dBm)	$A(2\nu)$ (dBm)	$A(3\nu)$ (dBm)
		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
$\beta$				
<b><math>\lambda_s = 1532</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 15.9</math> mW; <math>P_s = 86</math> <math>\mu</math>W</b>		-.430E+02	-.501E+02	-.589E+02
	1.69	.107E+01	.374E+01	.293E+01
<b><math>P_s = 17</math> <math>\mu</math>W</b>		-.448E+02	-.553E+02	-.609E+02
	1.10	.395E+01	.706E+01	.511E+01
<b><math>P_p = 9.7</math> mW; <math>P_s = 86</math> <math>\mu</math>W</b>		-.470E+02	-.556E+02	-.628E+02
	2.03	.537E+00	.345E+01	.265E+01
<b><math>P_s = 17</math> <math>\mu</math>W</b>		-.509E+02	-.653E+02	-.659E+02
	1.78	.184E+01	.286E+01	.522E+01
<b><math>\lambda_s = 1554</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 15.9</math> mW; <math>P_s = 86</math> <math>\mu</math>W</b>		-.370E+02	-.443E+02	-.533E+02
	0.960	.207E+01	.450E+01	.394E+01
<b><math>P_s = 17</math> <math>\mu</math>W</b>		-.393E+02	-.510E+02	-.558E+02
	0.299	.454E+01	.666E+01	.528E+01
<b><math>P_p = 9.7</math> mW; <math>P_s = 86</math> <math>\mu</math>W</b>		-.425E+02	-.513E+02	-.613E+02
	4.69	.352E+01	.256E+01	.399E+01
<b><math>P_s = 17</math> <math>\mu</math>W</b>		-.456E+02	-.582E+02	-.604E+02
	3.88	.177E+01	.516E+00	.734E+00

**FIBRA C -  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  -  $L = 13.47 \text{ m}$ .**

**TABLA 6.17** - Resultados de la comparación de la evolución de la SEÑAL en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a 1000 Hz. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $v$ ), segundo ( $2v$ ) y tercero ( $3v$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(v) \text{ (dBm)}$	$A(2v) \text{ (dBm)}$	$A(3v) \text{ (dBm)}$
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_s = 1532 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 15.9 \text{ mW}; P_S = 86 \mu\text{W}</math></b>		-.111E+01	-.134E+02	-.152E+02
	1.06	.126E+01	.503E+01	.163E+01
<b><math>P_S = 17 \mu\text{W}</math></b>		-.553E+01	-.203E+02	-.200E+02
	2.87	.280E+01	.700E+01	.294E+01
<b><math>P_P = 9.7 \text{ mW}; P_S = 86 \mu\text{W}</math></b>		-.453E+01	-.199E+02	-.190E+02
	0.674	.813E+00	.360E+01	.950E+00
<b><math>P_S = 17 \mu\text{W}</math></b>		-.977E+01	-.278E+02	-.245E+02
	1.84	.179E+01	.374E+01	.167E+01
<b><math>\lambda_s = 1554 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 15.9 \text{ mW}; P_S = 86 \mu\text{W}</math></b>		-.618E+00	-.132E+02	-.158E+02
	1.81	.136E+01	.453E+01	.117E+01
<b><math>P_S = 17 \mu\text{W}</math></b>		-.595E+01	-.208E+02	-.212E+02
	2.48	.233E+01	.387E+01	.214E+01
<b><math>P_P = 9.7 \text{ mW}; P_S = 86 \mu\text{W}</math></b>		-.279E+01	-.191E+02	-.177E+02
	1.07	.819E+00	.137E+01	.701E+00
<b><math>P_S = 17 \mu\text{W}</math></b>		-.855E+01	-.260E+02	-.237E+02
	.530	.264E+00	.130E+01	.369E+00

**FIBRA C -  $\lambda_p = 1480$  nm - L = 13.47 m.**

**TABLA 6.18** - Resultados de la comparación de la evolución de la **FLUORESCENCIA** en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a **1000 Hz**. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(\nu)$ (dBm)	$A(2\nu)$ (dBm)	$A(3\nu)$ (dBm)
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_s = 1532</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 15.9</math> mW; <math>P_s = 86</math> <math>\mu</math>W</b>		-.488E+02	-.623E+02	-.603E+02
	1.37	.213E+01	.595E+01	.103E+02
<b><math>P_s = 17</math> <math>\mu</math>W</b>		-.509E+02	-.729E+02	-.669E+02
	2.34	.535E+01	.540E+01	.740E+01
<b><math>P_p = 9.7</math> mW; <math>P_s = 86</math> <math>\mu</math>W</b>		-.532E+02	-.639E+02	-.649E+02
	2.04	.273E+01	.839E+01	.941E+01
<b><math>P_s = 17</math> <math>\mu</math>W</b>		-.566E+02	-.612E+02	-.596E+02
	1.36	.505E+01	.112E+02	.142E+02
<b><math>\lambda_s = 1554</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 15.9</math> mW; <math>P_s = 86</math> <math>\mu</math>W</b>		-.439E+02	-.570E+02	-.627E+02
	1.36	.253E+01	.602E+01	.386E+01
<b><math>P_s = 17</math> <math>\mu</math>W</b>		-.465E+02	-.577E+02	-.540E+02
	0.069	.504E+01	.773E+01	.149E+02
<b><math>P_p = 9.7</math> mW; <math>P_s = 86</math> <math>\mu</math>W</b>		-.516E+02	-.547E+02	-.617E+02
	5.47	.515E+01	.824E+01	.485E+01
<b><math>P_s = 17</math> <math>\mu</math>W</b>		-.536E+02	-.618E+02	-.628E+02
	4.31	.199E+01	.356E+01	.604E+01

**FIBRA E -  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  -  $L = 6.37 \text{ m}$ .**

**TABLA 6.19** - Resultados de la comparación de la evolución de la SEÑAL en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a 100 Hz. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $v$ ), segundo ( $2v$ ) y tercero ( $3v$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(v) \text{ (dBm)}$	$A(2v) \text{ (dBm)}$	$A(3v) \text{ (dBm)}$
		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_s = 1532 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 16.1 \text{ mW}; P_S = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.450E+01	-.113E+02	-.191E+02
	1.03	.224E+01	.887E-02	.402E+01
<b><math>P_S = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.746E+01	-.161E+02	-.213E+02
	1.15	.844E-01	.412E+01	.727E+00
<b><math>P_P = 9.8 \text{ mW}; P_S = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.789E+01	-.163E+02	-.211E+02
	1.33	.232E+01	.609E+00	.261E+01
<b><math>P_S = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.119E+02	-.233E+02	-.251E+02
	0.884	.365E+00	.314E+01	.319E+00
<b><math>\lambda_s = 1554 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 16.1 \text{ mW}; P_S = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.347E+01	-.126E+02	-.178E+02
	2.39	.284E+01	.248E+01	.349E+01
<b><math>P_S = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.779E+01	-.215E+02	-.220E+02
	1.75	.201E+01	.224E+01	.212E+01
<b><math>P_P = 9.8 \text{ mW}; P_S = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.555E+01	-.157E+02	-.195E+02
	2.37	.288E+01	.252E+01	.325E+01
<b><math>P_S = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.107E+02	-.256E+02	-.249E+02
	2.19	.253E+01	.292E+01	.265E+01

**FIBRA E -  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  - L = 6.37 m.**

**TABLA 6.20** - Resultados de la comparación de la evolución de la **FLUORESCENCIA** en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a **100 Hz**. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(\nu)$ (dBm)	$A(2\nu)$ (dBm)	$A(3\nu)$ (Dbm)
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_s = 1532 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_p = 16.1 \text{ mW}; P_s = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.424E+02	-.488E+02	-.575E+02
	2.72	.186E+01	.826E+00	.138E+01
<b><math>P_s = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.437E+02	-.524E+02	-.606E+02
	2.46	.124E+01	.576E+01	.918E-01
<b><math>P_p = 9.8 \text{ mW}; P_s = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.475E+02	-.575E+02	-.669E+02
	3.14	.196E+01	.503E+00	.501E+01
<b><math>P_s = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.505E+02	-.597E+02	-.594E+02
	3.01	.258E+00	.718E+01	.835E+01
<b><math>\lambda_s = 1554 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_p = 16.1 \text{ mW}; P_s = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.369E+02	-.436E+02	-.513E+02
	1.27	.962E+00	.258E+01	.357E+01
<b><math>P_s = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.383E+02	-.489E+02	-.556E+02
	0.291	.238E+01	.434E+01	.226E+01
<b><math>P_p = 9.8 \text{ mW}; P_s = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.439E+02	-.522E+02	-.598E+02
	2.91	.153E+01	.287E+00	.500E+00
<b><math>P_s = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.462E+02	-.576E+02	-.607E+02
	2.33	.511E+00	.215E+01	.276E+01

**FIBRA E -  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  -  $L = 6.37 \text{ m}$ .**

**TABLA 6.21** - Resultados de la comparación de la evolución de la **SEÑAL** en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a **1000 Hz**. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $v$ ), segundo ( $2v$ ) y tercero ( $3v$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(v) \text{ (dBm)}$	$A(2v) \text{ (dBm)}$	$A(3v) \text{ (dBm)}$
		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
$\beta$				
<b><math>\lambda_S = 1532 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 16.1 \text{ mW}; P_S = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.244E+01	-.138E+02	-.161E+02
	0.345	.455E+00	.355E+01	.125E+00
<b><math>P_S = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.626E+01	-.199E+02	-.208E+02
	1.60	.150E+01	.486E+01	.132E+01
<b><math>P_P = 9.8 \text{ mW}; P_S = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.688E+01	-.216E+02	-.214E+02
	1.04	.104E+01	.105E+01	.121E+01
<b><math>P_S = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.118E+02	-.279E+02	-.268E+02
	0.32	.239E+00	.141E+01	.395E+00
<b><math>\lambda_S = 1554 \text{ nm}</math></b>				
<b><math>P_P = 16.1 \text{ mW}; P_S = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.281E+01	-.168E+02	-.167E+02
	2.65	.260E+01	.923E+00	.224E+01
<b><math>P_S = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.764E+01	-.230E+02	-.223E+02
	1.52	.155E+01	.161E+00	.189E+01
<b><math>P_P = 9.8 \text{ mW}; P_S = 90 \mu\text{W}</math></b>		-.630E+01	-.224E+02	-.199E+02
	3.86	.368E+01	.313E+01	.294E+01
<b><math>P_S = 18 \mu\text{W}</math></b>		-.112E+02	-.274E+02	-.255E+02
	2.64	.265E+01	.157E+01	.259E+01

**FIBRA E -  $\lambda_p = 1480$  nm - L = 6.37 m.**

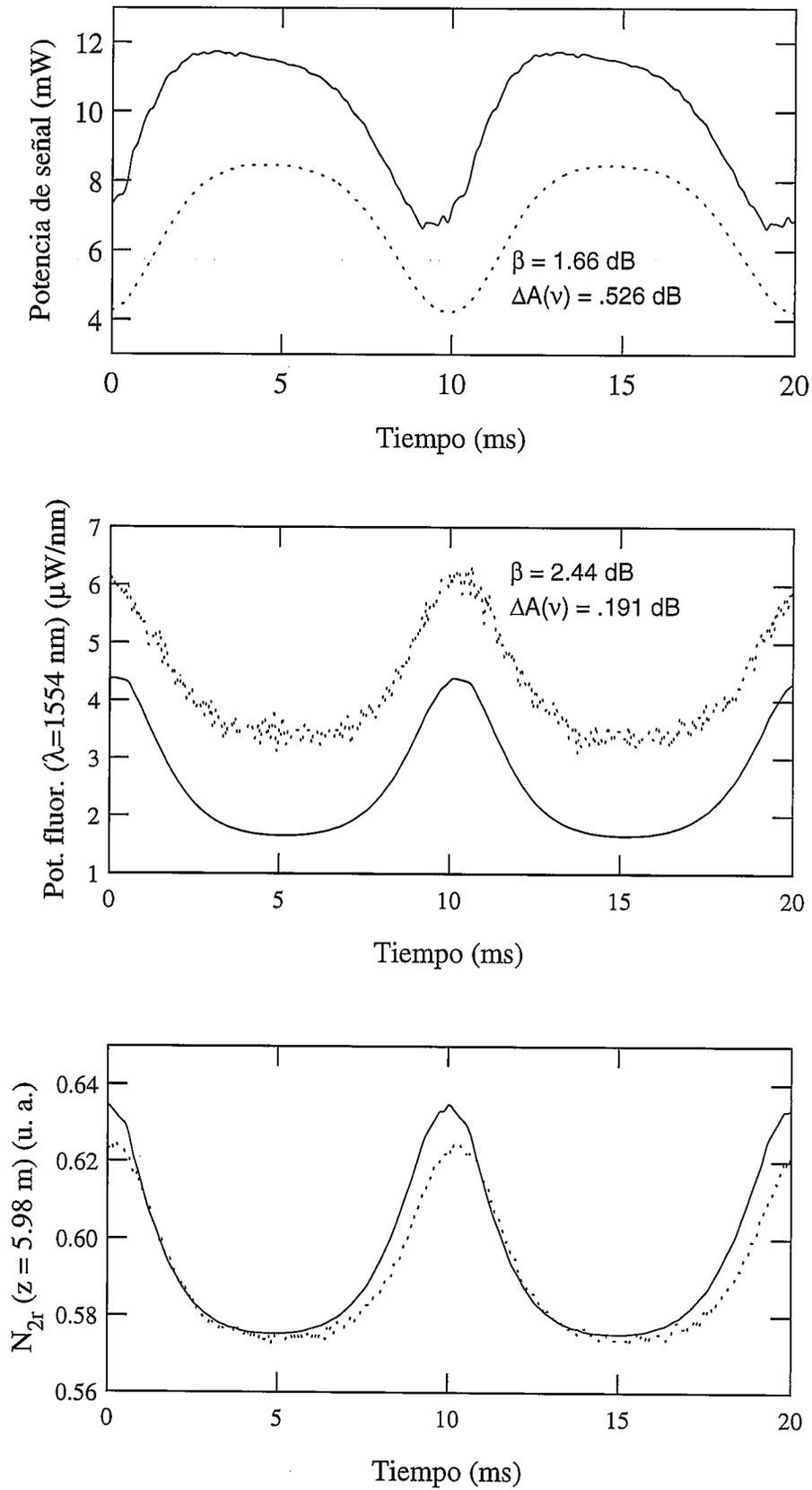
**TABLA 6.22** - Resultados de la comparación de la evolución de la **FLUORESCENCIA** en los diferentes casos con frecuencia de la señal igual a **1000 Hz**. Valores experimentales del parámetro  $\beta$  y de los armónicos fundamental ( $\nu$ ), segundo ( $2\nu$ ) y tercero ( $3\nu$ ), y errores en dichos armónicos al compararlos con los calculados. Los datos de potencia de señal son valores medios a lo largo de un periodo.

		$A(\nu)$ (dBm)	$A(2\nu)$ (dBm)	$A(3\nu)$ (dBm)
$\beta$		Error (dB)	Error (dB)	Error (dB)
<b><math>\lambda_s = 1532</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 16.1</math> mW; <math>P_s = 90</math> <math>\mu</math>W</b>		-.466E+02	-.525E+02	-.544E+02
	2.88	.155E+01	.121E+02	.120E+02
<b><math>P_s = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		-.498E+02	-.577E+02	-.525E+02
	2.41	.337E+01	.145E+02	.175E+02
<b><math>P_p = 9.8</math> mW; <math>P_s = 90</math> <math>\mu</math>W</b>		-.507E+02	-.555E+02	-.499E+02
	2.83	.375E+01	.140E+02	.201E+02
<b><math>P_s = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		-.511E+02	-.514E+02	-.563E+02
	2.84	.895E+01	.214E+02	.194E+02
<b><math>\lambda_s = 1554</math> nm</b>				
<b><math>P_p = 16.1</math> mW; <math>P_s = 90</math> <math>\mu</math>W</b>		-.444E+02	-.548E+02	-.574E+02
	2.43	.983E+00	.600E+01	.619E+01
<b><math>P_s = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		-.459E+02	-.577E+02	-.571E+02
	0.471	.297E+01	.896E+01	.889E+01
<b><math>P_p = 9.8</math> mW; <math>P_s = 90</math> <math>\mu</math>W</b>		-.546E+02	-.542E+02	-.618E+02
	5.86	.358E+01	.113E+02	.468E+01
<b><math>P_s = 18</math> <math>\mu</math>W</b>		-.553E+02	-.547E+02	-.567E+02
	2.46	.422E+00	.146E+02	.122E+02

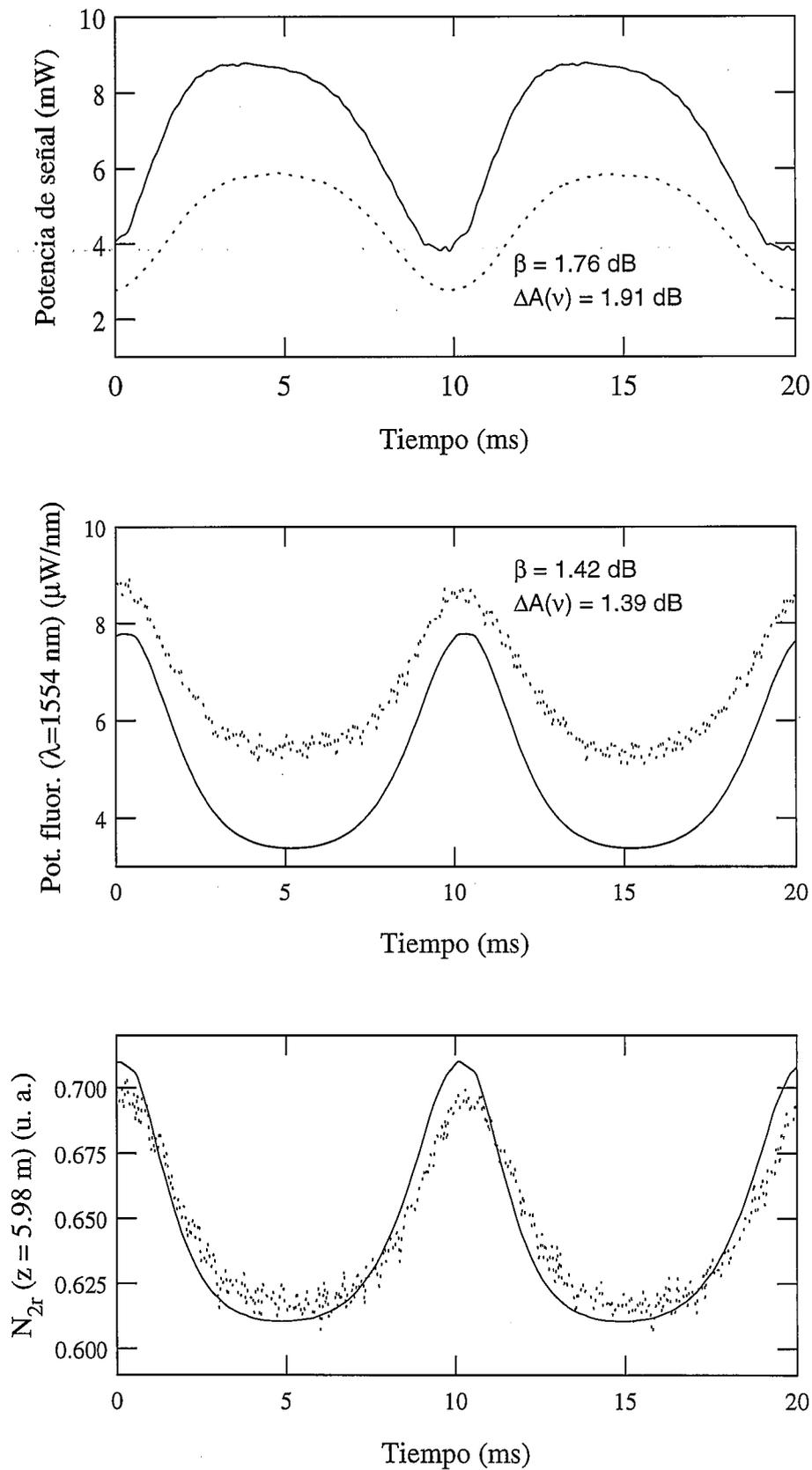
Antes de comentar los resultados que aparecen en las tablas anteriores, consideramos conveniente presentar figuras en las que puedan apreciarse conjuntamente la señal (o la fluorescencia) experimental y la calculada. Pensamos que es suficiente con ofrecer las gráficas de los casos correspondientes a uno de los dos modelos de fibra (en concreto, el modelo E) cuando el bombeo es de una de las dos longitudes de onda (la de 980 nm) (incluir las gráficas correspondientes al resto de los casos resultaría excesivamente repetitivo). En cada gráfica aparecen los datos tanto del parámetro  $\beta$  correspondiente como de la diferencia entre el armónico fundamental experimental y el calculado (indicada en las gráficas como  $\Delta A(\nu)$ ). Con ello, podemos hacernos una idea más fiel del significado de dichos datos.

Ofrecemos además, en cada caso, una gráfica con la evolución de la población del nivel superior de la transición de señal en la coordenada axial  $z = 5.98$  m. Ya se explicó en los capítulos 3 y 4 que la potencia de fluorescencia transversal y la población del nivel superior de la transición de señal son proporcionales, pero que no es posible encontrar experimentalmente un factor de conversión suficientemente fiable. Lo que sí resulta factible es comparar la forma de la evolución de la potencia de fluorescencia transversal (experimental) con la evolución de  $N_{2r}(z, t)$  (teórica). Para ello, hemos multiplicado la curva de fluorescencia transversal registrada en el osciloscopio por el factor adecuado para que, aproximadamente, se superponga con la curva calculada.

Debemos indicar que, en todas las gráficas siguientes, el instante  $t = 0$  es el que corresponde al mínimo de la señal de entrada.



**Fig. 6.3** -  $P_p(z = 0) = 32.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 88 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1532 \text{ nm}$ ;  $\nu = 100 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.



**Fig. 6.4** -  $P_p(z = 0) = 32.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 18 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1532 \text{ nm}$ ;  $\nu = 100 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.

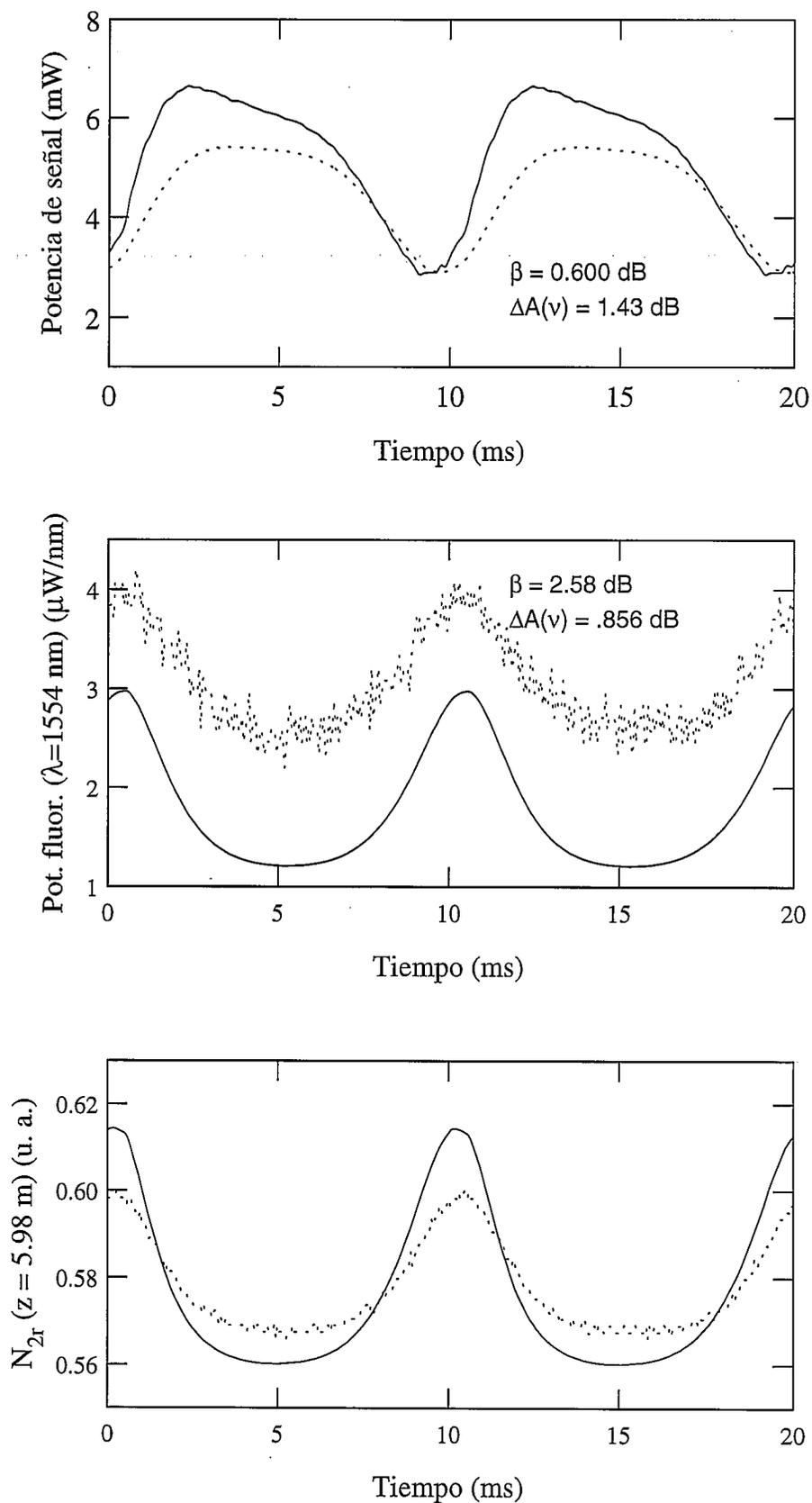
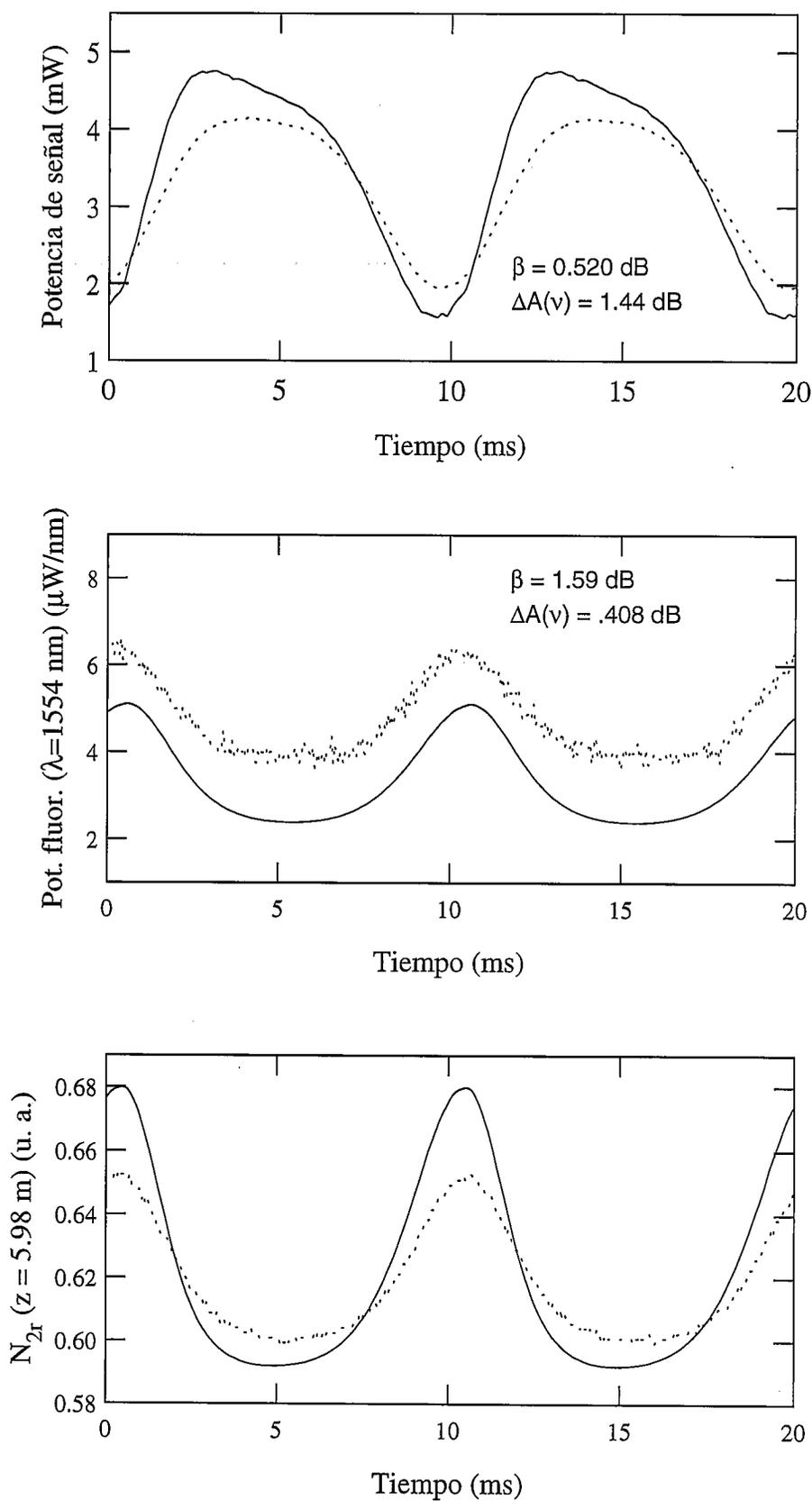
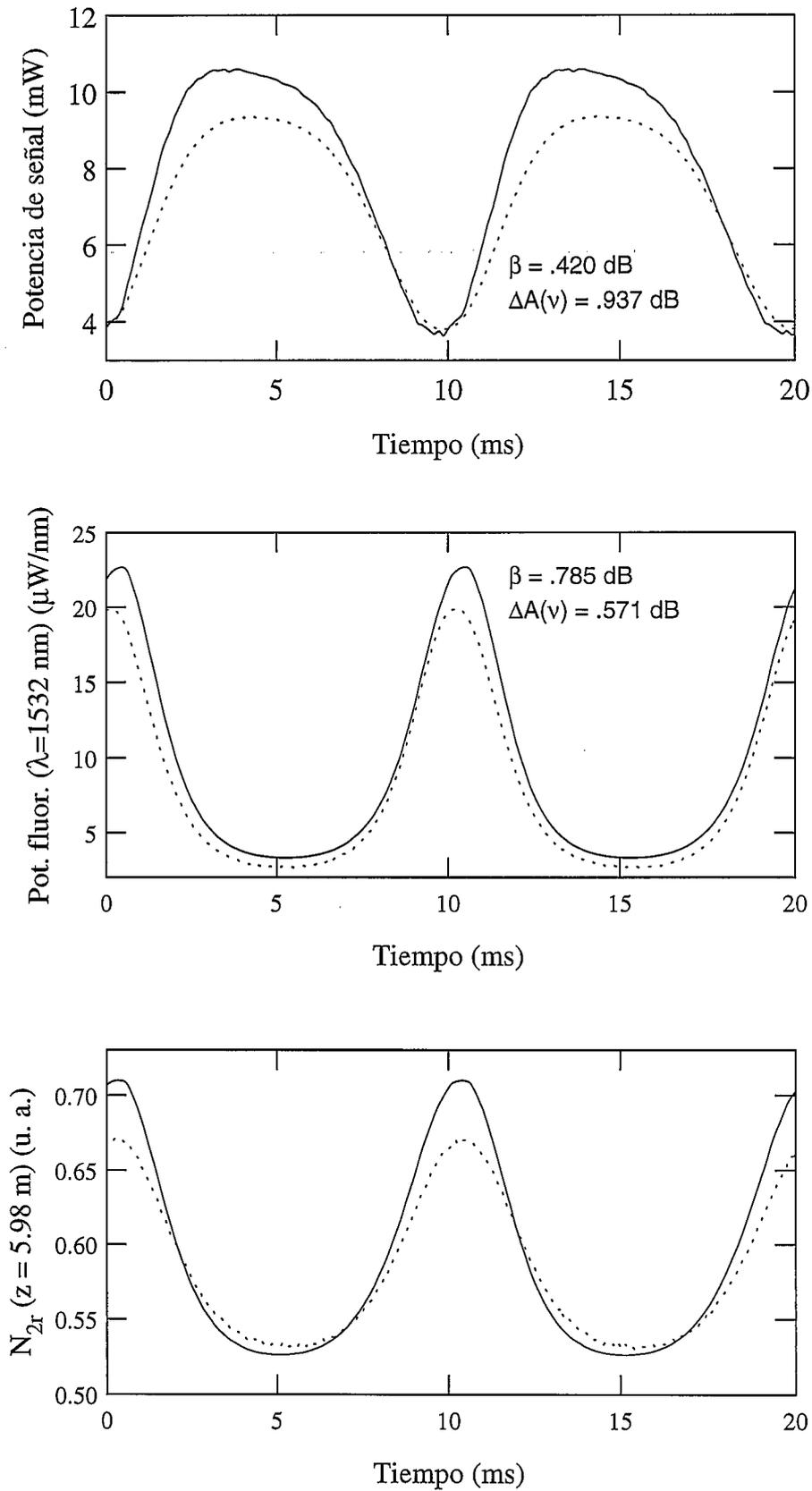


Fig. 6.5 -  $P_p(z = 0) = 19.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 88 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1532 \text{ nm}$ ;  $\nu = 100 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.



**Fig. 6.6** -  $P_p(z = 0) = 19.1$  mW;  $P_s(z = 0) = 18$   $\mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1532$  nm;  $\nu = 100$  Hz. Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.



**Fig. 6.7** -  $P_p(z = 0) = 32.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 88 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1554 \text{ nm}$ ;  $\nu = 100 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.

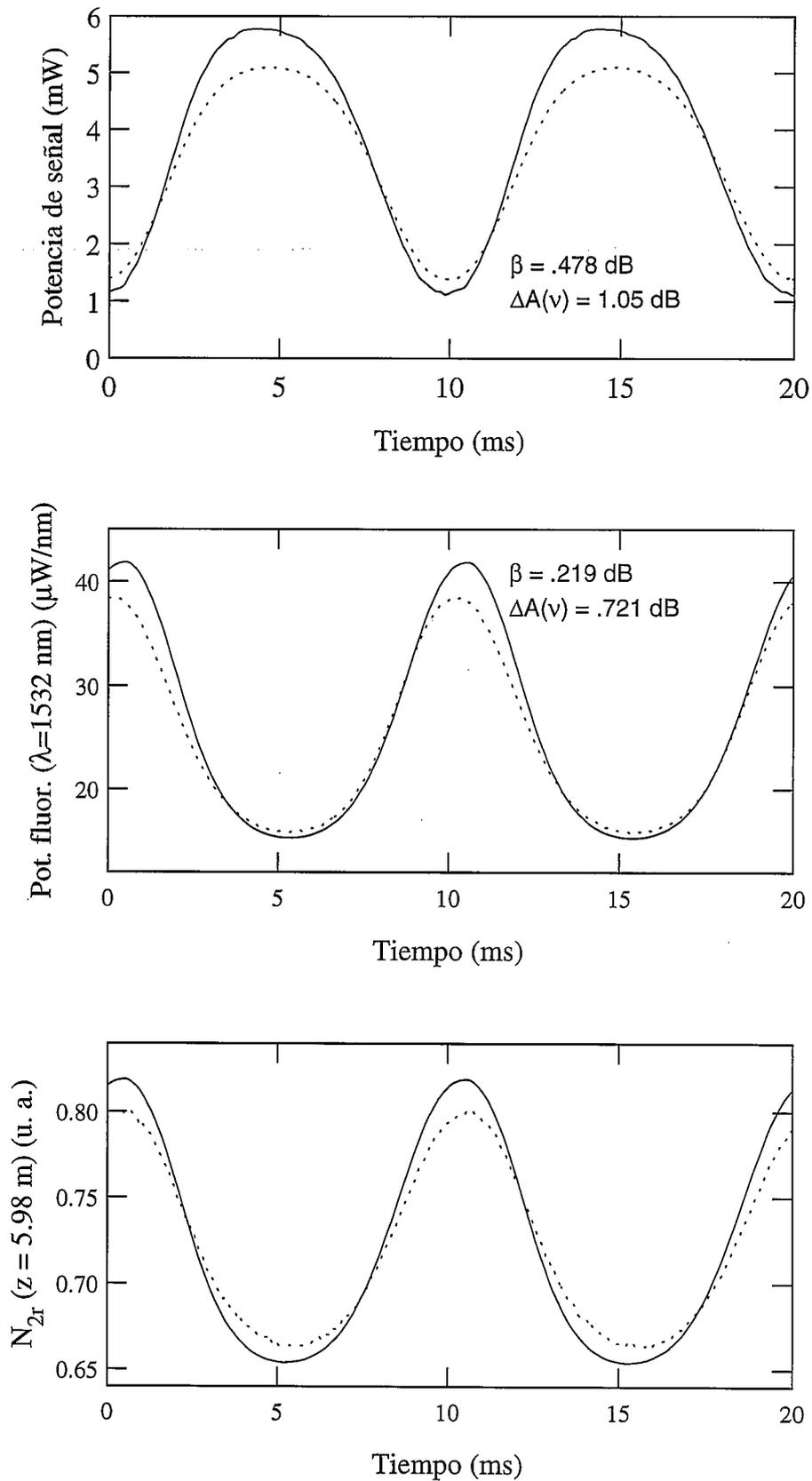
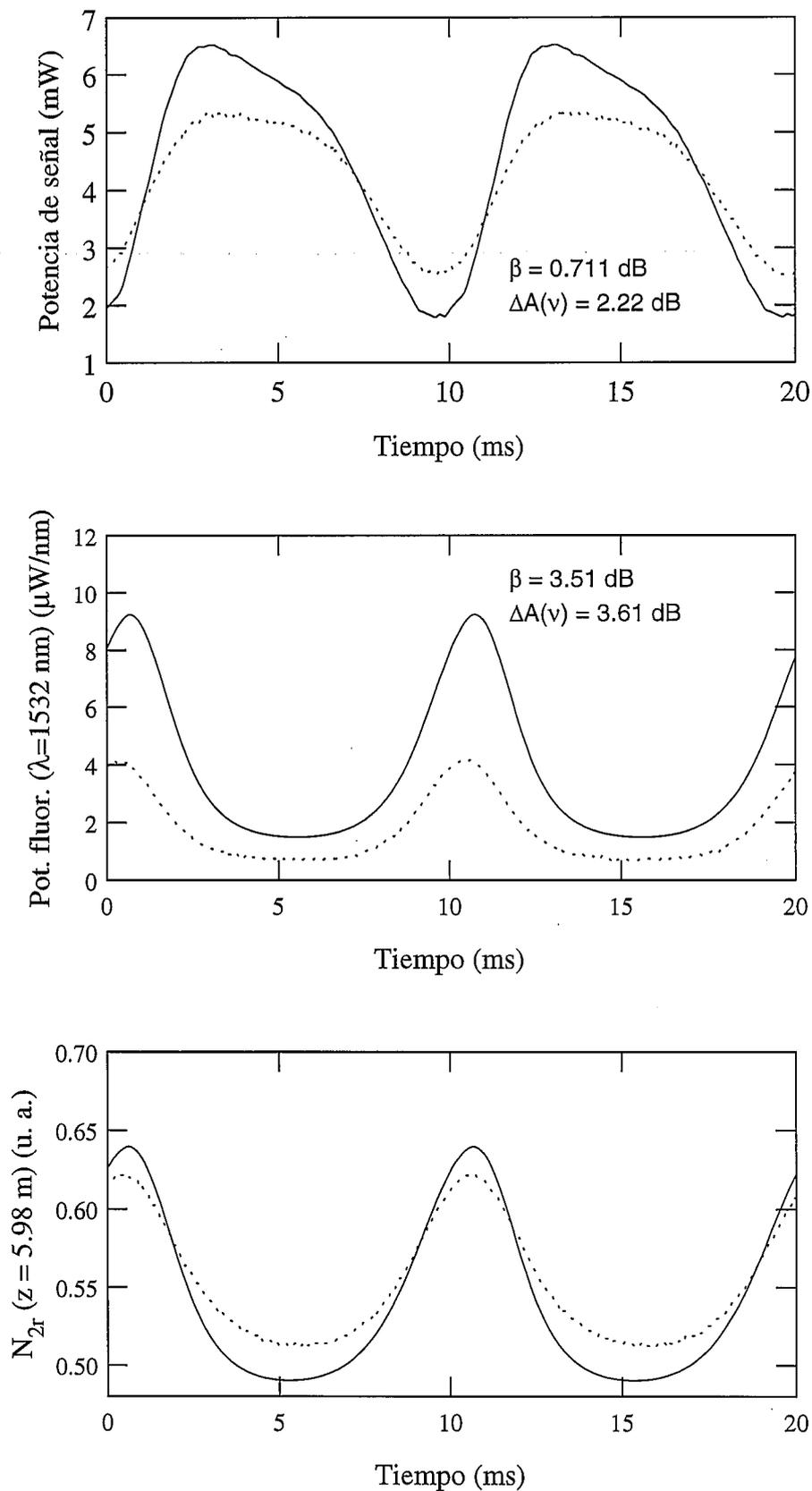


Fig. 6.8 -  $P_p(z = 0) = 32.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 18 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1554 \text{ nm}$ ;  $\nu = 100 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.



**Fig. 6.9** -  $P_p(z = 0) = 19.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 88 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1554 \text{ nm}$ ;  $\nu = 100 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.

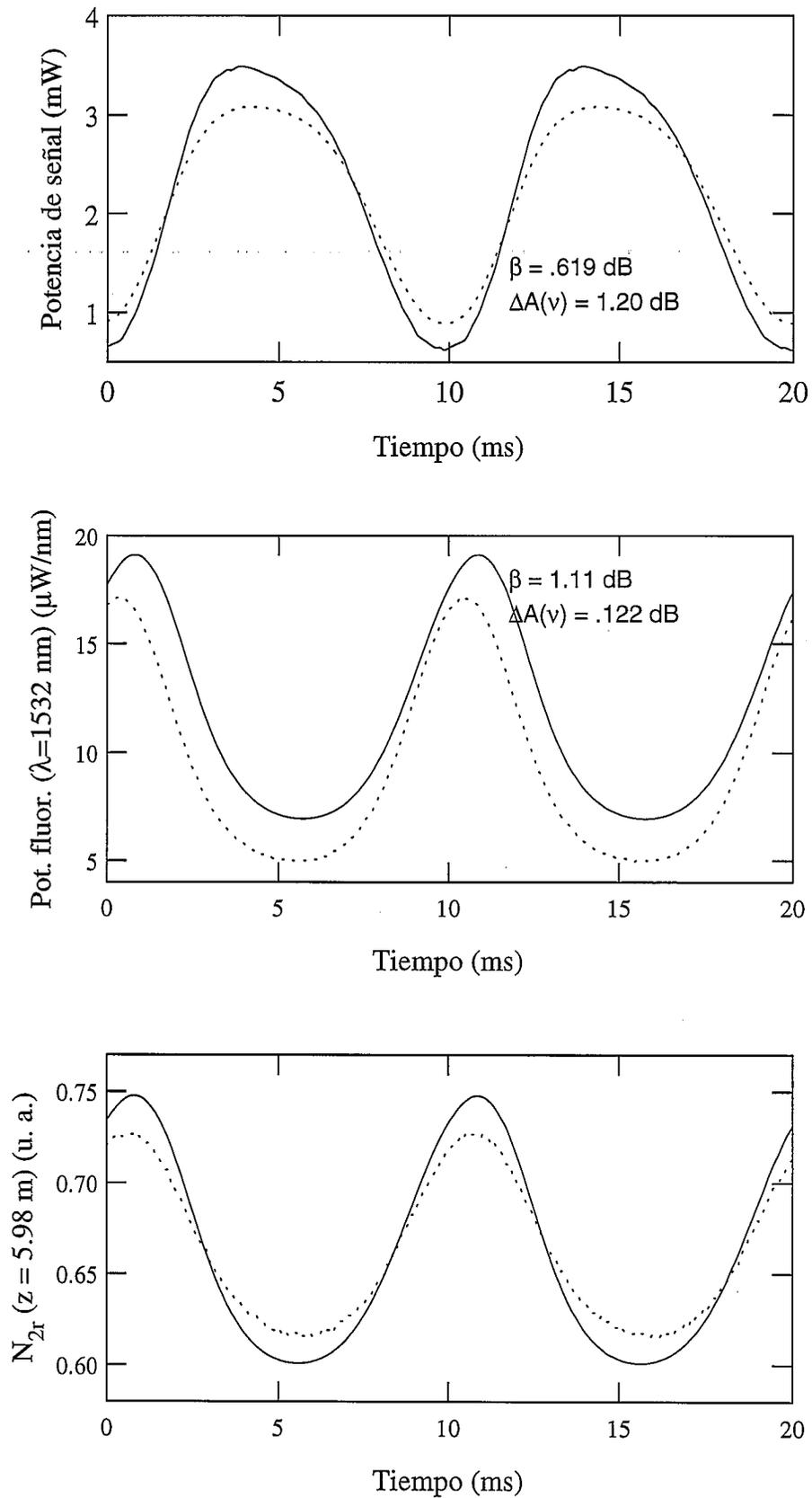
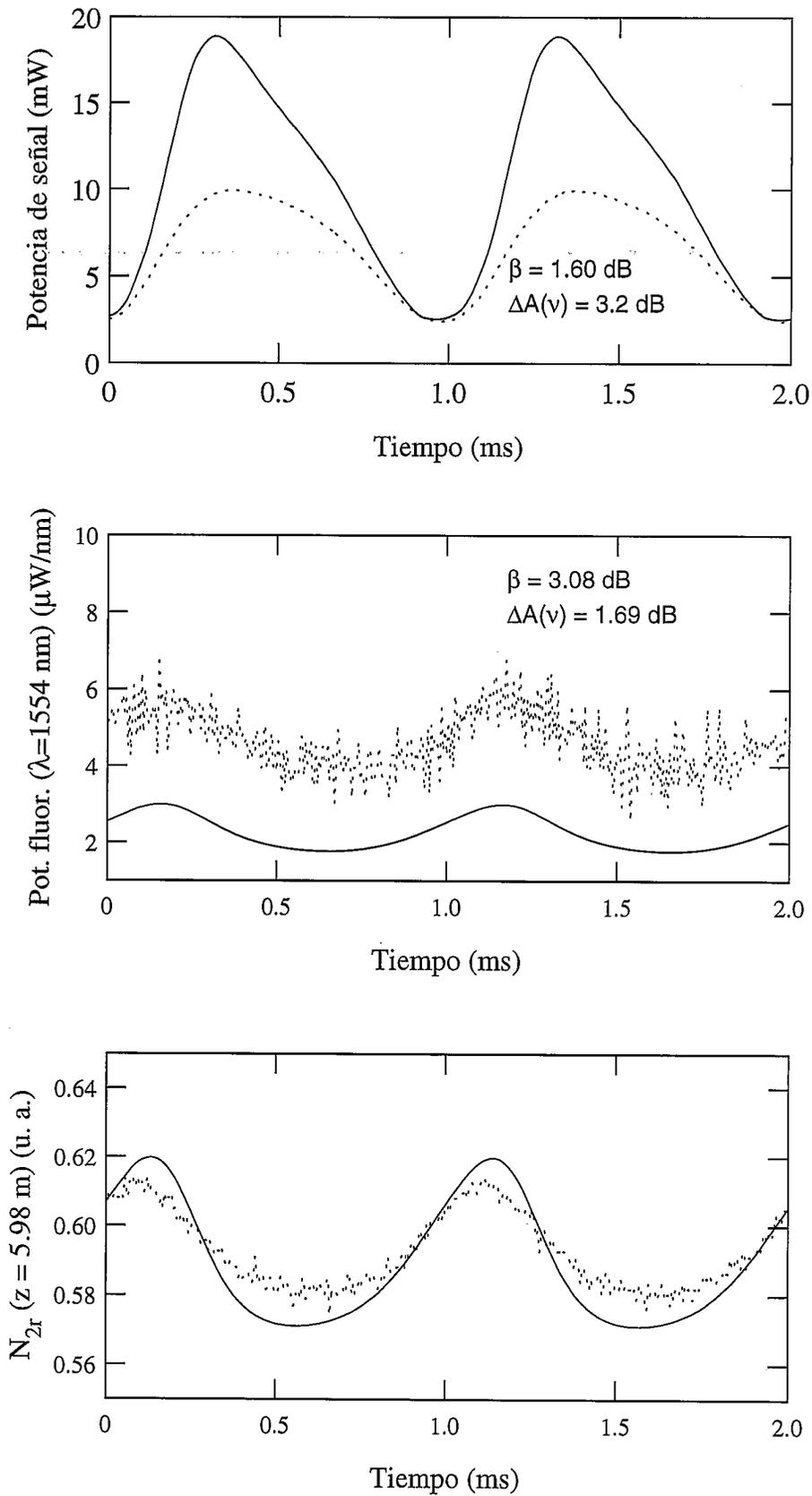


Fig. 6.10 -  $P_p(z = 0) = 19.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 18 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1554 \text{ nm}$ ;  $\nu = 100 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.



**Fig. 6.11** -  $P_p(z = 0) = 32.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 88 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1532 \text{ nm}$ ;  $\nu = 1000 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.

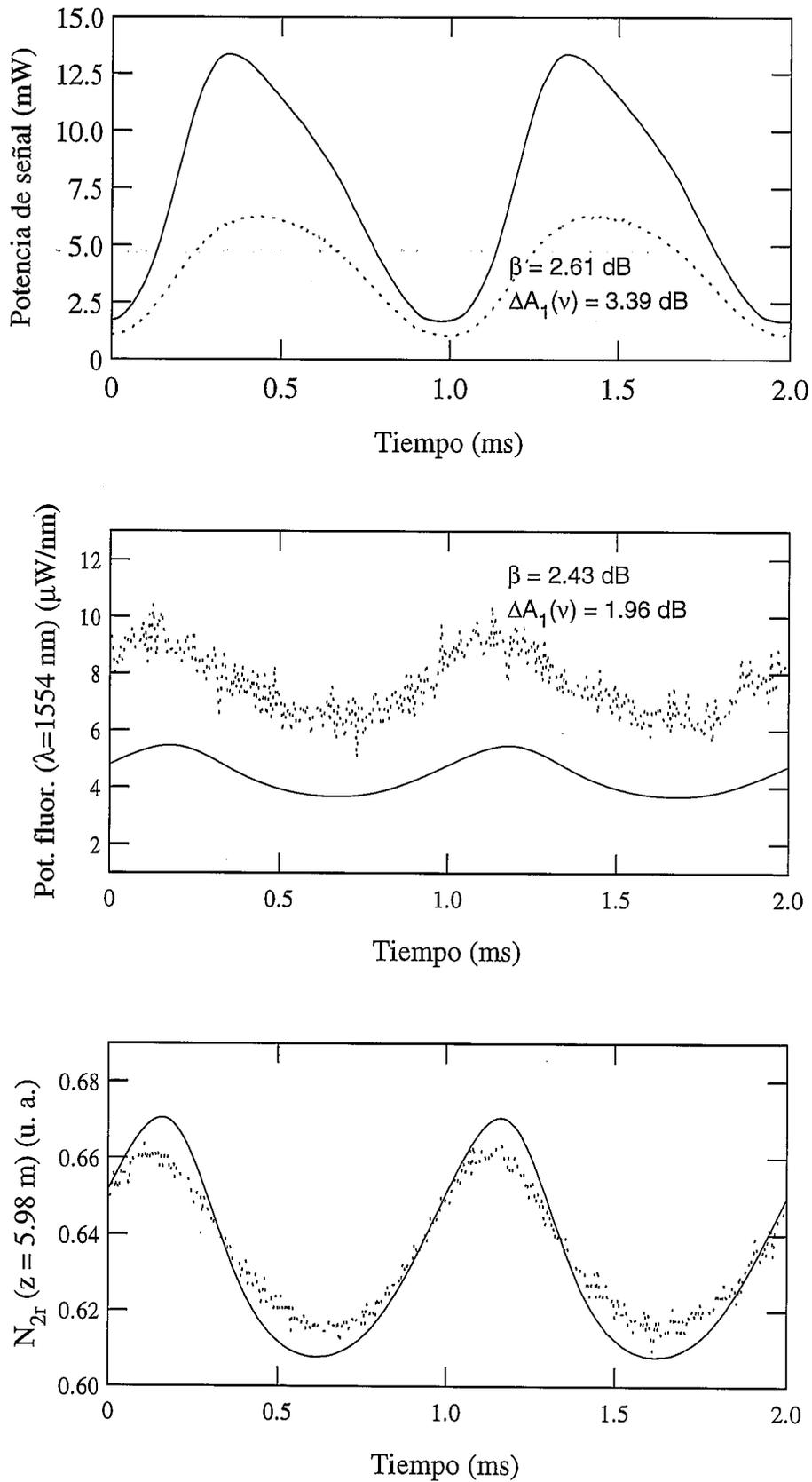
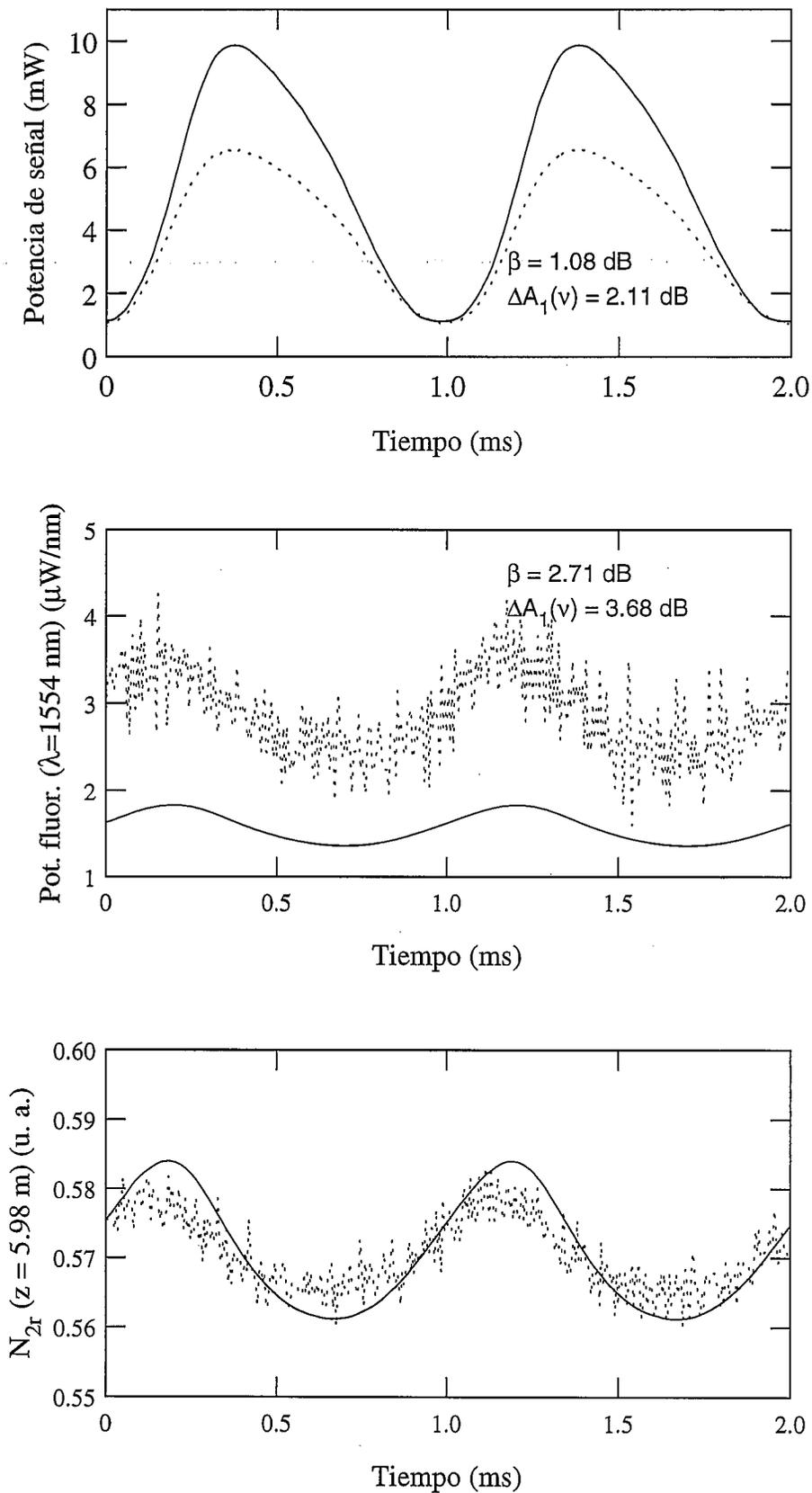
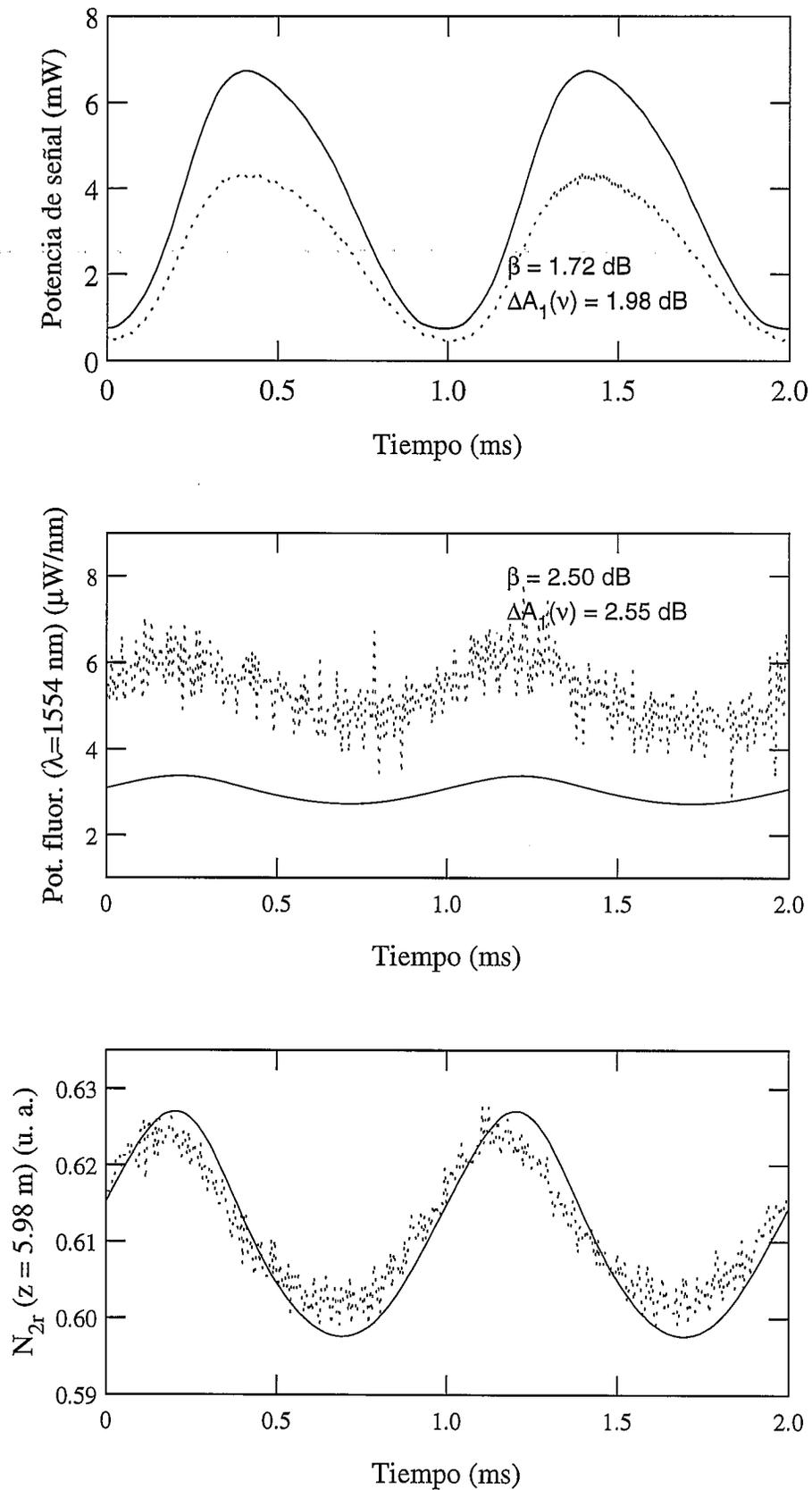


Fig. 6.12 -  $P_p(z = 0) = 32.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 18 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1532 \text{ nm}$ ;  $\nu = 1000 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.



**Fig. 6.13** -  $P_p(z = 0) = 19.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 88 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1532 \text{ nm}$ ;  $\nu = 1000 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.



**Fig. 6.14** -  $P_p(z = 0) = 19.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 18 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1532 \text{ nm}$ ;  $\nu = 1000 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.

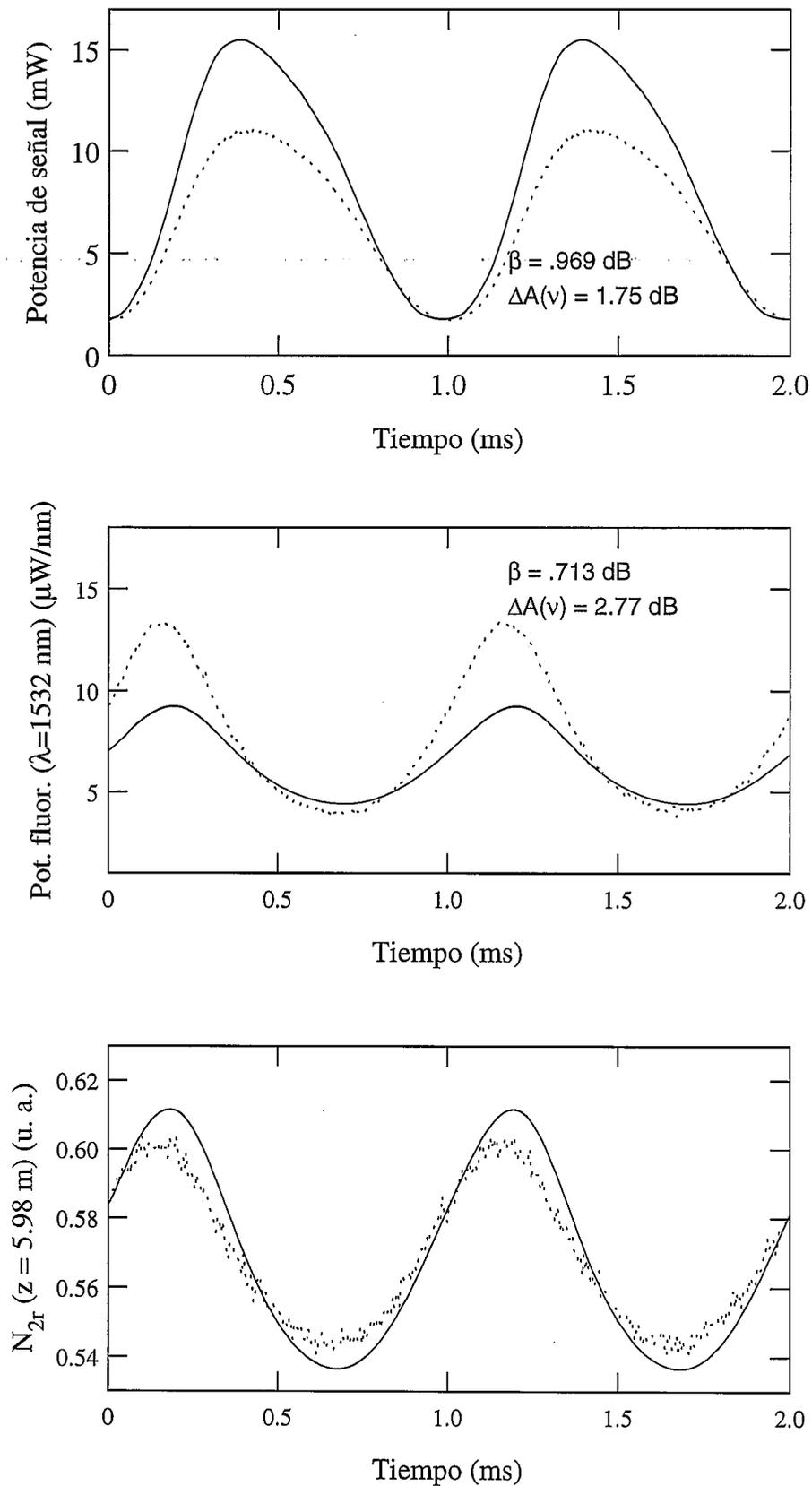


Fig. 6.15 -  $P_p(z = 0) = 32.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 88 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1554 \text{ nm}$ ;  $\nu = 1000 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.

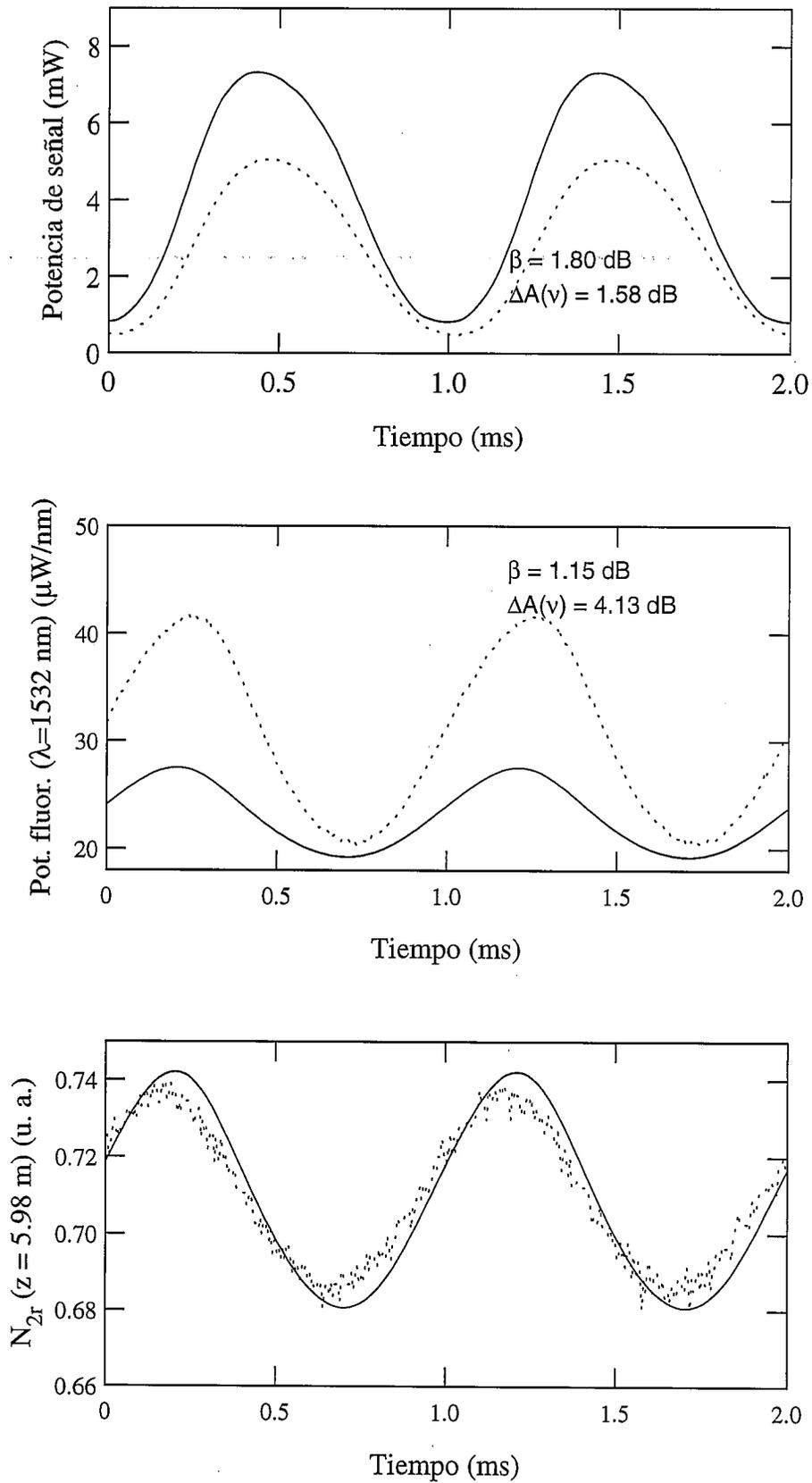
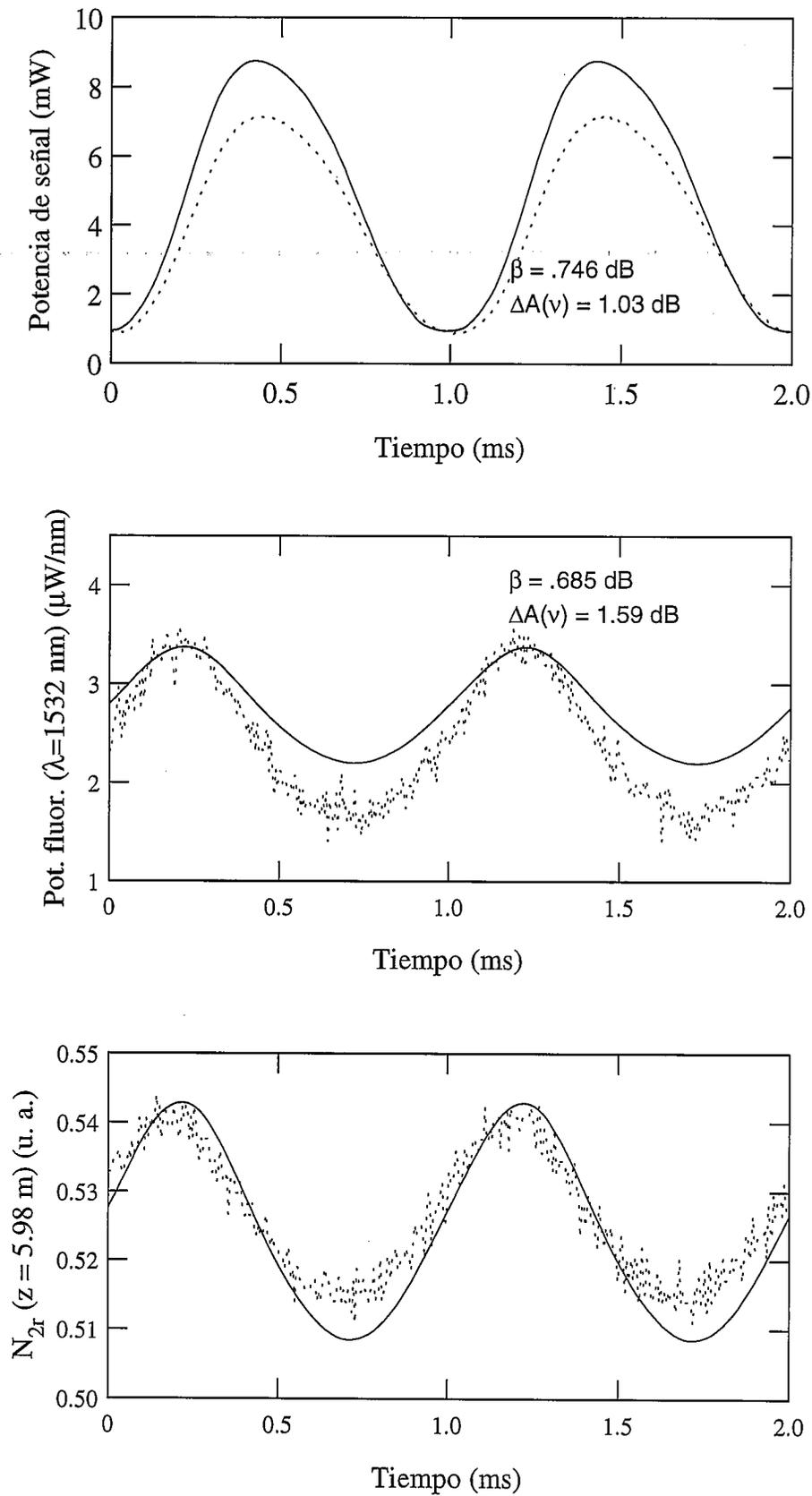


Fig. 6.16 -  $P_p(z = 0) = 32.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 18 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1554 \text{ nm}$ ;  $\nu = 1000 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.



**Fig. 6.17** -  $P_p(z = 0) = 19.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 88 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1554 \text{ nm}$ ;  $\nu = 1000 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.

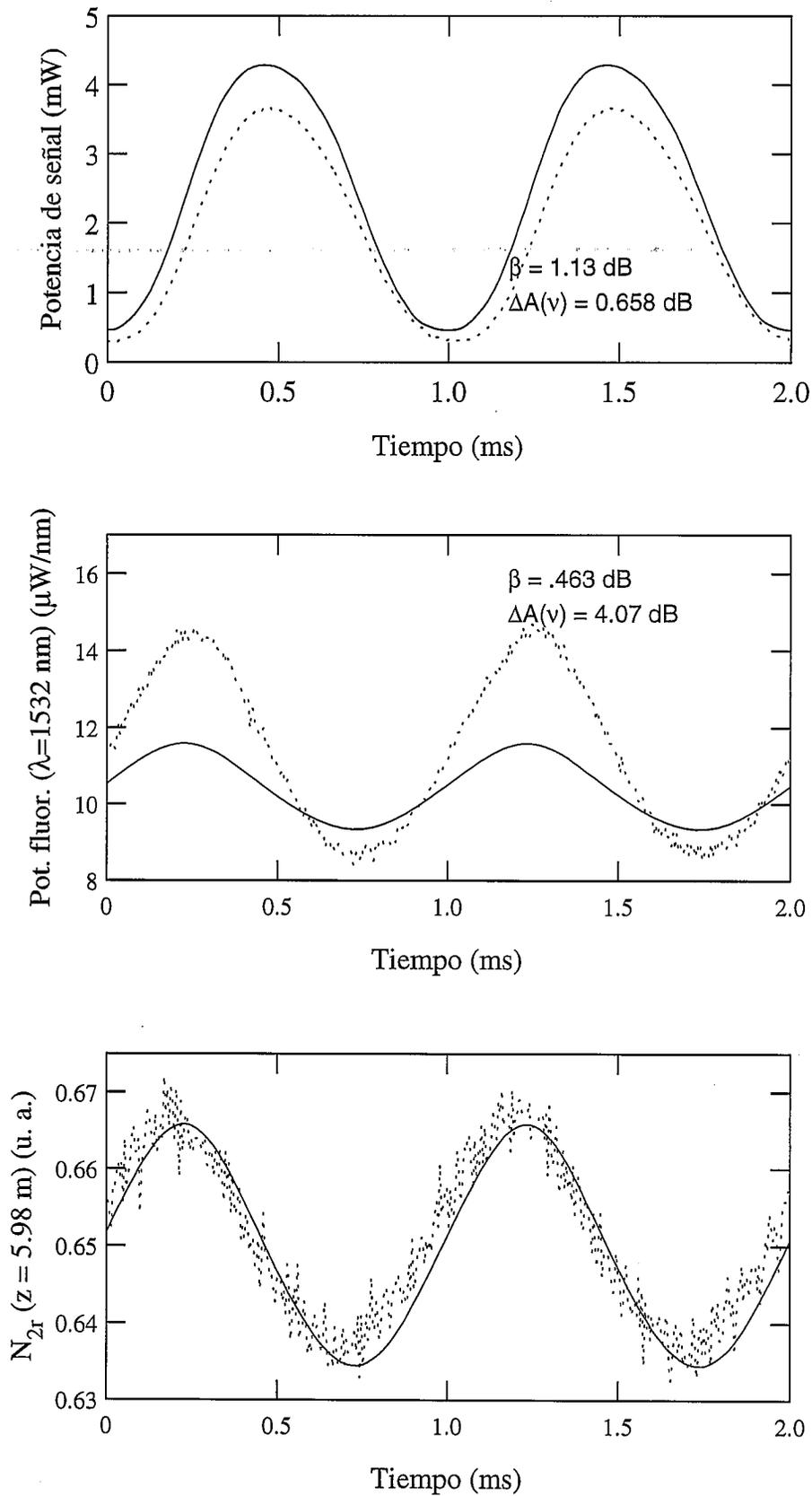


Fig. 6.18 -  $P_p(z = 0) = 19.1 \text{ mW}$ ;  $P_s(z = 0) = 18 \mu\text{W}$ ;  $\lambda_s = 1554 \text{ nm}$ ;  $\nu = 1000 \text{ Hz}$ . Los datos experimentales se representan con línea discontinua y los calculados con línea continua.

A continuación, comentaremos por separado los resultados de las combinaciones ( $\lambda_p = 1480$  nm, fibra C), ( $\lambda_p = 980$  nm, fibra E) y ( $\lambda_p = 1480$  nm, fibra E). Dejaremos para más adelante la combinación restante.

#### Combinación ( $\lambda_p = 1480$ nm, fibra C)

La comparación para señal estacionaria se resume en la tabla 6.3, en la que encontramos diferencias menores que 2 dB en todos los casos de ganancia y en todos los casos de fluorescencia excepto en dos, en los cuales la diferencia se halla entre 2 dB y 3 dB. Fijémonos ahora en los resultados de la comparación con señal dependiente del tiempo (tablas 6-15 a 6-18). Los parámetros  $\beta$  de las tablas de señal no superan los 3 dB en ningún caso y se superan los 2 dB en cuatro de los dieciséis casos. Los parámetros  $\Delta A(\nu)$  tampoco superan los 3 dB en ningún caso. Su valor se halla, en general, entre 1 dB y 3 dB. En cuanto a la fluorescencia, se han obtenido discrepancias importantes en los casos correspondientes a  $P_p = 9.7$  mW y  $\lambda_s = 1554$  nm. En el resto, los parámetros  $\beta$  son menores que 3 dB, mientras que los parámetros  $\Delta A(\nu)$  superan en ciertas ocasiones los 5 dB.

#### Combinación ( $\lambda_p = 980$ nm, fibra E)

Si observamos la tabla 6.4, para señal estacionaria se tienen errores en la ganancia que oscilan entre 1.16 dB y 4.23 dB, mientras que la fluorescencia coincide bastante bien en casi todos los casos, puesto que solamente en dos se supera la cota de 3 dB (eso sí, en uno de los dos se llega hasta 5.47 dB). Comparemos estas cifras con las que aparecen en las tablas 6-11 a 6-14. Los resultados correspondientes a la señal son globalmente mejores que en la comparación de señal estacionaria: el parámetro  $\beta$  no supera los 3 dB en ninguno de los 16 casos y el parámetro  $\Delta A(\nu)$  solamente lo hace en dos casos. Y los resultados correspondientes a la fluorescencia son del estilo de los obtenidos en el caso estacionario: el parámetro  $\beta$  supera los 3 dB solamente en dos casos y el parámetro  $\Delta A(\nu)$  lo hace en cuatro casos (en dos de ellos, supera también los 4 dB), destacando los resultados correspondientes a la frecuencia de 100 Hz (tabla 6.12) en donde la mayoría de los parámetros  $\Delta A(\nu)$  son inferiores al decibelio.

Combinación ( $\lambda_p = 1480$  nm, fibra E)

Una vez más, comenzamos por revisar los resultados correspondientes a señal estacionaria. En la tabla 6.5, las diferencias en la ganancia son en seis casos inferiores a 2 dB y en los otros dos no llegan a 3 dB. Las diferencias en la fluorescencia son también inferiores a 2 dB en 6 de los 8 casos, pero en los dos restantes la diferencia es superior a 3 dB. Observemos ahora los resultados de la comparación con señal dinámica (tablas 6.19 a 6.22). En las tablas correspondientes a señal, los parámetros  $\beta$  superan en unos cuantos casos los 2 dB, pero solamente en un caso se rebasan los 3 dB, y exactamente lo mismo puede decirse de los parámetros  $\Delta A(v)$ . Observemos ahora las tablas correspondientes a fluorescencia. De los dieciséis valores de  $\beta$ , se encuentran tres superiores a 3 dB (entre ellos uno que supera los 5 dB). De los dieciséis valores de  $\Delta A(v)$ , cuatro son mayores que 3 dB (uno de ellos catastrófico: 8.9 dB).

Tras revisar los resultados que aparecen en las tablas 6.7 a 6.22, podemos calificar de aceptables los resultados correspondientes a las tres combinaciones comentadas. En todas ellas, los valores del parámetro  $\beta$  se hallan por debajo del límite de 3 dB en gran parte de los casos y las diferencias entre los armónicos fundamentales teóricos y experimentales (a la que nos referiremos en lo sucesivo con  $\Delta A(v)$ ) tampoco superan esa cota salvo en casos aislados (en cuanto a los armónicos superiores, la concordancia no es buena, pero esto era de esperar, como ya se había explicado). Los errores que se obtienen son parecidos a los que aparecen en la comparación con señal estacionaria, aunque por lo general algo mayores. El ligero empeoramiento de los resultados de la comparación puede atribuirse a que la precisión experimental es menor que en las medidas con señal estacionaria, por varios motivos. El más importante es el cambio en el mecanismo de detección al que nos hemos visto obligados: con señal estacionaria, la detección se realiza con el analizador óptico, mientras que con señal dependiente de tiempo necesariamente debe llevarse a cabo con el conjunto monocromador - PIN. Por una parte, la sensibilidad de este conjunto es apreciablemente inferior que la del analizador óptico, lo cual no es problema para detectar la señal (su potencia es tan elevada que, en ocasiones, llega a saturar el PIN y hay que reducir la anchura de la rendija del monocromador), pero sí constituye una dificultad importante para detectar la fluorescencia en

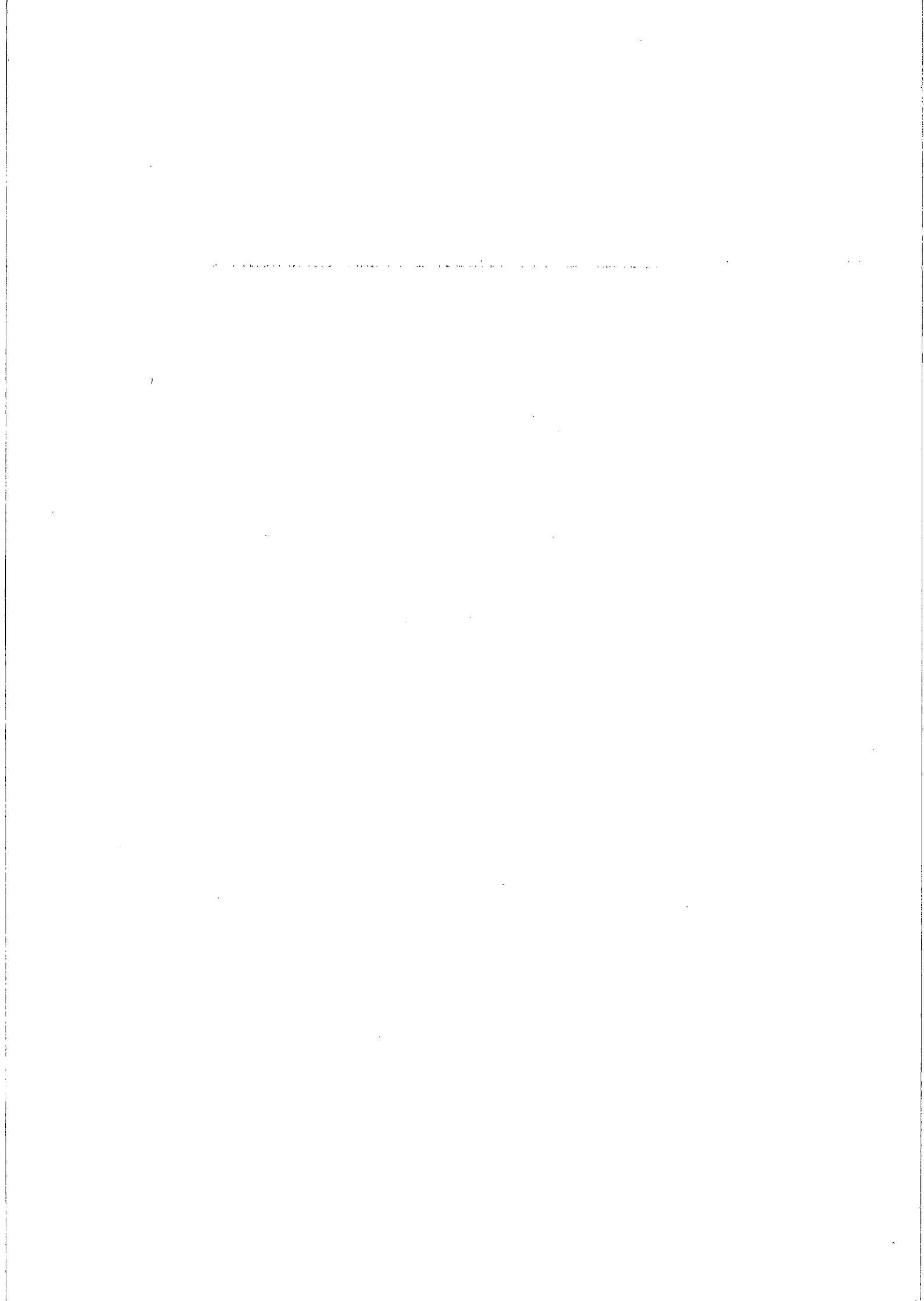
muchas ocasiones. De hecho, resulta muy significativo que, en estas tres combinaciones, la comparación de la fluorescencia proporciona peores resultados que la comparación de la señal. Más aún, los resultados de la fluorescencia son peores en las dos combinaciones en las que la longitud de onda de bombeo es de 1480 nm que en la combinación en que la longitud de onda de bombeo es 980 nm, y la justificación es la misma: se dispone de más potencia de bombeo cuando la fuente es de 980 nm, y además el bombeo de 980 nm es más eficiente que el de 1480 nm. Por lo tanto, se tiene más fluorescencia cuando el bombeo es de 980 nm y su detección es más fácil y, en consecuencia, más precisa.

Por otro lado, si con señal estacionaria debemos calibrar el analizador óptico para usarlo como medidor de potencia, con señal dependiente del tiempo debemos calibrar el voltaje del PIN tomando como referencia las medidas (también calibradas) del analizador óptico. Si un sólo calibrado de potencia es ya bastante comprometido, mucho más lo es un calibrado basado en otro calibrado previo. Finalmente, un elemento que puede dar lugar a error en las medidas y que no aparecía en el montaje de señales estacionarias es el modulador electroóptico, cuyos problemas de estabilidad hemos explicado anteriormente. Se han detallado anteriormente las precauciones tomadas para que las medidas no queden afectadas por las posibles fluctuaciones en el factor de transmisión del modulador, pero en todo caso es claro que, al añadir al montaje un dispositivo como éste, la precisión en la medida de la potencia de entrada disminuye.

Hemos dejado para el final la combinación ( $\lambda_p = 980$  nm, fibra C), que ha proporcionado resultados bastante menos satisfactorios que el resto de combinaciones. Los valores de los parámetros  $\beta$  y  $\Delta A(v)$  son superiores a 3 dB prácticamente en cualquier caso, y frecuentemente encontramos valores de 6 ó 7 dB. Incluso, en determinados casos de fluorescencia,  $\Delta A(v)$  es mayor que 10 dB. Si nos preguntamos en qué se diferencia esta combinación del resto, pensamos que la respuesta está clara. Dado un modelo de fibra, es evidente que cuanto mayor sea la longitud de la muestra, los errores en la determinación de los parámetros activos dan lugar a errores mayores en la señal y en la fluorescencia, puesto que estos errores se propagan a lo largo de la fibra de manera parecida a la de las potencias de bombeo, señal y fluorescencia. Si queremos realizar un razonamiento similar con dos muestras de dos modelos de fibra diferentes, no solamente hay que tener en cuenta la longitud de cada muestra,

sino también la concentración de dopante de cada una. Supongamos que la distribución transversal de dopante es parecida en ambos modelos (se ha demostrado sobradamente en este trabajo que la distribución transversal de dopante influye en el comportamiento de la fibra, pero no tanto como para que afecte a las conclusiones de este razonamiento cualitativo). La idea clave es que, para efectuar el cálculo numérico con una precisión determinada, el valor del paso de integración longitudinal,  $\Delta z$ , debe ser tanto menor cuanto mayor sea la concentración de dopante. Por tanto, fijados el método numérico que vamos a emplear y la precisión que queremos conseguir, el número total de pasos para completar la integración es aproximadamente proporcional al producto de la concentración de dopante (por unidad de longitud) por la longitud de la muestra. Cuantos más pasos sean necesarios para completar la integración, mayores van a ser, en general, los errores en el resultado final (debidos a la imprecisión de los parámetros activos, no al método de cálculo). Pues bien, la combinación en la que el producto de la longitud de la muestra por la concentración de dopante es más alto es precisamente la que ha dado peores resultados en la comparación. Dicho producto es igual a  $5.99 \times 10^{14}$ , mientras que el segundo mayor, correspondiente a la combinación ( $\lambda_p = 1480$  nm, fibra E) es  $4.14 \times 10^{14}$ .

Con objeto de mejorar el acuerdo teoría - experimento de la combinación ( $\lambda_p = 980$  nm, fibra C), se han realizado varias pruebas tomando como parámetros de ajuste algunos que, hasta ahora, se tomaban como datos de partida. Se han conseguido concordancias aceptables tomando como parámetro de ajuste la potencia de bombeo de entrada. El valor de ajuste resulta ser aproximadamente dos tercios del valor experimental. No obstante, este tipo de ajustes no encajan con la idea que nos hemos planteado en este trabajo: medir los parámetros activos con un primer experimento y comparar resultados teóricos con experimentales en un segundo experimento, sin recurrir al ajuste de ningún parámetro.



## **CONCLUSIONES**

Hemos desarrollado un método de cálculo con el cual podemos predecir la respuesta de una fibra dopada con erbio (a bajas concentraciones) cuando se le acoplan potencias (de señal o de bombeo) variables con el tiempo. Dicho método de cálculo puede adaptarse al modelo general o a la modificación de éste mediante la introducción de factores de solapamiento.

En diferentes casos, hemos comparado los resultados que dicho método de cálculo proporciona dependiendo de si se emplean o no los factores de solapamiento. La magnitud de las diferencias obtenidas no es superior a la de los errores experimentales típicos. Por lo tanto, queda probada la validez de los factores de solapamiento con potencias dependientes del tiempo.

Hemos desarrollado un método de caracterización basado en el estudio de la evolución de la fluorescencia (tanto transversal como longitudinal) cuando la potencia de bombeo acoplada a la fibra se modula con perfil de onda cuadrada. A partir de un experimento sencillo, dicho método permite obtener la densidad de dopante, su distribución transversal efectiva y los coeficientes de emisión característicos tanto del bombeo como de la señal o de la fluorescencia.

Hemos puesto a punto el montaje experimental necesario para llevar a la práctica este método de caracterización con dos longitudes de onda de bombeo: 980 nm y 1480 nm. Con ambas, hemos aplicado el método a tres fibras dopadas de diferentes características.

Con cada una de las tres fibras y con ambas longitudes de onda de bombeo, se han obtenido experimentalmente espectros de ganancia y de fluorescencia longitudinal. Dichos

espectros han sido reproducidos teóricamente introduciendo en el modelo los parámetros activos obtenidos de la caracterización previa. En general, los resultados teóricos son aceptables si el experimento se lleva a cabo con la misma longitud de onda de bombeo que la empleada para deducir los parámetros introducidos en el modelo. En caso contrario, el acuerdo teoría - experiencia empeora.

Hemos puesto a punto el montaje necesario para estudiar experimentalmente la respuesta de una fibra dopada cuando se le acopla una potencia de señal dependiente del tiempo. Se han efectuado medidas de la evolución de las potencias de señal y fluorescencia al final de la fibra dopada, así como de la fluorescencia transversal, combinando dos modelos de fibra dopada con dos longitudes de onda de bombeo: 980 nm y 1480 nm. Los resultados de estas medidas se han reproducido teóricamente empleando el método de cálculo desarrollado y los parámetros activos deducidos en la caracterización previa. El acuerdo teoría - experimento es aceptable en tres de las cuatro combinaciones: las diferencias con los valores experimentales son del mismo orden que las obtenidas en la comparación con señal estacionaria. La combinación restante es la más difícil de reproducir teóricamente con acierto debido a las características de la muestra de fibra empleada (longitud y concentración de dopante). En tal caso, la precisión de las técnicas que hemos desarrollado no resulta suficiente.

Tanto las técnicas de caracterización como los métodos de cálculo empleados en el presente trabajo están basados en un modelo teórico de uso generalizado. Su capacidad de predicción se pone de manifiesto en las comparaciones teoría-experimento que hemos realizado: el modelo reproduce correctamente comportamientos cualitativos y, en una amplia variedad de casos, proporciona resultados que difieren de los experimentales en unos pocos decibelios, pero también se han encontrado situaciones en las que sus limitaciones se han puesto en evidencia.

## **BIBLIOGRAFÍA**

- 1.- S. Jarabo. "*Estudio teórico y experimental de amplificadores de fibra óptica dopada con erbio*" (tesis doctoral), Universidad de Zaragoza (1994).
- 2.- R. I. Laming, S. B. Poole y E. J. Tarbox. "*Pump excited-state absorption in erbium-doped fibers*", *Optics Letters*, 13, p. 1084 (1988).
- 3.- S. Zemon, G. Lambert, W. J. Miniscalco, R. W. Davies, B. T. Hall, R. C. Folweiler, T. Wei, L. J. Andrews y M. P. Singh. "*Excited State Cross Sections for Er-doped glasses*", en *Fiber Laser sources and amplifiers II*, editado por M. J. Digonnet (SPIE, 1173, p. 21, 1990).
- 4.- S. Zemon et al. "*Excited state absorption cross sections in the 800-nm band for Er-doped, Al/P silica fibers-Measurements and amplifier modelling*", *IEEE Photonics Tech. Letters*, 3, p. 621 (1991).
- 5.- C. G. Atkins, J. R. Armitage, R. Wyatt, B. J. Ainslie y S. P. Craig-Ryan, "*Pump excited-state absorption in Er<sup>3+</sup> doped optical glasses*", *Optics Communications*, 73, p 217 (1989).
- 6.- M. G. Sceats, P. A. Krug, G. R. Atkins, S. C. Guy y S. B. Poole, "*Non-linear excited state absorption in Er<sup>3+</sup> doped fibre with high-power 980 nm pumping*", en *Optical amplifiers and their applications* (IEEE-LEOS and OSA Photonics Reports, 13, p. 48, 1991).

- 7.- R. S. Quimby, W. J. Miniscalco y B. Thompson, "Excited state absorption at 980 nm in erbium-doped silica glass", en *Optical amplifiers and their applications* (IEEE-LEOS and OSA Photonics Reports, 17, p. 67, 1992).
- 8.- R. Wyatt, "Spectroscopy of rare-earth doped fibres", en *Optical fibre lasers and amplifiers*, editado por P. W. France (Blackie and Son Ltd, 1991).
- 9.- P. Blixt, J. Nilsson, T. Carlnäs y B. Jaskorzynska, "Amplification reduction in fiber amplifiers due to up-conversion at  $Er^{3+}$  - concentrations below 1000 ppm", en *Optical amplifiers and their applications* (IEEE-LEOS and OSA Photonics Reports, 13, p. 52, 1991).
- 10.- S. Arahita, K. Watanabe, K. Shinozaki y Y. Ogawa. "Successive excited-state absorption through a multistep process in highly  $Er^{3+}$  -doped fiber pumped by a 1.48-mm laser diode", *Optics Letters*, 17, p. 1679 (1992).
- 11.- H. Kogelnick y A. Yariv, "Considerations of noise and schemes for its reduction in laser amplifiers", *Proc. IEEE*, p. 165 (1964).
- 12.- E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers*, Wiley Interscience (1994).
- 13.- O. Svelto. *Principles of lasers*. Plenum Press (1989).
- 14.- A. W. Snyder y J. D. Love, "Optical waveguide theory", Chapman and Hall (1983).
- 15.- A. Yariv, *Quantum Electronics*, John Wiley (1975).
- 16.- E. Desurvire. "Analysis of distributed erbium-doped fiber amplifiers with fiber background loss", *IEEE Photonics Tech. Letters*, 3, n<sup>o</sup> 7, p. 625 (1991).

- 17.- D. Chen y E. Desurvire. "Noise performance evaluation of distributed erbium-doped fiber amplifiers with bidirectional pumping at 1.48  $\mu\text{m}$ ", IEEE Photonics Tech. Letters, 4, n<sup>o</sup> 1, p. 52 (1992).
- 18.- E. Desurvire, M. Zirngibl, H. M. Presby y D. DiGiovanni. "Characterization and modeling of amplified spontaneous emission in unsaturated erbium-doped fiber amplifiers", IEEE Photonics Tech. Letters, 3, n<sup>o</sup> 2, p. 127 (1991).
- 19.- M. Peroni y M. Tamburrini. "Gain in erbium doped fiber amplifiers: a simple analytical solution for the rate equations", Optics Letters, 15, n<sup>o</sup> 15, p. 842 (1990).
- 20.- A. A. M. Saleh, R. M. Jopson, J. D. Evankow y J. Aspell. "Modeling of gain in erbium-doped fiber amplifiers", IEEE Photonics Tech. Letters, 2, n<sup>o</sup> 10, p. 714 (1990).
- 21.- S. Jarabo y M. A. Rebolledo, "Analytic modeling of erbium-doped fiber amplifiers on the basis of intensity-dependent overlapping factors", Applied Optics, 34, n<sup>o</sup> 27, p. 6158 (1995).
- 22.- W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky y V. T. Vetterling. "Numerical recipes. The art of scientific computing". Cambridge University Press, New York (1986).
- 23.- F. Di Pasquale, A. Gailbazzi y M. Zoboli. "Analysis of erbium doped fiber amplifiers by combined Runge-Kutta and finite element methods", European Transactions on Telecommunications and Related Technologies, 4, p. 355 (1993).
- 24.- Y. Maigrou y J. F. Marcero, "Model of gain dynamics in EDFAs", en *Optical amplifiers and their applications* (IEEE-LEOS and OSA Photonics Reports, 17, p. 210, 1992).
- 25.- E. Desurvire. "Analysis of transient gain saturation and recovery in erbium-doped fiber amplifiers", IEEE Photonics Tech. Letters, 1, n<sup>o</sup> 8, p. 196 (1989).

- 26.- J. Freeman y J. Conradi. "Gain modulation response of erbium-doped fiber amplifiers", IEEE Photonics Tech. Letters, 5, n<sup>o</sup> 2, p. 2224 (1993).
- 27.- S. Shimada y H. Ishio. "Optical amplifiers and their applications". John Wiley (1994).
- 28.- L. K. A. Chen, "Highly linear lightwave video distribution system" (tesis doctoral, cap. 4), New York (1992).
- 29.- C. Y. Kuo y E. E. Bergmann, "Erbium-doped fiber amplifier second-order distortion in analog links and electronic compensation", IEEE Photonics Tech. Lett., 3, n<sup>o</sup> 9, p. 829 (1991).
- 30.- K. Kikushima y H. Yoshinaga, "Distortion due to gain tilt of erbium-doped fibre amplifiers", IEEE Photonics Tech. Lett., 3, n<sup>o</sup> 10, p. 945 (1991).
- 31.- J. Ohya, H. Sato y T. Fujita, "Second-order distortion generated by amplification of intensity-modulated signals with chirping in erbium-doped fibers", IEEE Photonics Tech. Lett., 4, n<sup>o</sup> 9, p. 1000 (1991).
- 32.- S. P. Craig-Ryan, B. J. Ainsley, "Glass structure and fabrication techniques", en Optical fibre lasers and amplifiers, editado por P. W. France (Blackie and Son Ltd, 1991).
- 33.- 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 II, editado por M. J. Digonnet (SPIE, 1171, p. 209, 1989).
- 34.- A. Othonos, J. Wheeldon, M. Hubert, "Determining erbium distribution in optical fibers using phase-sensitive confocal microscopy", Optical Engineering, 34, n<sup>o</sup> 12, p. 3451 (1995).

- 35.- 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. , 1993).
- 36.- P. R. Morkel, R. I. Laming, "Theoretical modelling of erbium-doped fiber amplifiers with excited-state absorption", *Optics Letters*, 14, p. 1062 (1989).
- 37.- E. Desurvire, "Analysis of erbium-doped fiber amplifiers pumped in the  $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$  band", *IEEE Photonics Tech. Letters*, 1, p. 293 (1989).
- 38.- 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, p. 2095 (1989).
- 39.- E. Desurvire, J. R. Simpson, P. C. Becker, "High-gain erbium-doped travelling-wave fiber amplifier", *Optics Letters*, 12, p. 888 (1987).
- 40.- E. Desurvire, C. R. Giles, J. R. Simpson, "Gain dynamics of erbium-doped fiber amplifiers", en *Fiber Laser sources and amplifiers II*, editado por M. J. Digonnet (SPIE, 1171, p. 103, 1989).
- 41.- M. L. Dakks, W. J. Miniscalco, "A large-signal model and signal/noise ratio analysis for  $\text{Nd}^{3+}$  doped amplifiers at  $1.3 \mu\text{m}$ ", en *Fiber Laser sources and amplifiers II*, editado por M. J. Digonnet (SPIE, 1373, p. 111, 1990).
- 42.- R. S. Quimby, "Output saturation in a 980-nm pumped erbium-doped fiber amplifier", *Applied Optics*, 30, p. 2546 (1991).
- 43.- M. A. Rebolledo, S. Jarabo, "Erbium-doped silica fiber modeling with overlapping factors", *Applied Optics*, 33, n<sup>o</sup> 24 (1994).
- 44.- C. F. Gerald, P. O. Wheatley, *Applied Numerical Analysis*, ed. Addison-Wesley (1989).

- 45.- M. Eyal, E. Greenberg, R. Reisfeld, "*Spectroscopy of praseodymium (III) in zirconium fluoride glass*", Chem. Phys. Letters, 117, p. 108 (1985).
- 46.- E. Desurvire, J. R. Simpson, "*Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single-mode fibers*", Journal of Lightwave Technology, 7, p. 835 (1989).
- 47.- I. Vayshenker, X. Li, D. A. Keenan y T. R. Scott, "*Errors due to connectors in optical fiber power meters*", Natl. Inst. Stand. Technol. Spec. Publ, 905, p. 49 (1996).
- 48.- 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. , 1993).
- 49.- S. Jarabo, J. C. Martín y J. M. Alvarez, "*Lifetime experimental determination method in erbium - doped silica fibers*", Optica Pura y Aplicada, 29, (1996).
- 50.- C. Y. Chen, S. Wen, S. Chi, "*Measuring emission cross-section profile of erbium-doped fibre with low input power*" Electronics Letters, 11, p. 889 (1994).
- 51.- S. Seikai, T. Tohi, "*Theoretical models of two-channel erbium-doped fiber amplifier*". IEICE Transactions on Electronics, 10, p.1702 (1994).
- 52.- I. M. I. Habbab, A. A. M. Saleh, P. K. Runge, "*Erbium doped fiber amplifiers: linear approximations*", Journal of Lightwave Technology, 1, p. 33 (1995).
- 53.- E. Desurvire, M. Zirngibl, H. M. Presby y D. DiGiovanni. "Characterization and modelling of amplified spontaneous emission in unsaturated erbium-doped fiber amplifiers", IEEE Photonics Tech. Letters, 3, n<sup>o</sup> 2, p. 127 (1991).

