

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

**FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS
Departamento de Óptica**



**DESARROLLO Y CARACTERIZACIÓN DE SENSORES
DE FIBRA ÓPTICA PARA CONTROL
MEDIOAMBIENTAL**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Oscar Esteban Martínez

Bajo la dirección de los doctores:
Eusebio Bernabeu y Agustín González Cano

Madrid, 2001

ISBN: 84-669-1732-2

T 25020



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Departamento de Óptica



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE



5314018637

DESARROLLO Y CARACTERIZACIÓN DE SENSORES DE FIBRA ÓPTICA PARA CONTROL MEDIOAMBIENTAL.



Óscar Esteban Martínez

Madrid, Marzo 2001

25020



BIBLIOTECA

UNIVERSITY OF CALIFORNIA

Department of Chemistry

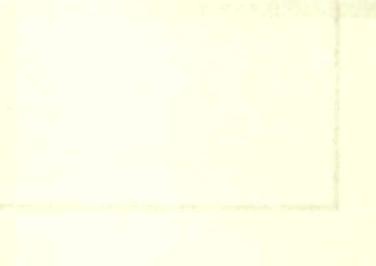


DESARROLLO Y CARACTERIZACION
DE SENSORES DE FIBRA OPTICA
PARA CONTROL MEDIOAMBIENTAL



Author's name

Advisor's name



618844236
126150608

A mis padres

Agradecimientos

Quisiera comenzar estas líneas haciendo constar que el presente trabajo no ha sido exclusivamente individual, sino que para alcanzar una finalización satisfactoria del mismo, muchas personas han debido colaborar en él.

En primer lugar, quiero mostrar mi agradecimiento al Profesor Eusebio Bernabeu, por brindarme la oportunidad de incorporarme a su grupo de investigación y por su apoyo e interés tanto en lo relacionado directamente con los trabajos desarrollados como en el aspecto personal, y por ser el promotor de la idea original de esta Tesis Doctoral, bajo cuya dirección se ha desarrollado. Asimismo quiero expresar mi más sincero agradecimiento al Dr. Agustín González Cano, también director de mi Tesis Doctoral, con el que he mantenido un contacto más estrecho y del que he adquirido conocimientos que van más allá de lo meramente científico.

Una mención especial se merece la Dra. M^a Cruz Navarrete, con la que he trabajado codo con codo a lo largo de prácticamente todo el tiempo durante el que se ha desarrollado este trabajo, y aún en la distancia ha sabido manifestar su apoyo. Sin su constante buen humor y optimismo difícilmente se hubieran superado los inconvenientes que han ido surgiendo.

Debo recordar también a los compañeros del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Zaragoza, de cuyo trabajo esta tesis es una heredera directa. Su amabilidad a la hora de resolver mis dudas, su eficiencia y predisposición en la fabricación de las muestras han sido fundamentales para la realización del proyecto. En este último aspecto quiero destacar a Carmen Cosculluela, que ha tenido que soportar con paciencia nuestros apremios para conseguir más sensores.

Una parte importante del proyecto, el último paso, aunque no por ello más sencillo, ha consistido en el diseño y fabricación de un prototipo de salinómetro óptico. Esta tarea hubiese tenido escaso éxito de no ser por el asesoramiento y ayuda constante del CIDA (Centro de Investigación y Desarrollo de la Armada); más concreta-

mente de su taller mecánico, que bajo la supervisión del Capitán de Fragata D. Javier Sieres ha sabido superar nuestras mejores perspectivas.

Quiero también agradecer al INTA (Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial) y particularmente al LINES (Laboratorio de Instrumentación Espacial) dirigido por David Levy Cohen, su amabilidad a la hora de facilitarme el acceso y utilización de sus instalaciones y equipos.

Desearía mencionar a los miembros del consorcio del proyecto SOFIE, singularmente a Michel Le Haitre de IFREMER (Francia), por el interés mostrado y las facilidades otorgadas, principalmente para la integración del optodo en el vehículo operado por control remoto y en los ensayos finales.

No quisiera olvidarme de mis compañeros de la “Cueva”. Todos en cierta medida han colaborado en el desarrollo de la tesis, aunque dadas mis limitaciones informáticas la ayuda de Daniel Crespo y José Antonio Gómez ha sido decisiva. Sería difícil encontrar un ambiente de trabajo similar en otro sitio.

También los compañeros del club del “tuper” me han ayudado con su interés y muestras de cariño, sobre todo en esos momentos en que parece que nada puede salir peor.

Por supuesto un agradecimiento especial se merecen mis padres y mi hermano, que continúan manteniéndome cerca de ellos a pesar de la edad y de la escasa comunicación en esos días pesimistas que tenía con frecuencia. También tengo que incluir a Rian, a la que a pesar de restarle tiempo y dedicación, siempre me ha ayudado y comprendido.

Este trabajo ha sido posible gracias a la financiación de la Unión Europea a través de su programa MAST III, dentro del proyecto SOFIE (Spectroscopy using Optical Fibres in the marine Environment), referencia MAS3-CT97-0157, así como la ayuda aportada por la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología a través de su programa de recursos hídricos, referencia HID98-0719/97.

ÍNDICE

1. INTRODUCCIÓN	1
1.1. sensores de fibra óptica	2
1.2. historia y motivación del trabajo	6
1.2.1. <i>Ventajas de los optodos</i>	10
1.2.2. <i>Descripción de la unidad central</i>	11
1.2.3. <i>Aplicaciones</i>	12
2. FUNDAMENTOS GENERALES	13
2.1. planteamiento y análisis general del problema	14
2.1.1. <i>Características de la estructura</i>	14
2.1.2. <i>Adaptación de las ecuaciones de Maxwell</i>	16
2.2. resolución de guías de onda cilíndricas y planas	20
2.2.1. <i>Resolución de una guía de ondas cilíndrica</i>	21
2.2.2. <i>Resolución de una guía de ondas plana. Formalismo matricial</i>	31
2.2.3. <i>Consideración de la coordenada superficial transversal</i>	40
3. MODELIZACIÓN TEÓRICA	43
3.1. revisión de la literatura	44
3.1.1. <i>Modelo de Marcuse-Zheng</i>	49
3.1.2. <i>Modelo de Dinleyici-Patterson</i>	59
3.1.3. <i>Modelo de capas planas equivalentes</i>	64
3.2. modelización teórica	68
3.2.1. <i>Modelo cuasi-geométrico</i>	68
3.2.2. <i>Modelo de balance energético</i>	77
Apéndice A3	88
4. CARACTERIZACIÓN DEL SENSOR Y MEDIDAS DE SALINIDAD EN LABORATORIO	91
4.1. salinidad	92
4.1.1. <i>Definición y factores de los que depende</i>	92
4.1.2. <i>Medida de la salinidad</i>	95
4.2. índice de refracción del agua marina	98
4.2.1. <i>Medida de la salinidad por métodos ópticos</i>	103
4.3. caracterización de los dispositivos	104
4.4. medida de la salinidad	111
4.4.1. <i>Elección de capas</i>	111
4.4.2. <i>Interferencias cruzadas</i>	113
5. DISEÑO Y FABRICACIÓN DE UN SALINÓMETRO ÓPTICO	119
5.1. consideraciones generales	120
5.2. diseño del optodo	122
6. INTEGRACIÓN EN EL VEHÍCULO DE CONTROL REMOTO	135

7. CONCLUSIONES	141
ANEXO 1	145
ANEXO 2	147
Publicaciones derivadas de esta Tesis	149

1. Introducción

Es bien sabido que en nuestro entorno es de gran importancia la obtención de medidas precisas de un amplio abanico de parámetros, tanto físicos (presión, temperatura, propiedades ópticas, mecánicas y electromagnéticas), como químicos (pH, presencia y concentración de determinadas sustancias, etc.). Esta necesidad, tradicionalmente limitada a ámbitos especializados, se ha trasladado últimamente a la sociedad en general, lo que ha producido un fuerte incremento en las inversiones para el estudio de los efectos de tales parámetros en el entorno, así como para el desarrollo de sensores que permitan su control, configurados éstos como herramienta básica de trabajo para la ciencia como y la industria.

Dado que el impacto de determinados agentes sobre el medio ambiente puede influir decisivamente sobre nuestra propia calidad de vida, encontramos un campo de actuación largamente ignorado en que se hace indispensable la elaboración de sistemas que permitan prevenir catástrofes ecológicas o, al menos, reducir al máximo sus efectos. Un dato a considerar es el especial énfasis que pone actualmente la legislación europea en la necesidad de mantener una monitorización estricta de los océanos, costas, cuencas fluviales, etc., especialmente en lo que se refiere a la presencia de sustancias contaminantes, lo que ha hecho necesario el diseño y fabricación de sensores de alta precisión, capaces de realizar medidas remotas en condiciones reales, incluso permaneciendo largos periodos sin mantenimiento.

La complejidad del medio a investigar, en el que encontramos un elevado número de parámetros que controlar, aconseja que los sensores específicos para cada uno de ellos puedan ser integrados en sistemas de monitorización global, capaces de adquirir información del medio de manera simultánea y automática. En la actualidad, es posible encontrar una variada oferta de técnicas susceptibles de ser utilizadas como base de dispositivos sensores. De toda esta variedad, los que están basados en propiedades ópticas se han revelado como los más adecuados cuando lo que se pretende es minimizar la interacción del sensor con el propio medio en el que se desea medir una determinada mag-

nitid, además de proporcionar una alta sensibilidad y una respuesta prácticamente inmediata.

1.1. Sensores de fibra óptica

Cualquier sistema físico capaz de suministrar información acerca de una magnitud física, un parámetro químico o un factor ambiental, puede constituir la base de un sensor. En el caso de que esa información se extraiga de un haz de luz, diremos que el sensor es de tipo óptico, pues disponemos de diferentes mecanismos que modulan ese haz de forma variable cuando sobre él actúa un estímulo externo.

Un avance importante en el desarrollo de sensores ópticos se ha producido con el auge de las tecnologías de fibra óptica, que se han mostrado compatibles con toda la metodología de sensores ópticos previos, aportando toda su capacidad en cuanto a la transmisión de datos y permitiendo utilizar además los efectos de los cambios en las propiedades de guiado de la luz. Un esquema sencillo de un sensor de fibra óptica viene dado en la Figura 1.1, en el que proceso óptico de medida se realiza en la zona de modulación donde la señal incidente es transformada por efecto de la magnitud que se desea medir.

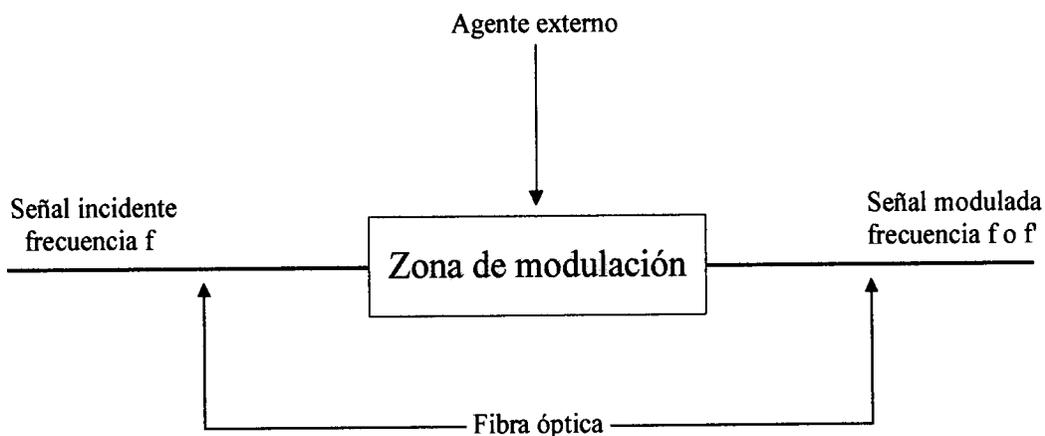


Figura 1.1 Esquema básico de un sensor de fibra óptica

En la Tabla 1.1 aparecen algunas de las técnicas utilizadas en sensores ópticos, extrapolables a sensores de fibra óptica, atendiendo al tipo de modulación sobre el haz

incidente, bien sea de tipo lineal o no lineal. El efecto de la modulación puede traducirse en cambios directamente medibles como son la intensidad, la fase o la polarización.

Tabla 1.1 Métodos de modulación óptica

MODULACIÓN	CARACTERÍSTICA	EFEECTO DE LA MODULACIÓN
LINEAL	Invariancia de la frecuencia	Modificación de la atenuación espectral Retardo Cambios de polarización, etc.
NO LINEAL	Cambio de frecuencia o aparición de nuevas componentes	Raman Brillouin Luminiscencia, etc.

En algunos casos, la fibra óptica servirá únicamente para transportar la luz hasta y desde el dispositivo óptico en que se produce la modulación propiamente dicha. A este tipo de sensores se les denomina *extrínsecos* en la literatura. En otros casos, la fibra es además la que actúa de elemento sensor, que se denomina entonces *intrínseco*. Esta característica le proporciona una estabilidad mecánica de la que carecen los sensores ópticos tradicionales, permitiendo así su utilización en condiciones extremas, como las asociadas al control de parámetros medioambientales .

Una vez que las zonas de modulación de la señal pueden integrarse en la propia fibra, disponemos de la posibilidad de realizar medidas distribuidas empleando sistemas como el de la Figura 1.1, medidas puntuales si la modulación está localizada, e incluso podremos obtener configuraciones mixtas. En este sentido, puede verse en la Figura 1.2 ambas posibilidades. En una de ellas, adquirimos información discreta a través de las zonas de modulación situadas en las posiciones Σ_j , utilizando la interpolación para tener una idea global de lo que sucede en el espacio. En el otro caso, toda la longitud de la fibra es la zona de modulación.

Empleando técnicas de sensores de fibra óptica podemos obtener sistemas de gran versatilidad, compactos y de bajo coste, en los que la señal se transmite desde la fuente hasta la región sensora sin necesidad de recurrir a conexiones eléctricas, ofreciendo asimismo soluciones a problemas de medida inaccesibles para otras tecnologías como, por ejemplo, las medidas de tipo eléctrico en ambientes de alta interferencia electromagnética. Así mismo, un problema común a los sensores, tanto ópticos como no ópticos, es la interferencia con otros efectos distintos al que se desea medir. Este problema se resuelve mejor en sensores ópticos, dado el alto grado de especificidad que se puede conseguir en ellos.

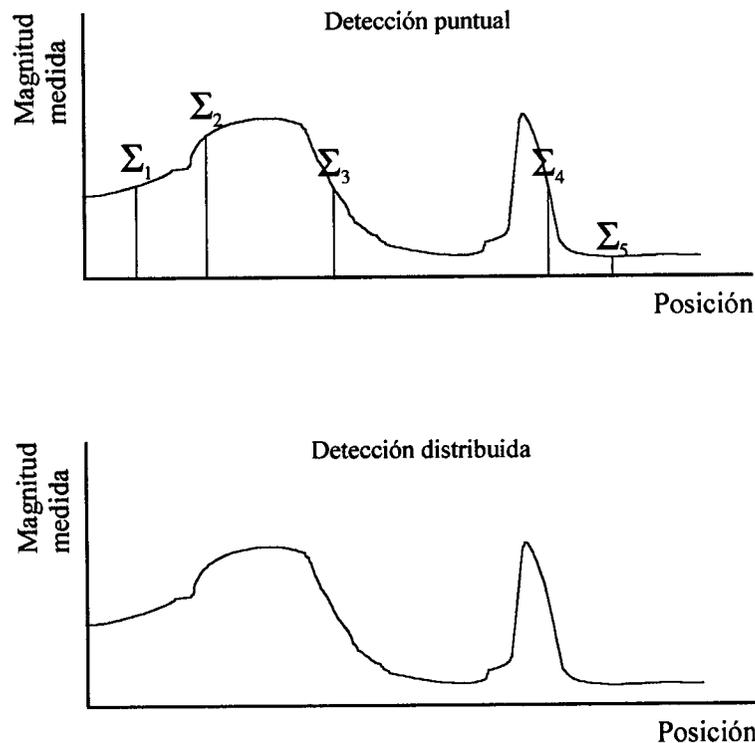


Figura 1.2 Detección puntual y distribuida con un sensor de fibra óptica

Así pues, si tenemos en cuenta las características de las medidas ópticas junto a las inherentes a la fibra óptica, podemos construir sensores con un elevado número de ventajas entre las que podemos destacar:

1. alta sensibilidad,
2. libres de interferencias eléctricas,

3. amplio rango dinámico,
4. posibilidad de emplearlos tanto puntualmente como distribuidos,
5. capacidad de codificación y multiplexado,
6. transmisión de señales a grandes distancias,
7. estabilidad mecánica,
8. implementación en redes o *arrays* de sensores.

De todas las técnicas ópticas disponibles, que son a la vez accesibles para su integración en dispositivos de fibra óptica, juegan un papel importante aquellos cuya modulación se basa en el fenómeno de resonancia de plasmones superficiales. Esta técnica permite obtener información precisa acerca de las propiedades ópticas de los materiales que intervienen en las estructuras de los sensores, puesto que la resonancia se produce para unas ciertas condiciones de acoplamiento. Así pues, si hacemos que esas condiciones dependan en particular de una magnitud o efecto físico a cuantificar, podremos utilizar esta clase de dispositivos como sensores¹.

El fundamento está en la posibilidad de encontrar ondas electromagnéticas guiadas que se propagan por la superficie de separación de dos medios. Estas ondas están confinadas en la superficie, de manera que el campo eléctrico decae exponencialmente en la dirección perpendicular a la misma. Cuando uno de los medios en contacto es metálico, esa onda superficial es capaz de excitar un modo propio de vibración denominado plasmon o polaritón superficial, asociado a mecanismos de vibración del gas de electrones. Esta justificación a nivel microscópico, se verá reflejada macroscópicamente por la aparición de un índice efectivo de propagación complejo con la consiguiente absorción.

Cuando estudiamos esta clase de fenómeno, los plasmones superficiales aparecen como soluciones a las ecuaciones de Maxwell cuando se verifican unas ciertas condiciones de contorno, como son la transversalidad de la onda que se propaga y la diferencia de signo en la parte real de las constantes dieléctricas de los medios en contacto². La primera condición hace que la polarización del haz incidente tenga que ser perpendicu-

¹ F. Villuendas. Excitación y detección en IR próximo de plasmones superficiales en una intercara metal-dieléctrico. Aplicación en un sensor de fibra óptica. Tesis Doctoral. Universidad de Zaragoza. 1990.

² Pochi Yeh, *Optical Waves in layered media*. John Wiley & Sons, Nueva York, 1988.

lar a la superficie (TM, transversal magnética) para que se generen las ondas superficiales, y con esta polarización es con la que trabajaremos a lo largo de esta memoria. La segunda se refiere a la forma de obtener la excitación de plasmones, recubriendo la intercara entre dos medios dieléctricos con una lámina metálica lo suficientemente delgada como para permitir que una parte de la energía del campo incidente penetre en ella. De esta forma, se produce una reflexión incompleta desde la superficie del metal para ángulos inferiores al crítico, mientras que para valores del ángulo de incidencia superiores al crítico se producirá la reflexión total excepto en el caso de igualdad entre la componente del vector de propagación del campo incidente paralela a la intercara, y el vector de propagación del plasmón superficial definida por:

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_1 \sin \theta_{ps} = K_{ps} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\epsilon_2} + \frac{1}{\epsilon_m} \right)^{1/2}. \quad (1.1)$$

Bajo estas condiciones se excita el plasmón superficial en la intercara entre el metal, que actúa como capa activa, y el dieléctrico de menor índice de refracción^{3,4}. Dado que el metal atenúa la radiación en el rango óptico del espectro la onda superficial se atenúa rápidamente, con lo que la reflectividad se hace mínima.

En el caso de emplear fibra óptica, el ángulo de incidencia queda fijado por las propiedades de guiado de la fibra, por lo que actuaremos sobre la selección de materiales y sus espesores en orden a conseguir ese mínimo en el punto deseado, teniendo en cuenta que las pérdidas involucradas en la interacción son elevadas, por lo que sólo una pequeña longitud de la fibra puede ser pulida y depositada si queremos que se transmita una cantidad razonable de luz.

1.2. Historia y motivación del trabajo

Uno de los objetivos globales más importantes de los que se plantean en la actualidad en la investigación medioambiental es el combatir la contaminación en las zonas coste-

³ V.M Agranovich y D.L Mills, eds., Surface polaritons. Electromagnetics Waves at Surfaces and Interfaces, Amsterdam, North-Holland, 1982.

⁴ J. Dakin y B. Culshaw, eds., Optical Fiber Sensors: Principles and Components, Londres, Artech-House, 1988.

ras. Esto dirige los programas de monitorización hacia sustancias contaminantes específicas del agua marina, así como a datos meteorológicos e hidrográficos en general.

Hasta ahora, la forma clásica de controlar el estado del agua marina consistía en la toma de muestras en diferentes emplazamientos espaciales con una secuencia temporal determinada, para posteriormente analizarlas en un laboratorio, ya fuese en un barco o en tierra. A este efecto, se han llegado a desarrollar equipos de reducido tamaño capaces de acceder hasta la misma orilla, aunque hay que seguir tomando muestras para utilizarlos.

Este tipo de actuación permite disponer de la más sofisticada instrumentación. Sin embargo, tiene el inconveniente de que pueden producirse degradaciones y alteraciones en las muestras durante su transporte o almacenamiento. A este respecto, aparecen protocolos de adquisición de muestras⁵, que persiguen la conservación de las mismas. Deben emplearse recipientes que no afecten a la composición del agua ni por absorción de materiales presentes en ella ni por adición de materiales procedentes del vaso, lo que invalida recipientes metálicos y de goma ordinaria e incluso de ciertas calidades de vidrio capaces de reaccionar con el agua, especialmente la marina, lo que dificulta el estudio del fitoplancton. Para evitar alteraciones en las concentraciones de ciertas especies químicas, se recomienda añadir algún inhibidor de la actividad de los organismos - por ejemplo con cloroformo hasta saturación -, aunque esto puede alterar el estudio de concentraciones de otros analitos. Un problema añadido es que el protocolo de toma de muestras dificulta la realización de estudios de tipo estratigráfico, debiendo acudir a métodos más sofisticados y costosos.

Otra dificultad de estos métodos es el necesariamente reducido número de emplazamientos en que se toman las muestras, lo que implica una limitación a la hora de valorar la situación de un área extensa en condiciones reales. Esta limitación es especialmente negativa en zonas como estuarios o desembocaduras, donde los cambios se suceden con rapidez, tanto espacial como temporalmente.

Alguno de estos inconvenientes podrían solventarse mediante la utilización de un laboratorio a bordo de un barco, pero esta opción no es la adecuada cuando los equipos

⁵ R. Margalef, *Limnología*, Omega. Barcelona. 1983

son voluminosos y delicados, debido a las limitaciones de espacio, la presencia de tensiones mecánicas, etc. Se hace pues necesaria la utilización de una instrumentación robusta y compacta, que permita la monitorización 'in-situ' y en tiempo real de los parámetros físico-químicos de interés. Es en estas condiciones donde aparecen los métodos ópticos como especialmente indicados, ya que su interacción con la sustancia a medir es rápida, no invasiva y altamente selectiva. Esos métodos, de hecho, se han venido utilizando tradicionalmente para determinar parámetros oceánicos básicos tales como la turbidez, irradiancia, atenuación, etc.

La potencialidad de los métodos ópticos en la investigación marina está aun lejos de estar completamente explotada. Con el fin de extender su campo de aplicación y aprovechar las ventajas expuestas en el terreno de los estudios medioambientales, se concibió un proyecto europeo, denominado *SOFIE*⁶, en que todos los parámetros debían medirse a través de dispositivos de fibra óptica. El objetivo final era el diseño, construcción y evaluación de un sistema modular autónomo para la medida de contaminantes y salinidad en el agua marina. A esta última magnitud está dedicado el trabajo expuesto en la presente memoria.

En el sistema *SOFIE*, cada uno de los elementos sensores se encuentra incorporado a una estructura que denominamos *Optodo*, derivado de la combinación de 'óptica' y 'electrodo'. Así pues, cuando hablamos de optodo, nos referimos a un instrumento de medida consistente en una cabeza sensora o transductor junto a fibras ópticas que guían la radiación desde una fuente, y recogen la señal de vuelta hasta el instrumento de medida tras interactuar con el medio en el que se quiere determinar cierta magnitud.

Los diferentes optodos de *SOFIE*, se conectan a una unidad central de medida sobre la que hablaremos más adelante en este mismo capítulo, lo que se muestra ver de forma esquemática en la Figura 1.3. En los optodos utilizados podemos encontrar los dos tipos principales de sensores de fibra óptica: el primero, en el que la fibra no sirve más que como canal para llevar la luz desde la fuente hasta el sensor y devolver su respuesta a la unidad central. Y el segundo tipo, que emplea la fibra óptica tanto como guía de luz como de transductor óptico con el medio, lo que implicará una modificación en la propia estructura de la fibra para permitir la interacción con el medio.

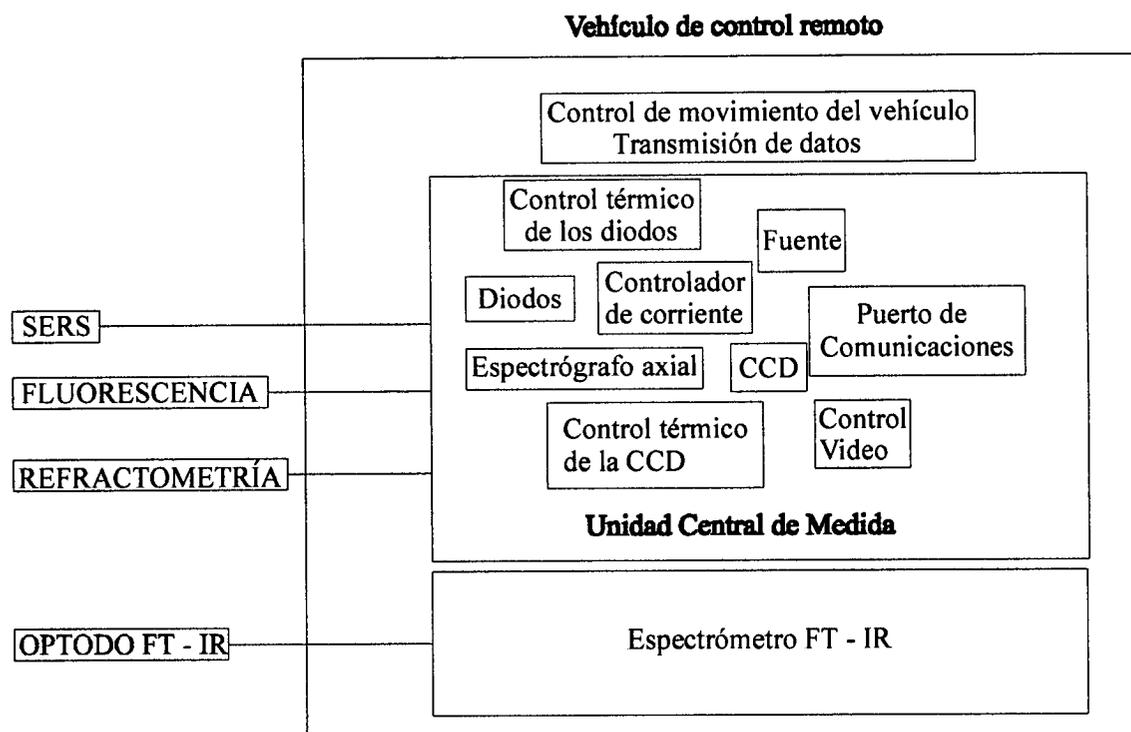


Figura 1.3 Esquema de la plataforma de medida *SOFIE*

En la mayor parte de las aplicaciones, el elemento clave es el transductor donde la señal óptica se genera a través de la interacción de la luz con el analito que se pretende medir. El elemento sensor se diseña en función de ese analito particular, proporcionando de este modo la sensibilidad y especificidad del instrumento, que constituyen las propiedades fundamentales para el análisis *'in-situ'*. A pesar del diseño específico, es posible encontrar interferencias entre las diferentes sustancias a medir, problema resoluble mediante la incorporación de nuevos sensores que permitan aislar cada una de las contribuciones. Una de las más importantes, por la imposibilidad de eliminarla, es la salinidad. Su conocimiento será imprescindible en el momento que se quiera compensar su efecto en el resto de medidas. Esta magnitud, bien conocida en la literatura oceanográfica, y sobre la que hablaremos con mayor detenimiento en el Capítulo 4, tiene una gran influencia sobre una magnitud óptica como es el índice de refracción del agua marina, por lo que un método óptico como es la refractometría aparece como especialmente indicado para su medida.

⁶ *Spectroscopy Using Optical Fibres in the Marine Environment (MAS3-CT97-0157)*

Los principios de medida con que operan los diferentes optodos, pueden resumirse en la Tabla 1.2.

Tabla 1.2 Resumen de los principios de medida y configuración de los sensores del sistema *SOFIE*

PRINCIPIO DE MEDIDA	RANGO ESPECTRAL	ANALITO	DETECTOR
(1) SERS (Espectroscopía Raman Superficial)	800-910 nm	Hidrocarburos aromáticos	Espectrómetro axial
(2) Luminiscencia	420-600 nm	(Metales pesados) [#] Oxígeno molecular disuelto	Espectrómetro axial
(3) Refractometría	807-830 nm	Salinidad	Espectrómetro axial
(4) Absorción IR	2-20 μm	Hidrocarburos clorados	Espectrómetro FT-IR

1.2.1. Ventajas de los optodos

El concepto de optodo ofrece a la plataforma de medida la posibilidad de incorporar varios de ellos a una sola unidad central donde se encontrarían tanto las fuentes de radiación para los diferentes sensores como el espectrómetro de medida, que sería el mismo para los tres primeros optodos (existe otro espectrómetro específico para el optodo 4). Los optodos podrán ser del mismo tipo para medir la misma magnitud en diferentes lugares, o distintos para medir diferentes parámetros de forma simultánea en un mismo sitio. Además, la plataforma presenta una gran versatilidad, por cuanto los optodos son intercambiables, con lo que se consigue medir sustancias diferentes dependiendo de las necesidades concretas de cada momento o situación.

Sin embargo, la configuración de la plataforma *SOFIE*, así como las particularidades de cada optodo impondrán ciertas restricciones mecánicas para su diseño, de las que hablaremos con detalle en el Capítulo 5.

[#] No incorporado finalmente a *SOFIE* debido a serios problemas técnicos.

1.2.2. Descripción de la unidad central

Hablaremos sólo de la unidad de medida para los tres primeros optodos, que es la que resulta de mayor interés para nuestro trabajo. Los componentes que integran esta unidad central se encuentran integrados en un cilindro de 1 m de longitud y 0.25 m de diámetro interno. En su interior se alojan las fuentes de luz requeridas para cada uno de los optodos (diodos láser para los optodos 1 y 2 de la tabla 1.2, LED para el optodo 3), junto con los controladores de funcionamiento y temperatura de los mismos según se muestra en la Figura 1.3.

El núcleo de la unidad central es un espectrómetro axial de reducido tamaño con una CCD de alta sensibilidad enfriada termoeléctricamente. Este espectrómetro ha sido diseñado y construido de acuerdo a dos exigencias principales:

1. *de tipo mecánico*: debe proporcionar robustez y facilidad de integración en el compartimento presurizado.
2. *de tipo óptico*: debe cubrir el amplio rango espectral desde el azul hasta el IR próximo para ajustarse a las necesidades de cada optodo.

Al combinarse tres métodos diferentes de medida con un solo espectrómetro, hay que tener en cuenta los diferentes requisitos físicos de rango espectral, sensibilidad, nivel de intensidad de la señal y método de adquisición de la misma. El resultado óptimo se ha conseguido con la utilización de un GRISM (*grating + prism* o red + prisma) o prisma de Carpenter como elemento dispersor^{7,8,9}, elemento que se construye imprimiendo una red de transmisión en la cara de un prisma recto. En esta configuración pueden cubrirse dos rangos espectrales simultáneamente aprovechando el primer y segundo orden de difracción. En este sentido, el rango 800-940 nm se cubre en primer orden y permite las medidas en el IR próximo del optodo SERS y de Salinidad, mientras que el segundo orden proporciona el rango 420-680 nm para las medidas de espectroscopía por luminiscencia y absorción en el rango visible.

⁷ M. Le Haitre, M. Leclercq and D. Lepère. *Proc. Oceans 98*, vol. 3 (1998) 1397-1400

⁸ H-D Kronfeldt, H. Schmidt. 'Submersible Fiber-optic Sensor System for Coastal Monitoring', *Sea Technol.*, Nov 1999

⁹ Informes de progreso del proyecto SOFIE, UE, 1999-2000

Con la configuración propuesta, se obtiene una resolución promedio de 0.1 nm por píxel en la región del IR próximo, y de 0.3 nm por píxel en el visible.

1.2.3. Aplicaciones

La plataforma SOFIE puede proporcionar tanto información cualitativa como cuantitativa acerca de los parámetros de interés.

Cuando nos referimos a información cualitativa, estamos hablando de indicar la presencia de una determinada sustancia en una concentración superior a un umbral determinado. Esta configuración puede emplearse para implementar sistemas de alarma que prevengan desastres medioambientales, de modo que una vez que producida la alarma pueden tomarse muestras para realizar análisis más precisos.

Cada sensor puede monitorizar una sustancia simple o un grupo de compuestos dependiendo de los requerimientos específicos. En el primer caso, el sensor debe ser altamente sensible a una sustancia, mientras que en el segundo caso la sensibilidad debe manifestarse para un grupo determinado de sustancias. Los tiempos de respuesta no son críticos para esta aplicación, en cambio es muy importante que la respuesta de los sensores sea reversible.

Si el campo de aplicación implica la obtención de datos cuantitativos, el sistema operaría en un emplazamiento estacionario para monitorizar las variaciones temporales en la concentración de un determinado analito, lo que requiere una mayor rapidez de respuesta así como reversibilidad.

Para su utilización en campo, los optodos y al unidad central se integran en un vehículo operado por control remoto (ROV). El resultado de esta integración lo veremos en el Capítulo 6.

2. Fundamentos generales

El principal objetivo de este segundo capítulo, es proporcionar la base teórica necesaria para abordar el problema que se desarrollará a lo largo de la presente memoria.

Como vimos en el Capítulo 1, el objetivo del trabajo es la realización de un sensor de salinidad por medio de fibra óptica, lo que se traduce a nivel teórico en un problema electromagnético en una estructura determinada. La estructura que constituye el dispositivo es conocida en la literatura en sus diferentes usos como sensor de índice de refracción y como polarizador. En este capítulo expondremos las características de tal estructura y plantaremos el problema físico de la misma.

En general, cuando abordamos un problema de electromagnetismo, procede plantear las ecuaciones de Maxwell, que deben ser adaptadas a las características propias de cada caso. Un primer acercamiento a la solución será la descomposición del mismo en problemas más simples asociados a las diferentes subestructuras del sistema, en virtud de las diferentes simetrías y que permiten una resolución analítica más sencilla, para proceder posteriormente al casamiento de las soluciones, imponiendo el cumplimiento de las condiciones de contorno.

Este capítulo permitirá introducir la nomenclatura que utilizaremos a lo largo de esta memoria a través de un tratamiento general para las subestructuras. Este tratamiento es conocido en la literatura, y sus resultados pueden emplearse en la búsqueda de soluciones al problema general que veremos con mayor detalle en el Capítulo 3.

2.1. Planteamiento y análisis general del problema

2.1.1. Características de la estructura

El problema físico que se nos presenta y del que nos ocuparemos a lo largo de esta memoria, supone la resolución de la estructura híbrida que aparece en la Figura 2.1.1 y que constituye la base del sensor desarrollado. Como se aprecia en la figura, está compuesta por una subestructura cilíndrica y otra plana. A la hora de plantear el problema, asumiremos que tal estructura es invariante en la dirección z , que elegiremos como dirección de propagación.

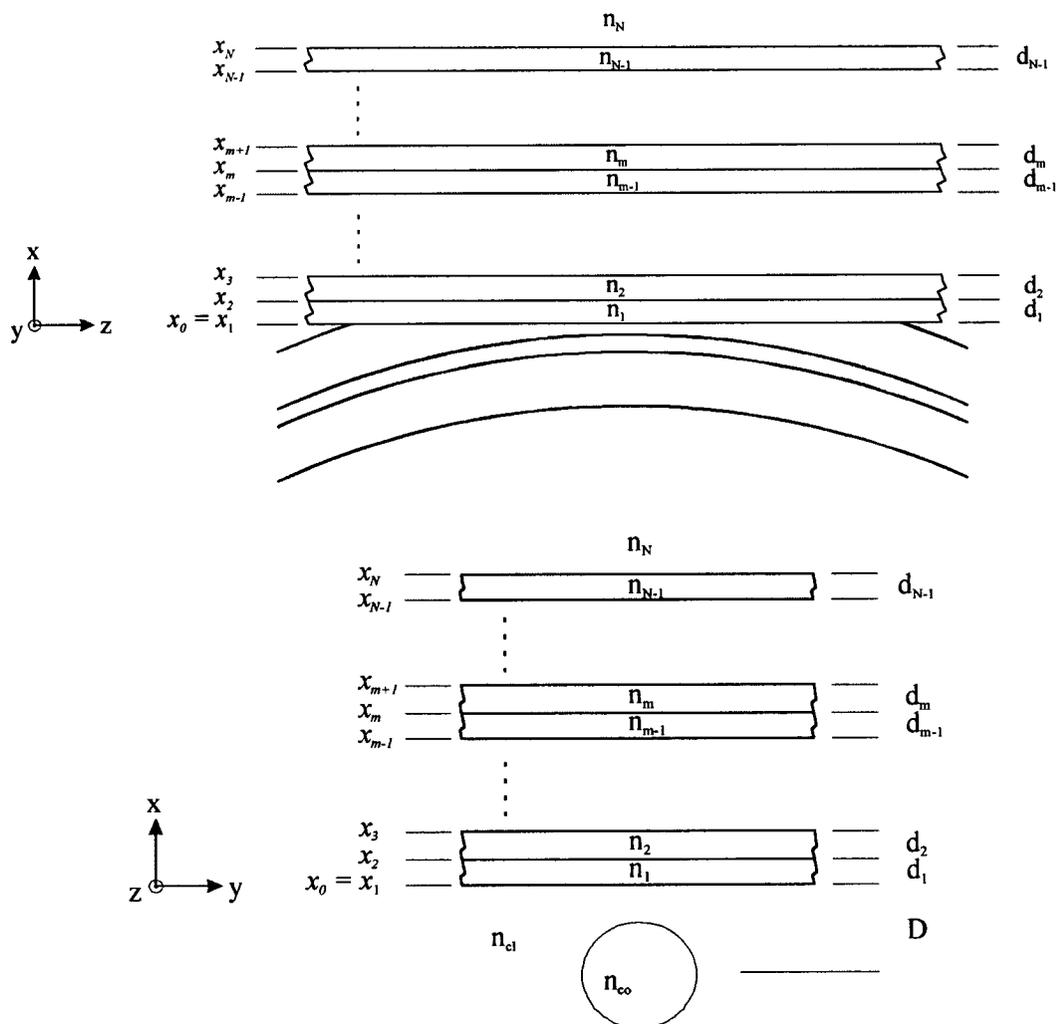


Figura 2.1 Vistas longitudinal y transversal de la estructura

En la Figura 2.1 puede verse que la subestructura plana de la parte superior, está formada por una sucesión de láminas planoparalelas de materiales que consideraremos homogéneos, lineales e isotropos. Los parámetros que la caracterizan son los espesores de cada una de las capas individuales d_m y sus permitividades dieléctricas escalares correspondientes ϵ_m que en general serán complejas. En lugar de estas últimas, también podemos utilizar el índice de refracción relacionado $\epsilon_m(x) = \epsilon_0 n_m^2(x)$. Donde ϵ_0 es la permitividad dieléctrica del vacío, de valor $8.854 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ en el sistema internacional.

En la parte inferior de la estructura se encuentra una guía de ondas cilíndrica estrictamente dieléctrica, que tras sufrir una perturbación consistente en la eliminación de parte de su revestimiento, servirá de sustrato para la deposición de las multicapas, la primera de las cuales se encuentra a una distancia D del eje, según puede verse en la Figura 2.1. Esta guía, estará caracterizada por su perfil de índice de refracción y por las dimensiones transversales de núcleo y revestimiento. En la práctica, utilizaremos fibras ópticas monomodo en las longitudes de onda de trabajo, con un perfil salto de índice que indicaremos como n_{co} en el núcleo y n_{cl} en el revestimiento.

En todo caso, consideraremos que ninguno de los materiales presentes en las subestructuras presenta comportamiento de tipo ferromagnético, por lo que la permeabilidad magnética relativa μ_r es la unidad y por tanto la permeabilidad magnética es $\mu = \mu_0$, siendo $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$ la correspondiente al vacío.

Las longitudes de onda con las que podemos trabajar están limitadas por las características del GRISM que constituye el núcleo del espectrómetro utilizado como detector en la plataforma SOFIE, que imponen un rango $800 \text{ nm} < \lambda < 950 \text{ nm}$ para el primer orden de difracción y de $400 \text{ nm} < \lambda < 680 \text{ nm}$ para el segundo como vimos en el Capítulo 1. Para aprovechar la primera ventana de transmisión de las fibras ópticas de comunicaciones, elegimos la región del IR cercano, realizando pruebas experimentales con longitudes de onda desde 780 nm hasta 880 nm.

2.1.2. Adaptación de las ecuaciones de Maxwell

Cuando tratamos de resolver un problema electromagnético, el primer paso consiste en plantear las ecuaciones de Maxwell aplicadas al mismo. En nuestro caso, el problema consiste en una estructura invariante en la dirección z , en la que tomaremos como hipótesis de partida la ausencia de densidad de carga libre. Aunque contemplamos la incorporación medios metálicos, no será necesario considerar explícitamente el vector densidad de corriente \mathbf{J} , ya que esa densidad estará implícita en las propias permitividades complejas.

Bajo estas suposiciones, las relaciones que deben verificar los campos eléctrico y magnético, se resumen en las ecuaciones de Maxwell para medios materiales en ausencia de corrientes y densidades de carga, que pueden escribirse en el sistema internacional¹ como

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (2.4)$$

Verificándose además las relaciones constitutivas de los medios²

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = n^2 \epsilon_0 \mathbf{E}. \quad (2.6)$$

Empleando la notación compleja habitual para la descripción de la evolución temporal de tipo armónico en ondas estrictamente monocromáticas de frecuencia ω , podemos escribir

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{-j\omega t}, \quad (2.7)$$

¹ A. W. Snyder and J.D Love, Optical Waveguide Theory, Chapman & Hall, Nueva York, 1983.

² M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, Cambridge University Press, U.K., 1999.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-j\omega t}. \quad (2.8)$$

Si además tenemos en cuenta que la velocidad de la luz en el vacío es $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$, que $\omega = k_0c$, que $k_0 = 2\pi/\lambda$ es el número de ondas, que λ es la longitud de onda en el vacío de una onda de frecuencia ω , y que la relación $\mu_0/\epsilon_0 = \eta_0$ es la impedancia del vacío de valor 120π , podemos reescribir las ecuaciones anteriores como:

$$\nabla(n^2 \mathbf{E}) = 0, \quad (2.9)$$

$$\nabla \mathbf{H} = 0, \quad (2.10)$$

$$\tilde{N} \times \mathbf{E} = j\eta_0 k_0 \mathbf{H}, \quad (2.11)$$

$$\tilde{N} \times \mathbf{H} = -j \frac{k_0 n^2}{\eta_0} \mathbf{E}. \quad (2.12)$$

Ya hemos apuntado la consideración de la estructura a resolver como invariante a lo largo de la dirección z , por lo que cualquier modo propio o estacionario de la misma se caracterizará por presentar una evolución del tipo $e^{j\beta z}$ en la coordenada z , donde β será la constante de propagación del modo en esa dirección. En general, en lugar de emplear la constante de propagación, emplearemos el índice efectivo de propagación n_{ef} , relacionado con aquella por medio del número de onda tal que $\beta = k n_{ef}$.

Cualquier solución al problema, aunque no tenga la simetría traslacional apuntada, podrá expresarse como superposición de soluciones con una dependencia en la coordenada z como la ya descrita. Por tanto, podemos tomar como solución más general de las ecuaciones de Maxwell la función espacial en que aparecen factorizadas la evolución en la dirección de propagación, y las coordenadas transversales:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{h}(x, y) e^{j\beta z}, \quad (2.13)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}(x, y) e^{j\beta z}, \quad (2.14)$$

que representan ondas propagándose en el sentido positivo del eje z y en las que se ha suprimido la dependencia en la evolución temporal.

Por simplicidad en los cálculos posteriores, es útil separar los campos vectoriales \mathbf{e} y \mathbf{h} en sus componentes longitudinales y transversales a la dirección de propagación, de forma que

$$\mathbf{e}(x,y) = \mathbf{e}_t(x,y) + e_z(x,y)\mathbf{z}, \quad (2.15)$$

$$\mathbf{h}(x,y) = \mathbf{h}_t(x,y) + h_z(x,y)\mathbf{z}, \quad (2.16)$$

donde \mathbf{z} es el vector unitario en la dirección del eje z .

Empleando la descomposición de los campos \mathbf{e} y \mathbf{h} , así como su dependencia con la coordenada z , y asumiendo que podemos dividir la estructura en subestructuras homogéneas de índice de refracción n , las ecuaciones (2.9-12) se transforman mediante factorización en³

$$\{\tilde{N}_t^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2\} \mathbf{e}_t = 0, \quad (2.17)$$

$$\{\tilde{N}_t^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2\} e_z = 0, \quad (2.18)$$

$$\{\tilde{N}_t^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2\} \mathbf{h}_t = 0, \quad (2.19)$$

$$\{\tilde{N}_t^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2\} h_z = 0, \quad (2.20)$$

estando las componentes longitudinales y transversales relacionadas entre sí mediante las expresiones

$$\mathbf{e}_t = \frac{j}{k_0^2 n^2 - \beta^2} \{\beta \nabla_t e_z - \eta_0 k_0 \mathbf{z} \times \nabla_t h_z\}, \quad (2.21)$$

$$\mathbf{h}_t = \frac{j}{k_0^2 n^2 - \beta^2} \left\{ \beta \nabla_t h_z - \frac{k_0 n^2}{\eta_0} \mathbf{z} \times \nabla_t e_z \right\}, \quad (2.22)$$

o bien:

$$e_z = \frac{j\eta_0}{k_0 n^2} \mathbf{z} \nabla \times \mathbf{h}_t, \quad (2.23)$$

³ Empleando la identidad vectorial $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$, y descomponiendo el operador nabla en su parte longitudinal y transversal: $\nabla \equiv \nabla_t + \mathbf{z} \frac{\partial}{\partial z}$

$$h_z = -\frac{j}{k_0 \eta_0} \mathbf{z} \nabla \times \mathbf{e}_t. \quad (2.24)$$

Las soluciones a las ecuaciones (2.17-20) en las regiones homogéneas en que podemos dividir la estructura deben satisfacer las condiciones de contorno en las intercaras de los diferentes medios que constituyen la misma. Estas condiciones de contorno en la intercara entre los medios m y l , de índices de refracción n_m y n_l respectivamente, exigen que se verifiquen las relaciones siguientes:

$$\mathbf{n} (\mathbf{B}_m - \mathbf{B}_l) = 0, \quad (2.25)$$

$$\mathbf{n} (\mathbf{D}_m - \mathbf{D}_l) = 0, \quad (2.26)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_m - \mathbf{H}_l) = 0, \quad (2.27)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_m - \mathbf{E}_l) = 0, \quad (2.28)$$

donde \mathbf{n} es el vector unitario normal a la intercara, y además se ha tenido en cuenta la ausencia de densidades de carga libre y de corriente.

Las ecuaciones (2.25-26) representan la continuidad de las componentes normales de los vectores inducción magnética y desplazamiento respectivamente, mientras que las ecuaciones (2.27-28) representan la continuidad de las componentes tangenciales de los vectores campo magnético y eléctrico.

En la práctica no es necesario imponer el cumplimiento de las condiciones de contorno a todas las componentes de los campos, sino sólo a las componentes longitudinales e_z y h_z , puesto que a partir de las relaciones entre componentes dadas por las ecuaciones de Maxwell, las componentes transversales también verificarán las condiciones de contorno correspondientes. Con mayor generalidad, podemos decir que sólo es necesario imponer las condiciones de contorno para dos componentes cualesquiera (por ejemplo e_z y \mathbf{h}_t), debido a que fijadas éstas, el resto de componentes quedan perfectamente determinadas y verificando las condiciones de contorno.

Cuando el problema de condiciones de contorno puede resolverse, bien sea para un conjunto continuo o para uno discreto de constantes de propagación, las soluciones constituirán el conjunto de modos propios o estacionarios de la estructura.

Para la elección de las soluciones, debemos tener en cuenta que los campos deben tener sentido físico. Esta elección, en general, requiere un análisis riguroso de cada caso concreto. Sin embargo, consideraremos que un campo es físicamente válido cuando ninguna de sus componentes diverge, pues hemos supuesto la ausencia de fuentes y sumideros de campo. En particular, admitiremos un comportamiento en el infinito que a lo sumo sea oscilante.

Existe un número limitado de casos en los que es posible encontrar soluciones analíticas de las ecuaciones de onda. En concreto, sólo podremos obtener este tipo de soluciones para geometrías sencillas como son la cilíndrica y la plana, manteniendo la invariancia en la dirección de propagación. Analizaremos brevemente las soluciones de estos casos sencillos, que además nos servirán de ayuda en los cálculos que se abordarán más adelante en la presente memoria.

2.2. Resolución de guías de onda cilíndricas y planas

Podemos establecer un esquema general del procedimiento a seguir cuando queremos resolver las ecuaciones de Maxwell en una estructura determinada⁴:

1. Modelar matemáticamente la estructura escribiendo las ecuaciones de Maxwell adaptadas a la geometría correspondiente.
2. Emplear el método de separación de variables teniendo en cuenta la geometría del problema.
3. Definir las condiciones físicas que tienen influencia en la elección de las soluciones para evitar problemas de regularidad en las mismas.
4. Aplicar de las condiciones de contorno.
5. Analizar de la ecuación característica.

Siguiendo estas indicaciones, podemos abordar la resolución la estructura híbrida que nos ocupa por medio del estudio de las dos subestructuras que la componen.

⁴ P.A. Bélanger, *Optical Fiber Theory*, Series in Optics and Photonics vol. 5, World Scientific, Londres 1993.

2.2.1. Resolución de una guía de ondas cilíndrica

Las guías de onda cilíndricas de radio ρ y perfil de salto de índice, que serán las que utilizemos en los dispositivos estudiados, quedan definidas de la siguiente forma:

$$n(r) = n_{co}; \quad \text{para } r < \rho, \quad (2.29)$$

$$n(r) = n_{cl}; \quad \text{para } r > \rho, \quad (2.30)$$

donde se verifica que $n_{co} > n_{cl}$ para que la estructura actúe como guía de ondas.

Con esta geometría, las componentes longitudinales y transversales de los campos se desacoplan, por lo que el problema se reduce a resolver las ecuaciones de onda en coordenadas cilíndricas para las componentes longitudinales e_z y h_z :

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + U^2 \right\} \begin{bmatrix} e_z(r, \phi) \\ h_z(r, \phi) \end{bmatrix} = 0, \quad \text{para } 0 < R < 1, \quad (2.31)$$

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} - W^2 \right\} \begin{bmatrix} e_z(r, \phi) \\ h_z(r, \phi) \end{bmatrix} = 0, \quad \text{para } 1 < R < \infty, \quad (2.32)$$

donde $R = r/\rho$ es el radio normalizado de la guía, mientras que U y W son los parámetros modales de la misma definidos como

$$U = k_0 \rho \sqrt{n_{co}^2 - n_{ef}^2}, \quad (2.33)$$

$$W = k_0 \rho \sqrt{n_{ef}^2 - n_{cl}^2}, \quad (2.34)$$

a través de los cuales se obtiene la frecuencia normalizada de la fibra mediante la expresión

$$V^2 = U^2 + W^2. \quad (2.35)$$

Una vez resueltas estas ecuaciones podemos calcular, mediante las expresiones de las ecuaciones de Maxwell (2.21-22), el resto de las componentes, que en coordenadas cilíndricas vienen dadas por:

$$e_r = \frac{j}{p} \left\{ \beta \frac{\partial e_z}{\partial r} + \eta_0 \frac{k_0}{r} \frac{\partial h_z}{\partial \phi} \right\}, \quad (2.36)$$

$$e_\phi = \frac{j}{p} \left\{ \frac{\beta}{r} \frac{\partial e_z}{\partial \phi} - \eta_0 k_0 \frac{\partial h_z}{\partial r} \right\}, \quad (2.37)$$

$$h_r = \frac{j}{p} \left\{ \beta \frac{\partial h_z}{\partial r} - \frac{k_0 n^2}{\eta_0 r} \frac{\partial e_z}{\partial \phi} \right\}, \quad (2.38)$$

$$h_\phi = \frac{j}{p} \left\{ \frac{\beta}{r} \frac{\partial h_z}{\partial \phi} + \frac{k_0 n^2}{\eta_0 r} \frac{\partial e_z}{\partial r} \right\}, \quad (2.39)$$

donde $p = k_0^2 n^2 - \beta^2$.

No es posible llevar a cabo un cálculo análogo para las componentes transversales, puesto que el operador laplaciano transversal que aparece en las ecuaciones (2.18) y (2.20) acopla las componentes azimutales con las radiales, por lo que las ecuaciones para las componentes transversales permanecen acopladas.

Para resolver las ecuaciones (2.31-32), empleamos el método de separación de variables, que supone una factorización de la solución general

$$\begin{bmatrix} e_z \\ h_z \end{bmatrix} \rightarrow R(r) \Psi(\phi). \quad (2.40)$$

Estas soluciones representarán el conjunto de modos propios de la estructura.

La forma de estas soluciones, dada la simetría del problema y las condiciones de contorno en $R = 1$, imponen que la dependencia de la parte radial venga dada a través de funciones de Bessel de primera especie en el núcleo, $J_m(r)$, y funciones de Bessel modificadas de segunda especie en el revestimiento, $K_m(r)$. De esta forma aseguramos la regularidad de las mismas tanto en el origen como cuando $r \rightarrow \infty$. Estrictamente hablando, también deberíamos exigir el cumplimiento de las condiciones de contorno en la cara de separación entre el revestimiento y el medio exterior, bien sea aire o un recubrimiento de tipo plástico. Sin embargo las fibras suelen diseñarse de manera que el campo en esa intercara sea nulo^{4,5}. La dependencia en la coordenada azimutal viene dada por funciones oscilantes del tipo $\text{Sen}(l\phi)$ o $\text{Cos}(l\phi)$ dependiendo del orden azimutal

⁵ G. Keiser, Optical Fiber Communications, McGraw-Hill, Nueva York, 1991.

l. Este tipo de dependencia exige que el índice efectivo de propagación se sitúe en el intervalo $n_{co} > n_{ef} > n_{cl}$.

El imponer el cumplimiento de las condiciones de contorno en $R = 1$, conduce a la ecuación trascendente:

$$\left[\frac{J'_m(U)}{U J_m(U)} + \frac{J'_m(U)}{U J_m(U)} \right] \left[k_1^2 \frac{J'_m(U)}{U J_m(U)} + k_2^2 \frac{J'_m(U)}{U J_m(U)} \right] = \left(\frac{k_o n_{ef} m}{\rho} \right)^2 \left(\frac{\rho^2}{U^2} + \frac{\rho^2}{W^2} \right)^2 \quad (2.41)$$

que determina el conjunto discreto de valores permitidos del índice efectivo de propagación en el caso de modos guiados. Podemos clasificar los modos guiados en estructuras cilíndricas en dos grupos:

modos híbridos: HE_{ml} y EH_{ml} ,

modos transversales: TM_{0l} y TE_{0l} ,

donde l representa el orden azimutal, mientras que m es el orden de la solución.

Los modos transversales magnéticos (TM) se caracterizan por tener las componentes e_ϕ , h_z y h_r nulas. En los modos transversales eléctricos (TE) son las componentes e_r , e_z y h_ϕ las que se hacen 0. En el caso de modos híbridos, ninguna de las componentes se anula.

Los modos guiados son los que se propagan esencialmente una vez superado el transitorio entre la inserción de luz en la fibra y la consecución del estado estacionario. Sin embargo, durante ese transitorio podemos encontrar otras soluciones. Una primera serie de soluciones es de tipo radiativo, caracterizadas por un valor de índice efectivo inferior al del revestimiento que se atenúan rápidamente. Estas soluciones constituyen un continuo de modos de radiación que pueden representarse mediante funciones de Bessel de primera especie $J_m(r)$ en el núcleo y por funciones de Hankel de primera y segunda especie H^1_m y H^2_m en el revestimiento, que representan funciones cilíndricas saliente y entrante respectivamente.

Existe una tercera categoría podemos encontrar aparte de los modos guiados y los de radiación, los denominados modos *leaky*, que están parcialmente confinados en la región del núcleo y que se atenúan mediante la radiación de potencia fuera del mismo

conforme se propagan. Aparecen como resultado de las ecuaciones de Maxwell para frecuencias normalizadas inferiores a la de corte V_c definida a través de la relación (2.42)

$$V_c = V = U \Rightarrow W = 0, \quad (2.42)$$

con lo que tenemos un número finito de soluciones a la ecuación de autovalores (2.41) que son complejas y además, la parte imaginaria de su constante de propagación aumenta de forma exponencial a medida que V disminuye por debajo de V_c . Funcionalmente, estos campos son semejantes a los modos guiados en las proximidades del núcleo, pero disipan energía en el revestimiento a medida que se propagan con lo que se produce su atenuación. Una característica de estos modos *leaky* es que sirven para dar cuenta de los campos de radiación. Éstos pueden describirse aproximadamente mediante la suma de los modos *leaky* más relevantes.

Aunque la teoría de propagación en fibras ópticas es bien conocida, una descripción completa de los modos guiados y de radiación es bastante compleja pues involucra a las seis componentes del campo electromagnético. Podemos hacer una simplificación a la vista de que usualmente las fibras se construyen de manera que la diferencia de índices entre el núcleo y el revestimiento es pequeña.

Aproximación de guiado débil

Asumiremos que típicamente la diferencia de índice de refracción entre núcleo y revestimiento es pequeña:

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2} \ll 1 \quad (2.43)$$

El resultado de considerar esta aproximación es que sólo necesitamos conocer cuatro de las componentes de las componentes de los campos en lugar de las seis, y además la descripción de los campos se simplificará mediante el uso de coordenadas cartesianas en lugar de emplear coordenadas cilíndricas. En efecto, podemos expresar los campos como

$$\mathbf{e}_t = e_x \mathbf{x} + e_y \mathbf{y}, \quad (2.44)$$

$$\mathbf{h}_t = h_x \mathbf{x} + h_y \mathbf{y} , \quad (2.45)$$

dando lugar a que las ecuaciones de onda para las componentes transversales (2.18) y (2.20) queden desacopladas, reduciéndose a ecuaciones de onda escalares para cada una de las componentes cartesianas $\xi(r, \phi)$:

$$\left\{ \nabla_t^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2 \right\} \xi(r, \phi) = 0. \quad (2.46)$$

Al hacer la aproximación $\Delta \ll 1$, encontramos que $k_0 n_1 \simeq k_0 n_2 \simeq \beta$, lo que permite despreciar las componentes longitudinales de los campos, como puede apreciarse en las expresiones que relacionan las componentes longitudinales y transversales (2.21-24). Por tanto, en una guía de ondas sobre la que podemos aplicar la aproximación de guiado débil los modos son aproximadamente transversales electromagnéticos, TEM.

La ecuación de onda escalar (2.44) para las componentes transversales, puede resolverse mediante el mismo procedimiento que la ecuación de onda en el caso vectorial para geometría cilíndrica, es decir, factorizando la función $\xi(r, \phi)$ en una parte radial y otra angular,

$$\xi(r, \phi) = \Psi_m(r) \begin{bmatrix} \cos(m\phi) \\ \text{sen}(m\phi) \end{bmatrix}. \quad (2.47)$$

El cumplimiento de las condiciones de contorno cuando empleamos la aproximación de guiado débil hace que la expresión (2.40) se reduzca a

$$\frac{J'_m(U)}{U J_m(U)} + \frac{K'_m(W)}{W K_m(W)} = \pm \frac{m}{\rho} \left(\frac{\rho^2}{U^2} + \frac{\rho^2}{W^2} \right). \quad (2.48)$$

En estas condiciones, la ecuación de autovalores es la misma para los modos TE_{0n} y TM_{0n} . Empleando las relaciones de recurrencia para las funciones de Bessel y sus derivadas en la ecuación (2.48) obtenemos dos conjuntos de ecuaciones dependiendo del signo. Cuando adoptamos el signo positivo obtenemos la ecuación para el conjunto de modos EH

$$\frac{J_{m+1}(U)}{U J_m(U)} + \frac{K_{m+1}(W)}{W K_m(W)} = 0. \quad (2.49)$$

Si el signo que tomamos es el negativo, obtendremos el conjunto de ecuaciones para los modos HE,

$$\frac{J_{m-1}(U)}{U J_m(U)} - \frac{K_{m-1}(W)}{W K_m(W)} = 0. \quad (2.50)$$

Podemos generalizar estas expresiones definiendo un parámetro ν , tal que

$$\nu = \begin{cases} 1 & \text{para los modos TE y TM} \\ m+1 & \text{para los modos EH} \\ m-1 & \text{para los modos HE} \end{cases},$$

con lo que podemos escribir el conjunto de ecuaciones anteriores de forma unificada como:

$$\frac{U J_{\nu-1}(U)}{J_{\nu}(U)} + \frac{W K_{\nu-1}(W)}{K_{\nu}(W)} = 0. \quad (2.51)$$

Estas dos ecuaciones muestran que, dentro de la aproximación de débil guiado, todos los modos caracterizados por un conjunto común de ν y m , satisfacen la misma ecuación característica, lo que implica que esos modos están degenerados. Por tanto, si tenemos un modo $HE_{m+1,l}$ que aparece degenerado con otro $EH_{m-1,l}$ (es decir dos modos con el mismo orden radial m de la solución, y el mismo orden azimutal l), cualquier combinación de éstos será también un modo guiado por la fibra.

Para estos modos degenerados se adopta la nomenclatura⁶ de modos linealmente polarizados LP_{0l} según sea la configuración del campo, así, en general la nomenclatura a seguir es:

1. modos LP_{0l} que derivan de un modo HE_{1l} ,
2. modos LP_{1l} que derivan de modos TE_{0l} , TM_{0l} y HE_{2l} ,
3. modos LP_{0l} (con $\nu \geq 2$) que derivan de un modo $HE_{\nu+1,l}$ y otro $HE_{\nu-1,l}$.

En nuestro caso, siempre trabajaremos con fibras monomodo en las que únicamente se propaga el modo fundamental LP_{01} , como se aprecia en la evolución de la ecuación

⁶ D. Glogue, 'Weakly guiding fibers', *Appl. Opt.* **10** 2252-8, 1971.

de autovalores representada en la Figura 2.2 donde aparece solamente un valor nulo en el rango limitado por los índices de refracción de revestimiento y núcleo.

Junto a este conjunto de modos discretos, que contendrá sólo un modo en el caso de fibras monomodo, existe el conjunto continuo de soluciones con índice efectivo de propagación inferior al del revestimiento que constituyen el continuo de modos de radiación. La diferencia entre ambos tipos de solución estriba en que los modos de radiación no necesitan satisfacer una ecuación de autovalores, ya que la ecuación de ondas escalar tiene dos soluciones físicamente válidas para valores de índice inferiores al del revestimiento, y que corresponden a ondas cilíndricas salientes y entrantes o combinaciones lineales de ambas.

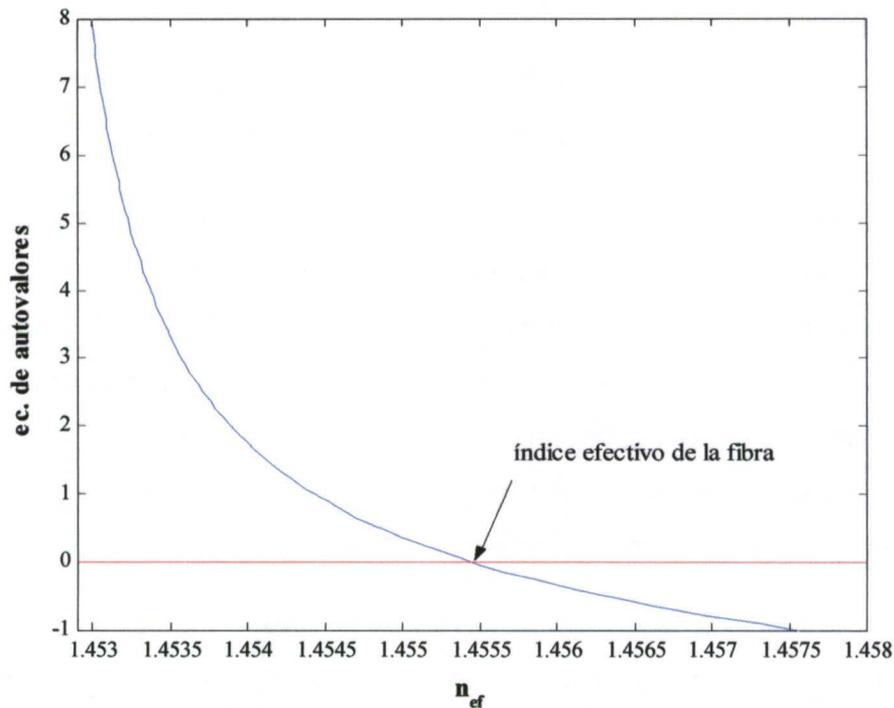


Figura 2.2 Evolución de la ecuación de autovalores con el índice efectivo, para el caso de una fibra monomodo con núcleo de 5 μm de diámetro, e índices de refracción de núcleo y revestimiento 1.4579 y 1.4530 respectivamente.

Empleando la notación de Snyder y Love⁷, y dentro de la aproximación de guiado débil, la expresión general para un modo de radiación es:

$$\xi_m^{rad}(r, \phi) = p_m J_m(U R) \begin{bmatrix} \cos(m\phi) \\ \text{sen}(m\phi) \end{bmatrix}, \quad 0 < R < 1, \quad (2.52)$$

$$\xi_m^{rad}(r, \phi) = \left\{ J_m(Q R) + q_m H_m^1(Q R) \right\} \begin{bmatrix} \cos(m\phi) \\ \text{sen}(m\phi) \end{bmatrix}, \quad 1 < R < \infty, \quad (2.53)$$

con los parámetros U y Q definidos como

$$U = k_0 \sqrt{n_{co}^2 - n_{ef}^2}, \quad (2.54)$$

$$Q = k_0 \sqrt{n_{cl}^2 - n_{ef}^2}, \quad (2.55)$$

manteniéndose siempre la desigualdad $n_{ef} < n_{co}$, y donde los coeficientes p_m y q_m se obtendrán de imponer las condiciones de contorno entre el núcleo y el revestimiento.

Tanto en el caso de modos guiados como en el caso de modos de radiación, el flujo de potencia transmitida tiene la dirección del eje z , que es la que hemos elegido como dirección de propagación. La diferencia radica en la imposibilidad de excitar uno solo de los modos de radiación, sino que se excita un continuo de este tipo de campos. Además, este continuo al propagarse presenta un flujo de potencia que se aleja progresivamente del núcleo de la fibra, mientras que en el caso de modos guiados esa potencia permanece confinada en torno a la región del núcleo.

Junto al continuo de modos de radiación, existe otro tipo de campos, denominados evanescentes, que se caracterizan por tener un índice efectivo de propagación imaginario puro. El criterio que adoptamos en este caso es

$$n_{ef} = n_{re} + j n_{im}; \quad \text{con } n_{im} > 0, \quad (2.56)$$

por lo que la evolución de estos campos en la dirección de propagación vendrá dada por funciones del tipo

⁷ A. W. Snyder and J.D Love, Optical Waveguide Theory, Chapman & Hall, Nueva York, 1983.

$$\xi_m^{ev}(r, \phi, z) = \xi_m(r, \phi) e^{-k_o n_{im} z}, \quad (2.57)$$

donde la dependencia funcional de los campos con las componentes radial y azimutal es la misma que la que tenían los campos de radiación, pero ahora con los parámetros característicos U y Q definidos como

$$U = k_o \sqrt{n_{co}^2 + n_{im}^2}, \quad (2.58)$$

$$Q = k_o \sqrt{n_{cl}^2 + n_{im}^2}. \quad (2.59)$$

El conjunto de soluciones descritas, es decir, los modos guiados, los de radiación y los evanescentes, constituyen un conjunto completo de soluciones para la guía cilíndrica. Por tanto, siempre es posible desarrollar cualquier distribución de campo que se propague en la dirección positiva del eje z como combinación lineal de funciones pertenecientes a este conjunto. Así pues, cualquiera de estas distribuciones de campo eléctrico propagándose en esa dirección podrá describirse mediante expresiones del tipo

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \sum_k a_k e_k(x, y) e^{jk_o n_{ef} z} + \int_0^\infty a(Q) e(x, y) e^{jk_o n_{ef}(Q) z} dQ, \quad (2.60)$$

donde a_k es el conjunto de coeficientes de la suma sobre el conjunto de modos guiados por la estructura, y $a(Q)$ es una función dentro de la integral que representa la contribución de los modos evanescentes y de radiación. Esta última contribución está caracterizada por un único parámetro real Q , que está relacionado con el índice efectivo de propagación $n_{ef}(Q)$ mediante

$$k_o n_{ef}(Q) = \sqrt{k_o^2 n_{cl}^2 - Q^2}, \quad (2.61)$$

lo que da lugar a dos tipos de soluciones según sea Q :

$$0 < Q < k_o n_{cl} \rightarrow n_{cl} > n_{ef} > 0, \quad \text{modos de radiación}$$

$$k_o n_{cl} < Q < \infty \rightarrow 0 < n_{im} < \infty \text{ y } n_{re} = 0, \quad \text{modos evanescentes}$$

Junto a las soluciones anteriores, se encuentra un conjunto discreto de soluciones en el plano complejo caracterizadas por un valor de la parte real de la constante de propagación inferior a la del revestimiento. Según vimos, algunas de estas soluciones pueden

ser útiles a la hora de evaluar la integral que aparece en la expresión (2.60) si empleamos el teorema del residuo, dado que los polos se localizan en los valores complejos de Q correspondientes a los denominados modos *leaky*, es decir que se tiene que

$$\int_{\gamma} a(Q) e(x, y) e^{jk_0 n_{ef}(Q)z} dQ = \sum_{\alpha} R_{\alpha} e^{jk_0 n_{ef}^{\alpha} z}, \quad (2.62)$$

de modo que R_{α} representa el residuo del integrando evaluado en el polo correspondiente al α -ésimo modo *leaky*, y que corresponderá básicamente a la distribución de campo del modo *leaky*.

En el caso de que la estructura considerada tenga geometría cilíndrica, los modos *leaky* presentan un comportamiento en el revestimiento descrito por funciones de Hankel de primer orden con argumento casi real que sustituye a la función de Bessel $K_m(WR)$ de argumento complejo, y que serán soluciones de la ecuación de autovalores dada por (2.63)

$$\frac{U J_{l-1}(U)}{J_l(U)} + \frac{P H_{l+1}^1(P)}{H_{l+1}^1(P)} = 0, \quad (2.63)$$

donde en este caso $P = jW = \sqrt{k_0^2 n_d^2 - \beta^2}$.

Con estas soluciones, tenemos la posibilidad de representar todo el continuo de modos de radiación y evanescentes por un conjunto discreto de soluciones⁸. Así, cuando es necesario utilizar los modos de radiación, es posible limitarse a emplear los modos *leaky* relevantes para describir la pérdida de potencia óptica en la propagación como resultado de la excitación de uno o varios modos de este tipo.

Resumiendo, podemos clasificar las soluciones en guías cilíndricas atendiendo a los valores de índice de refracción efectivo mediante la Tabla 2.1

⁸ C. Vasallo, *Théorie des Guides d'Ondes Électromagnétiques*, Eyrolles, París, 1985.

Tabla 2.1 Resumen de soluciones para guía de ondas cilíndrica.

Modos guiados	$n_{cl} < n_{ef} < n_{co}$, con n_{ef} real
Modos de radiación	$0 < n_{ef} < n_{cl}$, con n_{ef} real
Modos evanescentes	$n_{ef}^{real} = 0$; $0 < n_{ef}^{imag} < \infty$
Modos <i>leaky</i>	$n_{ef} = n_{ef}^{real} + j n_{ef}^{imag}$; $n_{ef}^{real} < n_{cl}$

2.2.2. Resolución de una guía de ondas plana. Formalismo matricial

Cuando el problema planteado consiste en una estructura plana compuesta de una serie de capas planoparalelas, el método general de resolución es completamente análogo al caso de una guía cilíndrica. Siguiendo el esquema de resolución en el caso de la geometría plana, comenzamos definiendo la estructura como invariante en las direcciones z e y , considerando una distribución de capas con permitividades dieléctricas o índices de refracción (reales o complejos) de espesor d_m en la dirección x como se indica en la Figura 2.3.

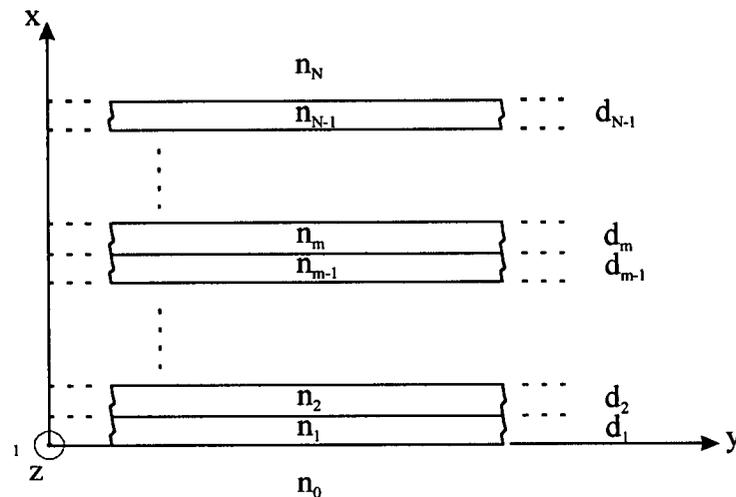


Figura 2.3 Disposición de la estructura plana

Igual que en el caso de la guía cilíndrica, podemos descomponer las soluciones a las ecuaciones de Maxwell en sus componentes longitudinales y transversales, para resolver posteriormente las componentes longitudinales e_z y h_z en coordenadas cartesianas. Con esto, las ecuaciones (2.18-2.20) adquieren la forma

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + k_0^2 n^2 - \beta^2 \right\} \begin{bmatrix} e_z \\ h_z \end{bmatrix} = 0, \quad (2.64)$$

mientras que las componentes transversales,

$$\mathbf{e}_t = e_x \mathbf{x} + e_y \mathbf{y}, \quad (2.65)$$

$$\mathbf{h}_t = h_x \mathbf{x} + h_y \mathbf{y}, \quad (2.66)$$

pueden obtenerse en general, como en el caso cilíndrico, a partir de su relación con las componentes longitudinales en coordenadas cartesianas:

$$e_x = \frac{j}{k_0^2 n^2 - \beta^2} \left\{ \beta \frac{\partial e_z}{\partial x} + \eta_0 k_0 \frac{\partial h_z}{\partial y} \right\}, \quad (2.67)$$

$$e_y = \frac{j}{k_0^2 n^2 - \beta^2} \left\{ \beta \frac{\partial e_z}{\partial x} - \eta_0 k_0 \frac{\partial h_z}{\partial y} \right\}, \quad (2.68)$$

$$h_x = \frac{j}{k_0^2 n^2 - \beta^2} \left\{ \beta \frac{\partial h_z}{\partial x} - \frac{k_0 n^2}{\eta_0} \frac{\partial e_z}{\partial y} \right\}, \quad (2.69)$$

$$h_y = \frac{j}{k_0^2 n^2 - \beta^2} \left\{ \beta \frac{\partial h_z}{\partial x} + \frac{k_0 n^2}{\eta_0} \frac{\partial e_z}{\partial y} \right\}. \quad (2.70)$$

Aunque consideramos que los campos no presentan dependencia con la variable y , y por lo tanto sólo tendremos dependencia con los primeros elementos de los términos que aparecen entre llaves.

En este tipo de estructuras, podemos encontrar dos tipos fundamentales de soluciones: soluciones de tipo TM caracterizadas por tener $h_z = 0$, lo que implica que también sean nulas las componentes e_y y h_x , en virtud de las expresiones (2.68-69), y soluciones de tipo TE, en las que e_z , e_x y h_y son nulas.

Si consideramos por ejemplo el caso TM, sólo será necesario resolver la ecuación (2.64), que en la capa m -ésima tiene la forma

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} - \chi_m^2 \right\} e_z^m(x) = 0, \quad x_m < x < x_{m+1}, \quad (2.71)$$

donde $\chi_m^2 = \beta^2 - k_0^2 n_m^2$.

La solución más general a esta ecuación es de la forma

$$e_z^m(x) = A_1^m e^{\chi_m(x-x_m)} + A_2^m e^{-\chi_m(x-x_m)}. \quad (2.72)$$

A partir de la componente longitudinal, empleando las relaciones (2.67-70), podemos expresar la solución general TM escribiendo las componentes $e_x^m(x)$ y $h_y^m(x)$ como

$$e_x^m(x) = -\alpha_m \left\{ A_1^m e^{\chi_m(x-x_m)} - A_2^m e^{-\chi_m(x-x_m)} \right\}, \quad (2.73)$$

$$h_y^m(x) = -\alpha'_m \left\{ A_1^m e^{\chi_m(x-x_m)} - A_2^m e^{-\chi_m(x-x_m)} \right\}, \quad (2.74)$$

donde A_i^m con $i=1,2$ son las constantes que representan la amplitud de los campos en el medio m . De forma más compacta, podemos escribir la solución TM

$$\mathbf{E}_{TM}^m(x, z) = \left\{ A_1^m \begin{bmatrix} -\alpha_m \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{\chi_m(x-x_m)} + A_2^m \begin{bmatrix} \alpha_m \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{-\chi_m(x-x_m)} \right\} e^{j\beta z}, \quad (2.75)$$

$$\mathbf{H}_{TM}^m(x, z) = \left\{ A_1^m \begin{bmatrix} 0 \\ -\alpha'_m \\ 0 \end{bmatrix} e^{\chi_m(x-x_m)} + A_2^m \begin{bmatrix} 0 \\ \alpha'_m \\ 0 \end{bmatrix} e^{-\chi_m(x-x_m)} \right\} e^{j\beta z}, \quad (2.76)$$

donde $\alpha_m = j \frac{\beta}{\chi_m}$ y $\alpha'_m = j \frac{k_0 n_m^2}{\eta_0 \chi_m}$ se han introducido con el único fin de simplificar la notación a la hora de establecer las relaciones entre amplitudes de capas adyacentes.

Una solución equivalente se obtiene en el caso de que la polarización sea TE, teniendo en cuenta que en este caso la componentes no nulas son h_z , h_x y e_y :

$$\mathbf{E}_{TE}^m(x, z) = \left\{ A_1^m \begin{bmatrix} 0 \\ \alpha_m^* \\ 0 \end{bmatrix} e^{\chi_m(x-x_m)} + A_2^m \begin{bmatrix} 0 \\ -\alpha_m^* \\ 0 \end{bmatrix} e^{-\chi_m(x-x_m)} \right\} e^{j\beta z}, \quad (2.77)$$

$$\mathbf{H}_{TE}^m(x, z) = \left\{ A_1^m \begin{bmatrix} -\alpha_m \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{\chi_m(x-x_m)} + A_2^m \begin{bmatrix} \alpha_m \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{-\chi_m(x-x_m)} \right\} e^{j\beta z}, \quad (2.78)$$

donde ahora $\alpha_m^* = j \frac{k_0 \eta_0}{\chi_m}$.

Dado que χ_m incluye una raíz que puede ser compleja, el criterio de signos que adoptamos es que $\text{Re}(\chi_m) > 0$; y si $\text{Re}(\chi_m) = 0$, entonces $\text{Im}(\chi_m) < 0$. De este modo, cuando el parámetro χ_m sea imaginario puro, los términos exponenciales con signo positivo representarán ondas de propagación en el sentido negativo del eje x , mientras que las exponenciales con signo negativo supondrán ondas propagándose en el sentido positivo.

Sobre el conjunto de soluciones obtenidas, debemos imponer el cumplimiento de las condiciones de contorno en las intercaras según las expresiones (2.25-28), lo que nos lleva a establecer la continuidad de las componentes transversales de los campos. En nuestro caso, tendremos que deben verificarse las relaciones siguientes:

$$TM \rightarrow \begin{cases} e_z^m(x_{m+1}) = e_z^{m+1}(x_{m+1}) \\ h_y^m(x_{m+1}) = h_y^{m+1}(x_{m+1}) \end{cases}, \quad 0 \leq m \leq N-1, \quad (2.79)$$

$$TE \rightarrow \begin{cases} e_y^m(x_{m+1}) = e_y^{m+1}(x_{m+1}) \\ h_z^m(x_{m+1}) = h_z^{m+1}(x_{m+1}) \end{cases}, \quad 0 \leq m \leq N-1. \quad (2.80)$$

El cumplimiento de estas ecuaciones, nos lleva a la obtención de una relación entre las amplitudes de los campos entre dos capas contiguas. Una forma sencilla de escribirlas es emplear una formulación matricial^{9,10}:

⁹ F. Villuendas, Excitación y detección en IR próximo de plasmones superficiales en una intercara metal-dieléctrico, Tesis Doctoral, Universidad de Zaragoza, Febrero 1990.

$$\begin{bmatrix} A_1^m \\ A_2^m \end{bmatrix} = P(m)T(m, m+1) \begin{bmatrix} A_1^{m+1} \\ A_2^{m+1} \end{bmatrix}, \quad (2.81)$$

donde $P(m)$ representa la matriz de propagación del campo a través de la capa m , desde x_m hasta x_{m+1} , que si suponemos que tiene un espesor $d_m = x_{m+1} - x_m$, tiene la forma

$$P(m) = \begin{bmatrix} e^{-\lambda_m d_m} & 0 \\ 0 & e^{\lambda_m d_m} \end{bmatrix}, \quad (2.82)$$

mientras que la matriz $T(m, m+1)$ es la que ‘transmite’ el campo de una capa a la siguiente a través de la interfaz situada en x_{m+1} . Si consideramos que las capas tienen índices de refracción n_m y n_{m+1} , respectivamente, en el caso de polarización TM la matriz T tiene la forma

$$T_{TM}(m, m+1) \equiv \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{\alpha'_{m+1}}{\alpha'_m} & 1 - \frac{\alpha'_{m+1}}{\alpha'_m} \\ 1 - \frac{\alpha'_{m+1}}{\alpha'_m} & 1 + \frac{\alpha'_{m+1}}{\alpha'_m} \end{bmatrix}, \quad (2.83)$$

mientras que si la polarización es TE, la matriz T adquiere la forma

$$T_{TE}(m, m+1) \equiv \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{\alpha''_{m+1}}{\alpha''_m} & 1 - \frac{\alpha''_{m+1}}{\alpha''_m} \\ 1 - \frac{\alpha''_{m+1}}{\alpha''_m} & 1 + \frac{\alpha''_{m+1}}{\alpha''_m} \end{bmatrix}. \quad (2.84)$$

Análogamente, podemos invertir la ecuación 2.81 de forma que relacionamos las amplitudes de las mismas capas con

$$\begin{bmatrix} A_1^{m+1} \\ A_2^{m+1} \end{bmatrix} = T(m+1, m)P^{-1}(m) \begin{bmatrix} A_1^m \\ A_2^m \end{bmatrix}, \quad (2.85)$$

donde ahora las matrices T_{TM} y T_{TE} serán de la forma

¹⁰ F.Villuendas, J. Pelayo, “Optical Fibre Device for Chemical Sensing Based on Surface Plasmon Excitation”, *Sensors&Actuators*, A21-A23, 1142-1145, 1990.

$$T_{TM}(m+1, m) \equiv \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{\alpha'_m}{\alpha'_{m+1}} & 1 - \frac{\alpha'_m}{\alpha'_{m+1}} \\ 1 - \frac{\alpha'_m}{\alpha'_{m+1}} & 1 + \frac{\alpha'_m}{\alpha'_{m+1}} \end{bmatrix}, \quad (2.86)$$

y

$$T_{TE}(m+1, m) \equiv \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{\alpha''_m}{\alpha''_{m+1}} & 1 - \frac{\alpha''_m}{\alpha''_{m+1}} \\ 1 - \frac{\alpha''_m}{\alpha''_{m+1}} & 1 + \frac{\alpha''_m}{\alpha''_{m+1}} \end{bmatrix}. \quad (2.87)$$

Con este formalismo es sencillo establecer la relación entre las amplitudes de los campos en los medios extremos de la multicapa, es decir, entre el medio 0 y el N , y será especialmente útil a la hora de describir el conjunto de soluciones guiadas, radiantes y evanescentes que soporta la estructura.

En general, esta relación puede escribirse como

$$\begin{bmatrix} A_1^0 \\ A_2^0 \end{bmatrix} = M_\kappa \begin{bmatrix} A_1^N \\ A_2^N \end{bmatrix}, \quad (2.88)$$

donde que M_κ (con $\kappa=TE$ o TM dependiendo de la polarización que empleemos) es el resultado del producto de las matrices de propagación y transmisión necesarias según las dimensiones de la estructura. En general, escribiremos

$$M_\kappa \equiv \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} = T_\kappa(0,1)P(1)\dots P(N-1)T_\kappa(N-1,N), \quad (2.89)$$

Clasificación de los campos

Modos guiados

Los campos correspondientes a los modos guiados, se caracterizan por un comportamiento estrictamente evanescente en los medios extremos de la estructura. Esta condición hace que el campo en el medio N sea de la forma

$$E^N \propto e^{-\chi_N(x-x_N)} \rightarrow 0 \text{ cuando } x \rightarrow \infty$$

mientras que en el medio 0

$$E^0 \propto e^{\chi_0(x-x_0)} \rightarrow 0 \text{ cuando } x \rightarrow -\infty$$

Este comportamiento asintótico de los campos, se traduce en que $A_2^0 \rightarrow 0$ y $A_1^N \rightarrow 0$ para que el modo sea guiado, condición que matricialmente supone que debe verificarse:

$$\begin{bmatrix} A_1^0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}_\kappa \begin{bmatrix} 0 \\ A_2^N \end{bmatrix}. \quad (2.90)$$

Es decir, que para que la solución sea no trivial, debe cumplirse la ecuación trascendente

$$m_{22}^\kappa = 0, \quad (2.91)$$

ecuación que no se cumple para cualquier valor de n_{ef} , sino que existe un conjunto discreto de valores que supondrán los modos guiados por la estructura. Además, dada la definición del parámetro χ_m , el campo en los extremos será evanescente cuando $n_{ef} > n_N$ y $n_{ef} > n_0$ simultáneamente. Un ejemplo de los resultados de este cálculo con polarización TM, puede verse en la Figura 2.4, para el caso de una única lámina de oro de 21 nm de espesor y un índice de refracción de $0.52+10.7j$ para una longitud de onda de $1.55 \mu\text{m}$.

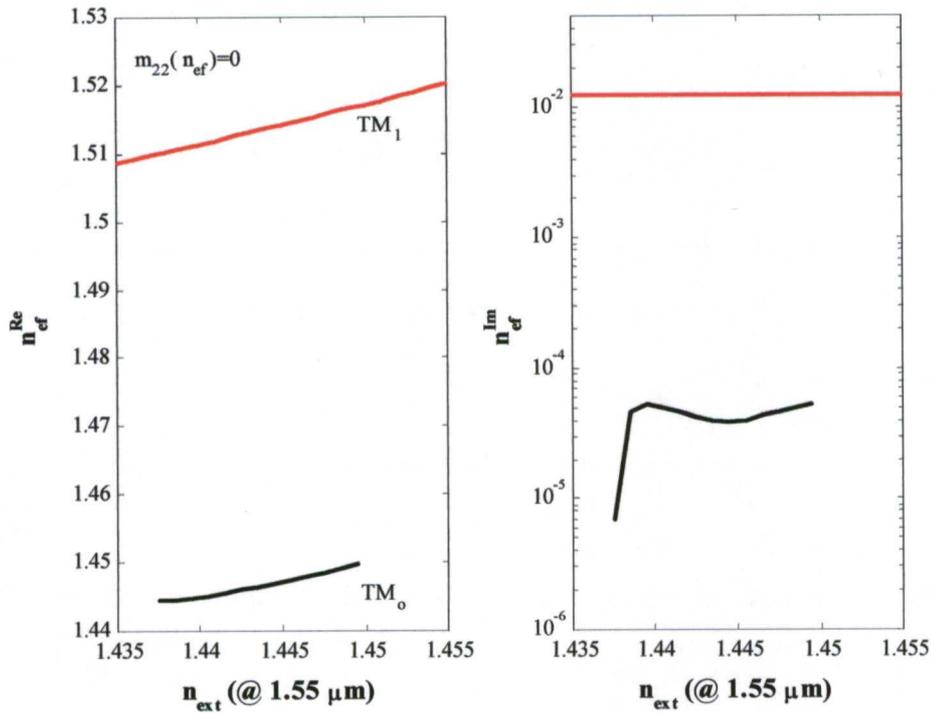


Figura 2.4 Resultados obtenidos a partir de la ecuación trascendente 2.88 para el caso de una única lámina de oro de 21 nm de espesor para una $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. En este caso el índice de refracción exterior es variable, y el del Au es de $0.52 + 10.7j$.

Modos de radiación

Al igual que en el caso de la guía cilíndrica, existe un conjunto continuo de soluciones que constituyen el campo de radiación de la estructura. Si $n_0 > n_N$, existe un primer continuo de radiación en el intervalo $n_0 > n_{ef} > n_N$, que se caracteriza por tener un comportamiento evanescente en el medio N y oscilante en el 0 . En este caso, la componente transversal del campo eléctrico es de la forma

$$e_x^N(x) = A_2^N e^{-\chi_N(x-x_N)}, \quad x > x_N, \quad (2.92)$$

$$e_x^0(x) = A_1^0 e^{-jQ_0(x-x_0)} + A_2^0 e^{-jQ_0(x-x_0)}, \quad x < x_0, \quad (2.93)$$

donde puede apreciarse que el campo es una superposición de ondas planas en el medio de mayor índice de refracción.

Según el convenio de signos adoptado, en el caso de que χ sea imaginario puro

$$\chi_N = k_0 \sqrt{n_{ef}^2 - n_N^2}, \quad Q_0 = |\text{Im}(\chi_0)| = k_0 \left| \sqrt{n_0^2 - n_{ef}^2} \right|. \quad (2.94)$$

Además, teniendo en cuenta la relación matricial 2.84, se tiene que los coeficientes que dan cuenta de la amplitud del campo están relacionados por

$$A_1^0 = m_{12}^\kappa A_2^N \quad \text{y} \quad A_2^0 = m_{22}^\kappa A_2^N, \quad (2.95)$$

de modo que los elementos matriciales tomarán el valor correspondiente a la polarización que se considere.

Existe otro continuo de radiación en el rango $0 < n_{ef} < n_N$, en el cual, el campo eléctrico transversal para el caso TM sería de la forma

$$e_x^N(x) = A_1^N e^{-jQ_N(x-x_N)} + A_2^N e^{jQ_N(x-x_N)}, \quad x > x_N, \quad (2.96)$$

$$e_x^0(x) = A_1^0 e^{-jQ_0(x-x_0)} + A_2^0 e^{jQ_0(x-x_0)}, \quad x < x_0, \quad (2.97)$$

con

$$Q_N = k_0 \left| \sqrt{n_N^2 - n_{ef}^2} \right|, \quad Q_0 = k_0 \left| \sqrt{n_0^2 - n_{ef}^2} \right|; \quad (2.98)$$

$$A_1^0 = m_{11}^{TM} A_1^N + m_{12}^{TM} A_2^N; \quad (2.99)$$

$$A_2^0 = m_{21}^{TM} A_1^N + m_{22}^{TM} A_2^N. \quad (2.100)$$

En estos rangos, cualquier n_{ef} permite construir un campo válido físicamente, por lo que este conjunto continuo de valores dará lugar al continuo de soluciones que constituyen los modos de radiación de la estructura.

Modos evanescentes

Mediante el mismo método que seguimos en el caso de guías cilíndricas, podemos construir los modos evanescentes a partir de los modos de radiación. Análogamente, los modos *leaky* se obtendrían a partir de las soluciones de las ecuaciones trascendentes $m_{12}=0$, $m_{21}=0$ y $m_{11}=0$, que determinan un comportamiento dado exclusivamente

por un término divergente en el medio 0 , en el N , o en ambos, respectivamente. Este tipo de modos, al igual que ocurría en el caso de simetría cilíndrica, representan una aproximación discreta al continuo de modos de radiación.

2.2.3. Consideración de la coordenada superficial transversal

Hasta este instante, hemos realizado el análisis de los campos en la estructura compuesta por una sucesión de capas planas considerando únicamente las coordenadas espaciales x y z , dado que consideramos invariante la estructura en la dirección y . Podríamos completar el análisis teniendo en cuenta dicha componente, lo que nos llevaría a tener que resolver la ecuación (2.64) incluyendo la dependencia en la coordenada y

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 n^2 - \beta^2 \right\} \begin{bmatrix} e_z \\ h_z \end{bmatrix} = 0. \quad (2.101)$$

Asumiendo que el campo en la dirección y tiene el mismo comportamiento que en la dirección z de tipo exponencial complejo e^{jvy} , la ecuación anterior se transformará en

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + k_0^2 n^2 - v^2 - \beta^2 \right\} \begin{bmatrix} e_z \\ h_z \end{bmatrix} = 0, \quad (2.102)$$

que podemos reescribir bajo la forma

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} - \tau_m^2 \right\} \begin{bmatrix} e_z \\ h_z \end{bmatrix} = 0, \quad (2.103)$$

con $\tau_m^2 = v^2 + \beta^2 - k_0^2 n_m^2$.

De nuevo, la solución más general para el modo TM, es de la forma

$$e_z^m(x) = A_1^m e^{\tau_m(x-x_m)} + A_2^m e^{-\tau_m(x-x_m)}, \quad (2.104)$$

obteniéndose el resto de componentes no nulas por medio de las expresiones (2.67-70).

El resultado final es

$$E_{TM}^m(x, y, z) = \left\{ A_1^m \begin{bmatrix} \alpha' \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{\tau_m(x-x_m)} + A_2^m \begin{bmatrix} -\alpha' \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{-\tau_m(x-x_m)} \right\} e^{j(vy+\beta z)}, \quad (2.105)$$

$$H_{TM}^m(x, y, z) = -\frac{jk_0 n_m^2 \tau_m}{\eta_0 (v^2 - \tau_m^2)} \left\{ A_1^m \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{\tau_m(x-x_m)} + A_2^m \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-\tau_m(x-x_m)} \right\} e^{j(vy+\beta z)}, \quad (2.106)$$

donde ahora $\alpha' = j \frac{\beta v}{v^2 - \tau_m^2}$.

De forma análoga procederíamos con el modo TE.

Sobre estas soluciones, debemos imponer las condiciones de contorno en las intercaras. La continuidad de las componentes tangenciales nos llevará a la obtención de relaciones entre amplitudes del mismo modo que en el caso anterior. La matriz de propagación del campo será la misma que ya conocemos, mientras que la de transmisión de una capa a la siguiente en el caso TM será

$$T_{TM}(m, m+1) \equiv \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{-\tau_m d_m} + \gamma_{m,m+1} e^{\tau_m d_m} & e^{-\tau_m d_m} - \gamma_{m,m+1} e^{\tau_m d_m} \\ e^{\tau_m d_m} - \gamma_{m,m+1} e^{-\tau_m d_m} & e^{\tau_m d_m} + \gamma_{m,m+1} e^{-\tau_m d_m} \end{bmatrix}, \quad (2.107)$$

donde ahora $\gamma_{m,m+1} = \frac{n_{m+1}^2 \tau_{m+1} (v^2 - \tau_m^2)}{n_m^2 \tau_m (v^2 - \tau_{m+1}^2)}$.

En estos últimos resultados podemos apreciar el aumento en las dimensiones del problema, lo que se traduce en un incremento no lineal de la complejidad del cálculo. En la literatura aparecen algunos intentos de abordar el problema bidimensional, aunque con resultados poco satisfactorios como veremos en el Capítulo 3.

3. Modelización teórica

En este capítulo abordaremos la modelización teórica de las estructuras que constituyen los dispositivos utilizados en el diseño y desarrollo del sensor de salinidad que se estudia en esta memoria. Partiremos de una revisión de la literatura existente, lo que nos ayudará a comprender el estado actual en que se encuentra la teoría. No realizaremos un desarrollo exhaustivo de los trabajos relacionados con el tema, aunque si nos detendremos en los métodos más utilizados en la resolución de estructuras híbridas en sus diferentes aplicaciones, así como las consecuencias que pueden extraerse de ellos.

Como veremos, en la literatura aparecen principalmente dos formas de abordar la resolución del problema. Una consistirá en el estudio de los modos de propagación de las dos subestructuras por separado para posteriormente estudiar el acoplamiento de los modos entre ambas. La otra forma, pretende la resolución exacta de los sistemas híbridos por medio también de la descomposición modal de la estructura completa.

Estos son las aproximaciones al problema más rigurosas desde el punto de vista formal, aunque veremos otras que, aunque más sencillas conceptualmente, proporcionan una herramienta de trabajo útil para el diseño de este tipo de dispositivos. Estas formas novedosas de abordar el problema intentan solventar los desajustes que aparecen entre los modelos teóricos y los resultados experimentales.

El objetivo de este estudio será pues la justificación de la pérdida de potencia óptica transmitida por la fibra como consecuencia de la interacción con el medio externo a través de la estructura de capas planas superpuesta, así como la obtención de una herramienta teórica que nos permita realizar una predicción de tal pérdida con el fin de acometer el diseño de dispositivos análogos en diferentes rangos de aplicación.

3.1. Revisión de la literatura

El procedimiento de resolución que hemos descrito en el Capítulo 2, aunque puede servir como punto de partida, es difícilmente aplicable al caso de estructuras mixtas como las de la Figura 2.1. La principal dificultad que nos vamos a encontrar radica en la ruptura de la simetría de ambas estructuras, con lo que no podemos utilizar un formalismo general como era el caso de una geometría sencillas. La aparición de la estructura híbrida hace que el problema se transforme en bidimensional, mientras que en el caso de estructuras separadas el problema era esencialmente unidimensional, con dependencias en la coordenada radial o transversal en el caso cilíndrico o plano respectivamente .

Este incremento en las dimensiones del problema redundará en una mayor dificultad en la solución rigurosa de las ecuaciones de Maxwell, aspecto éste que ya apuntamos cuando consideramos la coordenada transversal en la estructura plana en el último apartado del capítulo anterior. Otra complicación que nos vamos a encontrar es el hecho de utilizar medios metálicos, lo que lleva aparejado el uso de magnitudes complejas. Esta circunstancia dificulta la obtención de modos propios de la estructura compuesta hasta el punto de hacer virtualmente imposible la identificación de las soluciones, cálculo que simplifica cuando trabajamos con magnitudes reales.

No obstante, podemos encontrar en la literatura métodos de resolución aproximados, si bien predominará la descripción experimental sobre la teórica dado, el interés práctico de este tipo de dispositivos, que con diferentes configuraciones de las capas planas pueden actuar como sensores^{1,2,3,4,5}, polarizadores^{6,7}, conmutadores^{8,9}, etc.

¹ E. Lavretskii, V. Kutsaenko, W. Johnstone. 'Continuous Fibre Component for Optical Sensing using Multilayer Planar Overlay with a Thin Metal Film', en 10th International Conference on Optical Fiber Sensors, B. Culshaw and J.D. Jones eds., Proceedings of SPIE Vol. 2360, 557-559. 1994.

² H. Gnewuch, H. Renner. 'Mode-Independent attenuation in Evanescent-Field Sensors'. *Appl. Opt.*, **34**, 1473-1483, 1995.

³ J. Ctyroký, J. Homola, M. Skalský. 'Modelling of Surface Plasmon Resonance Waveguide Sensor by Complex Mode Expansion and Propagation Method'. *Opt. and Quantum Elect.*, **29**, 301-311, 1997.

⁴ J. Homola, R. Slavík, J. Ctyroký. 'Interaction between fiber modes and Surface Plasmon Waves: Spectral Properties'. *Opt. Lett.*, **22**, 1403-1405, 1997.

⁵ R. Slavík, J. Homola, J. Ctyroký. 'Optical Fiber Surface Plasmon Resonance Sensor for an Aqueous Environment', en 12th International Conference on Optical Fiber Sensors, 1997 OSA Technical Digest Series Vol. 16.

El punto de partida que aparece en la literatura para el estudio de las estructuras híbridas que constituyen los dispositivos empleados, es interacción entre guías de ondas iguales¹⁰, problema que se afronta a partir de las soluciones individuales de cada una de la guías de onda por separado. Este tratamiento puede extenderse a la interacción entre guías con diferente simetría^{11,12}, como es el caso que nos ocupa, en el que la interacción se produce entre una estructura cilíndrica y otra plana.

Empleando este tipo de aproximaciones, aparecen una serie de trabajos eminentemente experimentales que proporcionan herramientas útiles^{13,14,15} para emprender el diseño de este tipo de dispositivos utilizados en diferentes aplicaciones¹⁶, aunque ya apuntan los problemas que derivan de la ruptura de la simetría¹⁷ del problema respecto a las soluciones de las subestructuras sencillas que vimos en el capítulo anterior.

El criterio básico de diseño se basa en conseguir la excitación resonante de los modos soportados por la estructura plana (que en principio son infinitos debido a la ausen-

⁶ S-M Tseng, K-Y Hsu, K-F Chen. 'Analysis and Experiment of Thin Metal-Clad Fiber Polarizer with Index Overlay'. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 628-630, 1997.

⁷ K-T Kim, H-W Kwon, J-W Song, S Lee, W-G Jung, S-W Kang. 'Polarizing Properties of optical coupler composed of single mode side-polished fiber and multimode metal-clad planar waveguide'. *Opt. Commun.*, **180**, 37-42, 2000.

⁸ S.A Hamilton, D. R Yankelevich, A. Knoesen. 'Polymer in-line fiber modulators for broadband radio-frequency optical links'. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 740-750, 1998

⁹ M.S Dinleyci, D.B Patterson. 'Calculation of the wavelength Filter Properties of the Fiber-Slab Waveguide Structure using Vector Mode Expansion'. *IEEE J. Lighth. Technol.*, **16**, 2034-2039, 1998.

¹⁰ D. Marcuse. Light Transmission Optics. Bell Laboratories Series. Van Nostrand Reinold Ltd, Nueva York, 1972.

¹¹ E. A. J. Marcatilli, 'Slab Coupled Waveguides', *Bell Syst. Tech. J.*, **53**, 645-674, 1974.

¹² J.A. Arnaud, 'Transverse Coupling in Fiber Optics Part II: Coupling to Mode Sinks', *Bell Syst. Tech. J.*, **53**, 675-696, 1974.

¹³ O.G. Leminger, R. Zengerle, 'Determination of Single-Mode Fiber Coupler Design Parameters from Loss Measurements', *IEEE J. Lightwave Technol.*, **LT-3**, 746-754, 1985.

¹⁴ O.G. Leminger, R. Zengerle, 'Determination of the variable core-to-surface spacing of single-mode fiber-coupler blocks', *Opt. Lett.*, **12**, 211-213, 1987.

¹⁵ G. Stewart *et al.*, 'Surface Plasmon Resonances in Thin Metal Films for optical Fibre Devices'. Proceedings of the OFS'88, 328-331, 1988.

¹⁶ M.N. Zervas, Optical-Fibre Surface-Plasmon-Wave Polarizers,

¹⁷ M.J.F. Digonnet, H.J. Shaw, 'Analysis of a Tunable Single Mode Optical Fiber Coupler', *IEEE J. Quantum Electronics*. **QE-18**, 746-754, 1982.

cia de limitación en la dirección transversal del sistema según la figura 2.1), por el único modo guiado por la fibra (LP_{01}) dado que se considerarán siempre fibras monomodo. De este modo puede conseguirse la transferencia de energía de una guía a otra, con la consiguiente pérdida diferencial de potencia por parte del modo guiado por la fibra. Esta idea de acoplamiento de modos deriva de uno de los métodos más comúnmente empleados para resolver este tipo de estructuras a partir de las soluciones individuales de subestructuras más sencillas^{18,19}, que estudiaremos posteriormente con mayor detenimiento.

Sin embargo, ya desde los primeros trabajos de Lamoroux *et al.*²⁰ aparecen discrepancias entre teoría y experimento que estos autores atribuyen a la falta de consideración de los modos de radiación en sus cálculos.

La principal dificultad a la que nos enfrentamos cuando pretendemos resolver este tipo de estructuras híbridas es, como ya hemos comentado, la ruptura de la simetría, y el consiguiente aumento de la dimensionalidad del problema. Aunque este aumento puede darse en la propia estructura de capas planas al considerar la coordenada transversal, aparece como insalvable en el caso de propagación en fibras de tipo 'D'. Este tipo de guías consiste en una fibra óptica convencional con una parte del revestimiento limitado por un plano situado a una distancia próxima al núcleo, lo que define una zona de índice de refracción distinto al del revestimiento. El planteamiento y análisis de este tipo de problemas puede ser de utilidad para posteriormente abordar estructuras más complejas.

Una primera aproximación a este problema aparece realizado por Vasallo²¹ empleando una teoría perturbativa para el cambio físico del revestimiento, asumiendo que tal perturbación es débil, lo que se traduce en que los cambios se producen lo suficiente-

¹⁸ D. Marcuse, 'Investigation of Coupling Between a Fiber and an Infinite Slab'. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 7, 1, 122-130, 1989.

¹⁹ S. Zheng, L-N Binh, G. P. Simon. 'Light Coupling and Propagation in Composite Optical Fiber-Slab Waveguides'. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 13, 244-251, 1995.

²⁰ B. Lamoroux, P. Morel, B. Prade, Y. Vinet. 'Evanescent-field coupling between a monomode fiber and a high-index medium of limited thickness'. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2, 759-764, 1985.

²¹ C. Vasallo. 'Perturbation of a LP mode of an optical fibre by a quasi-degenerate field: a simple formula'. *Optical and Quantum Electronics*, 17, 201-205, 1985.

mente lejos del núcleo. Un posterior trabajo más ambicioso de este mismo autor²², refina los resultados prescindiendo de la aproximación de perturbación débil pero manteniendo el tratamiento de campos escalares. En este caso, aparecen reflexiones de los campos evanescentes en el plano que limita al revestimiento representadas por funciones de Bessel modificadas de segunda especie, $I_m(z)$, lo que, según el autor, no implica divergencias en el infinito, hecho éste que justifica con un contraejemplo. Un problema que surge de este tratamiento es que nos vamos a encontrar en el formalismo con integrales de funciones hiperbólicas en el campo complejo, en las que aparecen factores procedentes de la estructura plana superpuesta difícilmente accesibles de forma analítica.

Además de estos trabajos, existen numerosos estudios sobre el comportamiento de estas fibras tipo D dependiendo del índice de refracción del medio externo^{23,24}.

Un tratamiento más exhaustivo de los campos soportados por fibras tipo D es el llevado a cabo por Marcuse *et al.*²⁵, el cual partiendo de la idea de Vasallo, obtiene la descripción de todas las componentes de los campos soportados por la estructura.

Con el objeto de evitar descripciones engorrosas y matemáticamente difíciles de manejar, algunos autores proponen simplificar las estructuras que contienen fibras tipo D, o intercambiar planas con guías cilíndricas. Estas simplificaciones suponen la substitución de la geometría real por una totalmente plana que permita un análisis sencillo de los fenómenos que se observan. Un trabajo fundamental para este tipo de aproximaciones es el de Sharma *et al.*²⁶, en el que el núcleo se sustituye por una capa plana equivalente de forma que tal capa posea las mismas propiedades de guiado que la estructura origi-

²² C. Vasallo. 'Rigorous Theory for modes of optical fibres with cladding limited by a plane'. *Electronics Letters*, **22**, 944 – 945, 1986.

²³ J. Homola, R. Slavík, J. Ctyroky. 'Interaction between fiber modes and Surface Plasmon Waves: Spectral Properties'. *Opt. Lett.*, **22**, 1403-1405, 1997.

²⁴ S-M. Tseng, C-L. Chen. 'Side-polished fibers', *Appl. Opt.*, **31**, 3438-3447, 1992.

²⁵ D. Marcuse, F. Ladouceur, J.D. Love. 'Vector modes of D-shaped fibres'. *IEE Proceedings-J*, **139**, 117-126, 1992.

²⁶ A. Sharma, J. Kompella, P. K. Mishra. 'Analysis of Fiber Directional Couplers and Coupler Half-Blocks Using a New Simple Model for Single-Mode Fibers'. *IEEE J. Lightwave Technol.*, **8**, 143-151, 1990.

nal. De esta forma recuperamos la unidimensionalidad del problema lo que simplifica enormemente su tratamiento.

Posteriores trabajos como el de Thyagarajan *et al.*²⁷ emplean este tipo de aproximación respondiendo adecuadamente a la aparición de la resonancia, y utilizan el método descrito por Ghatak²⁸ para evaluar la anchura de la misma. Este método es muy similar al estudio el coeficiente de reflexión en una multicapa. Sin embargo, los resultados que se obtienen no son completamente consistentes, pues es preciso introducir regiones de índice de refracción alto que no existen en la estructura real.

Además de estos trabajos, existen otros que emplean la interacción de la fibra con materiales ópticamente activos, modificando el índice de refracción de la capa plana mediante la aplicación de un potencial eléctrico²⁹. Este trabajo desarrollado por Dinleyici y Patterson, amplía los resultados de Vasallo empleando los resultados para fibras tipo D obtenidos por Marcuse³⁰ *et al.* De nuevo aparece el problema de tratar con integrales complejas cuando se adapta el formalismo a estructuras que contienen metales, siendo difícil identificar las soluciones que se obtienen. Sobre este modelo volveremos más adelante.

Todos los modelos teóricos comentados tienen el mismo origen, la coincidencia de las constantes de propagación de los modos, bien sea utilizando la estructura real o bien reduciendo ésta a una simplificación de capas planas. En el fondo, las conclusiones básicas a que se llega por ambos caminos son las mismas como veremos más adelante.

Junto a estas técnicas de modelización, aparecen otras como la propuesta por R. Alonso^{31,32}, basada en técnicas perturbativas. Empleando este formalismo, si bien es

²⁷ K. Thyagarajan, S. Diggavi, A.K. Ghatak, W. Johnstone, G. Stewart, B. Culshaw, 'Thin metal-clad waveguide polarizers: analysis and comparison with experiment', *Opt. Lett.*, **15**, 1041-1043, 1990.

²⁸ A.K. Ghatak, K. Thyagarajan, M.R. Shenoy, 'Numerical Analysis of Planar Waveguides Using Matrix Approach', *IEEE J. of Lightwave Technol.*, **LT-5**, 660-667, 1987.

²⁹ M.S Dinleyici, D.B Patterson. 'Vector Modal Solution of Evanescent Coupler'. *IEEE J. Ligth. Technol.*, **15**, 2316-2324, 1997.

³⁰ D. Marcuse, F. Ladouceur, J.D. Love. 'Vector modes of D-shaped fibres'. *IEE Proceedings-J*, **139**, 117-126, 1992.

³¹ R. Alonso, J. Subias, J. Pelayo, F. Villuendas, F. Tornos, "Singl-mode, optical-fiber sensors and tunable filters based on the resonant excitation of metal-clad modes", *Appl. Opt.*, **33**, 5197-5201, 1994.

posible situar la posición en que se produce la resonancia, no se reproducen ni la anchura ni la profundidad de la misma, y además la perturbación consiste básicamente en la eliminación del núcleo de la fibra.

Además de la utilización de dispositivos basados en fibra óptica comercial, es posible encontrar configuraciones diversas como las propuestas por Nakamura y Yoshida^{33,34} que en lugar de reducir el espesor del revestimiento mediante pulido lateral de la fibra, acceden al campo evanescente por la propia construcción de la misma.

Aparte del empleo de fibras ópticas, bien por su complejidad teórica a la hora del modelado, bien por el intento de dar el paso hacia la óptica integrada, diversos autores emplean directamente guías de onda planas construidas sobre diferentes substratos, y utilizan la interacción de los modos guiados por tales guías con estructuras multicapa como las empleadas en nuestro sistema^{35,36,37}, lo que simplifica el estudio teórico riguroso por la vuelta al problema unidimensional.

3.1.1. Modelo de Marcuse-Zheng

Uno de los modelos más generalmente utilizados en el estudio de las estructuras que nos ocupan es el desarrollado por Marcuse para el caso de interacción de una guía cilíndrica con una capa plana dieléctrica, con la particularidad de que los índices extremos coinciden. Este modelo fue posteriormente ampliado por Zheng, que tuvo en cuenta la asimetría de la guía de ondas plana.

³² R. Alonso. 'Estudio teórico y experimental de dispositivos ópticos basados en el acoplamiento entre el modo guiado por una fibra óptica y estructuras multicapa incluyendo medios metálicos'. Tesis Doctoral, Universidad de Zaragoza, 1995.

³³ K. Nakamura, K. Yoshida. 'Special Shape Fibers and their Sensor Applications' in 12th International Conference on Optical Fiber Sensors, 1997 OSA Technical Digest Series Vol. 16.

³⁴ K. Nakamura, N. Uchino, Y. Matsuda, T. Yoshino 'Distributed Oil Sensors by Eccentric Core Fibers'. *IEICE Trans. Commun.*, **E80-B**, 528-534, 1997.

³⁵ J. Ctyroký, J. Homola, M. Skalský. 'Modelling of Surface Plasmon Resonance Waveguide Sensor by Complex Mode Expansion and Propagation Method'. *Opt. and Quantum Elect.*, **29**, 301-311, 1997.

³⁶ D. Scarlat, S. Ruschin, D. Brooks, "Experimental characterization of coupled waveguides by normal-mode excitation", *IEEE J. of Quantum Electron.*, **32**, 7, 1132-1140, 1996.

³⁷ E.K. Sharma, M.P. Singh, P.C. Kendall, "Exact multilayer waveguide design including absorbing or metal layers", *Electron. Lett.*, **27**, 5, 408-410, 1991.

Estos trabajos pretenden la modelización del acoplamiento del campo evanescente de la fibra óptica con una guía de ondas plana asimétrica, obteniendo las características de propagación y acoplamiento de modos a partir de cálculos numéricos simplificados. Encontraremos que las ecuaciones del acoplamiento de modos no solamente dependen de los valores relativos de índices de refracción del núcleo de la fibra y de la capa plana, sino que también dependen de la asimetría de ésta.

Las Figuras 2.1 representan una vista longitudinal y transversal del sistema, del que conocemos las soluciones cuando cada una de las subestructuras está aislada de la otra como aparece en la Figura 3.1, lo que implica que ambas estructuras no están acopladas. Cuando ambas estructuras se encuentran lo suficientemente próximas, los campos modales evanescentes pueden solaparse.

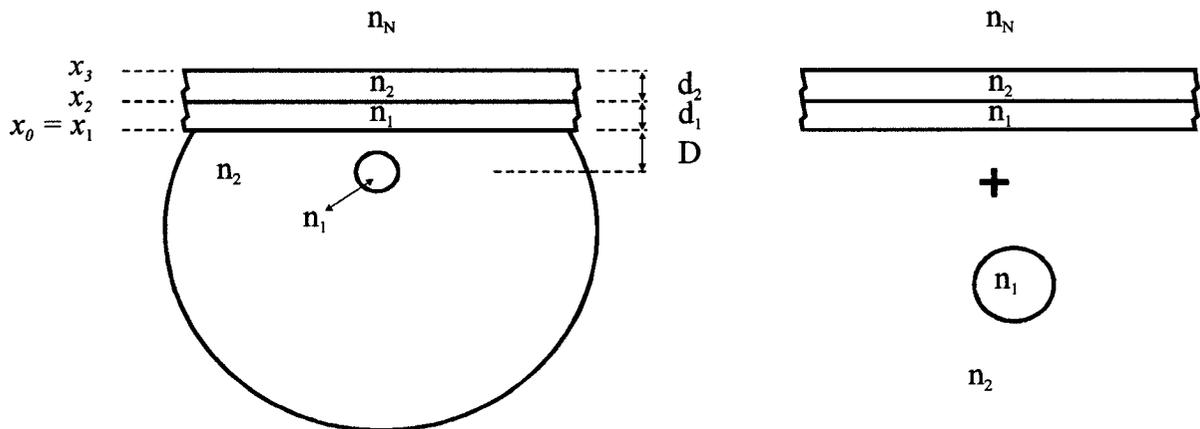


Figura 3.1 Descomposición de la estructura híbrida en dos subestructuras más simples.

Los modos soportados por la fibra no son ortogonales a los soportados por la guía plana, y cada uno de los modos discretos de ésta con constante de propagación β_s es capaz de propagarse en cualquiera de las direcciones contenidas en el plano YZ de la capa, debido a la falta de confinamiento transversal. Nos encontramos por tanto con un continuo de modos guiados por el *slab* con β_s como máxima constante de propagación. Para discretizar este continuo, Marcuse supone la existencia de unas paredes absorbentes situadas a una distancia suficientemente grande como para no modificar la estructura de los campos de la capa plana, $y = \pm L$ en la Figura 3.1, de forma que el campo debe tender a cero en este límite. Como resultado de esta hipótesis, cualquier constante de

propagación de los modos del *slab* propagándose en el plano con un cierto ángulo respecto de eje Z puede escribirse como β_{sn} . La relación de esta constante con la constante de propagación máxima será

$$\beta_{sn}^2 = \beta_s^2 - \sigma_n^2, \quad (3.1)$$

con $\sigma_n = \frac{\pi}{D} \left(n + \frac{1}{2} \right)$.

Para obtener una formulación simplificada escalar de las teorías de acoplamiento de modos (*Coupling Mode Theory*) y de modos compuestos (*Ridge Modes*), se emplean las aproximaciones usuales de guiado débil, tanto en la fibra como en la guía plana, y la de acoplamiento débil entre ambas. La primera, como vimos en el Capítulo 2, requiere que las diferencias de índices sean pequeñas, mientras que la segunda implica que el efecto de solapamiento de campos de la fibra y el *slab* es despreciable. También podemos asumir que, dado que la fibra que empleamos es monomodo, el único modo soportado por esta es el LP_{01} . En el caso de utilizar fibra multimodo, este tratamiento podría extenderse, si bien se complica en demasía. Como consecuencia de estas aproximaciones, el campo eléctrico transversal del sistema está representado por la superposición de los modos guiados por la fibra y la capa plana, soluciones de las ecuaciones de ondas escalares en la fibra y la guía de ondas plana respectivamente

$$E(x, y, z) = a_0(z) F_0(x, y) + \sum_n b_n(z) S_n, \quad (3.2)$$

donde el conjunto $\{a_0(z), b_n(z)\}$, con $n=0, 1, 2, \dots$, corresponde a los coeficientes dependientes de z del desarrollo modal del campo que debe verificar la ecuación de ondas escalar

$$\nabla_t^2 E + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x, y) E = 0, \quad (3.3)$$

siendo $n(x, y)$ el perfil de índice de refracción en el plano transversal, que según la Figura 3.1 para el caso de una sola capa, vendrá dado por

$$n_f(x, y) = \begin{cases} n_1 & \text{para } x^2 + y^2 \leq \rho^2 \\ n_2 & \text{para } x^2 + y^2 > \rho^2 \end{cases}, \quad (3.4)$$

$$n_S(x, y) = \begin{cases} n_2 & \text{para } x < \rho + D \\ n_3 & \text{para } \rho + D \leq x \leq \rho + D + d_1, \\ n_4 & \text{para } x \geq \rho + D + d_1 \end{cases} \quad (3.5)$$

por lo que tenemos

$$n^2(x, y) = n_f^2(x, y) + n_S^2(x, y) - n_2^2. \quad (3.6)$$

Una vez definidos los parámetros que intervienen en la estructura, podemos obtener las ecuaciones del acoplamiento de modos mediante la substitución de la expresión 3.1 en la ecuación de ondas 3.2³⁸, que en primer orden pueden escribirse como el conjunto de ecuaciones diferenciales acopladas

$$\frac{d a_0}{d z} = -i(\beta_{f_0} + Q_{f_00}) a_0 - i \sum_n K_{f_0n} b_n, \quad (3.7)$$

$$\frac{d b_m}{d z} = -i \sum_n (\delta_{mn} \beta_{S_n} + Q_{Smn}) b_n - i K_{S_m0} a_0, \quad (3.8)$$

donde los coeficientes de acoplamiento se definen como

$$Q_{f_00} = \frac{k^2}{2 \beta_{f_0}} \int_{A_0} [n^2(x, y) - n_f^2(x, y)] F_0 F_0 dA, \quad (3.9)$$

$$Q_{Smn} = \frac{k^2}{2 \beta_{S_m}} \int_{A_0} [n^2(x, y) - n_S^2(x, y)] S_m S_n dA, \quad (3.10)$$

$$K_{f_0n} = \frac{k^2}{2 \beta_{f_0}} \int_{A_0} [n^2(x, y) - n_S^2(x, y)] F_0 S_n dA, \quad (3.11)$$

$$K_{S_m0} = \frac{k^2}{2 \beta_{S_m}} \int_{A_0} [n^2(x, y) - n_f^2(x, y)] S_m F_0 dA. \quad (3.12)$$

³⁸ Para realizar esta operación se integra sobre el plano transversal, se hace uso de las relaciones de ortogonalidad y se emplean las aproximaciones escalares; es decir, amplitudes de los campos lentamente variables y acoplamiento débil entre ambas guías. Estas aproximaciones permiten despreciar las derivadas segundas y las integrales de solapamiento de los campos.

Estos coeficientes de acoplamiento pueden agruparse en dos categorías, $\{Q_{f00}, Q_{smn}\}$ representan las coeficientes de autoacoplamiento de los modos de la fibra (recordemos que sólo hay uno) o de la capa plana debido a la presencia de la fibra, mientras que los coeficientes $\{K_{f0n}, K_{sm0}\}$ representan el acoplamiento cruzado entre ambas subestructuras.

De forma análoga pueden derivarse las ecuaciones de los modos compuestos si introducimos la constante de propagación de uno de esos modos en los coeficiente del desarrollo de la ecuación (3.1) en la forma

$$a_0(z) = A_0 e^{-i\beta z}, \quad (3.13)$$

$$b_m(z) = B_m e^{-i\beta z}, \quad (3.14)$$

y las ecuaciones que se obtienen pueden simplificarse acudiendo de nuevo a la aproximación de campos lentamente variables junto con la de acoplamiento débil. En este caso, las ecuaciones (3.7-8) se transforman en

$$Q_{f00} A_0 + \sum_n K_{f0n} B_n = (\beta - \beta_{f0}) A_0, \quad (3.15)$$

$$K_{sm0} A_0 + \sum_n Q_{smn} B_n = (\beta - \beta_{sm}) B_m. \quad (3.16)$$

Si nos fijamos en las ecuaciones (3.15-16), podemos observar que la evolución en z de la amplitud del campo propagado por la fibra a_0 , varía fundamentalmente con la constante de propagación de la fibra aislada, corregida mediante el coeficiente Q_{f00} , que da cuenta de la perturbación producida por la presencia de la capa plana.

Podemos escribir esta constante de propagación corregida como:

$$\hat{\beta}_{f0} = \beta_{f0} + Q_{f00}. \quad (3.17)$$

De forma análoga, nos encontramos con que la constante de propagación del modo m -ésimo aparece corregida por el coeficiente que da cuenta de la perturbación debida a la presencia de la capa

$$\hat{\beta}_{sm} = \beta_{sm} + Q_{smm}. \quad (3.18)$$

A la evolución de la amplitud del modo m -ésimo, b_m , también contribuirá el acoplamiento con otros modos de la capa, así como con el de la fibra.

Empleando la discretización para los modos de la capa anteriormente mencionada, tanto Marcuse como Zheng determinan la evolución de los coeficientes de amplitud a_0 y b_m mediante la resolución numérica de las ecuaciones (3.15-16), tomando como vector de partida el dado por $(a_0, b_1, \dots, b_m, \dots, b_N)_{z=0} = (1, 0, \dots, 0, \dots, 0)$. Esta elección representa la situación correspondiente a la excitación en el punto $z=0$ por parte del modo de la fibra. En realidad, este coeficiente no es estrictamente la amplitud del modo fundamental debido a la falta de ortogonalidad entre los modos de la capa y la fibra. Sin embargo, proporcionará una idea muy significativa de la cantidad de luz que se mantiene en la región de la fibra.

A partir del análisis del comportamiento de estos coeficientes en este modelo, se obtienen las siguientes conclusiones, apoyadas por ciertos resultados experimentales³⁹:

1. Si $\hat{\beta}_{f0} > \hat{\beta}_s$, no hay prácticamente transferencia de potencia entre la fibra y la capa plana, apareciendo únicamente una pequeña fluctuación de potencia entre ambas, de forma que la mayor parte permanece en la región de la fibra.
2. Cuando $\hat{\beta}_{f0} \cong \hat{\beta}_s$, se producen pérdidas de forma abrupta en la potencia transmitida por la fibra. Esta atenuación surge de la transferencia de potencia hacia la capa, donde se disipa sin que haya posibilidad de recuperación por el acoplamiento con la fibra.
3. Finalmente, si $\hat{\beta}_{f0} < \hat{\beta}_s$, sigue produciéndose acoplamiento debido al sincronismo con los modos de la capa que verifican la condición $\hat{\beta}_{f0} \cong \hat{\beta}_{sm}$, donde se verifica la igualdad de constantes de propagación de la fibra y la proyección so-

³⁹ A.T Andreev, K.P Panajotov. 'Distributed Single-Mode Fiber to Single-Mode Planar Waveguide Coupler'. *IEEE J. Lightwave Technol.*, **11**, 1985-1989, 1993.

bre la dirección de propagación de los modos de la capa. La potencia propagada se recupera, ya que cuando la coincidencia se produce para ángulos grandes, la eficiencia del acoplamiento disminuye hasta hacerse prácticamente despreciable.

En la práctica, la máxima atenuación se localiza en el punto en que se produce el máximo sincronismo de constantes de propagación, $\hat{\beta}_{f_0} = \hat{\beta}_s$.

Para determinar las condiciones en las que se produce el sincronismo es necesario evaluar la corrección que supone la presencia de la capa plana sobre la constante de propagación de la fibra, Q_{f_0} . Para ello empleamos la aproximación gaussiana del modo LP₀₁ guiado por la fibra⁴⁰, lo que supone una distribución espacial para el campo transversal normalizado de

$$F_0(r) = \frac{1}{r_0 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{r^2}{2r_0^2}}, \quad (3.19)$$

donde r_0 está dado por $\frac{\rho}{\sqrt{2 \ln(V)}}$, y el parámetro $V = \frac{2\pi}{\lambda} \rho \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ es la frecuencia normalizada de la fibra. Teniendo en cuenta esta aproximación, resolviendo la integral (3.9) mediante el uso de la función $\text{erfc}(z)$ ⁴¹ y utilizando las dimensiones de la Figura 3.1, el coeficiente de corrección que buscamos está dado por

$$Q_{f_0} = \frac{k_0^2}{4\beta_{f_0}} \left[(n_4^2 - n_2^2) \text{erfc}\left(\frac{\rho + D + d_1}{r_0}\right) + (n_3^2 - n_2^2) \left\{ \text{erfc}\left(\frac{\rho + D}{r_0}\right) - \text{erfc}\left(\frac{\rho + D + d_1}{r_0}\right) \right\} \right], \quad (3.20)$$

expresión que podemos evaluar numéricamente tomando los valores de índices y espesores en una fibra óptica monomodo comercial con una lámina metálica para obtener un valor típico de la perturbación de

$$\Delta n_{ef}^{Fibra} = \frac{Q_{f_0}}{k_0} \sim -10^{-4}. \quad (3.21)$$

⁴⁰ A.W Snyder, J.D Love. Optical waveguide theory. Chapman & Hall, Nueva York, 1983.

⁴¹ M Abramowitz and I.A Stegun. Handbook of mathematical functions. Dover Publications Inc., Nueva York, 1970.

Análogamente pueden obtenerse las correcciones a la constante de propagación de la estructura plana debido a la presencia de la fibra Q_{smm} , obteniendo resultados parecidos al caso de ésta. Se concluiría pues, que las correcciones perturbativas a las constantes de propagación o a sus índices de refracción efectivos correspondientes son despreciables frente al valor de los mismos, por lo que en la práctica, podremos prescindir del cálculo de tales correcciones para localizar el punto de máxima atenuación cuando se produzca la sincronía de constantes de propagación.

Sin embargo, empleando este argumento no se alcanzan resultados satisfactorios en la comparación con el experimento, como apuntan algunos autores^{42,43}, circunstancia ésta que puede apreciarse en las Figuras 3.2 c, donde representamos en detalle donde se produce la coincidencia de índices efectivos entre el modo TM_1 de la estructura de capas planas y la fibra óptica, así como los resultados experimentales obtenidos para ciertas configuraciones. Los cálculos han sido realizados empleando los datos de la Tabla 3.1.

Tabla 3.1 Datos empleados para los cálculos de los índices efectivos de propagación.

λ (nm)	n_{TiO_2}	n_{Al}^{44}
830	2	$2.75 - 8.31j$
880	2	$1.96 - 7.70j$

⁴² R. Alonso, J. Subías, J. Pelayo, F. Villuendas, J. Tornos, "Single-mode optical-fiber sensors and tunable wavelength filters based on the resonant excitation of metal-clad modes", *Appl. Opt.*, **33**, 5197-5201 (1994)

⁴³ R. Alonso, F. Villuendas, J. Tornos, J. Pelayo, "New 'in-line' optical-fiber sensor based on surface plasmon excitation", *Sensors & Actuators A*, **37-38**, 187-192 (1993)

⁴⁴ M.A. Ordal, L.L. Long, R.J. Bell, S.E. Bell, R.R. Bell, R.W. Alexander, C.A. Ward, "Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pt, Ag, Ti and W in the infrared and far infrared", *Appl. Opt.*, **22**, 7, 1103-1118, 1983.

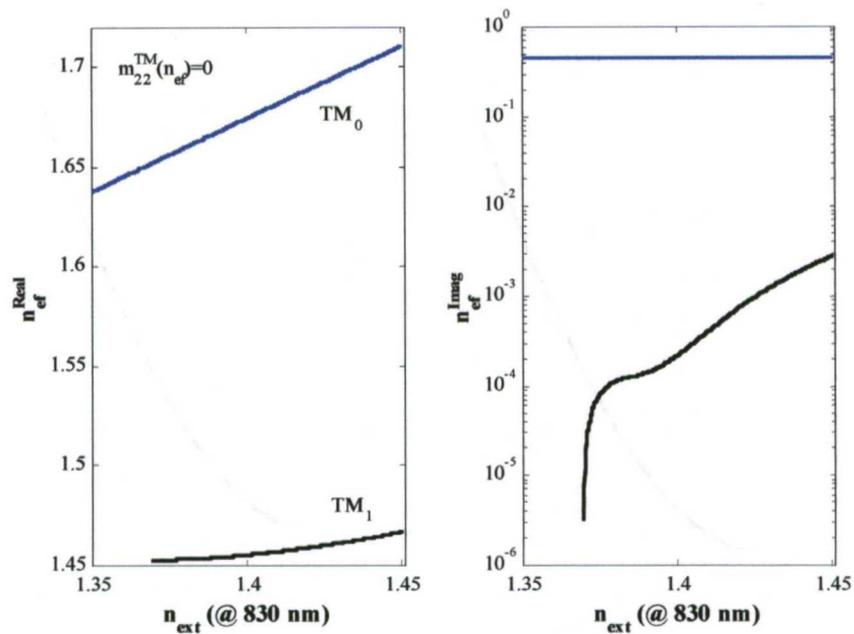


Figura 3.2 a Evolución de los índices efectivos de propagación para los modos TM_0 y TM_1 de una estructura formada por una capa de 8 nm de Al y 47 nm de TiO_2 con el índice de refracción del medio externo.

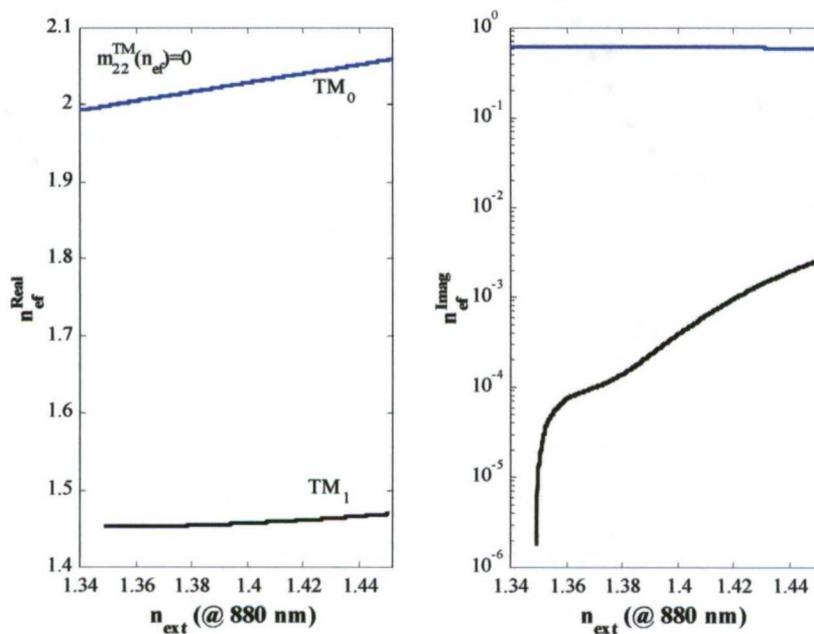


Figura 3.2 b Evolución de los índices efectivos de propagación para los modos TM_0 y TM_1 de una estructura formada por una capa de 8 nm de Al y 56 nm de TiO_2 con el índice de refracción del medio externo.

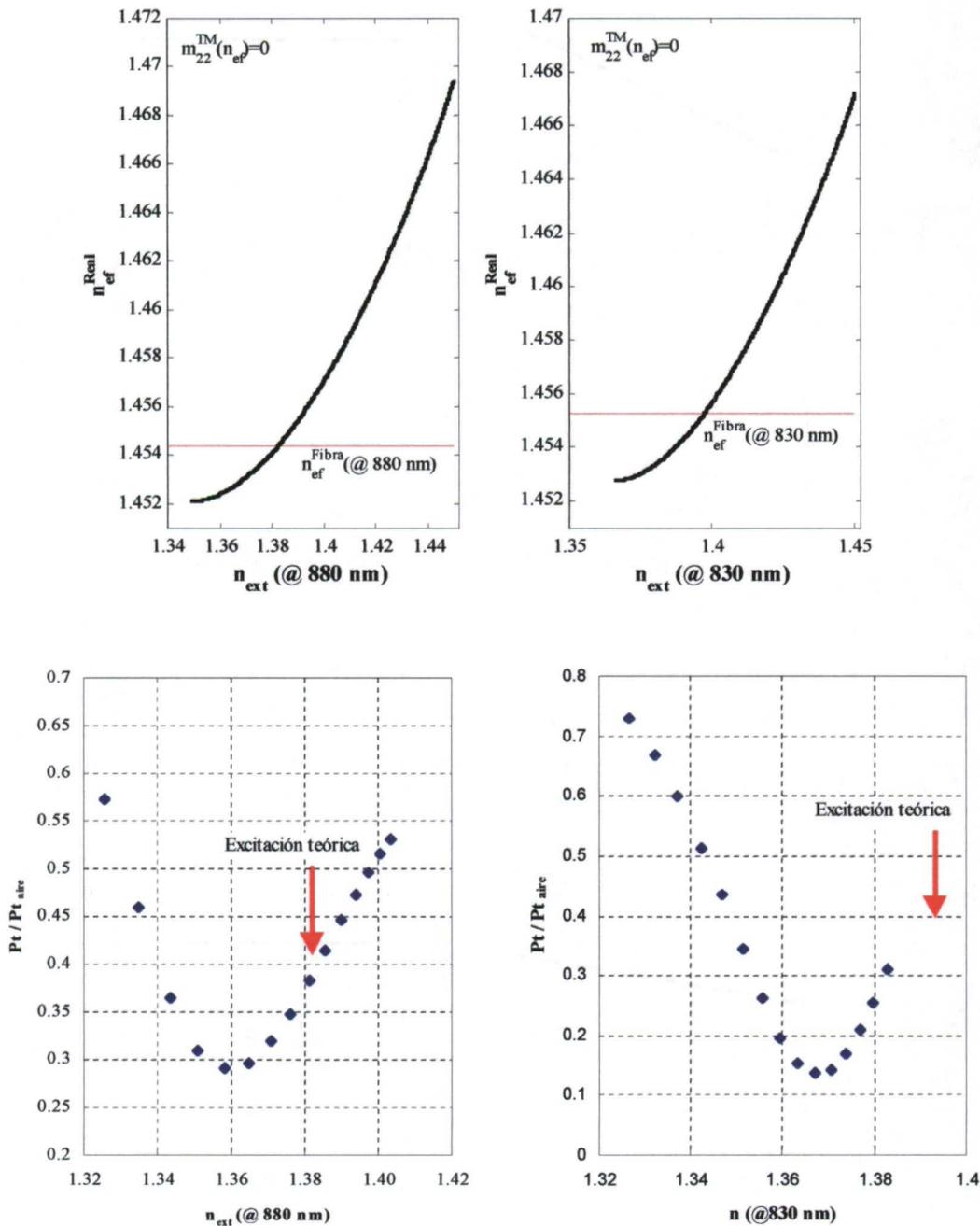


Figura 3.2 c Predicción de acoplamiento para las dos estructuras de las figuras 3.2 a y 3.2 b, y resultados experimentales obtenidos con las mismas. Se aprecia la diferencia entre la predicción del modelo y los resultados experimentales.

La discrepancia puede deberse a diferentes factores. El primero y más importante, es la consideración de acoplamiento débil a la hora de construir el modelo. En efecto, esta consideración implica que la separación entre el núcleo de la fibra y la superficie plana que

limita a la misma es suficientemente elevada, circunstancia ésta que no se verifica en la realidad. Otra posible fuente de error son los valores utilizados como parámetros de entrada para la realización de los cálculos, existiendo grandes diferencias dependiendo de la fuente bibliográfica^{45,46,47} a que se recurra. Sobre este tema volveremos más adelante en la modelización teórica del apartado 3.2.

3.1.2. Modelo de Dinleyici-Patterson

En el modelo de Marcuse-Zheng se realizan una serie de aproximaciones, tales como las de guiado débil, tanto en la fibra como en la capa plana, y acoplamiento también débil entre ambas. Como vimos en la sección anterior, empleando este modelo la predicción del acoplamiento no es todo lo precisa que debería ser. Evidentemente, la teoría del acoplamiento de modos no funciona cuando las guías de ondas están tan próximas entre sí que la perturbación de una sobre otra es fuerte y el solapamiento de campos no es despreciable, que es precisamente el caso que nos ocupa.

Para intentar remediar este tipo de problemas, Dinleyici y Patterson⁴⁸ proponen una resolución rigurosa de la estructura formada por la fibra pulida y una capa dieléctrica superpuesta. En origen, esta capa es de un material electroóptico (NbO_3Li); sin embargo no sería conceptualmente difícil ampliar el estudio a nuestro caso. Este trabajo supone la ampliación vectorial de los anteriores trabajos de Vasallo⁴⁹ en lo referente a la aplicación de capas planas superpuestas, aunque ya Marcuse *et al.*⁵⁰ habían desarrollado vectorialmente los modos de una fibra óptica limitada por un plano en uno de sus lados.

⁴⁵ F. R. Flory (Ed.), *Thin Films for Optical Systems*, Optical Engineering series, 49, Marcel Decker Inc., Nueva York, 1995.

⁴⁶ M.H. Francombe, J.L. Vossen (Eds.), *Optical Characterization of real surfaces and films*, Academic Press, Nueva York, 1994.

⁴⁷ M.Ohring, *The materials science of thin films*, Academic Press, Nueva York, 1992.

⁴⁸ M.S Dinleyici, D.B Patterson. 'Vector Modal Solution of Evanescent Coupler'. *IEEE J. Ligth. Technol.*, 15, 2316-2324, 1997.

⁴⁹ C. Vasallo. 'Rigorous Theory for modes of optical fibres with cladding limited by a plane'. *Electronics Letters*, 22, 944 – 945, 1986.

⁵⁰ D. Marcuse, F. Ladouceur, J.D. Love. 'Vector modes of D-shaped fibres'. *IEE Proceedings-J*, 139, 117-126, 1992.

Teniendo en cuenta la simetría del problema, como aparece en la figura 3.1, asumiendo que la evolución temporal de los campos es de la forma $e^{-j\omega t}$, y que la evolución espacial en la dirección de propagación es $e^{j\beta z}$, podemos representar los campos a partir de sus componentes longitudinales, obteniendo las componentes transversales a partir de las ecuaciones de Maxwell adaptadas a cada simetría parcial (ecuaciones 2.35-38 para el caso de coordenadas cilíndricas, y 2.65-68 para las coordenadas cartesianas). Así pues, para una polarización de los campos cuasi-TM⁵¹ (q -TM), las componentes longitudinales de los campos eléctrico y magnético pueden escribirse como

$$\begin{aligned} e_{z1} &= \sum_{n=0}^N A_n^{(1)} J_n(UR) \cos(n\phi) \\ h_{z1} &= \sum_{n=0}^N A_n^{(2)} J_n(UR) \sin(n\phi) \end{aligned}, \quad (3.22)$$

en el núcleo de la fibra, donde $U = k_0 \rho \sqrt{n_1^2 - n_{ef}^2}$ es el parámetro modal en el núcleo y $R = \frac{r}{\rho}$ es el radio normalizado. Esta formulación es equivalente a la que vimos en el capítulo anterior cuando hablamos de la fibra como problema aislado.

De forma análoga, definimos las componentes longitudinales de los campos en el revestimiento:

$$\begin{aligned} e_{z2} &= \sum_{n=0}^N \left(B_n^{(1)} K_n(WR) + B_n^{(2)} I_n(WR) \right) \cos(n\phi) \\ h_{z2} &= \sum_{n=0}^N \left(B_n^{(3)} K_n(WR) + B_n^{(4)} I_n(WR) \right) \sin(n\phi) \end{aligned}, \quad (3.23)$$

donde ahora el parámetro modal es $W = k_0 \rho \sqrt{n_{ef}^2 - n_2^2}$.

De manera semejante se construye un segundo conjunto de soluciones correspondientes a los modos q -TE, sin más que intercambiar los factores seno y coseno. El cum-

⁵¹ En la práctica no es posible tener un haz linealmente polarizado estricto, siempre tendremos una pequeña componente de polarización perpendicular a él.

plimiento de las condiciones de contorno en $R=1$, permitirá la expresión de los coeficientes A_n como combinación lineal de los B_n .

Los campos en la capa plana pueden expresarse como una superposición de ondas planas que carecen de una dirección de propagación preferente en el plano YZ, pero confinadas en la dirección X, con los coeficientes del desarrollo de los campos depende de la frecuencia transversal ν . De esta forma, si considerásemos una estructura multicapa, las componentes longitudinales de los campos en la capa m -ésima podrían escribirse como

$$\begin{aligned} e_{zm} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(S_{\nu m}^{(1)} e^{-j\chi_m(X-X_m)} + S_{\nu m}^{(2)} e^{j\chi_m(X-X_m)} \right) d\nu \\ h_{zm} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(S_{\nu m}^{(3)} e^{-j\chi_m(X-X_m)} + S_{\nu m}^{(4)} e^{j\chi_m(X-X_m)} \right) d\nu \end{aligned} \quad (3.24)$$

Las relaciones de dispersión en cada capa entre las diferentes constantes de propagación pueden obtenerse por medio de la sustitución de estos campos en las ecuaciones de Maxwell.

Además, hay que tener en cuenta que en el medio exterior de la estructura no aparecen componentes de campo en sentido descendente, es decir, si denominamos N al medio extremo, el campo en éste será:

$$\begin{aligned} e_{zN} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} S_{\nu N}^{(1)} e^{-\chi_N(X-X_N)} d\nu \\ h_{zN} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} S_{\nu N}^{(3)} e^{-\chi_N(X-X_N)} d\nu \end{aligned} \quad (3.25)$$

Por último, representamos aproximadamente los campos en el revestimiento como superposición de ondas planas en las proximidades de la superficie plana

$$\begin{aligned} e_{z2} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(P_{\nu} e^{-j\chi_2(X-D)} + Q_{\nu} e^{j\chi_2(X-D)} \right) d\nu \\ h_{z2} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(R_{\nu} e^{-j\chi_2(X-D)} + S_{\nu} e^{j\chi_2(X-D)} \right) d\nu \end{aligned} \quad (3.26)$$

Estas expresiones están, obviamente, relacionadas con la expresión en coordenadas cilíndricas en la ecuación 3.23. Estas relaciones serán

$$B_n^{(2)} = \frac{2}{e_n} \int_{-\infty}^{\infty} Q_{\nu} e^{-\chi_2 D} \chi_2 \cosh(n g) dg, \quad (3.27)$$

$$B_n^{(4)} = \frac{2j}{e_n} \int_{-\infty}^{\infty} S_v e^{-\chi_2 D} \chi_2 \sinh(ng) dg, \quad (3.28)$$

$$P_v = \frac{e^{-\chi_2 D}}{2\chi_2} \sum_{n=0}^{\infty} B_n^{(1)} \cosh(ng), \quad (3.29)$$

$$R_v = \frac{-j e^{-\chi_2 D}}{2\chi_2} \sum_{n=0}^{\infty} B_n^{(3)} \sinh(ng), \quad (3.30)$$

$$\text{con } e_n = \begin{cases} 2, & \text{si } n=0 \\ 1, & \text{en otro caso} \end{cases}; \text{ y } g = \text{acosh}\left(\frac{\chi_2}{W}\right).$$

Imponiendo el cumplimiento de las condiciones de contorno en las diferentes intercaras, e igualando las representaciones de los campos en el revestimiento, obtenemos el sistema de ecuaciones homogéneo de dimensión $2n$, con $2n$ coeficientes desconocidos (por ejemplo los $A_n^{(1)}$ y $A_n^{(2)}$), y con una constante de propagación β que podemos representar matricialmente como

$$\begin{bmatrix} K1_{m,n} & K2_{m,n} \\ K3_{m,n} & K4_{m,n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_n^{(1)} \\ A_n^{(2)} \end{bmatrix} = 0 \quad (3.31)$$

donde los elementos de cada submatriz son funciones complejas que dependen de la constante de propagación β y que incorporan ecuaciones integrales⁵². Este sistema complejo y homogéneo tiene por tanto soluciones diferentes de la trivial cuando el determinante de la matriz correspondiente es nulo, y es necesario truncarlo para un determinado valor de n cuando queremos calcular los valores de β . En este sentido, Vasallo⁵³ propone que las soluciones se hacen suficientemente estables a partir de $n = 3$.

Por tanto, los valores de β que verifiquen esta condición constituirán las soluciones modales de la estructura compuesta. Una vez halladas las raíces del polinomio característico, podemos calcular los coeficientes de los campos sustituyendo cada valor de β en la ecuación (3.31).

⁵² Ver Apéndice 3A al Capítulo 3.

⁵³ C. Vasallo. 'Rigorous Theory for modes of optical fibres with cladding limited by a plane'. *Electronics Letters*, **22**, 944 – 945, 1986.

Aplicando este formalismo, los autores identifican dos tipos de soluciones:

1. Modos confinados en el sistema completo, que se caracterizan por su estabilidad frente a la precisión del cálculo y al número de términos considerados en el desarrollo de los campos. Suponen soluciones discretas con la mayor constante de propagación, y están bien confinados en las proximidades del núcleo de la fibra, incluso cuando la distribución del campo se localiza principalmente en la capa plana.
2. Continuo de modos no confinados, que no transfieren potencia de manera efectiva a través del acoplador, pues la potencia transferida se disipa en la estructura y no se recupera.

La transmisión de potencia a través del dispositivo puede calcularse por medio del acoplamiento entre el modo incidente por la fibra y los modos confinados. El procedimiento consiste en descomponer el modo incidente en modos confinados para posteriormente proyectar éstos tras la propagación por el dispositivo sobre el modo que se propaga por la fibra de salida. En este cálculo se desprecia la potencia disipada por el continuo de modos no confinados, circunstancia a la que numerosos autores achacan las discrepancias con los resultados experimentales y que Dinleyci no encuentra.

En el trabajo expuesto aparecen dos modos confinados, dependiendo del índice de refracción de la capa plana de manera que el primero, que aparece para índice bajo, se hace no confinado al aumentar éste, y aparece un intervalo en el que no existen soluciones confinadas hasta la aparición de soluciones correspondientes a un segundo modo confinado. Es justamente en este intervalo donde aparece un mínimo experimental en la potencia transmitida a través del sistema, lo que plantea un problema similar de falta de acuerdo con el experimento al caso del acoplamiento de modos.

La aplicación de este modelo a las estructuras que nos ocupan, lleva a una relación matricial⁵⁴ entre los coeficientes de amplitud de la representación de los campos según las ecuaciones (3.24). Empleando estas relaciones, se construye el sistema de ecuaciones de la expresión (3.31) y se buscan las raíces del determinante. Esta búsqueda no

⁵⁴ ver Apéndice 3A al Capítulo 3.

resultó fructífera dado el gran número de raíces que aparecen y la dificultad de identificarlas, problema anticipado por el autor en una comunicación privada. Si bien los algoritmos de optimización empleados lograban determinar una serie de raíces, éstas no mostraban diferencias apreciables al cambiar el índice de refracción del medio externo, con lo que la construcción de los modos de la estructura híbrida para cada índice se hacía virtualmente imposible e indiferente del índice. Esta circunstancia nos condujo a desechar esta forma de abordar el problema.

3.1.3. Modelo de capas planas equivalentes

En las secciones 3.1.1 y 3.1.2 hemos visto procedimientos más o menos rigurosos para abordar la resolución de los sistemas con geometría compleja que constituyen los dispositivos utilizados para la construcción del sensor de salinidad. Tanto uno como otro emplean diferentes aproximaciones razonables a priori. Sin embargo, como se ha comentado, los resultados que se obtienen no son completamente satisfactorios frente al esfuerzo analítico que requieren, lo que hace que sea de mayor utilidad el planteamiento de un método alternativo aproximado que permita evaluar el comportamiento del sistema de la forma más sencilla posible.

Concretamente, para disposiciones como las que nos ocupan, aparece en la literatura un modelo propuesto por Sharma *et al.*⁵⁵ que reduce la fibra óptica de la Figura 3.1, a una estructura simplificada con geometría plana como aparece en la Figura 3.3 junto con la estructura de capas, lo que supone la vuelta al carácter unidimensional del problema, que se hace así resoluble mediante el método para capas planas que vimos en la sección 2.2.2.

En este modelo simple se sustituye el núcleo de la fibra óptica por una capa plana equivalente de la que es necesario calcular sus espesor (d) y los índices de refracción equivalentes de núcleo y revestimiento, de forma que se reproduzcan lo más fielmente posible las características del modo fundamental, en aproximación escalar, propagado por la fibra óptica (LP_{01}). De esta forma, el campo evanescente que alcanza a la capa

⁵⁵ A. Sharma, J. Kompella, P. K. Mishra. 'Analysis of Fiber Directional Couplers and Coupler Half-Blocks Using a New Simple Model for Single-Mode Fibers'. *IEEE J. Lightwave Technol.*, **8**, 143-151, 1990.

superior tendrá un comportamiento equivalente al del campo procedente del modo propagado por la fibra. Por este motivo, la distancia D de la Figura 3.3 es la misma en ambos casos.

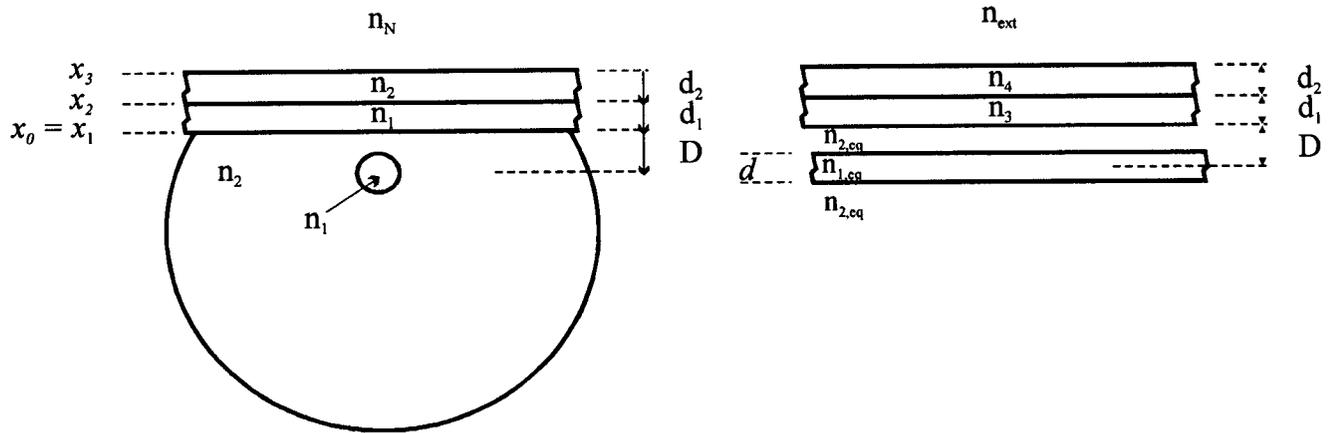


Figura 3.3 Transformación de la estructura híbrida en una estructura de capas planas equivalente

El método que siguen los autores para realizar el ajuste de parámetros es variacional, siendo los resultados que se obtienen para los índices equivalentes y el espesor d

$$n_{1,eq}^2 = n_1^2 - \frac{U^2 - p^2}{(k_0 \rho)^2}, \quad (3.32)$$

$$n_{2,eq}^2 = n_{1,eq}^2 - p^2 \frac{\sec^2(p\sigma)}{(k_0 \rho)^2}, \quad (3.33)$$

$$d = 2\sigma \rho, \quad (3.34)$$

donde el parámetro $U = k_0 \rho \sqrt{n_1^2 - n_{ef}^2}$ que aparece es el habitual para las fibras ópticas, y los parámetros p y σ se obtienen en función de la frecuencia normalizada de la fibra V como

$$p^3 = 1.3528 + 1.6880V - 0.1894V^2, \quad (3.35)$$

$$\sigma = 0.8404 + 0.0251V - 0.0046V^2. \quad (3.36)$$

Para realizar este cálculo es necesario conocer el valor de la constante de propagación del modo de la fibra, que podemos obtener en aproximación escalar mediante la expresión (2.49), a partir del conocimiento de sus índices de refracción.

Para conocer la descomposición modal de la estructura, hemos de calcular las soluciones de la ecuación $m_{22}^{TM} = 0$. El resultado para una configuración típica para nuestros sensores con de 8 nm de Al y 56 nm de TiO_2 para una longitud de onda de 880 nm presenta dos soluciones. En la figura 3.4 se aprecia una región de interacción, zona de anticruzamiento, en la que los campos son híbridos, dando lugar a la transferencia de potencia entre guías.

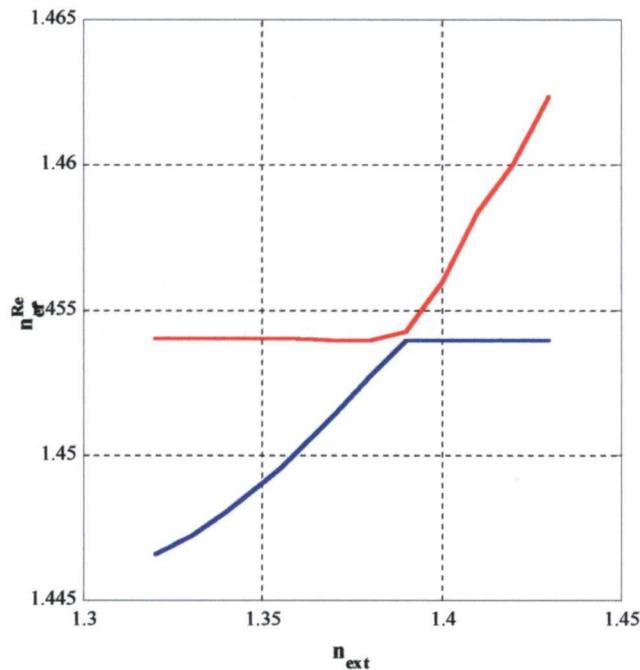


Figura 3.4 Predicción del acoplamiento mediante el modelo de capas planas para una estructura de capas de 8 nm de Al y 56 nm de TiO_2 . La zona de anticruzamiento donde se produciría la transferencia de energía, coincide prácticamente con la de la Figura 3.2 c

La zona de interacción predicha por este modelo simple coincide aproximadamente con los resultados del cruce de índices efectivos de cada una de las subestructuras en que dividíamos la estructura original en el modelo de Marcuse. Este resultado general indica que para evaluar el índice de refracción del medio externo en que se va a producir

la máxima atenuación en la potencia transmitida por la fibra óptica con la multicapa depositada, no es necesario resolver la estructura completa, ya sea en su versión simplificada o rigurosa. Bastará con analizar la evolución de los índices efectivos de cada una de las estructuras y localizar el punto de cruce, lo que plantea las mismas diferencias con los resultados experimentales que las que aparecen empleando un modelo de acoplamiento de modos como es el de Marcuse-Zheng que estudiamos en la sección 3.1.1.

Tomando este modelo como punto de partida, R. Alonso aborda un cálculo perturbativo de la estructura de la Figura 3.3, que se transforma en la Figura 3.5.

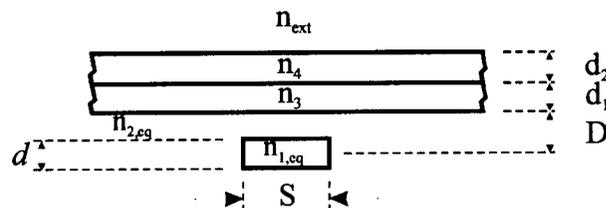


Figura 3.5 Estructura de capas planas equivalentes perturbada

La teoría perturbativa permite encontrar las soluciones aproximadas del campo electromagnético de una determinada estructura con una distribución de índice arbitraria, en función de las soluciones conocidas de una estructura similar, de modo que la primera es una perturbación de ésta última. Aunque la estructura perturbada puede diferir, en principio, arbitrariamente de la de partida, este método está especialmente indicado para el caso en que tales diferencias sean pequeñas.

La estructura que queremos resolver es la que aparece en la Figura 2.1, que es similar a la que se muestra en la Figura 3.5, y ésta puede resolverse perturbativamente a partir de la estructura de capas planas equivalentes en que se transforma la estructura original según se aprecia en la Figura 3.3.

El procedimiento para evaluar la potencia transmitida por el dispositivo es esencialmente análogo al seguido por Dinleyci, es decir, en primer lugar se obtiene la descomposición modal de la estructura perturbada. El campo incidente desde la fibra en su formato de capas planas equivalentes se proyecta sobre los modos propios de la estructura,

se propagan a lo largo de la longitud de interacción⁵⁶ (ecuación 3.37) y se vuelven a proyectar sobre el modo propagado por la fibra.

$$L_{ef} = \left[\frac{2\pi R \rho}{V} \right]^{1/2}. \quad (3.37)$$

Empleando el formalismo perturbativo, R. Alonso consigue situar la resonancia en el punto en que aparece experimentalmente. Sin embargo, el modelo no es capaz de proporcionar una explicación satisfactoria de la anchura y profundidad de las resonancias que se encuentran, apareciendo fluctuaciones sobre la potencia transmitida en la zona de índice de refracción exterior superior al de la localización de la resonancia. Esta carencia la atribuye el autor a la no consideración de los campos de radiación en el modelo, sin embargo, en su cálculo aparecen integrales divergentes en la dirección y que elimina despreciando la contribución de la dimensión transversal del núcleo, con lo que pierde la información de tal dimensión, en la que los campos dejarían de permanecer confinados.

3.2. Modelización teórica

3.2.1. Modelo cuasi-geométrico

Los modelos que hemos estudiado hasta el momento afrontan el problema de resolver la estructura mixta desde dos puntos de vista: en el primero se separa el problema completo en dos subestructuras simples con solución analítica evaluando el comportamiento del dispositivo a partir del acoplamiento de modos; en el otro se intentan conseguir soluciones del sistema completo como tal o empleando una simplificación de la geometría. En ambos casos, se predice la resonancia a partir de la coincidencia de índices efectivos de refracción entre la fibra óptica y la estructura donde se produce la interacción, y que como vimos no proporciona resultados satisfactorios. La aplicación de teorías perturbativas como las llevadas a cabo por Alonso, consigue situar la posición de la resonancia pero sin embargo falla a la hora de predecir la anchura de la misma. Además este tratamiento supone una fuerte distorsión de la estructura original al plantear

⁵⁶ M.J.F. Digonnet, H.J. Shaw, 'Analysis of a Tunable Single Mode Optical Fiber Coupler, *IEEE J. Quantum Electronics*. QE-18, 746-754, 1982.

algo equivalente a la eliminación de núcleo de la fibra. Ciertos autores como Ghatak *et al.*⁵⁷, plantean la descripción de un dispositivo de capas planas como guía de ondas en base al formalismo de coeficientes de reflexión. Esta idea sirve a Tseng *et al.*⁵⁸ para, empleando el modelo de capas planas equivalentes, estudiar el comportamiento como polarizador de un sistema como los ya descritos.

Partiendo del trabajo de este último con ciertas modificaciones, planteamos la explicación de las estructuras que forman los sensores⁵⁹, fibra óptica y una estructura de capas superpuesta, desde un punto de vista geométrico, y se emplea además el formalismo matricial que vimos en el capítulo 2 al estudio del coeficiente de reflexión. Utilizando la descripción matricial de la transmisión de una capa a la siguiente, se obtiene la matriz que caracteriza el comportamiento de la estructura como:

$$M = T(N-1, N) P(N) \dots P(1) T(0, 1) = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}, \quad (3.38)$$

donde ahora se substituye el índice efectivo de propagación de la fibra por la proyección del índice de refracción en la dirección z , n_z , definido a partir de la Figura 3.6 por:

$$n_z = n_{1,eq} \cos \theta_z = n_{1,eq} \sin \theta, \quad (3.39)$$

con $\sin \theta = \frac{n_2}{n_{ef}}$. Para realizar esta aproximación contamos con que el modo que se pro-

paga por una fibra real lo hace con un índice efectivo n_{ef} , permaneciendo confinado principalmente en el núcleo, lo que trasladado a un formalismo de rayos significa que se encontrará con un medio de índice n_2 que es el correspondiente al revestimiento.

Esta representación, nos permite calcular el coeficiente de reflexión como el cociente

$r = \frac{m_{12}}{m_{22}}$, y la reflectividad como su módulo al cuadrado.

⁵⁷ A. K. Ghatak, K. Thyagarajan, M.R. Shenoy, "Numerical analysis of planar optical waveguides using matrix approach", *IEEE J. Ligth. Technol.*, **LT-5**, 5, 660-667, 1987.

⁵⁸ S-M. Tseng, K-Y. Hsu, H-S. Wei, K-F. Chen, "Analysis and experiment of thin metal-clad fiber polarizer with index overlay", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 5, 628-630, 1997.

También vimos en la revisión de la literatura, que autores como Digonnet *et al.*⁶⁰ proporcionan resultados acerca de la longitud de interacción efectiva del sistema, que puede escribirse como:

$$L_{ef} = \left[\frac{2\pi R \rho}{V} \right]^{1/2}, \quad (3.40)$$

donde R es el radio de curvatura de la fibra, ρ es el radio del núcleo, y V es la frecuencia normalizada de la fibra que depende de la longitud de onda y del perfil de índices de refracción.

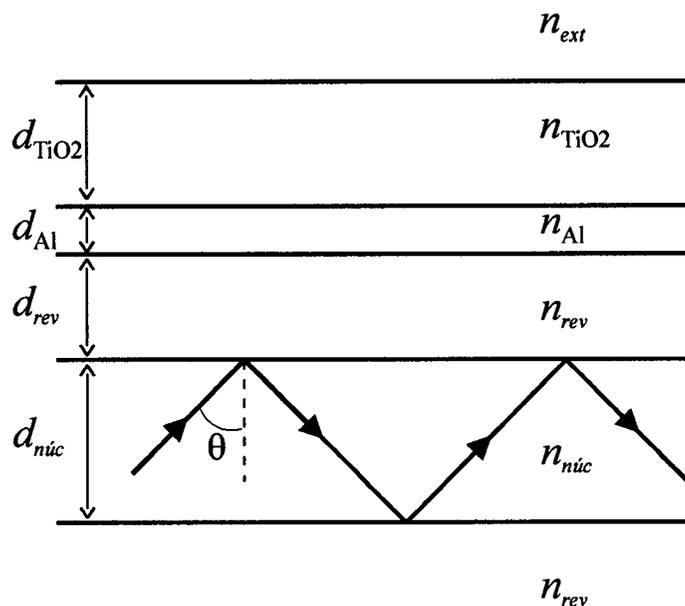


Figura 3.6 Vista lateral de la estructura de capas planas equivalente.

Esta longitud de interacción implicará la aparición de múltiples reflexiones en la multicapa, en virtud del concepto geométrico de propagación en fibras ópticas, tal y como se muestra en la Figura 3.6, donde se ha despreciado el efecto Goos-Haenchen.

⁵⁹ Ó. Esteban, M.C. Navarrete, A. González-Cano, E. Bernabeu, "Simple model of compound waveguide structures used as fiber-optics sensors", *Optics and Lasers in Engineering*, **33**, 219-233, 2000.

⁶⁰ M.J.F. Digonnet, H.J. Shaw, 'Analysis of a Tunable Single Mode Optical Fiber Coupler', *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-18**, 746-754, 1982.

También hay que tener en cuenta que estamos trabajando con fuentes LED, que presentan una cierta anchura espectral, entre 55 y 66 nm, como se aprecia en la Figura 3.7.

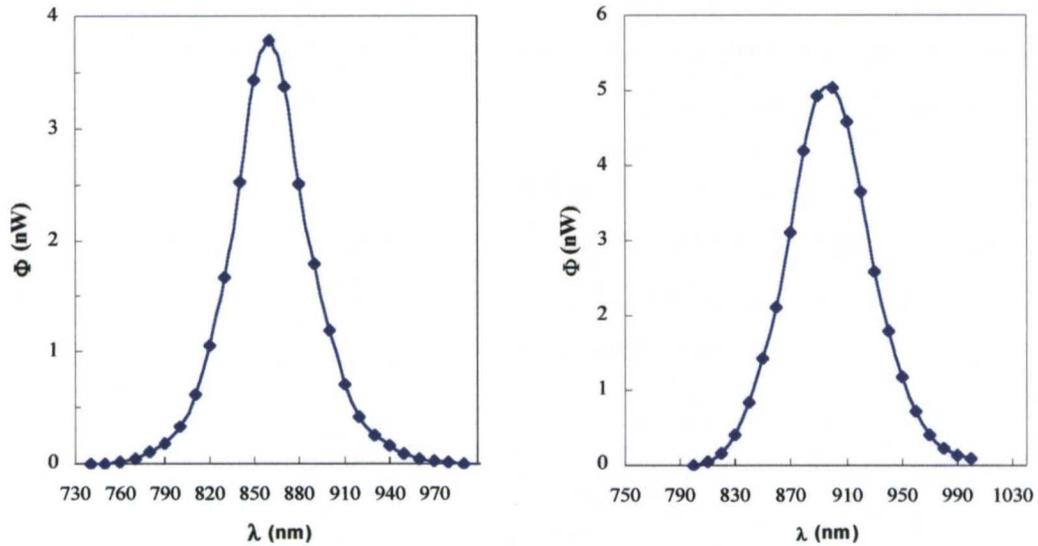


Figura 3.7 Distribución espectral de los LEDs utilizados en las pruebas de caracterización de los sensores, de las que hablaremos en el capítulo 4.

Si analizamos el comportamiento de la reflectividad con la longitud de onda contando con los datos de la Tabla 3.2, observamos diferencias en la posición del mínimo, como puede verse en la Figura 3.8. Esto impone la consideración de que en los parámetros que intervienen en la construcción de la estructura sea tenido en cuenta su comportamiento espectral. De esta forma, en las ecuaciones (3.38-39) debe aparecer la longitud de onda como parámetro. Con lo que se transforman en:

$$M(\lambda) = T(N-1, N)P(N) \dots P(1)T(0, 1) = \begin{bmatrix} m_{11}(\lambda) & m_{12}(\lambda) \\ m_{21}(\lambda) & m_{22}(\lambda) \end{bmatrix}, \quad (3.41)$$

$$n_z(\lambda) = n_{1,eq}(\lambda) \cos \theta_z(\lambda), \quad (3.42)$$

$$\cos \theta_z(\lambda) = \frac{n_z(\lambda)}{n_{ef}(\lambda)}, \quad (3.43)$$

$$r = \frac{m_{12}(\lambda)}{m_{22}(\lambda)}. \quad (3.44)$$

El procedimiento a seguir entonces, para evaluar el comportamiento del dispositivo, será:

1. Calcular la reflectividad espectral discreta en el rango determinado por el LED, empleando el formalismo matricial y teniendo en cuenta las N reflexiones múltiples producidas en la longitud de interacción.
2. Construir la envolvente de esa reflectividad mediante integración discreta de los resultados obtenidos en el apartado anterior. Para ello, elegimos los valores significativos a tenor del comportamiento espectral de la fuente, asignando el peso en función de la curva espectral de la misma.

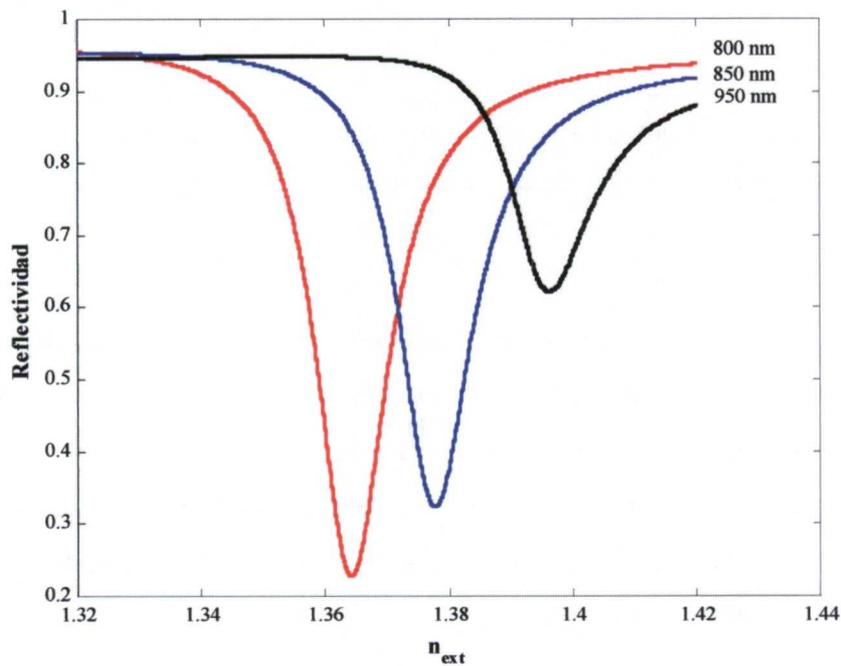


Figura 3.8 Reflectividad en función de la longitud de onda en una estructura equivalente a la fibra óptica con una capa de 8 nm de Al y 56 nm de TiO_2 .

Tabla 3.2 Datos para el cálculo de la figura 3.8

λ (nm)	n_{Al}	n_{TiO_2}	n_{ef}^{Fibra}	$n_{núc}^{eq}$	n_{rev}^{eq}
800	$1.99 - 7.05j$	2.01	1.4559	1.4571	1.4528
850	$2.08 - 7.15j$	2.00	1.4549	1.4562	1.4519
950	$1.75 - 8.5j$	1.99	1.4533	1.4548	1.4506

Siguiendo este procedimiento, podemos obtener la potencia óptica total reflejada por el sistema, mediante la suma ponderada de las reflectividades para cada longitud de onda,

$$R(\lambda) = \frac{|m_{12}(\lambda)|^{2N}}{|m_{22}(\lambda)|}, \quad (3.45)$$

$$\Phi_r = \sum_i R_i(\lambda_i) \Phi_i(\lambda_i). \quad (3.46)$$

Por tanto, asumiendo que toda esta potencia óptica se recoge por la fibra sin pérdidas de ningún tipo hasta el detector, podemos establecer la relación entre la potencia óptica transmitida por la fibra con el índice de refracción del medio externo, normalizando respecto al valor obtenido considerando $n = 1$ como índice exterior.

Un detalle a considerar, si atendemos a la predicción de acoplamiento que se obtiene por los métodos, es que el índice de refracción del medio externo en que se produce el acoplamiento, y por tanto un mínimo en la potencia óptica transmitida por la fibra, no es el que se obtiene experimentalmente. Sin embargo, el desplazamiento de este punto siempre se produce en el mismo sentido, lo que nos lleva pensar en algún problema de ajuste con los valores iniciales de los parámetros que intervienen en la estructura. Esto nos retrotrae a los problemas con los índices que también encontramos en con el resto de modelos. Una revisión exhaustiva de la literatura permite confirmar las discrepancias en los datos de índices que proporcionan los diferentes autores.

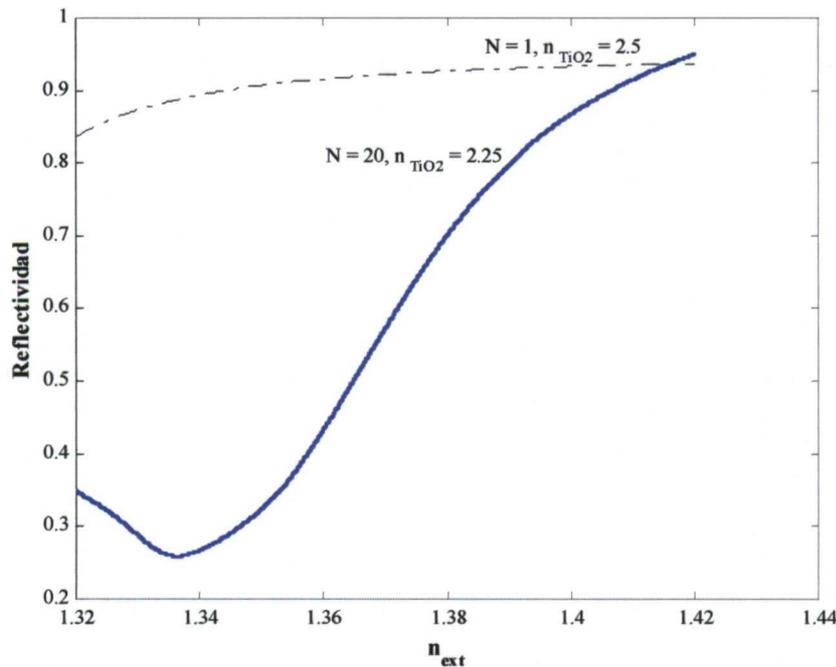


Figura 3.9 Comportamiento del modelo para diferente número e reflexiones y utilizando el valor nominal de índice para el TiO_2 (masivo), y otro valor aproximado.

De todos ellos, el que parece ser menos fiable según los trabajos de ciertos autores^{61,62,63,64} es el índice de refracción del TiO_2 por sus especiales características a la hora de ser depositado sobre un sustrato, mientras que los valores del índice del metal aparecen estudiados en la literatura de forma más exhaustiva^{65, 66}, de donde puede obtenerse la información espectral necesaria. Además, los espesores de las capas pueden determi-

⁶¹ A. Alvarez-Herrero, A.J Fort, H. Guerrero, E. Bernabeu, "Ellipsometric characterization and influence of relative humidity on TiO_2 layers optical properties", *Thin Solid Films*, **349**, 212-219, 1999.

⁶² H.K Pulker, G. Paesold, "Refractive indices of TiO_2 films produced by reactive evaporation", *Appl. Opt.* **15**, 2986-2991, 1976.

⁶³ H. Wang, "Spectrophotometric measurements on a TiO_2 film with columnar-structure-induced anisotropy", *Fiber and Integrated Optics*, **15**, 37-44, 1996.

⁶⁴ F. R. Flory (Ed.), *Thin Films for Optical Systems*, Optical Engineering series, **49**, Marcel Decker Inc., Nueva York, 1995.

⁶⁵ M.A Ordal, L.L Long, *et al.*, "Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti and W in the infrared and far infrared", *Appl. Opt.* **22**, 1099-1119, 1983.

⁶⁶ E. D Palik, *Handbook of optical constants of solids*, Academic Press, San Diego, 1998.

narse con una precisión de ± 1 nm, que no justificaría el desplazamiento observado. Empleando los valores nominales de índice del TiO_2 , se obtienen resultados para la potencia óptica reflejada como los que pueden verse en la Figura 3.9, por lo que podemos ajustar el valor a los resultados experimentales sin más que modificar dicho valor. Es de señalar que este ajuste se hace a posteriori sobre la potencia óptica transmitida obtenida experimentalmente, sin embargo el valor obtenido en el ajuste puede aplicarse a otros dispositivos construidos bajo las mismas condiciones para predecir su comportamiento respecto del índice exterior. Una muestra de las soluciones que proporciona este método puede verse en las Figuras 3.10, en las que se localiza el mínimo de potencia transmitida así como una estimación de la anchura en la respuesta, lo que da una idea de la sensibilidad del dispositivo respecto del índice exterior.

En el cálculo, se asume que las capas involucradas son totalmente planas. Si se considerara la rugosidad de las mismas, el punto de la resonancia podría sufrir un ligero desplazamiento por la dependencia con el ángulo de incidencia. Además, se ha considerado que las pérdidas de potencia óptica transmitida sólo se producen en la región de interacción, hecho que deriva de la concepción geométrica de la fibra.

Sin embargo, aún con todas las simplificaciones que supone, este método permite disponer de una herramienta de diseño rápida, sencilla y versátil, pues a partir de un primer resultado de caracterización de un sensor que sirve como calibración, podemos predecir el comportamiento de otros semejantes en cuanto a la localización de la resonancia y su anchura, sin necesidad de realizar los cálculos complejos y voluminosos de los otros métodos.

Resumiendo, el procedimiento a seguir para proceder con este método sería:

1. obtención de una primer curva experimental de respuesta del sistema,
2. determinación de los parámetros que intervienen, es decir, de índices equivalentes de núcleo y revestimiento, espesor equivalente del núcleo y longitud de interacción,
3. cálculo preliminar de la reflectividad del sistema con los valores nominales de índice de refracción y espesor para los materiales que componen la estructura, teniendo en cuenta la anchura espectral de la fuente,

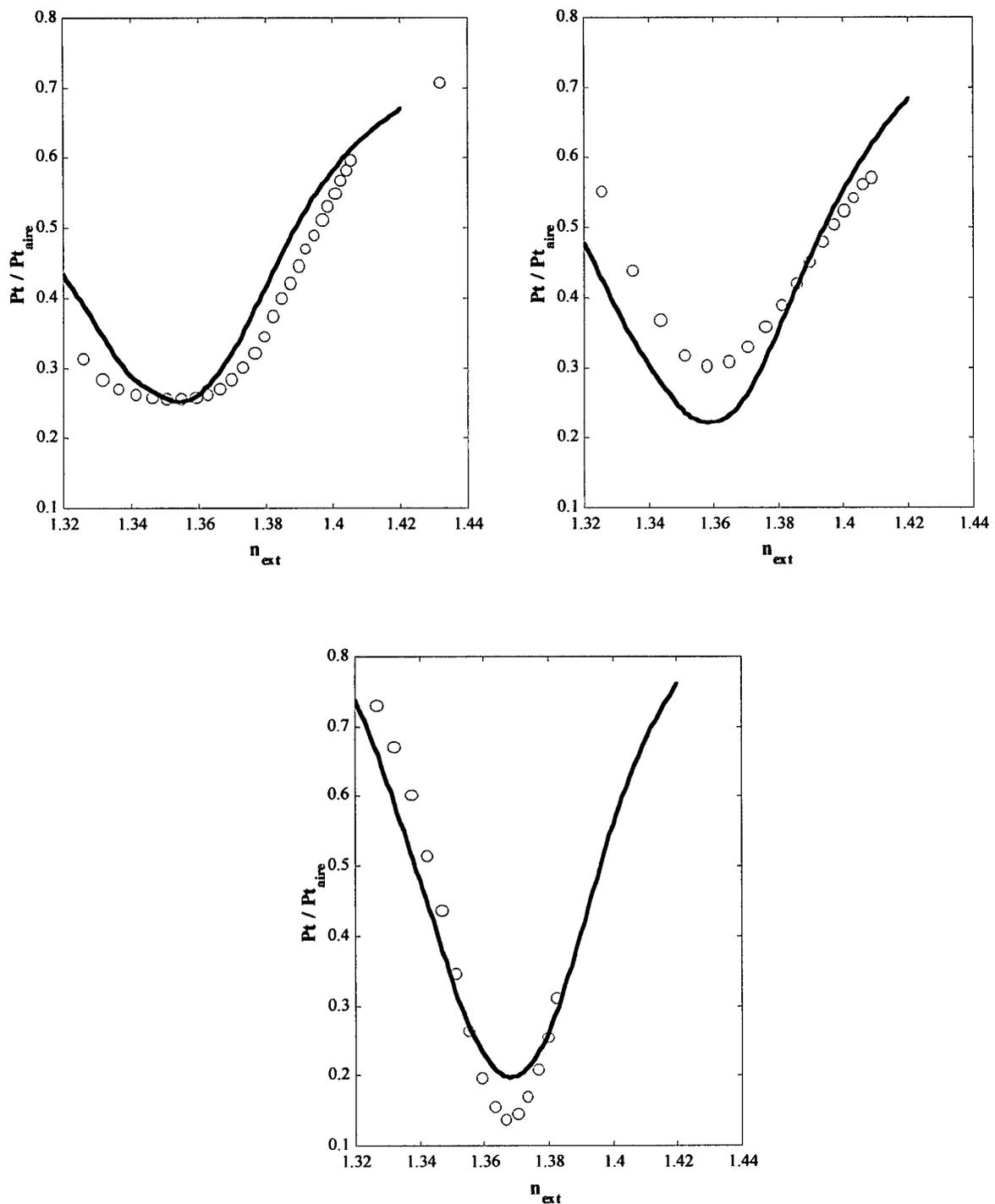
4. corrección del índice del TiO_2 hasta ajustar el valor del mínimo de reflectividad.

Figura 3.10 Comparación teoría-experimento mediante el modelo quasi-geométrico. Los círculos son los datos experimentales, y la línea continua es el resultado del modelo.

3.2.2. Modelo de balance energético

En el modelo cuasi-geométrico achacamos las diferencias entre los resultados teóricos proporcionados por la coincidencia de índices de refracción efectivos, a los posibles errores en el valor del índice de refracción del TiO_2 , consiguiendo un resultado cualitativamente aceptable sin más que reajustar su valor en base a ciertos trabajos de tipo experimental. Sin embargo, hay diferentes autores^{67,68,69} que encuentran el mismo tipo de desajuste empleando únicamente una capa metálica.

Un punto en común a todos los modelos estudiados en los apartados anteriores es la asunción de una descomposición de tipo modal. Esta hipótesis es razonablemente válida en cuanto a la obtención de una visión sencilla del fenómeno que sucede en este tipo de dispositivos, y además proporciona una herramienta de cálculo relativamente simple siempre y cuando no se intente abordar la solución completa del sistema. Sin embargo, ya hemos visto que los resultados cuantitativos no son lo suficientemente precisos.

Esto nos lleva a proponer otro tipo de acercamiento al problema que proporcione una idea más real de lo que está sucediendo cuando se produce la interacción.

En última instancia, los resultados experimentales que se obtienen provienen de una pérdida de energía por parte del modo guiado por la fibra en su interacción con un medio externo a través de la excitación de un plasmón superficial. Vamos a concentrarnos en el plasmón superficial de largo alcance, que se localiza en la parte superior de la capa metálica. Para estudiar la situación, deberemos establecer una relación entre la distribución de energía en ese punto y el índice de refracción exterior. Para ello, renunciamos a intentar obtener una formulación modal y nos concentraremos en la distribución de campo eléctrico en la parte superior de la capa metálica, empleando la formulación de los campos propuesta por Baida *et al.*⁷⁰. Esta formulación se basa en una descripción de

⁶⁷ R. Alonso, J. Subias, J. Pelayo, F. Villuendas, F. Tornos, "Singl-mode, optical-fiber sensors and tunable filters based on the resonant excitation of metal-clad modes", *Appl. Opt.*, **33**, 5197-5201, 1994.

⁶⁸ C.A. Millar, B.J. Ainslie, M.C. Brierley, S.P. Craig, "Fabrication and characterization of D-fibres with a range of accurately controlled core-flat distances", *Electron. Lett.*, **22**, 322-324, 1986.

⁶⁹ C.A. Millar, M.C. Brierley, S.R. Mallinson, "Exposed-core singl-mode-fiber channel-dropping filter using a high-index overlay", *Opt. Lett.*, **12**, 284-286, 1987.

⁷⁰ F.I Baida, D. Van Labeke, J.M. Vigoureux. "Theoretical study of near-field surface plasmon excitation, propagation and diffraction", *Opt. Commun.* **171**, 317-331, 1999.

los campos como expansión de Rayleigh, que es rigurosamente válida en cada una de las regiones homogéneas que componen la estructura,

$$\mathbf{E}_m(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} e^{j(vy+\beta z)} \left[\mathbf{A}_m^+(v, \beta) e^{j\zeta_m x} + \mathbf{A}_m^-(v, \beta) e^{-j\zeta_m x} \right] dv d\beta, \quad (3.47)$$

donde v y β son las componentes del vector de ondas paralelo a la intercara, mientras que ζ_m es la componente x del vector de ondas, y es por tanto perpendicular a la intercara, según el sistema de referencia adoptado. Empleando las ecuaciones de Maxwell, 2.1-4, es posible determinar las relaciones de dispersión en cada capa, con lo que será posible expresar ζ_m como función de v y β :

$$(\mathbf{k}_m^+)^2 = (\mathbf{k}_m^-)^2 = k_0^2 n_m^2 \Rightarrow \zeta_m = \left[k_0^2 n_m^2 - v^2 - \beta^2 \right]^{1/2}. \quad (3.48)$$

En la expresión 3.47, aparecen los vectores de amplitud de Fourier de las ondas planas que se propagan en el sentido de x creciente ($\mathbf{A}_m^+(v, \beta)$) y decreciente ($\mathbf{A}_m^-(v, \beta)$), que son funciones vectoriales de v y β dependientes entre sí por la condición de anulación de la divergencia de \mathbf{E} , con lo que deberán verificarse las relaciones:

$$\zeta_m (\mathbf{A}_m^+)_x + v (\mathbf{A}_m^+)_y + \beta (\mathbf{A}_m^+)_z = 0, \quad (3.49)$$

$$-\zeta_m (\mathbf{A}_m^+)_x + v (\mathbf{A}_m^+)_y + \beta (\mathbf{A}_m^+)_z = 0. \quad (3.50)$$

Además, hay que tener en cuenta que en el medio semi-infinito exterior a la estructura no hay componente descendente de campo, con lo que el vector $\mathbf{A}_m^-(v, \beta)$ se hace idénticamente nulo en ese medio.

En resumen, tenemos una expresión vectorial del campo eléctrico en las que encontramos ondas homogéneas para las que ζ_m es real, y que corresponden a bajas frecuencias espaciales $(v^2 + \beta^2) < k_0^2 n_m^2$, y ondas evanescentes con ζ_m imaginaria, correspondientes a altas frecuencias espaciales $(v^2 + \beta^2) > k_0^2 n_m^2$.

Una vez obtenidas las amplitudes de Fourier en la capa que nos interesa, podemos calcular el campo \mathbf{E}_m realizando la integral numérica de la ecuación (3.47) por medio de un algoritmo de FFT (*Fast Fourier Transform*). Nuestro algoritmo tiene en cuenta las

dimensiones físicas de la capa superpuesta que empleamos, que típicamente es de unos 40 mm de largo (en la dirección de propagación) y 3 mm de ancho (en la dirección transversal a la de propagación). Con estos valores y tomando un muestreo de 128 puntos, se obtienen los valores de los intervalos de integración en las diferentes direcciones,

$$\Delta\beta = \frac{128}{z} = 3.2 \times 10^{-3}, \quad (3.51)$$

$$\Delta\nu = \frac{128}{y} = 0.043. \quad (3.52)$$

Para obtener el campo en la capa m -ésima, debemos relacionar las amplitudes de Fourier en esa capa con el campo incidente sobre la estructura que, como más adelante veremos, es el campo evanescente procedente de la fibra óptica a la que se ha eliminado el revestimiento parcialmente. Empleando solamente términos especulares, es decir, prescindiendo de intercaras rugosas, podemos expresar esta relación introduciendo vectores de seis componentes en los que se encuentra la información acerca de las amplitudes de Fourier de los campos en cada medio homogéneo:

$$\mathbf{A}_m(\mathbf{k}) = \begin{bmatrix} (\mathbf{A}_m^+)_x \\ (\mathbf{A}_m^+)_y \\ (\mathbf{A}_m^+)_z \\ (\mathbf{A}_m^-)_x \\ (\mathbf{A}_m^-)_y \\ (\mathbf{A}_m^-)_z \end{bmatrix}. \quad (3.53)$$

Aplicando las condiciones de contorno en la intercara situada entre las capas m y $m+1$, obtenemos un sistema de ecuaciones resoluble recursivamente, que podemos representar matricialmente como

$$\mathbf{A}_{m+1}(\mathbf{k}) = M^{m,m+1} \mathbf{A}_m(\mathbf{k}), \quad (3.54)$$

donde $\mathbf{k}=(0, \nu, \beta)$ es la proyección del vector de ondas paralela a la intercara, y la matriz que relaciona las amplitudes en la intercara de dos capas contiguas es

$$M^{m,m+1}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\zeta_{m+1}} \begin{bmatrix} \frac{(n_m^2 \zeta_{m+1} + n_{m+1}^2 \zeta_m) C_m}{n_{m+1}^2} & 0 & 0 & \frac{(n_m^2 \zeta_{m+1} - n_{m+1}^2 \zeta_m)}{n_{m+1}^2 C_m} & 0 & 0 \\ \frac{v(n_{m+1}^2 - n_m^2) C_m}{n_{m+1}^2} & (\zeta_{m+1} + \zeta_m) C_m & 0 & \frac{v(n_{m+1}^2 - n_m^2)}{n_{m+1}^2 C_m} & \frac{(\zeta_{m+1} - \zeta_m)}{C_m} & 0 \\ \frac{-\beta(n_{m+1}^2 - n_m^2) C_m}{n_{m+1}^2} & 0 & (\zeta_{m+1} + \zeta_m) C_m & \frac{-\beta(n_{m+1}^2 - n_m^2)}{n_{m+1}^2 C_m} & 0 & \frac{(\zeta_{m+1} - \zeta_m)}{C_m} \\ \frac{(n_m^2 \zeta_{m+1} - n_{m+1}^2 \zeta_m) C_m}{n_{m+1}^2} & 0 & 0 & \frac{(n_m^2 \zeta_{m+1} + n_{m+1}^2 \zeta_m)}{n_{m+1}^2 C_m} & 0 & 0 \\ \frac{-v(n_{m+1}^2 - n_m^2) C_m}{n_{m+1}^2} & (\zeta_{m+1} - \zeta_m) C_m & 0 & \frac{-v(n_{m+1}^2 - n_m^2)}{n_{m+1}^2 C_m} & \frac{(\zeta_{m+1} + \zeta_m)}{C_m} & 0 \\ \frac{\beta(n_{m+1}^2 - n_m^2) C_m}{n_{m+1}^2} & 0 & (\zeta_{m+1} - \zeta_m) C_m & \frac{\beta(n_{m+1}^2 - n_m^2)}{n_{m+1}^2 C_m} & 0 & \frac{(\zeta_{m+1} + \zeta_m)}{C_m} \end{bmatrix}, \quad (3.55)$$

donde $C_m = e^{j\zeta_m(\mathbf{k})d_m}$ es el término de propagación en la capa m -ésima de espesor d_m .

Por tanto, podemos obtener el campo en la superficie de la capa metálica empleando un producto de estas matrices de transmisión aplicado sobre el campo incidente.

Campo incidente

Como hemos dicho anteriormente, el campo incidente sobre la estructura de capas será el campo evanescente procedente de la fibra modificada según la figura 2.1. Consideraremos para ello las soluciones de una guía de ondas cilíndrica con perfil de salto de índice en aproximación escalar que obtuvimos en el capítulo 2 (ecuaciones 2.45-48), de forma que el único modo que se propaga por la fibra es el modo fundamental (LP_{01}) polarizado según el eje x . Asumiendo esta aproximación, en la superficie plana que se genera al efectuar el pulido lateral de la fibra tendremos una distribución de campo eléctrico dependiente de las coordenadas espaciales z e y . Si tenemos en cuenta la curvatura que se introduce en la fibra para el pulido, disponemos de una relación entre la distancia a la superficie plana D con la coordenada z dada por

$$D(Z) = D_0 + \Delta D(Z), \quad (3.56)$$

$$\Delta D(Z) = R - [R^2 - Z^2]^{1/2}, \quad (3.57)$$

donde D_0 es la distancia mínima entre el eje de la fibra y la superficie plana, R es el radio de curvatura de la fibra y Z es la coordenada longitudinal normalizada con el radio del núcleo de la fibra. Utilizando las dimensiones geométricas proporcionadas en la

preparación de las muestras⁷¹, se obtiene una intensidad en la superficie como la que se muestra en las Figuras 3.11.

Realizando la transformada de Fourier inversa sobre las componentes del campo no nulas podemos obtener la expresión del campo incidente sobre la estructura de capas planas como función de las componentes del vector de ondas paralelas a las intercaras. La amplitud de este campo incidente, viene dada por

$$\mathbf{E}_{inc} = \begin{bmatrix} e_x^+(\nu, \beta) \\ 0 \\ e_z^+(\nu, \beta) \end{bmatrix} \quad (3.58)$$

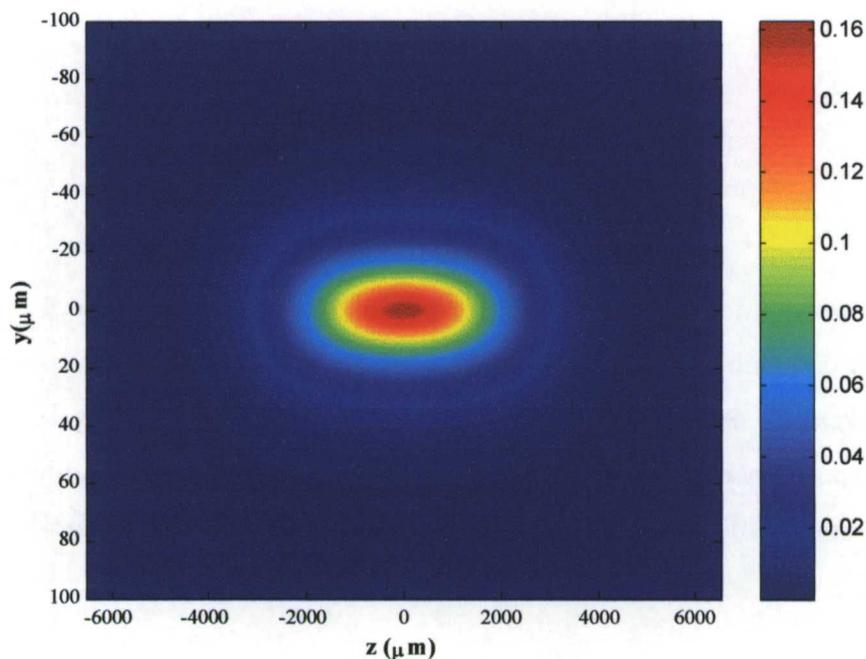


Figura 3.11a Distribución de intensidad del campo evanescente sobre la superficie pulida de la fibra.

⁷¹ Muestras realizadas siguiendo el procedimiento descrito por R. Alonso, Estudio teórico y experimental de dispositivos ópticos basados en el acoplamiento entre el modo guiado por una fibra óptica y estructuras multicapa incluyendo medios metálicos, Tesis Doctoral, Universidad de Zaragoza 1995.

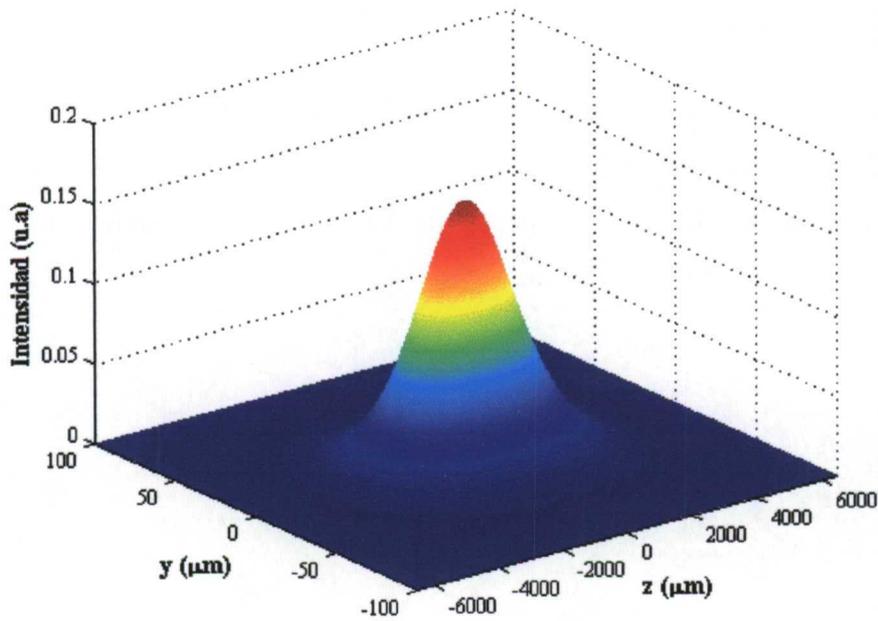


Figura 3.11b Representación tridimensional de la distribución de intensidad sobre la superficie plana de la fibra.

La propagación del campo evanescente procedente de la fibra hacia el exterior debe verificar las condiciones de contorno habituales: continuidad de las componentes transversales del campo eléctrico y de las componentes normales del vector desplazamiento, lo que se expresa mediante la matriz de transmisión de una capa a la siguiente (ecuación 3.54). Aplicando el formalismo matricial, obtendremos las componentes de la amplitud en el metal

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}_{ext}^+(\nu, \beta) \\ \mathbf{A}_{ext}^-(\nu, \beta) \end{bmatrix} = M_T \mathbf{E}_{inc}, \quad (3.59)$$

donde M_T es la matriz resultante del producto de las matrices parciales de transmisión en cada una de las intercaras, de la misma forma que obteníamos la matriz del sistema de multicapas en el capítulo 2. El vector de 6 componentes a que da lugar esta operación incluye las componentes de amplitud en sentido ascendente y descendente.

Una vez conocidas las amplitudes de Fourier del campo en la zona de interés, que es la superficie de separación del metal con el medio inmediatamente superior, podemos

conocer el campo eléctrico por medio de la ecuación 3.47, procesada mediante el algoritmo de FFT.

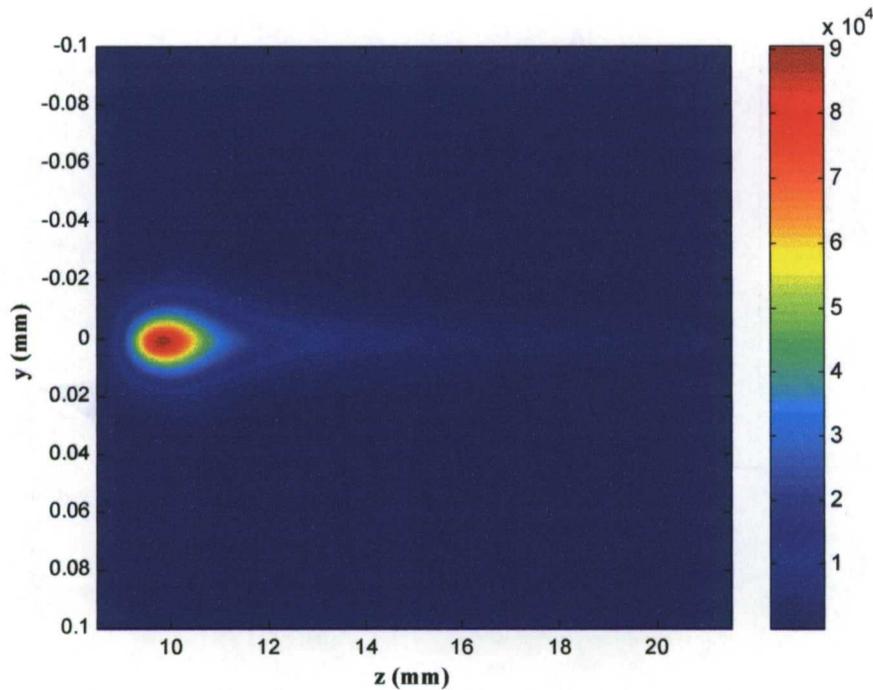


Figura 3.12a Distribución de intensidad del campo sobre la superficie externa de la capa de Au depositada sobre la fibra.

En la Figura 3.12a podemos comprobar la distribución de intensidad sobre la superficie metálica para un índice de refracción del medio externo de 1.4393, que es aproximadamente donde se localiza el mínimo experimental de la potencia transmitida por el sistema para el caso de una única capa metálica de oro depositada sobre una fibra óptica comercial⁷² a una longitud de onda de $1.55 \mu\text{m}$. En la Figura 3.12b, puede verse la propagación del plasmón superficial en la superficie en una representación tridimensional.

La longitud de propagación del plasmón superficial está relacionada con la parte imaginaria de la constante de propagación del campo en la superficie.

⁷² Fibra óptica monomodo con núcleo de $9 \mu\text{m}$ de diámetro. Los datos utilizados para la simulación implican un radio de curvatura $R=192 \text{ mm}$, una distancia del borde del núcleo a la superficie $D=5 \mu\text{m}$, un índice de refracción del núcleo $n_1=1.44868$, un índice de refracción del revestimiento $n_2=1.44439$ y un índice efectivo de propagación del modo fundamental de la fibra $n_{\text{ef}}=1.44616$. Datos obtenidos por R. Alonso y recopilados en su tesis doctoral.

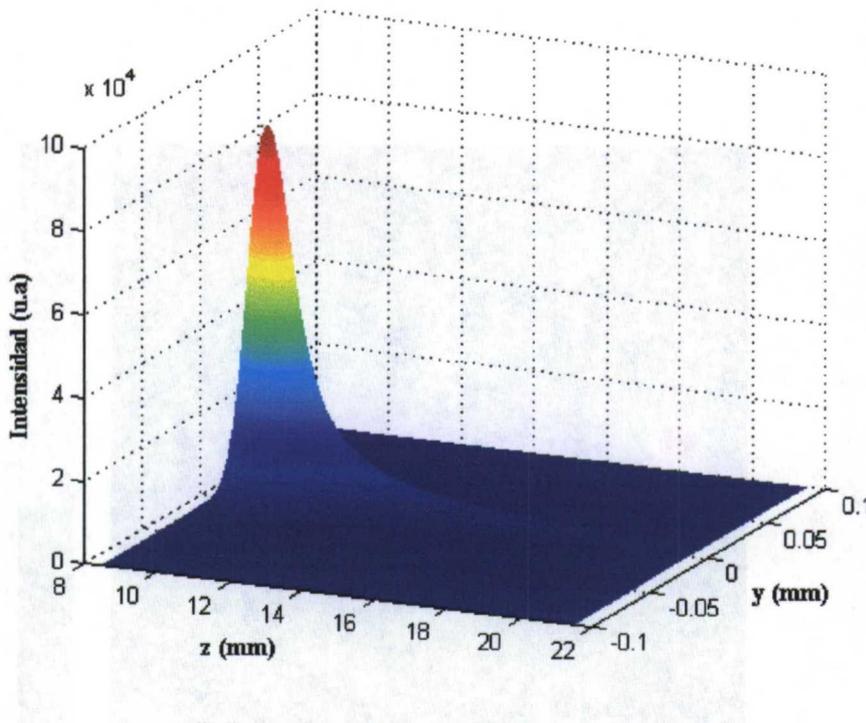


Figura 3.12b Representación tridimensional de la intensidad del campo eléctrico sobre la superficie metálica. Puede apreciarse la propagación del mismo en la dirección z .

Esta energía distribuida por la superficie de la lámina metálica debe proceder de la fibra, por lo que, aplicando la conservación de la energía, la intensidad recogida a la salida de la fibra debe ser la diferencia entre la transportada por el modo guiado por ésta, y la disipada en la superficie metálica. Así pues, empleando magnitudes normalizadas a efectos de comparación, podemos representar la potencia transmitida por el dispositivo frente al índice de refracción del medio externo en contacto con la capa metálica, asumiendo que las posibles pérdidas producidas en la fibra sin perturbar son despreciables. En las Figuras 3.13 podemos observar los resultados que predice este método en comparación con los resultados obtenidos experimentalmente⁷³.

⁷³ R. Alonso, Estudio teórico y experimental de dispositivos ópticos basados en el acoplamiento entre el modo guiado por una fibra óptica y estructuras multicapa incluyendo medios metálicos, Tesis doctoral, Zaragoza, 1995.

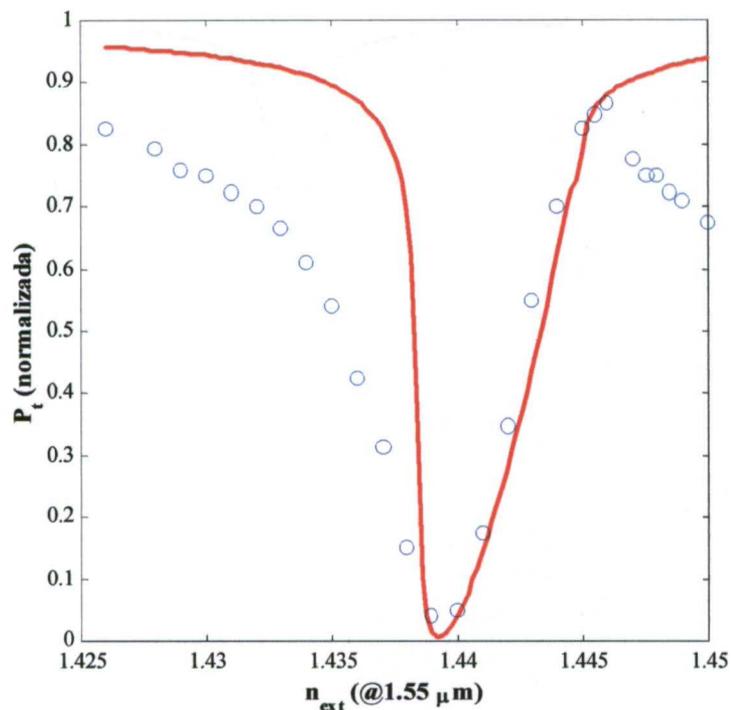


Figura 3.13a Comparación entre los resultados experimentales (círculos) y teóricos (línea continua) para una capa de Au de 21 nm de espesor a una distancia de 5 μm del núcleo.

Para obtener el comportamiento de la estructura con el índice de refracción del medio externo se ha empleado el algoritmo de FFT, utilizando los intervalos de las expresiones (3.51-52) centrados en 0 para la dimensión transversal, y barriendo el intervalo 1.438-1.4512, que es donde se localizan las soluciones TM_0 cuando estudiamos la estructura como superposición de capas (Figura 2.4), con una frecuencia de muestreo de 2×10^{-4} . Esta elección la hacemos en base al aspecto de la Figura 3.12a, en la que la intensidad del campo sobre la superficie decrece más rápidamente en la dirección transversal que en la de propagación del plasmón.

Con estos resultados comprobamos que, utilizando este modelo, es posible ubicar la posición de la resonancia de acuerdo con los resultados experimentales. También obtenemos una estimación de la profundidad y anchura de la misma, dato este último particularmente útil a la hora de diseñar dispositivos que actúen como sensor.

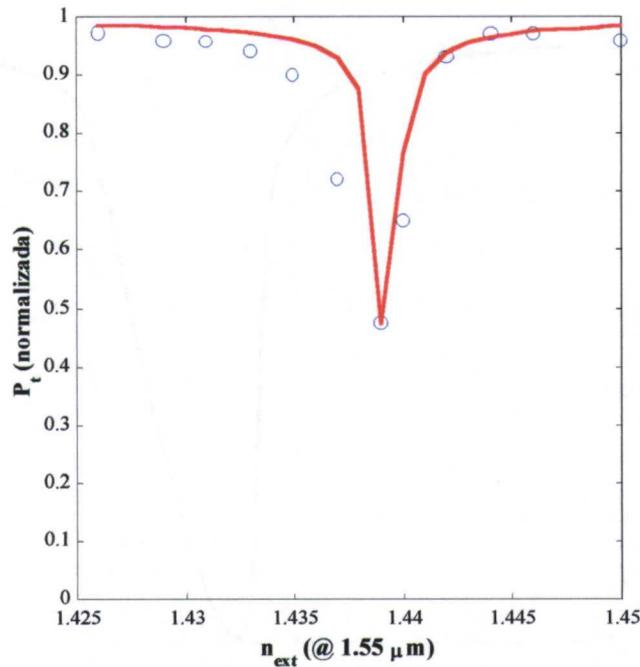


Figura 3.13b Comparación entre los resultados experimentales (círculos) y teóricos (línea continua) para una capa de Au de 21 nm de espesor a una distancia de $5 \mu\text{m}$ del núcleo.

Al añadir una capa dieléctrica sobre la superficie metálica como es el caso de la estructura que utilizamos como sensor, en la intercara de separación del metal y el dieléctrico encontraremos la superposición de amplitudes en sentido ascendente y descendente. Para poder efectuar el cálculo es necesario conocer las amplitudes de Fourier en sentido descendente en función de las amplitudes en sentido creciente, es decir, necesitamos establecer la relación

$$\left[\vec{A}_{dielectrico}^+ \right] = \mathbf{R} \left[\vec{A}_{dielectrico}^- \right], \quad (3.60)$$

donde \mathbf{R} es la matriz de coeficientes de reflexión que se obtiene imponiendo las condiciones de contorno entre la lámina dieléctrica y el medio externo teniendo en cuenta que $\vec{A}_{exterior}^- = 0$. Los elementos de matriz de \mathbf{R} pueden escribirse en función de los elementos de la matriz de la ecuación (3.55) para el caso que nos ocupa, obteniendo

$$R = \begin{bmatrix} -\frac{m_{41}}{m_{44}} & 0 & 0 \\ \frac{m_{54}m_{41}}{m_{44}m_{51}} - \frac{m_{51}}{m_{55}} & -\frac{m_{52}}{m_{55}} & 0 \\ \frac{m_{64}m_{41}}{m_{44}m_{66}} - \frac{m_{61}}{m_{65}} & 0 & -\frac{m_{63}}{m_{66}} \end{bmatrix}. \quad (3.61)$$

De forma análoga al caso de una sola capa metálica, podemos obtener el campo eléctrico en la intercara metal-dieléctrico, que es donde aparece localizado el plasmón superficial de largo alcance, así como la intensidad a partir de su módulo al cuadrado, obteniendo los resultados que aparecen en la Figura 3.14.

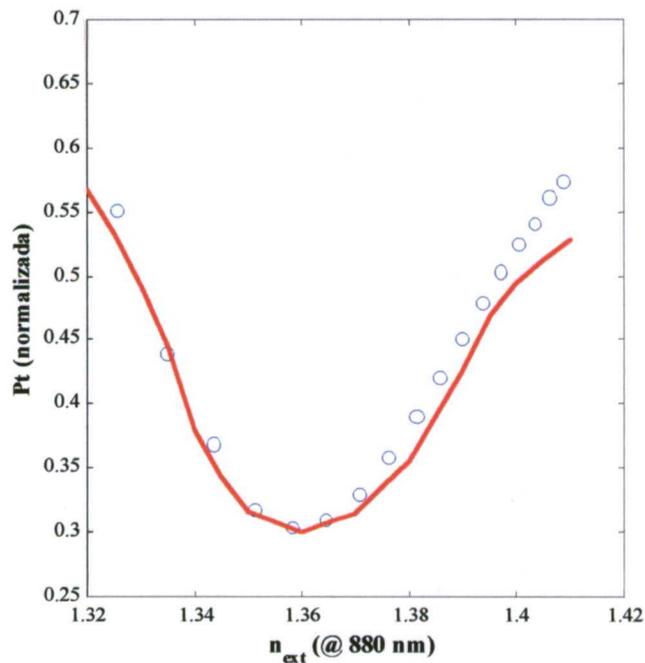


Figura 3.14 Comparación entre los resultados experimentales (círculos) y predicción teórica para una estructura de 8 nm de Al y 56 nm de TiO₂, con una distancia entre núcleo y superficie plana de 3.58 μm.

En resumen, proponemos una nueva forma de aproximarnos al problema con unos resultados prometedores. Ello presenta la ventaja de operar vectorialmente con algoritmos de FFT de los que existe abundante literatura y ofrece posibilidades de mejora en su ajuste con los resultados experimentales con una adecuada elección de ese algoritmo.

Apéndice 3A

La aplicación del modelo de Dinleyci-Patterson a la estructura que actúa como sensor sigue, básicamente, la misma estructura de cálculo.

En primer lugar, hay que definir los modos ópticos en cada una de las regiones homogéneas el sistema, empleando para ello las funciones ortonormales adecuadas para cada geometría (según la Figura 2.1), para lo que necesitaríamos añadir a las ecuaciones (3.22-23) las expresiones correspondientes a las componentes longitudinales de los campos \mathbf{e} y \mathbf{h} de cada una de las capas que componen la estructura.

Para las capas metálica y dieléctrica, adoptamos la formulación de la ecuación (3.24), mientras que la ecuación (3.25) continúa siendo válida para el medio externo, aunque la reformulamos con una nueva notación. De esta forma representamos los campos en el sentido de fuera hacia el interior como

$$\begin{aligned} e_z^{\text{ext}} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(E_{\nu}^{(1)} e^{-\gamma(X-X_1)} \right) d\nu \\ h_z^{\text{ext}} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(E_{\nu}^{(2)} e^{-\gamma(X-X_3)} \right) d\nu \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

para el medio exterior,

$$\begin{aligned} e_z^{\text{TiO}_2} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(M_{\nu}^{(1)} e^{-j\mu(X-X_2)} + M_{\nu}^{(2)} e^{j\mu(X-X_2)} \right) d\nu \\ h_z^{\text{TiO}_2} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(M_{\nu}^{(3)} e^{-j\mu(X-X_2)} + D_{\nu}^{(4)} e^{j\mu(X-X_2)} \right) d\nu \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

para el medio dieléctrico, y

$$\begin{aligned} e_z^{\text{Al}} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(M_{\nu}^{(1)} e^{-j\tau(X-X_1)} + M_{\nu}^{(2)} e^{j\tau(X-X_1)} \right) d\nu \\ h_z^{\text{Al}} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(M_{\nu}^{(3)} e^{-j\tau(X-X_1)} + D_{\nu}^{(4)} e^{j\tau(X-X_1)} \right) d\nu \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

para el metal.

Sustituyendo en las ecuaciones de Maxwell podemos obtener las relaciones de dispersión en cada uno de los medios, de manera que se obtiene $\gamma^2 = \nu^2 - \rho^2 (k_0^2 n_{\text{ext}}^2 - \beta^2)$,

$\mu^2 = \rho^2 (k_0^2 n_{TiO_2}^2 - \beta^2) - \nu^2$ y $\tau^2 = \rho^2 (k_0^2 n_{Al}^2 - \beta^2) - \nu^2$ para el medio externo, el dieléctrico y el metal respectivamente.

En la proximidades de la superficie plana, los campos longitudinales en el revestimiento se expresan aproximadamente mediante una superposición de ondas planas como las anteriores

$$\begin{aligned} e_z^{rev} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(P_\nu e^{-\sigma(X-X_1)} + Q_\nu e^{\sigma(X-X_1)} \right) d\nu \\ h_z^{rev} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\nu Y} \left(R_\nu e^{-\sigma(X-X_2)} + S_\nu e^{\sigma(X-X_1)} \right) d\nu \end{aligned} \tag{A.4}$$

de manera que ahora queda una relación de dispersión es

$$\sigma^2 = \rho^2 (\beta^2 - k_0^2 n_{rev}^2) + \nu^2 = \nu^2 + W^2. \tag{A.5}$$

En definitiva, tenemos una distribución de coeficientes de los campos como los de la figura A.1

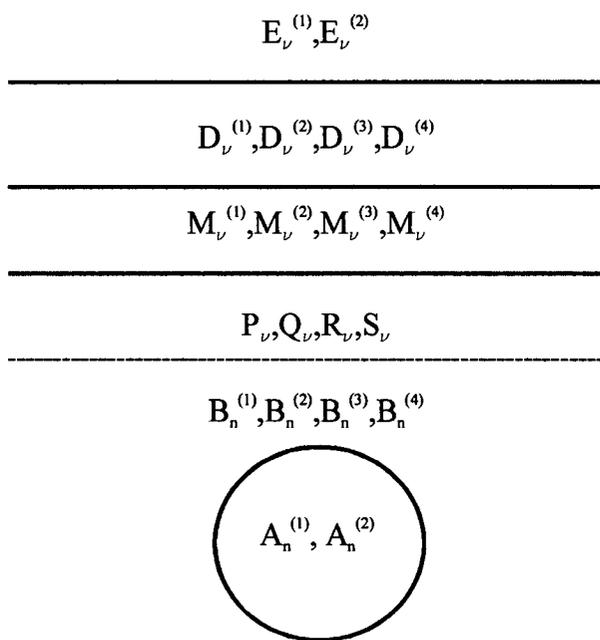


Figura A.1 Esquema de la distribución de coeficientes en la estructura.

Una vez definidos los campos en cada una de las regiones homogéneas que forman la estructura, debemos aplicar las condiciones de contorno sobre las componentes tangenciales a las superficies de separación (las componentes en la dirección y podemos obte-

nerlas de las ecuaciones de Mawell⁷⁴) para obtener la relación de coeficientes de campos, de forma que finalmente lleguemos a poder eliminar todos los coeficientes excepto los del núcleo, con lo que llegaremos a un sistema de ecuaciones homogéneo como el de la expresión (3.31).

El procedimiento a seguir es el siguiente: A partir de las condiciones de continuidad en la intercara $X=X_3$, podemos establecer una relación en el dieléctrico entre las componentes de campo crecientes con X y decrecientes con X , de manera que sólo tendremos dos coeficientes independientes $D_v^{(1)}$ y $D_v^{(3)}$. Podemos escribir en general pues $D_v^{(2)} = f(D_v^{(1)}, D_v^{(3)})$ y $D_v^{(4)} = f(D_v^{(1)}, D_v^{(3)})$, de manera que en las funciones está contenida la información de los medios involucrados (en este caso el medio externo y el TiO_2) así como dependencia en β y ν .

Al plantear las ecuaciones de continuidad entre el dieléctrico y el metal, podemos establecer una relación matricial entre sus coeficientes

$$\begin{bmatrix} M_v^{(1)} \\ M_v^{(2)} \\ M_v^{(3)} \\ M_v^{(4)} \end{bmatrix} = \{d\}_{i,j} \begin{bmatrix} D_v^{(1)} \\ D_v^{(2)} \\ D_v^{(3)} \\ D_v^{(4)} \end{bmatrix}, \quad (A.6)$$

con $i,j = 1, \dots, 4$.

El mismo procedimiento se sigue el la otra intercara plana que resta, es decir, entre metal y revestimiento

$$\begin{bmatrix} P_v \\ Q_v \\ R_v \\ S_v \end{bmatrix} = \{m\}_{i,j} \begin{bmatrix} M_v^{(1)} \\ M_v^{(2)} \\ M_v^{(3)} \\ M_v^{(4)} \end{bmatrix}, \quad (A.7)$$

por tanto, podemos escribir la relación entre los coeficientes del revestimiento y los del dieléctrico

⁷⁴ A.W Snyder, J.D Love. Optical waveguide theory. Chapman & Hall, Nueva York, 1983.

$$\begin{bmatrix} P_v \\ Q_v \\ R_v \\ S_v \end{bmatrix} = \{m\}_{i,j} \{d\}_{i,j} \begin{bmatrix} D_v^{(1)} \\ D_v^{(2)} \\ D_v^{(3)} \\ D_v^{(4)} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.8})$$

pero disponemos de la relación entre coeficientes del dieléctrico, con lo que podemos escribir los coeficientes de campo en el revestimiento en función de sólo 2 coeficientes independientes. De esta forma, eliminando esos dos coeficientes podemos obtener los coeficientes exponencialmente crecientes con X en el revestimiento en función de los exponencialmente decrecientes a través de los coeficientes de reflexión $\hat{A}, \hat{B}, \hat{C}$ y \hat{D}

$$Q_v = \hat{A} P_v + j \hat{B} R_v, \text{ y } S_v = j \hat{C} P_v + \hat{D} R_v. \quad (\text{A.9})$$

Substituyendo P_v y R_v por su valor según las expresiones (3.29-30), obtenemos Q_v y S_v como función de los coeficientes del campo del revestimiento en su representación cilíndrica $B_n^{(i)}$.

El último paso consiste en emplear las condiciones de contorno en la intercara núcleo-revestimiento para obtener las relaciones de $B_n^{(i)}$ con $A_n^{(i)}$. Así se obtienen 2 ecuaciones en función de $A_n^{(1)}$ y $A_n^{(2)}$ que pueden expresarse matricialmente por la ecuación (3.31), cuyos elementos de matriz están definidos por

$$\begin{aligned} K1_{m,n} = & \frac{n}{e_m} \frac{n_{ef}}{\eta_o} \frac{V^2}{U^2} J_n(U) I_n(W) B_{n,m} + \\ & + A_{n,m} \frac{1}{e_m} \frac{W}{U} \left\{ W \frac{n_{mu}^2}{n_{rev}^2} J_n'(U) I_n(W) + U I_n'(W) J_n(U) \right\} +, \quad (\text{A.10}) \\ & + \delta_{n,m} \frac{W}{U} \left\{ W \frac{n_{mu}^2}{n_{rev}^2} J_n'(U) K_n(W) + U K_n'(W) J_n(U) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K2_{m,n} = & n \frac{n_{ef}}{n_{rev}^2} \frac{V^2}{U^2} \eta_o J_n(U) K_n(W) \delta_{n,m} + \\ & + A_{n,m} \frac{n}{e_m} \frac{W}{U} \frac{n_{ef}}{n_{rev}^2} \frac{V^2}{U^2} \eta_o J_n(U) I_n(W) +, \quad (\text{A.11}) \\ & + B_{n,m} \frac{W}{U} \left\{ W J_n'(U) I_n(W) + U I_n'(W) J_n(U) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
K3_{m,n} = & n \frac{n_{ef}}{\eta_o} \frac{V^2}{U^2} \eta_o J_n(U) K_n(W) \delta_{n,m} + \\
& + D_{n,m} \frac{n}{e_m} \frac{W}{U} \frac{n_{ef}}{\eta_o} \frac{V^2}{U^2} J_n(U) I_n(W) - \\
& - C_{n,m} \frac{1}{e_m} \frac{W}{U} \left\{ W \frac{n_{ef}^2}{n_{rev}^2} J_n'(U) I_n(W) + U I_n'(W) J_n(U) \right\}
\end{aligned} \quad , \quad (A.12)$$

$$\begin{aligned}
K4_{m,n} = & - \frac{n}{e_m} \frac{n_{ef}}{n_{rev}^2} \frac{V^2}{U^2} \eta_o J_n(U) I_n(W) C_{n,m} + \\
& + D_{n,m} \frac{1}{e_m} \frac{W}{U} \left\{ W J_n'(U) I_n(W) + U I_n'(W) J_n(U) \right\} + \\
& + \delta_{n,m} \frac{W}{U} \left\{ W J_n'(U) K_n(W) + U K_n'(W) J_n(U) \right\}
\end{aligned} \quad . \quad (A.13)$$

En los elementos de matriz aparecen los coeficientes

$$A_{n,m} = \int_{-g_m}^{g_m} \hat{A} e^{-2\sigma X_1} \cosh(ng) \cosh(mg) dg, \quad (A.14)$$

$$B_{n,m} = \int_{-g_m}^{g_m} \hat{B} e^{-2\sigma X_1} \sinh(ng) \cosh(mg) dg, \quad (A.15)$$

$$C_{n,m} = \int_{-g_m}^{g_m} \hat{C} e^{-2\sigma X_1} \cosh(ng) \sinh(mg) dg, \quad (A.16)$$

$$D_{n,m} = \int_{-g_m}^{g_m} \hat{D} e^{-2\sigma X_1} \sinh(ng) \sinh(mg) dg. \quad (A.17)$$

Estas integrales contienen la información de los medios involucrados en la estructura a través de los coeficientes de reflexión \hat{A} , \hat{B} , \hat{C} y \hat{D} , pero además presentan una particularidad en cuanto a los límites de integración.

En efecto, los límites de integración dependen de la frecuencia espacial ν de la siguiente forma

$$\nu_{max} = W \sinh(g_m), \quad (A.18)$$

de manera que para un valor dado de β , el valor está limitado por

$$v^2 \leq v_{max}^2 = \rho^2 (k_0^2 n_{ext}^2 - \beta^2), \quad (\text{A.19})$$

con la particularidad de que las magnitudes que intervienen son complejas lo que impide establecer una relación de orden y dificulta enormemente el cálculo.

Como hemos comentado en el texto, se abordó la tarea de obtener las raíces del determinante de la matriz (3.31) buscando diferentes caminos de integración en el plano complejo, y aunque se obtuvieron algunas soluciones para ordenes bajos ($n < 3$), éstas no proporcionaban una explicación satisfactoria a la respuesta de los dispositivos frente al índice de refracción externo.

4. Caracterización del sensor y medidas de salinidad en laboratorio

En los capítulos precedentes hemos analizado el comportamiento de las estructuras compuestas por una fibra óptica de tipo D con una o dos capas planoparalelas superpuestas. Hemos desarrollado técnicas de cálculo que permiten obtener una estimación *a priori* de la respuesta de los dispositivos cuando el índice de refracción del medio exterior a la estructura es variable. No obstante, es preciso corroborar estos resultados y ajustar los parámetros de la estructura necesarios para medir la salinidad, que es el objetivo final de este trabajo.

Así pues, en este capítulo vamos a exponer los diferentes resultados experimentales obtenidos. Encontraremos dos tipos de medidas. Un primer tipo en el que caracterizamos la respuesta de los sensores en un amplio rango de índice de refracción, y un segundo tipo en el que aplicando los resultados teóricos de caracterización, definiremos los parámetros del sistema con el que medimos la salinidad y comprobamos su funcionamiento en el laboratorio.

Además de las sales habituales que reproducen la salinidad marina, se añaden al medio externo otra serie de sustancias que nos permitirán cuantificar las posibles interferencias que podremos encontrar cuando midamos la salinidad en condiciones reales.

4.1. Salinidad

4.1.1. Definición y factores de los que depende

Una definición clásica de la salinidad es la que se establece en función de la cantidad en gramos de sales disueltas en un kilo de disolución, lo que constituye el origen de las unidades de medida en ‰ o ppt, en este sentido, podemos clasificar las aguas atendiendo a su salinidad, considerando dulces aquellas que presenten un valor de S inferior al 0.2 ‰, mientras que las aguas salinas serán disoluciones de agua marina –con el estándar fijado en 35 ‰– en mayor o menor concentración. En sentido inverso, podemos decir que el valor de la salinidad caracterizará completamente la cantidad de sales disueltas en el agua.

Las sales que podemos encontrar en el agua marina, atendiendo a su cantidad, son principalmente NaCl, KCl, MgCl₂, MgSO₄ y CaSO₄, y debido a que la elevada constante dieléctrica del agua le proporciona una alta capacidad disociativa, es usual encontrar las sales disueltas en forma de iones. Un hecho destacable es que aunque la concentración de sales disueltas varíe apreciablemente, la proporción relativa entre ellas se mantiene prácticamente constante. Esta constancia de las concentraciones relativas desaparecerá cuando nos encontremos en el segmento inferior de los ríos, que tienen una actividad morfogenética capaz de conformar deltas y marismas, con lagunas y canales que ofrecen altas posibilidades de interacción entre aguas dulces y marinas, incluyendo aguas freáticas que afloran después de atravesar sedimentos más o menos salinizados y sobre las que hablaremos brevemente más adelante, siendo el carácter de estos sistemas esencialmente fluctuante debido a la irregularidad del aporte fluvial. También desaparecerá en los mares y lagos de cuenca cerrada de regiones áridas aislados del océano, por ejemplo el Mar Rojo o el Mar Caspio.

Cuando nos referimos a las aguas oceánicas, se observan una serie de problemas a los que se enfrentan los oceanógrafos y que están directamente relacionados con la salinidad:

1. Circulación oceánica a escala global dependiente, entre otros, de factores tales como el balance entre los flujos de calor y agua entre la superficie marina y la atmósfera, y

de las distribuciones de salinidad y temperatura, distribuciones que están a su vez ligadas entre sí.

Así pues la medida de la salinidad es susceptible de emplearse para la determinación de la densidad superficial del agua marina. Aunque en general será la temperatura el factor dominante en la densidad, la salinidad adquiere un valor equiparable en situaciones de bajas temperaturas.

2. Los efectos de los cambios de salinidad superficial en los océanos tropicales se traducen en cambios en las propiedades de los fenómenos transporte a gran escala, lo que supone una gran influencia en los cambios climáticos¹.

En escalas de tiempo interanuales, parece tener gran importancia en fenómenos como el del Niño, pues los cambios de salinidad superficial dificultan el intercambio aire-mar produciendo cambios importantes en las relaciones entre la temperatura superficial, precipitaciones y mezclas inducidas por el viento.

3. Efectos de los cambios de salinidad a escala media, efectos de fuentes y remolinos.
4. Cambios de salinidad en aguas costeras.

Este último efecto enlaza con los cambios de salinidad que presentan las aguas continentales cerca de las costas, pues la salinidad no solamente se manifiesta en aguas oceánicas o próximas a ellas, sino que también las aguas continentales presentan sales en su composición aunque mucho más variables tanto en la composición como en la concentración.

Una de las causas principales de la variabilidad en la salinidad de las aguas continentales surge de las diferentes formas en que establecen sus ciclos de circulación, filtración y afloramiento. Atendiendo a estos ciclos podemos hablar, dentro de las aguas continentales, de aguas superficiales y subterráneas.

Como ya sabemos, la salinidad de las aguas superficiales es altamente variable, y se ve influida por tres mecanismos fundamentales^{2,3}:

¹ W.S Broecker. "The great ocean conveyor", *Oceanography*, 4, 79-89, 1991

² R.G. Wetzel, *Limnología*, Omega. Barcelona. 1981

1. Tiempo de renovación e influencia de la cuenca de drenaje e intercambio con la tierra circundante.

En este sentido encontramos que la salinidad va a verse muy influida por el tiempo que el agua se encuentre retenida en un mismo lugar así, como por la composición de las rocas y tierras que conforman la cuenca, y de si ésta es abierta o cerrada, lo que modifica las posibles aportaciones que pueden recibir esas aguas.

2. Precipitación atmosférica.

Incluye sales disueltas procedentes del océano, sustancias derivadas de la interacción con la tierra y de la propia actividad humana. Esta última ha alcanzado recientemente proporciones considerables con la polución industrial y doméstica. Como vimos en el capítulo 1, esta circunstancia ha conducido a la adopción de medidas para controlar y restringir sus efectos. Aunque gran parte de la polución atmosférica se restringe a zonas próximas a las concentraciones industriales, la presencia de ácidos sulfúrico, nítrico y clorhídrico es lo suficientemente elevada como para afectar al agua de lluvia y a las aguas superficiales de regiones enteras. Este efecto está íntimamente relacionado con los factores ambientales, como son la temperatura y el viento. La temperatura, por cuanto influirá en el alcance de la meteorización superficial de las rocas, mientras que la dirección y velocidad del viento pueden modificar sustancialmente la composición química de la precipitación atmosférica, tanto por la cantidad de sales marinas que incorpora, como por los lugares de deposición continental.

3. Procesos de evaporación-precipitación.

Cuando hablamos de las cuencas, no podemos restringirnos a un sistema cerrado pues presentan en su recorrido tanto fuentes como sumideros. Las aguas pueden filtrarse hacia el subsuelo con lo que van a recibir un aporte suplementario de sustancias que alteran su salinidad. La variación dependerá obviamente de la composición del subsuelo, pero también del modelo y profundidad que alcance. En general, se encuentra que la salinidad del agua intersticial es más elevada que la del flujo super-

³ R. Margalef, *Limnología*, Omega. Barcelona. 1983

ficial. Pero tampoco la situación de estas aguas subterráneas es estática. Sufirán el mismo tipo de proceso que las aguas superficiales durante su circulación por el subsuelo y constituirán un nuevo aporte a éstas cuando se produzca su afloramiento a la superficie.

Otro dato a tener en cuenta es que la salinidad influye en la distribución de seres vivos. Se piensa que ciertos valores intermedios de salinidad constituyen limitaciones a la distribución de especies³, siendo la densidad de especies no uniforme a lo largo del gradiente de salinidad entre el agua marina y la dulce.

En resumen, podemos decir que en la concentración de sales en el agua, y por ende en la salinidad, van a influir multitud de factores de tipo biológico y ambiental. El conocimiento de los efectos de estos factores sobre la salinidad hace posible el establecimiento de una interdependencia entre unos y otra, por lo que será posible obtener información de unos a partir de datos de otros. Específicamente, el valor de la salinidad supone un dato fundamental cuando se pretenden realizar estudios de tipo biológico o medioambiental tanto en aguas superficiales como oceánicas, y permitirá la determinación de:

1. La composición de la cuenca de drenaje,
2. el tiempo y el tipo de circulación de las aguas,
3. el tipo de vida que es posible encontrar en ellas,
4. los efectos climáticos.

4.1.2. Medida de la salinidad

En un principio, el conocimiento de la salinidad era objeto de estudio principalmente para los oceanógrafos. Como ya sabemos, la concentración relativa de las sales en el agua marina mantiene una cierta correlación, lo que permite establecer la salinidad mediante la concentración de una sola de sus componentes, y para este propósito es la concentración de iones Cl^- la que se emplea, pues supone del orden el 55 % de todas las sustancias disueltas en el agua.

Basándose en esta constancia de la relación entre iones en el agua marina se definió por parte del ICES la *clorinidad*, que podía determinarse mediante procedimientos químicos con una buena precisión, y que se emplearía para la medida de la salinidad.

Esta clorinidad se define como el peso en gramos en vacío de los cloruros contenidos en un kilogramo de agua marina -también en vacío- cuando todos los ioduros y bromuros se han reemplazado por cloruros.

Con algunas variaciones desde finales del siglo XIX hasta finales de la década de los 70 del XX, estos fueron los métodos de evaluación de la salinidad, bien empleando la medida del residuo en seco obtenido mediante evaporación total a 105 °C, aunque éste es un método poco eficaz, o bien empleando la definición de clorinidad determinada mediante la precipitación de AgNO₃, ligada a la salinidad a través de relaciones empíricas, como la propuesta por Knudsen ^{4,5}:

$$S(^{\circ}/_{\infty})=0.030+1.805Cl(^{\circ}/_{\infty}) \quad (4.1)$$

Un posterior refinamiento propuesto hacia 1967 por parte de diferentes organismos internacionales (JPOTS⁶, patrocinado por la UNESCO⁷, ICES⁸, IAPSO⁹ y SCOR¹⁰), eliminaba el problema de tener un valor de salinidad no nulo aun cuando la clorinidad era cero:

$$S(^{\circ}/_{\infty})=1.80655Cl(^{\circ}/_{\infty}) \quad (4.2)$$

Sin embargo, estos métodos partían de un valor adoptado como estándar a partir de medidas realizadas sobre un reducido número de muestras procedentes del Atlántico Norte (agua marina estándar o de Copenhague), y con las consideraciones sobre el peso

⁴M. Knudsen, *Hydrographical Tables*. Copenhagen. 1901.

⁵E.L. Lewis, R.G. Perkin. "Salinity: Its definition and calculation", *J. Geophys. Res.*, **83**, C1, 1978.

⁶Joint Panel on Oceanographic Tables and Standards

⁷United Nations Educational, Scientific and Cultural Organization

⁸International Council for the Exploration of the Sea

⁹International Association for the Physical Sciences of the Oceans

¹⁰Scientific Committee on Oceanic Research

atómico de los iones que se hacían en 1902⁴. Pero el JPOTS ya apuntaba la necesidad de adoptar un estándar de conductividad para la salinidad.

En este punto se seguía dependiendo de la medida de la clorinidad, aunque fuese a través de la medida de un cociente de conductividades. La consideración en 1975 de una nueva ecuación de estado para el agua marina, y las mejoras alcanzadas en la medida de la conductividad eléctrica, concluyeron la necesidad de una revisión en la definición de la salinidad, basándola en medidas de conductividad. A este efecto, el comité del JPOTS recomendó la *Escala de Salinidad Práctica* en 1978¹¹.

A partir de este momento, se adopta el agua marina estándar con salinidad $S=35.000$ (‰ o *practical salinity units*), como aquella que tiene, por definición, un cociente de conductividad 1.0 a 15°C, con una solución de KCl que contiene una masa de 32.4356 gr. de KCl por Kg. de disolución, valor que fue determinado como promedio de los estudios realizados por tres laboratorios independientes^{12,13,14,15}.

La forma de la ecuación final propuesta fue

$$S = a_0 + a_1 R_T^{1/2} + a_2 R_T + a_3 R_T^{3/2} + a_4 R_T^2 + a_5 R_T^{5/2} + \Delta S, \quad (4.3)$$

donde

$$\Delta S = \frac{(T-15)}{1+k(T-15)} b_0 + b_1 R_T^{1/2} + b_2 R_T + b_3 R_T^{3/2} + b_4 R_T^2 + b_5 R_T^{5/2}, \quad (4.4)$$

de modo que se verifican las relaciones

¹¹ T.M. Dauphinee. "Introduction to the special Issue on the Practical Salinity Scale 1978", *IEEE J. Oceanic Engineering*, OE-5, 1, 1980.

¹² T.M. Dauphinee, J. Ancsin, H.P. Klein, M.J. Phillips. "The effect of concentration and temperature on the conductivity ratio of potassium Chloride solutions to Standard Seawater Salinity 35‰ (Cl 19.374 ‰)", *IEEE J. Oceanic Engineering*, OE-5, 1, 1980.

¹³ E.L. Lewis, "The practical Salinity scale 1978 and its antecedents", *IEEE J. Oceanic Engineering*, OE-5, 1, 1980.

¹⁴ F. Culkin, N.D, Smith. "Determination of the concentration of KCl solution having the same electrical conductivity, at 15°C and infinite frequency, as standard seawater of salinity 35.000‰ (Chlorinity 19.37394 ‰)", *IEEE J. Oceanic Engineering*, OE-5, 1, 1980.

¹⁵ A. Poisson. "The concentration of the KCl solution whose conductivity is that of standard seawater (35‰) at 15°C", *IEEE J. Oceanic Engineering*, OE-5, 1, 1980.

$$\begin{aligned}\sum a_i &= 35.000 \\ \sum b_i &= 0.0000 \\ k &= 0.0162 \\ R_T &= \frac{C(S, T, 0)}{C(35, T, 0)}\end{aligned}$$

a presión atmosférica $p=0$.

En las expresiones (4.3-4), $C(S, T, 0)$ es la conductividad de la muestra a temperatura T en °C y salinidad S en psu.

Otro método que se ha empleado para la determinación de la salinidad, ha sido el de la determinación del índice de refracción del agua marina, que es el objeto de nuestro estudio. Este método, aparece en la literatura como especialmente recomendable¹⁶ para casos de salinidad muy baja (inferior al 5 ‰) o muy alta (por encima del 42 ‰), aunque como veremos, no pierde su efectividad en el rango intermedio.

4.2. Índice de refracción del agua marina

El agua, como todo medio material, posee una serie de propiedades ópticas que van a caracterizar su comportamiento en la interacción con la luz, siendo las relaciones entre ellas ampliamente utilizadas en el ámbito de la óptica oceanográfica.

Podemos clasificar estas propiedades en primarias o secundarias, atendiendo a su dependencia, en exclusiva o no, de las propiedades físicas intrínsecas al agua marina.

Propiedades ópticas primarias son las que definen la composición y condición del agua. Estas propiedades son las que establecen las condiciones sobre la propagación de la luz en el mar y son las que nos van a interesar principalmente. Del mismo modo, la caracterizan también otras propiedades físicas como son la temperatura, presión, salinidad, etc., que también influirán en las propiedades ópticas. Los valores de temperatura que podemos encontrar en el océano varían entre los -4°C y los 35°C . Cuando nos referimos a la presión, si nos restringimos a la parte superficial que va a ser la que nos interese en principio, podemos establecer una relación de equivalencia aproximada de 1 atmósfera por cada 10 metros de profundidad. Dentro de estos límites las variaciones de

¹⁶ K.S. Shifrin, Physical Optics of Ocean Water, AIP Translation series, Nueva York, 1988, pp. 1-49.

las propiedades ópticas son relativamente pequeñas, por lo que la principal causa de cambios en ellas será la presencia de sustancias disueltas y partículas en suspensión.

Propiedades ópticas secundarias o aparentes son las que describen el campo luminoso en el océano y en la atmósfera sobre él. Están relacionadas también con magnitudes radiométricas en el sentido de que dependen de las características de la luz incidente y no solamente de las propiedades del agua.

En principio, como se ha dicho en el párrafo anterior, el punto que nos interesa son las propiedades ópticas en si, las relaciones que podamos encontrar entre ellas, y los factores que puedan alterarlas. Estos factores capaces de modificar las propiedades del agua marina serán los componentes ópticamente activos, siendo los más destacados el agua pura, las sustancias disueltas (de naturaleza orgánica o inorgánica), y los materiales en suspensión (minerales y orgánicos). Aparte de éstos, existen otros factores que pueden afectar a la propagación de la luz tales como las burbujas de aire, aunque sólo afectarán en la capa más superficial del mar, y las heterogeneidades que puedan surgir a causa de las turbulencias. En nuestro caso, dadas las reducidas dimensiones del área sensora, despreciaremos ese efecto.

Resumiendo, podemos decir que las propiedades ópticas del agua pueden considerarse como superposición de los efectos de sus componentes individuales¹⁶.

El agua marina contiene, en general, sales inorgánicas, gases y compuestos orgánicos disueltos. La cantidad en que se encuentran los gases es despreciable y aunque su importancia biológica es elevada, su efecto sobre el índice de refracción, que es la propiedad óptica a la que nos referiremos de aquí en adelante, es muy reducido. Por tanto, centraremos nuestra atención sobre las sales inorgánicas principalmente, y en los compuestos orgánicos como máximos responsables de los posibles cambios en el índice de refracción.

Este índice será en general complejo ($n + ik$), aunque podemos considerar que el coeficiente de absorción es lo suficientemente pequeño como para despreciarlo. La presencia de las sales ocasiona en la región del espectro visible e IR próximo, un pequeño aumento de la parte real del índice de refracción n y un desplazamiento en las bandas de absorción que se ve reflejado en una disminución de k , cambios éstos que suceden en la

banda 9-15 μm y que quedan alejados de la región espectral que se ha empleado en este trabajo.

Evidentemente, el índice dependerá además de la cantidad de sustancias disueltas o de los factores físicos ya mencionados, de la longitud de onda, siendo éste un parámetro que deberemos tener en cuenta a la hora de establecer la relación entre la salinidad, que es el parámetro que queremos medir, y el índice, que es la medida que obtenemos. Podemos anticipar que el índice de refracción $n(\lambda)$ aumenta ligeramente al aumentar el valor de la salinidad S , y en este efecto es en el que nos basamos para determinar la salinidad.

Numerosos autores se han ocupado de medir el índice de refracción del agua marina. En este aspecto es destacable el trabajo de Austin y Halikas¹⁷, en cuyos resultados se han basado un no menos numeroso grupo de autores para desarrollar algoritmos que se ajustan a los resultados empíricos, y que permiten determinar el índice de refracción en función de la salinidad, la temperatura, presión y longitud de onda^{18,19,20}, donde puede apreciarse que la relación existente entre salinidad e índice de refracción es aproximadamente lineal.

El algoritmo que se ha empleado en este trabajo, ha sido el implementado por Quan y Fry¹⁸, cuya validez confirma el posterior trabajo de Huibers¹⁹. Este algoritmo que en origen consta de 40 términos, puede reducirse a unos pocos significativos,

$$n(S, T, \lambda) = n_0 + (n_1 + n_2 T + n_3 T^2) S + n_4 T^2 + \frac{n_5 + n_6 S + n_7 T}{\lambda} + \frac{n_8}{\lambda^2} + \frac{n_9}{\lambda^3}, \quad (4.5)$$

donde S es la salinidad en ‰, T es la temperatura en °C, y λ es la longitud de onda en nm. A este algoritmo puede añadirse un término lineal que dé cuenta de la variación

¹⁷ R.W. Austin, G. Halikas, "The index of refraction of seawater", Visibility Lab., SIO/University of California. SIO 76-1, 1976.

¹⁸ R.C. Millard, G. Seaver, "An index of refraction algorithm for seawater over temperature, pressure salinity and wavelength", *Deep-Sea Res.*, **37**, 12, 1990.

¹⁹ X. Quan, E.S. Fry, "Empirical equation for the index of refraction of seawater", *Appl Opt.*, **34**, 18, 1995.

²⁰ P.D.T. Huibers, "Models for the wavelength dependence of index of refraction of water", *Appl Opt.*, **36**, 16, 1997.

del índice de refracción con la profundidad en los 100 primeros metros, de tal forma que si incluimos la dependencia con la profundidad

$$n(S, T, \lambda, D) = n(S, T, \lambda) + n_{10} D, \quad (4.6)$$

tal que D es la profundidad en metros.

Los valores de los coeficientes que intervienen en el algoritmo se muestran en la siguiente Tabla 4.1

Tabla 4.1 Coeficientes de la relación entre índice de refracción y salinidad.

n_0	1.31405
n_1	$1.779 \cdot 10^{-4} \text{ (psu}^{-1}\text{)}$
n_2	$-1.05 \cdot 10^{-6} \text{ (psu}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}\text{)}$
n_3	$1.6 \cdot 10^{-8} \text{ (psu}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-2}\text{)}$
n_4	$-2.02 \cdot 10^{-6} \text{ (} ^\circ\text{C}^{-2}\text{)}$
n_5	15.868 (nm)
n_6	0.01155 (nm psu ⁻¹)
n_7	-0.00423 (nm psu ⁻¹ °C ⁻¹)
n_8	-4382 (nm ²)
n_9	$1.1455 \cdot 10^6 \text{ (nm}^3\text{)}$
n_{10}	$1.37 \cdot 10^{-6} \text{ (m}^{-1}\text{)}$

Los rangos de validez para los que se ha determinado este algoritmo son:

$$0 \text{ ‰} \leq S \leq 35 \text{ ‰} ,$$

$$0^\circ \leq T \leq 30^\circ ,$$

$$400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 700 \text{ nm} ,$$

aunque no existen problemas para extrapolar a un valor de salinidad y longitud de onda ligeramente mayores¹⁹.

Empleando la expresión 4.5, podemos representar las variaciones del índice de refracción con respecto a los factores que más influyen en él, es decir, con la salinidad, la temperatura y la longitud de onda. En las figuras 4.1, podemos ver como el comportamiento del índice de refracción es lineal con la salinidad, mientras que los efectos de la temperatura y la longitud de onda son contrapuestos. Sin embargo, como veremos más

adelante, en la práctica no se considera la longitud de onda como variable, pues la fijaremos como parámetro constructivo de nuestro sistema. Además, ya podemos anticipar que la utilización de nuestro dispositivo como salinómetro requerirá de la medida simultánea de la temperatura del agua con el fin de corregir el valor de índice obtenido.

Invirtiendo el algoritmo 4.5-6, a partir de la medida del índice de refracción podemos determinar la salinidad, conocidas la longitud de onda, la temperatura y la profundidad, magnitudes éstas últimas a determinar por otros sistemas. Ése es el fundamento de nuestro sensor.

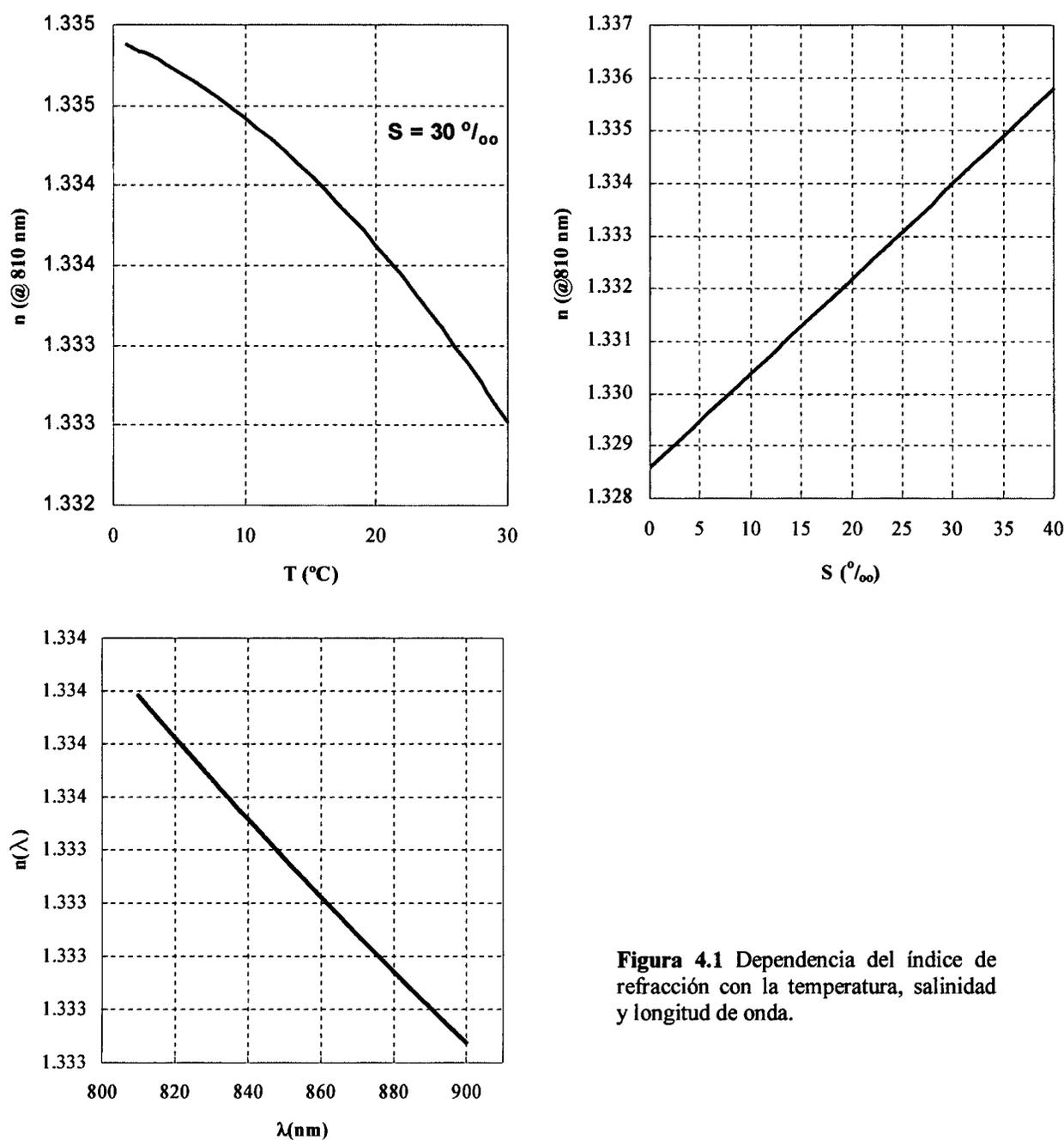


Figura 4.1 Dependencia del índice de refracción con la temperatura, salinidad y longitud de onda.

4.2.1. Medida de la salinidad por métodos ópticos

A partir de los resultados obtenidos mediante la modelización teórica del capítulo 3, podemos prever el comportamiento de los dispositivos con respecto al índice de refracción. Para utilizar este método en la medida de la salinidad, tenemos que conocer el rango de índices necesario para ello. A este efecto, empleamos el algoritmo de Quan para una longitud de onda fija. Así, si tomamos por ejemplo $\lambda_0 = 830$ nm, el intervalo de índices que encontramos para los valores de salinidad comprendidos entre 0 y 40 ‰ será de

$$\Delta n(S, T, \lambda_0) = n(0, 30, \lambda_0) - n(40, 0, \lambda_0) = 1.32790 - 1.33648, \quad (4.7)$$

aunque estos valores pueden verse ligeramente alterados cuando se modifica alguno de los parámetros que intervienen en el algoritmo según se ve en la Figura 4.1.

La fabricación de los sensores, se realizó siguiendo la técnica utilizada y referida por R. Alonso²¹. En primer lugar se elimina parte del revestimiento de la fibra óptica mediante un pulido lateral de la misma hasta que la superficie se encuentra lo suficientemente próxima al núcleo. Para determinar esta proximidad pueden emplearse métodos mecánicos y ópticos, proporcionando estos últimos una mayor precisión. El fundamento radica en medir la atenuación que se produce en la luz transmitida por la fibra cuando se deposita un medio de índice mayor que el efectivo de propagación de ésta en la superficie pulida^{22,23}, y permite determinar distancias inferiores a las 15 μm . El medio de índice alto utilizado es glicerina con un índice de 1.467 @ 860 nm. Consideramos que estamos suficientemente próximos al núcleo cuando en estas condiciones la atenuación es mayor de 10 dB.

Una vez que la fibra ha sido pulida, se procede a depositar las capas seleccionadas mediante el procedimiento de *Deposición en Fase de Vapor (PVD)*. La estructura de

²¹ R. Alonso, Estudio teórico y experimental de dispositivos ópticos basados en el acoplamiento entre el modo guiado por una fibra óptica y estructuras multicapa incluyendo medios metálicos. Tesis Doctoral. Universidad de Zaragoza, 1995.

²² O. G. Leminger, R. Zengerle, "Determination of Single-Mode Fiber Coupler Design Parameters from Loss Measurements", *J. Lightwave Tech.*, LT-3, 4, 1985.

²³ S-M Tseng, C-L Chen, "Side-polished fibers", *Appl. Opt.*, 31, 18, 1992.

capas que utilizamos incluye un medio metálico como es el aluminio para obtener la excitación de plasmones superficiales, y un medio dieléctrico como es el dióxido de titanio, que permite ajustar el punto de operación y el rango dinámico del sensor. Una vista general de los dispositivos que utilizaremos aparece en la Figura 4.2.

Una vez determinado el rango de índices que esperamos encontrar, y estimados los parámetros de las capas superpuestas a la fibra, tenemos que comprobar que la respuesta del sistema en ese intervalo de índices es la que efectivamente esperamos, es decir, lineal. Además, dadas las fluctuaciones que pueden sufrir los valores extremos de la expresión (4.7), deberemos ajustar esos parámetros de manera que la respuesta del sensor no varíe en su forma aunque se sobrepasen esos valores.

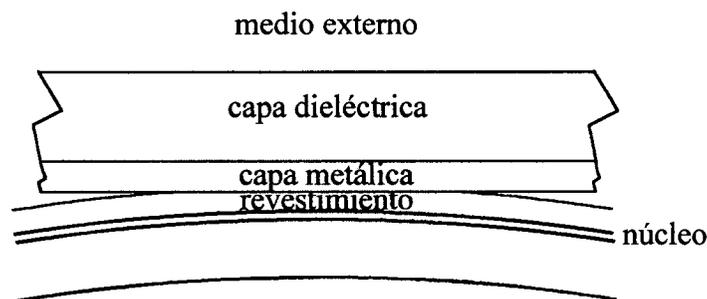


Figura 4.2 Configuración del sensor de índice de refracción

4.3. Caracterización de los dispositivos

Como hemos visto en los Capítulos 2 y 3, la teoría dice que se produce una transferencia de energía desde el campo soportado por la fibra óptica hacia la estructura plana superpuesta en función del índice de refracción del medio externo en contacto con ella.

De esta forma, se altera la cantidad de energía que permanece en la fibra, y esa es la magnitud que podemos medir en el extremo de la misma.

También hemos visto como el comportamiento del dispositivo depende de la polarización del campo que se transmite por la fibra, alcanzando una mayor sensibilidad cuando ese campo está polarizado en la dirección normal a la estructura de capas planas integrada.

Con el fin de comprobar experimentalmente la dependencia de la potencia luminosa transmitida por la fibra óptica en función del índice de refracción del medio exterior y de evaluar el comportamiento de los dispositivos frente a ese índice, realizamos una

serie de pruebas con una configuración básica como la que aparece en la Figura 4.3, en la el elemento transductor es un dispositivo como el de la Figura 4.2.

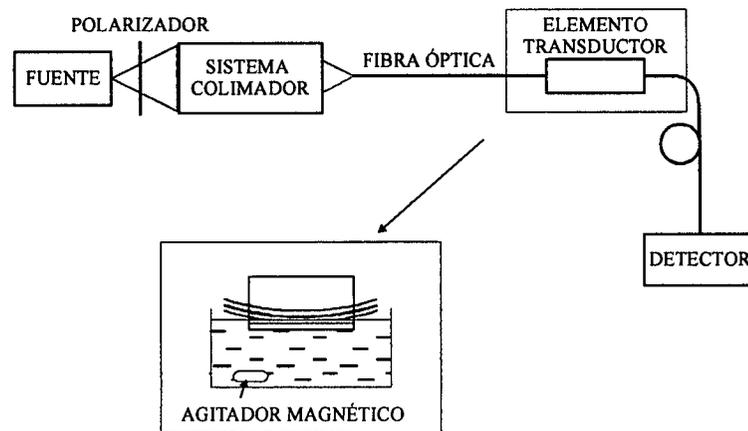


Figura 4.3 Configuración experimental básica.

Para representar los resultados obtenidos, es necesario contar con una referencia. Ésta va a ser la potencia máxima transmitida por el sistema que coincide con el caso en que el medio externo es aire. De esta forma representaremos los resultados experimentales de aquí en adelante, como el cociente entre la potencia transmitida para un índice exterior dado y la transmitida para el caso de índice exterior unidad.

En la Figura 4.3, se aprecia como tras la fuente hay colocado un polarizador. Esta presencia es debida a la necesidad de radiación polarizada incidiendo sobre la estructura como ya se ha dicho. Para obtenerla podemos optar por diferentes soluciones. Bien podemos utilizar una fuente cuya emisión sea ya linealmente polarizada como es el caso de un láser de diodo, o bien podemos utilizar una fuente de emisión no polarizada con un polarizador acoplado. En ambos casos, es necesario mantener la fibra sin curvaturas ni tensiones residuales entre el elemento que actúe como polarizador y el transductor con el medio exterior. Sobre ambas opciones hablaremos más adelante en esta mismo capítulo.

Cuando nos referimos a la caracterización del dispositivo, buscamos su respuesta a los cambios de índice exterior en un rango lo más amplio posible, en general mayor que el necesario para la medida de la salinidad. Esta fase sirve como calibración previa de

los dispositivos, y nos ayudará en la elección de la configuración de las capas planas cuando queramos medir la salinidad.

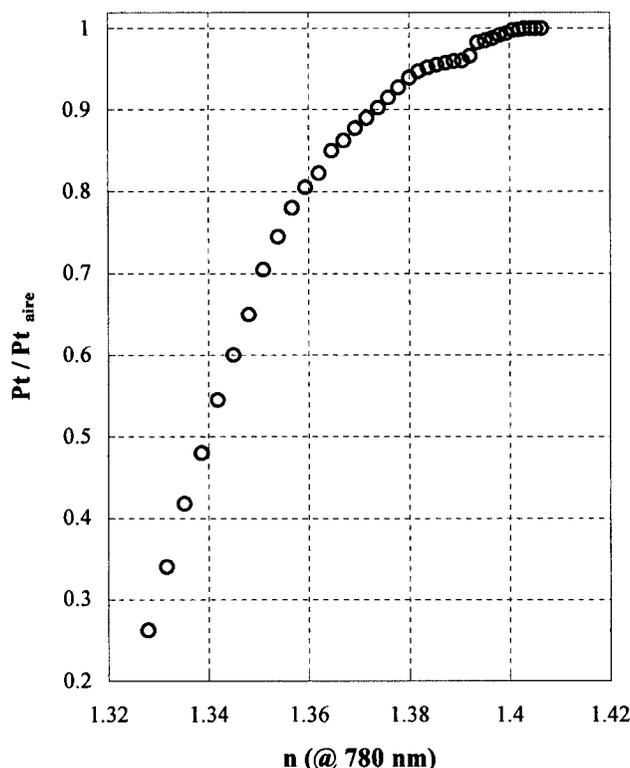


Figura 4.4a Resultados de caracterización empleando un diodo láser de $\lambda = 780$ nm, con una configuración de 8 nm de Aluminio y 56 nm de TiO_2

Para disponer de ese amplio rango de índices en el medio externo, empleamos una sustancia de índice alto como es el etilenglicol²⁴. Utilizando una mezcla de etilenglicol con agua destilada podemos variar el índice de manera continua sin más que variar la concentración de la muestra. El índice de refracción de la mezcla puede obtenerse mediante la ley empírica²⁵ (4.8), en la que además se ha tenido en cuenta la dependencia del índice de refracción del agua pura con la temperatura y la longitud de onda, asumiendo que las variaciones introducidas por estas causas cuando cambia la concentra-

ción, son de orden inferior. La expresión que resulta puede escribirse como

$$n(\lambda, T) = n_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda, T) + 0.111 \frac{V_{\text{et}}}{V_{\text{tot}}}, \quad (4.8)$$

donde V_{et} es el volumen de etilenglicol y V_{tot} es el volumen total de la mezcla.

Sin embargo, el uso del etilenglicol plantea dificultades por cuanto su solubilidad en el agua es reducida. Para tratar de alcanzar una mezcla lo más homogénea posible se

²⁴ Etilenglicol químicamente puro PANREAC 211316.

²⁵ R. Esteban, Estudio teórico y experimental de dispositivos ópticos basados en el acoplamiento entre el modo guiado por una fibra óptica y estructuras multicapa incluyendo medios metálicos, Tesis Doctoral. Universidad de Zaragoza, 1995.

emplea un agitador magnético, realizando la lectura sobre la potencia óptica transmitida cuando ésta se estabiliza, circunstancia que suele coincidir cuando la muestra ofrece un aspecto homogéneo.

El rango de índices exteriores investigado según la expresión (4.7), varía desde el índice del agua pura a la longitud de onda utilizada y la temperatura medida, hasta valores superiores a 1.4. En el caso de utilizar etilenglicol puro, el índice se sitúa en torno a 1.43.

Dada la dependencia del índice con la temperatura, se realiza la medida simultánea de ésta mediante un termopar.

Los resultados obtenidos utilizando como fuente un diodo láser, aparecen en las Figuras 4.4 y 4.5, donde observamos una zona en la que la respuesta del sistema al índice es lineal, lo que en principio constituye una región útil como sensor de índice.

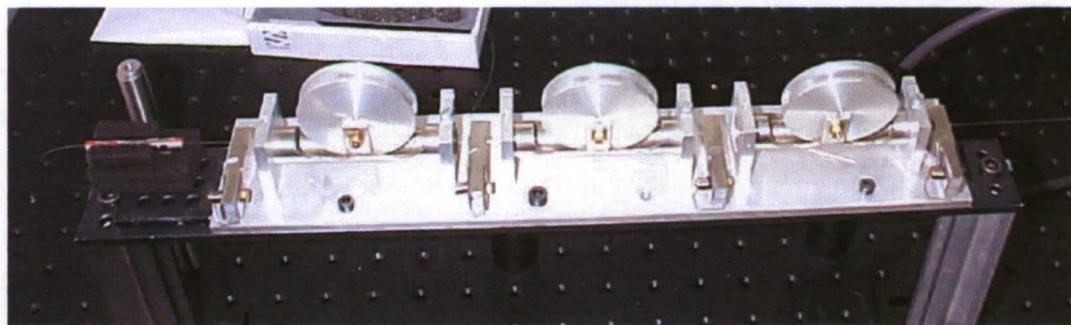
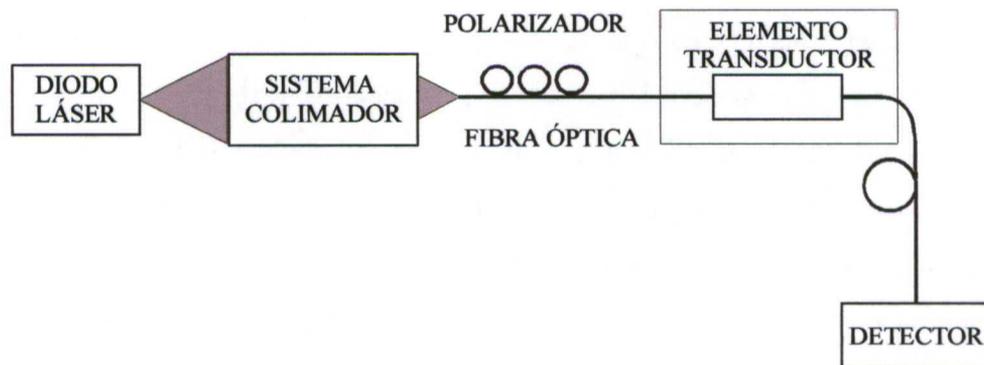


Figura 4.6 Configuración experimental con diodo láser *pigtaileado* e imagen de *loops* de Lefèvre.

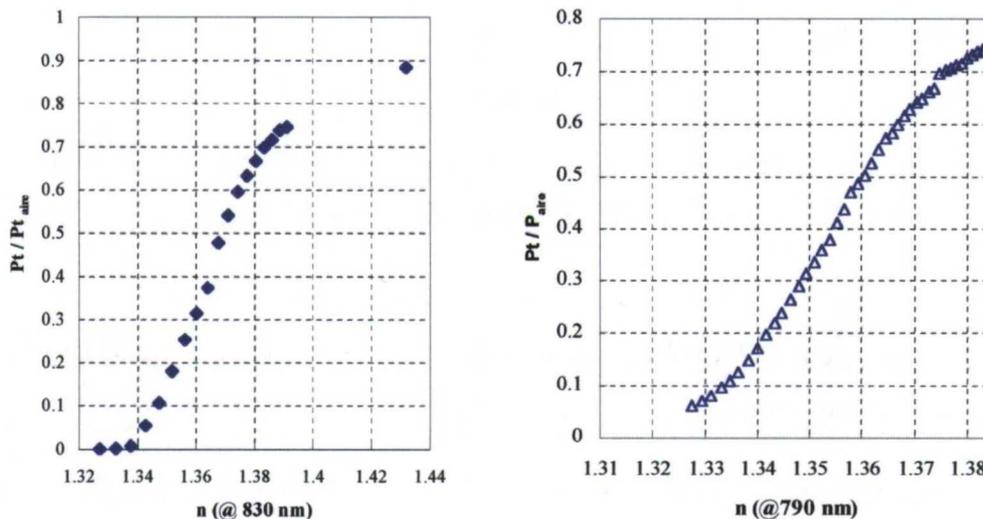


Figura 4.5 Caracterización de un sensor con 8 nm de Al y 56 nm de TiO_2 para diferentes longitudes de onda

Para realizar estas medidas, puede utilizarse el diodo láser con un sistema de colimación y enfoque sobre la fibra junto con un polarizador lineal tal y como aparece en la Figura 4.3, o bien puede utilizarse *pigtaileado*[#] con la inclusión de *loops* de Lefèvre a fin de controlar el plano de polarización del haz incidente sobre el elemento transductor según podemos ver en las Figuras 4.6, tal que la distribución de los bucles de fibra hacen que su efecto como polarizador sea independiente del diámetro de cada uno de ellos.

La utilización de un láser de diodo presenta una ventaja añadida a la de emisión linealmente polarizada, y es la emisión monocromática, que como ya vimos en el Capítulo 3 implica una mayor sensibilidad en el rango de medida. Sin embargo las propias características de emisión del láser dificultan la realización de medidas en cuanto a la aparición de fluctuaciones en el plano de polarización, lo que impone un continuo reajuste del controlador del mismo en la fibra además de las restrictivas condiciones para estabilizar la intensidad de la radiación emitida.

[#] Adjetivo derivado del término inglés *pigtail* con el que se indica que el diodo, la óptica de enfoque y la fibra óptica forman un elemento compacto.

Aun a costa de perder intensidad a la salida de la fibra y monocromaticidad en la luz incidente, con la ligera pérdida de sensibilidad que esto supone según vimos en el capítulo anterior, se optó por el empleo de LEDs como fuentes, cuya ventaja reside en la emisión de luz despolarizada y en la estabilidad, así como su reducido coste, compensando de esta forma las ventajas a los inconvenientes. Empleando configuraciones diferentes para la multicapa depositada sobre la fibra, puede verse en las Figuras 4.7, como varía la potencia relativa transmitida por la estructura en función del índice exterior cuando la fuente empleada es un LED, incluyendo el efecto que supone el emplear diferentes longitudes de onda, e incluso las diferencias que pueden aparecer cuando la distancia entre el borde superior del núcleo de la fibra y la superficie pulida cambia.

Del comportamiento general de los dispositivos, podemos obtener una estimación de donde se encuentra el comportamiento lineal de la respuesta respecto del índice externo, lo que nos permite ajustar los parámetros para que esa región de comportamiento lineal coincida con el rango de índices que deseamos medir. Para ello, una vez probada la resonancia que se traduce en un mínimo de potencia óptica transmitida por el sistema, deberemos elegir la configuración de capas que sitúen esa resonancia en un índice de refracción ligeramente inferior al mínimo que deseamos medir si deseamos que la respuesta del dispositivo muestre una pendiente positiva cuando midamos la salinidad, o ligeramente superior si deseamos que sea negativa.

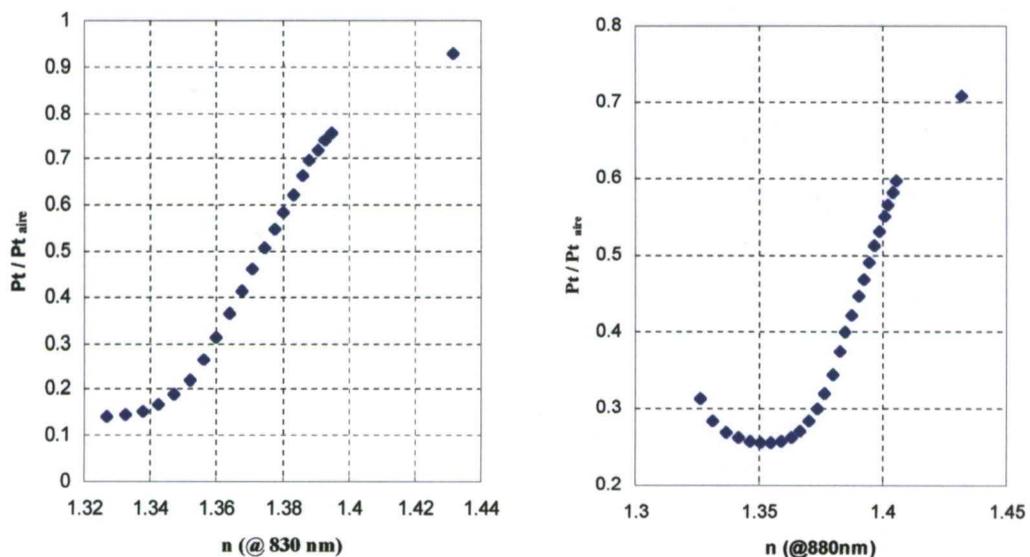


Figura 4.7 a Caracterización de un dispositivo compuesto por 8 nm de Al y 56 nm de TiO_2 utilizando LED's cuyos picos de emisión están en 830 y 880 nm respectivamente.

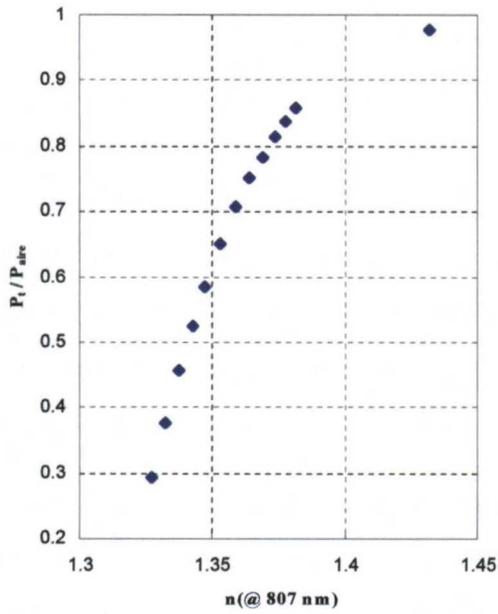


Figura 4.7 b Caracterización con LED de 807 nm de un dispositivo con 8 nm de Al y 60 nm de TiO_2 .

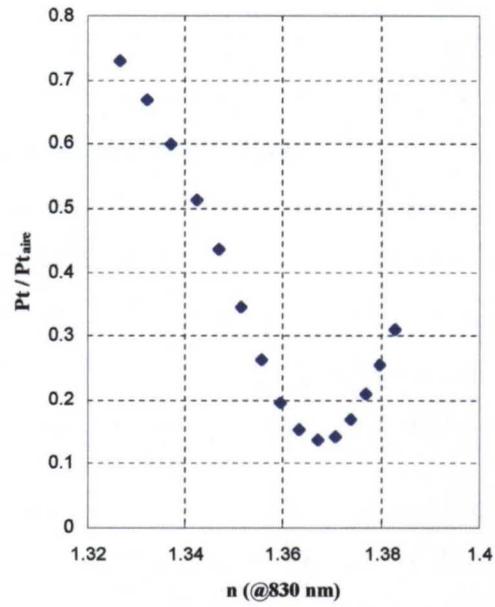


Figura 4.7 c Caracterización con LED de 807 nm de un dispositivo con 8 nm de Al y 60 nm de TiO_2 .

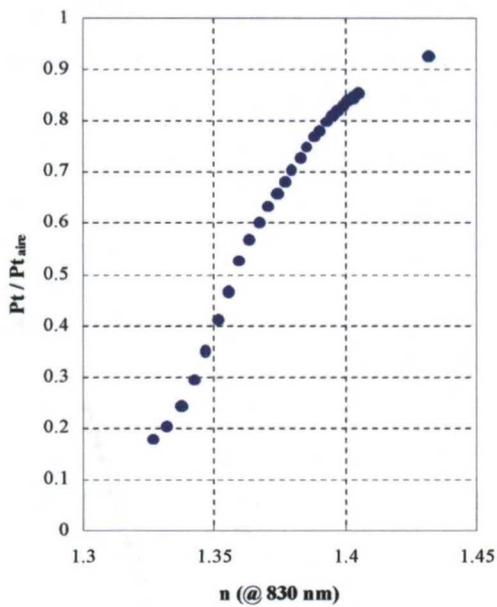


Figura 4.7 d Caracterización con LED de 830 nm de un dispositivo con 8 nm de Al y 62 nm de TiO_2 .

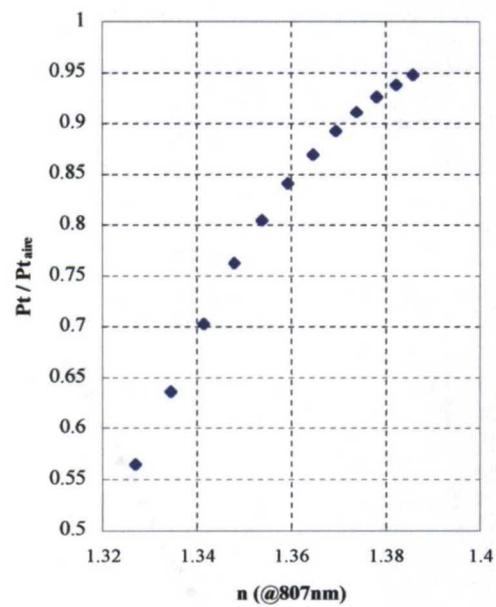


Figura 4.7 e Caracterización con LED de 807 nm de un dispositivo con 8 nm de Al y 62 nm de TiO_2 .

4.4. Medida de la salinidad

4.4.1. Elección de capas

A partir de los resultados obtenidos en la modelización teórica y contando con los resultados de la caracterización de sensores que hemos visto en el apartado anterior, conocemos el comportamiento general de este tipo de dispositivos con respecto al índice de refracción. En cualquiera de las configuraciones que aparecen en las figuras 4.6, es posible obtener una medida de la salinidad mediante la expresión

$$\frac{n(S, T, \lambda) - \left[n_0 + n_4 T^2 + \frac{n_5 + n_7 T}{\lambda} + \frac{n_8}{\lambda^2} + \frac{n_9}{\lambda^3} + n_{10} D \right]}{\left[n_1 + n_2 T + n_3 T^2 + \frac{n_6}{\lambda} \right]} = S(n, T, \lambda, D). \quad (4.9)$$

La elaboración de las muestras se lleva a cabo variando de forma continua el grado de salinidad de agua destilada, bien mediante la adición de KCl que como vimos en la primera sección de esta capítulo es la sal que se emplea para la elaboración de los estándares de conductividad, o bien de un compuesto de sales que simulan el agua marina²⁶, buscando variaciones de aproximadamente un 2 ‰. En esta muestra se mide simultáneamente la salinidad y la temperatura mediante un salinómetro comercial²⁷ como el de la Figura 4.8, y la potencia óptica transmitida por la fibra con un detector también comercial²⁸. Conocido el comportamiento del sensor con el índice de refracción a través de la caracterización, podemos determinar el índice de refracción a partir de el dato de la potencia transmitida. Este valor de índice n servirá como parámetro de entrada, junto con la temperatura, en el algoritmo (4.9).

Podemos utilizar el algoritmo en sus dos direcciones:

1. Relacionando el índice de refracción con la salinidad, la temperatura y la longitud de onda para calcular el valor del índice de refracción que tiene el medio externo se-

²⁶ Instant Ocean (Aquarium Systems)

²⁷ ORION mod. 162

²⁸ HP 8152 A Optical Average Power Meter



gún la expresión (4.5), y establecer así la relación entre ese índice y la potencia transmitida por el dispositivo.

2. Relacionando la salinidad con el índice de refracción, la temperatura y la longitud de onda según la ecuación (4.9) para representar la potencia transmitida frente a la salinidad, corregida esta última para una temperatura fija de 20°C.

Los resultados que se obtienen aparecen en las figuras 4.9, mostrando una relación lineal entre la potencia transmitida y la salinidad como era de esperar.

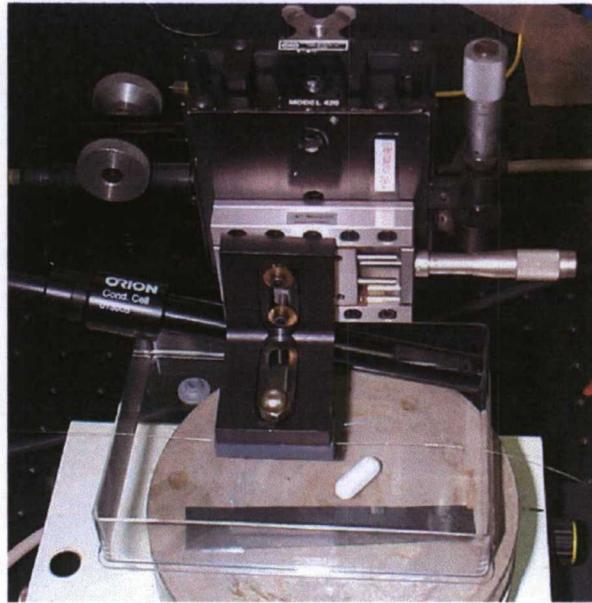


Figura 4.8 Disposición experimental para la medida simultánea de salinidad, temperatura e índice de refracción.

Debido a las necesidades espectrales de la unidad central en la plataforma de medida SOFIE que vimos en el Capítulo 1, tenemos que acotar el rango de índices necesario para la medida de la salinidad obedeciendo a esos requisitos. Dado que estamos utilizando una fuente con cierta anchura espectral, fijaremos esa longitud de onda en la del máximo de emisión del LED, obteniendo que el intervalo de índices que encontraremos para $\lambda_0 = 807 \text{ nm}$ según la expresión (4.8) es de

$$\Delta n(S, T, \lambda_0) = n(0, 30, \lambda_0) - n(40, 0, \lambda_0) = 1.3272 - 1.3368. \quad (4.10)$$

En este intervalo, la selección óptima de las capas que se depositan sobre una fibra óptica monomodo²⁹ son de 8 nm de Aluminio y 60 nm de TiO₂, y que es lo que constituye nuestro elemento sensor. Esta configuración de sensor es la que aparece montada en el optodo, de forma que los resultados obtenidos los pospondremos para el Capítulo 5 en el que explicamos la construcción y funcionamiento del mismo.

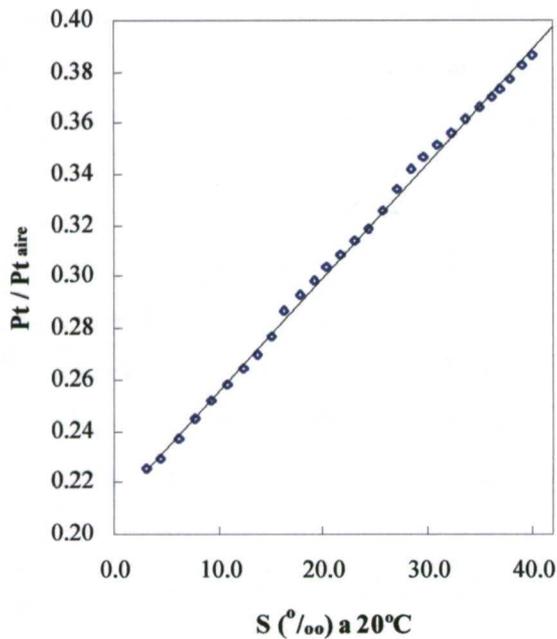


Figura 4.9 a Medida de la salinidad con un sensor compuesto por 8 nm de Al y 56 nm de TiO₂ utilizando un diodo láser con emisión en 780 nm.

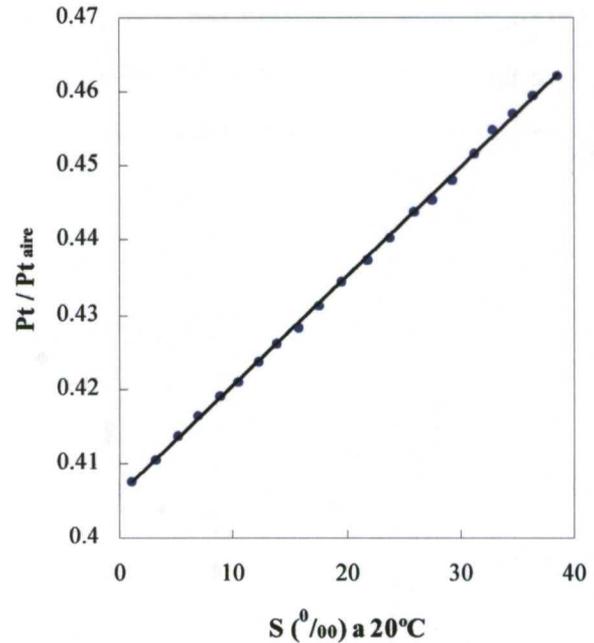


Figura 4.9 b Medida de la salinidad con un sensor compuesto por 8 nm de Al y 62 nm de TiO₂ utilizando un LED con máximo de emisión en 830 nm.

4.4.2. Interferencias cruzadas

En este punto, ya hemos demostrado la posibilidad de utilizar un sensor de índice de refracción por fibra óptica como instrumento para la medida de la salinidad. Sin embargo aún falta por comprobar si será operativo en condiciones reales. Es lógico pensar que, dado que el sensor es de índice, el efecto de cualquier agente capaz de modificar ese índice será recogido por nuestro sensor con una variación en la potencia transmitida, lo que directamente se traduciría en el falseamiento del valor de salinidad proporcional-

²⁹ 3M mod. FS-SN 4224

do. Por tanto, es necesario efectuar pruebas de interferencia con el resto de componentes del agua no relacionados con la salinidad. La evaluación de las interferencias cruzadas con el resto de sustancias es lo que nos permitirá confirmar la viabilidad del sistema como salinómetro. Este tipo de ensayos forma parte del protocolo de medidas del proyecto SOFIE, y debe cumplimentarse por parte de todos los optodos.

Para determinar la interferencia del resto de constituyentes se propusieron dos tipos de ensayos que simularan las condiciones reales de medida lo más fielmente posible y que fuesen accesibles en el laboratorio. En ambos casos el procedimiento seguido es el mismo que para la caracterización de sensores y medidas de salinidad.

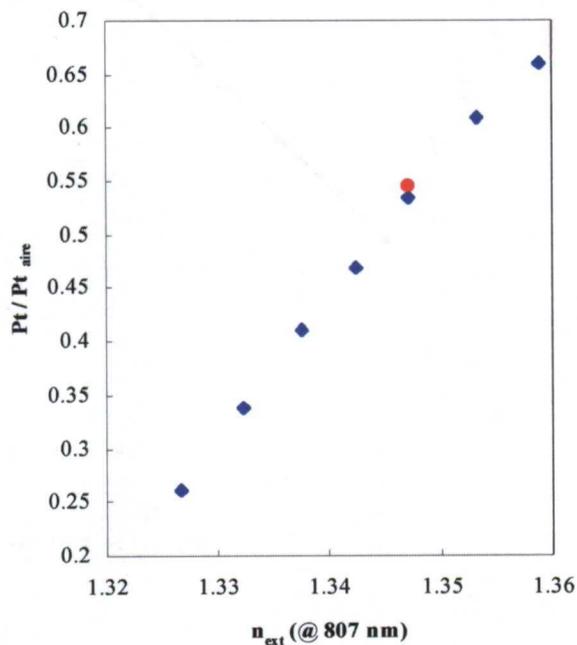


Figura 4.10 Efecto sobre el índice de refracción de la adición de glicerina y ácido húmico en las mayores concentraciones esperables en el medio marino.

El primero consistió en medir el efecto sobre la potencia transmitida de un 1 ‰ de glicerina³⁰ añadido a la muestra sobre la que se estaban efectuando las medidas. La elección del compuesto corresponde un criterio de no volatilidad, de forma que tenga un efecto equivalente a la presencia de compuestos aromáticos e hidrocarburos clorados, que suponen el tipo de compuestos orgánicos que más frecuentemente pueden aparecer en las zonas de inspección. La concentración se toma como la mayor

que podríamos encontrar en el peor de los casos posibles. El resultado es que la alteración en la potencia transmitida es despreciable.

³⁰ Glicerina Pura PANREAC 141339 (n_D a 20° = 1.457 – 1.475)

En el segundo, se comprobó la influencia de la adición de ácido húmico³¹ en una concentración de 150 ppm, bajo la misma idea que en el caso de la glicerina. De nuevo el resultado es una influencia despreciable sobre la medida de la potencia óptica. Sin embargo, este compuesto siempre va a estar presente en el agua, aunque difícilmente disuelto en ella. Esto ocasionará un desplazamiento en la respuesta del sistema sin pérdida de sensibilidad. Además, la solubilidad disminuye con el aumento de la salinidad, lo que justifica realizar este tipo de pruebas directamente sobre un ensayo de calibración en lugar de una medida de salinidad como se aprecia en la Figura 4.10, donde representamos ambos efectos simultáneamente.

Así pues, dadas las características de este compuesto y el aspecto que presenta en el agua, afectará más en cuanto a la posibilidad de depósitos sobre la superficie sensora, lo que redundará en la necesidad de un mantenimiento más cuidadoso.

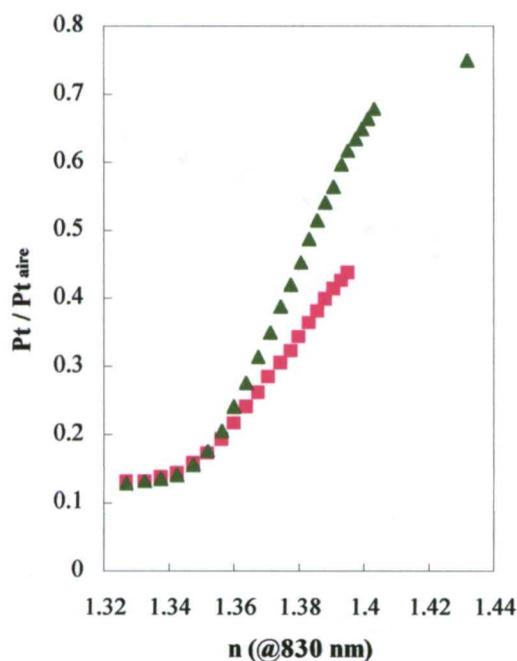


Figura 4.11 Degradación en la respuesta del sensor con el tiempo.

- ▲ Menos de 100 horas de funcionamiento.
- Más de 100 horas de funcionamiento.

Una vez que disponemos de un dispositivo capaz de medir el índice de refracción del medio acuoso, y por tanto susceptible de ser empleado para la medida de salinidad, necesitamos también evaluar como es su comportamiento a largo plazo, es decir, necesitamos saber como es su degradación en contacto con el medio externo para de esta forma conocer el tiempo que el sistema puede ser empleado sin necesidad de mantenimiento, según los requisitos deseados que ya comentamos en el Capítulo 1. A este efecto, es destacable que en la

³¹ Humic Acid FLUKA Chemika 53680

fase de caracterización de sensores tras realizar medidas que llegan a superar las 100 horas de funcionamiento, se aprecia una notable degradación en la sensibilidad de la respuesta del dispositivo como puede verse en la Figura 4.11, si bien entre las diferentes series de medidas se realizó una limpieza que puede considerarse agresiva, frotando con agua destilada y alcohol isopropílico.

Se realizó esta misma prueba empleando ya un primer prototipo de salinómetro óptico que se mantuvo sumergido por un periodo continuado de tiempo superior a las 80 horas, y su posterior utilización tras una ligera limpieza. Los resultados pueden verse en la Figura 4.12. En este caso, la respuesta a las variaciones de salinidad posteriores mostraron una ligera pérdida en la sensibilidad del sensor, aunque fue posible recuperar prácticamente la inicial tras limpiar la superficie del sensor mediante alcohol isopropílico y agua destilada, dejándola secar al aire.

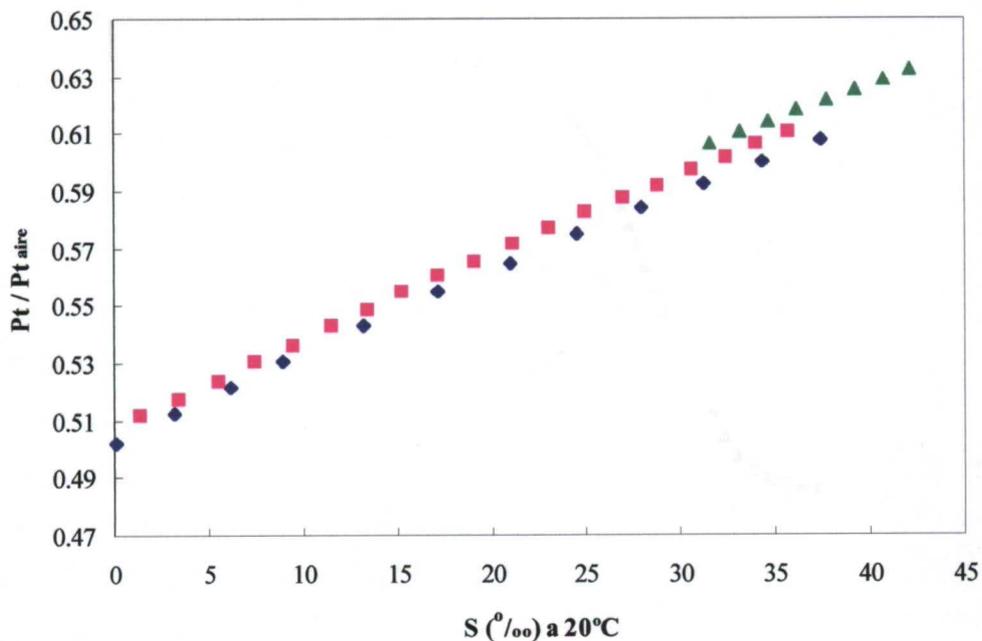


Figura 4.12 Degradado temporal del sistema en ambiente salino.

- Evolución original de la potencia transmitida con la salinidad.
- ▲ Comportamiento después de tres días sumergido en agua salina.
- ◆ Al cabo de tres meses, después de limpiar la superficie con alcohol isopropílico y agua destilada.

Finalmente, también se realizaron medidas para establecer el comportamiento del sensor en cuanto a su estabilidad durante un periodo activo de medida. El experimento consistió en mantener la medida de una muestra de salinidad y temperatura aproximadamente constantes durante un periodo de 8 horas, la Figura 4.13 muestra como el valor de potencia transmitida se mantiene prácticamente constante, pudiendo achacar las fluctuaciones a los pequeños cambios en el valor de salinidad y temperatura debido principalmente a la evaporación y a los ciclos diarios.

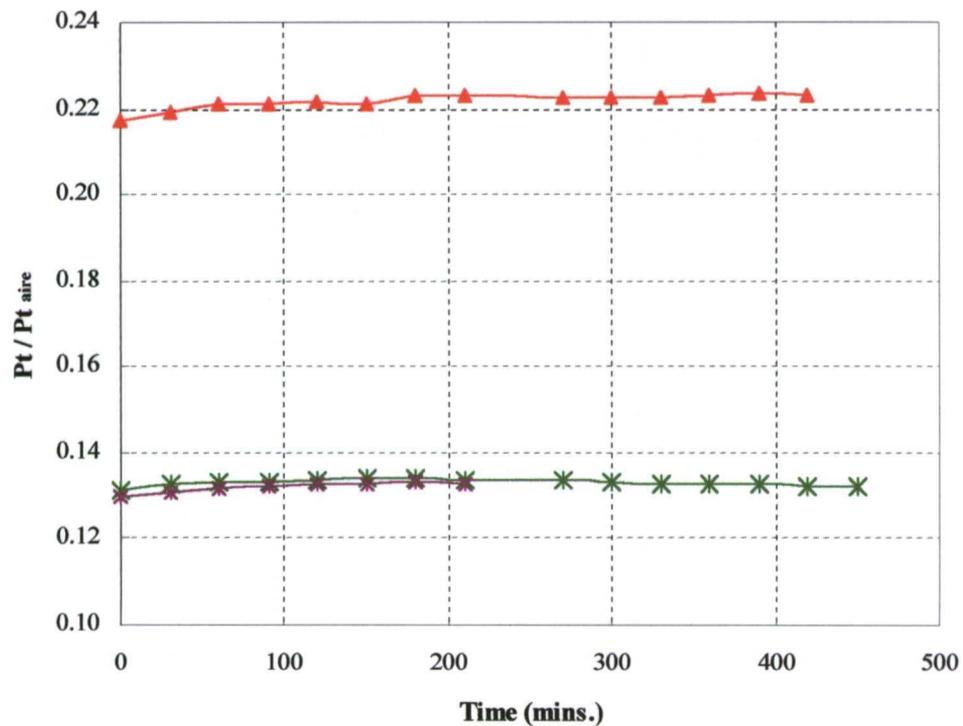


Figura 4.13 Evolución temporal de la respuesta del sensor para dos valores de salinidad.

Un vez analizados, los resultados obtenidos en las diferentes pruebas realizadas, se pueden resumir que el comportamiento del sensor se caracteriza por:

1. comportamiento lineal del sistema con el índice de refracción y por ende con la salinidad,
2. no aparición de histéresis en al respuesta del sistema,

3. la interferencia cruzada con otros posibles compuestos presentes en el agua es prácticamente despreciable,
4. presenta un amplio rango dinámico, por lo que es posible su utilización tanto en el océano como en otros diferentes emplazamientos de interés ambiental,
5. es de fácil empleo, siendo necesarios únicamente dos puntos tales como el aire y agua pura para calibrarlo.

5. Diseño y fabricación de un salinómetro óptico

Una vez demostrada en el laboratorio la capacidad de ser utilizadas como sensores de salinidad las estructuras que hemos venido estudiando a lo largo de la presente memoria, necesitamos dar un paso adicional. Hay que sacar el sensor del laboratorio y adaptarlo a la medida en condiciones realistas, cumpliendo con las exigencias generales para sensores en el medio ambiente, y particulares del proyecto SOFIE.

Esta circunstancia, como veremos en este capítulo, ocasiona una serie de problemas técnicos de muy diversa índole que deberemos resolver antes de poder integrar el optodo en la plataforma de medida SOFIE.

La resolución de estos problemas, conduce a la construcción de un optodo compacto de reducidas dimensiones, disponible en la actualidad.

5.1. Consideraciones generales

Conocemos las restricciones que se plantean para la optimización del dispositivo como sensor, entre las cuales se encuentra la necesidad de que la radiación incidente sobre la estructura de capas esté linealmente polarizada en la dirección perpendicular a la estructura de capas, condición que se muestra esquemáticamente en la Figura 5.1.

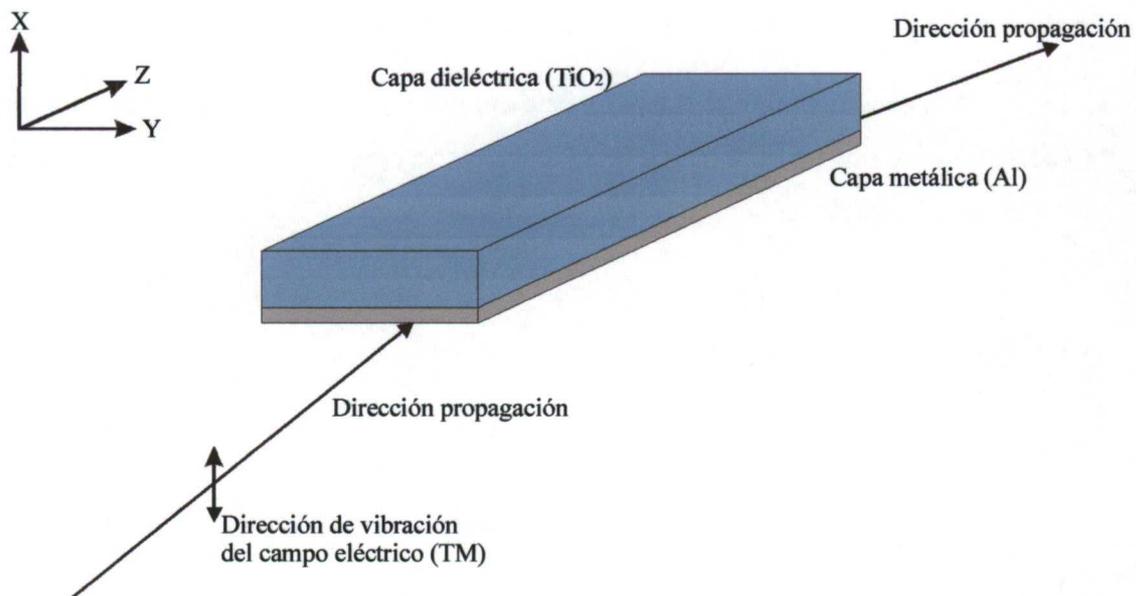


Figura 5.1 Esquema básico de la estructura de capas e incidencia de luz polarizada TM sobre ella.

Ya vimos en el Capítulo 4 las diferentes posibilidades que tenemos para conseguir luz incidente con la polarización requerida, así como los motivos que nos impulsaron a la elección de un LED como fuente. Sin embargo, tanto la utilización de un LED como la de un diodo láser plantean problemas cuando lo que se pretende es implementar un sistema de medida capaz de operar a distancias elevadas tanto de la fuente como del detector.

Dadas las características constructivas del elemento sensor, que tiene por sustrato para la deposición una fibra óptica monomodo comercial, sabemos que al insertar luz linealmente polarizada en la misma, su plano de polarización no va a mantenerse fijo a menos que todo el segmento de fibra existente entre el elemento que actúe como polarizador y el elemento sensor se mantenga recta y estática, libre de torsiones y tensiones

residuales. Aunque estas limitaciones pueden solventarse con mayor o menor facilidad en el laboratorio, en general no va a ser posible mantener las configuraciones experimentales de las Figuras 4.2-3 cuando queramos realizar medidas de campo en condiciones realistas.

Aparte de los requisitos puramente ópticos tales como la polarización y el rango espectral, también es necesario asegurar la estabilidad mecánica del instrumento y su protección frente a los agentes externos. En este sentido, una protección importante cuando se pretende que funcione en el medio acuático es la estanqueidad, no sólo por él mismo, sino por evitar las filtraciones de agua al interior que dañaría a los componentes electrónicos de la unidad central donde se encuentran los controles de las fuentes y el detector.

Un objetivo añadido es conseguir un reducido tamaño que le otorgue manejabilidad y que permita su utilización autónoma en lugares de difícil acceso cuando sea preciso. Simultáneamente, es deseable un bajo coste con vistas a su generalización como instrumento de medida en el ámbito del medio ambiente.

Resumiendo, para conseguir un instrumento operativo compatible con los requisitos de la plataforma de medida y con las condiciones necesarias para alcanzar con efectividad una buena precisión en la medida de la salinidad, debemos concentrarnos en la solución de los siguientes problemas:

1. control de la polarización,
2. robustez,
3. estabilidad mecánica,
4. estanqueidad,
5. accesibilidad al reemplazo de componentes degradados.

Como punto de partida para la solución de estos problemas, tendremos en cuenta las condiciones iniciales básicas como son la utilización de un S-LED¹ y de la disposición del elemento sensor con su soporte de vidrio tal y como se ve en la Figura 5.2 con la

¹ HITACHI HE8404SG, con el pico de emisión en 807 nm y anchura espectral de 60 nm.

estructura de capas seleccionada según los criterios enunciados en el capítulo 4, es decir, con 8 nm de Aluminio y 60 nm de TiO_2 cuando utilizamos una longitud de onda incidente de 807 nm.

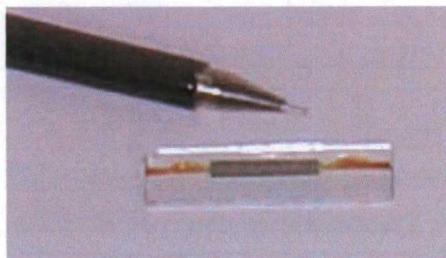


Figura 5.2 Elemento sensor

5.2. Diseño del optodo

El problema más inmediato con el que nos encontramos es el de controlar la polarización del haz incidente. En general, obtener luz polarizada es fácilmente accesible por medio de los polarizadores habituales empleados en óptica tales como láminas polaroides, prismas de Nicol o de Wollaston, etc.

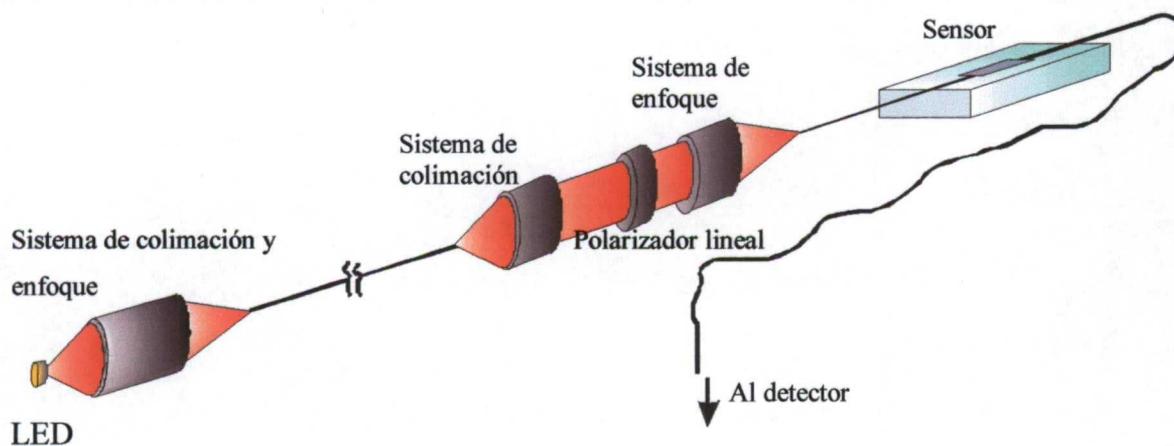


Figura 5.3 Configuración básica del optodo.

Colocando el polarizador entre la fuente y el extremo de la fibra, tal y como veíamos en la Figura 4.3, nos vemos forzados a mantener toda la fibra recta hasta el elemento sensor. Evidentemente, mantener la fibra en esta situación es tanto más difícil cuanto mayor sea su longitud, que será precisamente el caso de nuestras medidas. Por tanto, un objetivo claro es el reducir al mínimo la distancia entre el polarizador y el sensor pudiendo tener cualquier longitud de fibra de entrada hasta alcanzar el polarizador, de forma que la configuración sería como la de la Figura 5.3.

Pero una disposición como esta implica la utilización de varios elementos ópticos y de varios puntos en los que alinear estos elementos para conseguir una intensidad óptica suficiente. La utilización de los diferentes elementos provoca pérdidas por reflexión, y el número de puntos en los que alinear implica fuertes restricciones a la estabilidad mecánica.

Ambos problemas, el de minimizar las pérdidas de inserción y el de la estabilidad mecánica, se resuelven disminuyendo el número de elementos que forman el sistema. Para ello se utiliza un polarizador de fibra óptica que se dispone 'en línea' con el sensor, de forma que ambos se encuentran en la misma fibra.

El funcionamiento de este tipo de polarizadores es básicamente análogo al de los sensores^{2,3}, es decir, mediante la excitación del plasmón superficial por parte del campo evanescente se alcanza la máxima atenuación de la componente del campo eléctrico perpendicular a la estructura de capas. Para su funcionamiento óptimo en el rango espectral que utilizamos, la elección es de una capa de 7 nm de aluminio recubierta por un medio denso de índice de refracción alto. Este medio de índice alto se obtiene mediante una resina curada con radiación ultravioleta, de un espesor tal que no existe interacción con el medio exterior a la estructura. De esta forma aseguramos que a la salida del dispositivo polarizador el haz está linealmente polarizado paralelo al plano de la capa independientemente de cual sea el índice del entorno.

² S. Tseng, K. Hsu, H. Wei, K. Chen, "Analysis and experiment of thin metal-clad fiber polarizer with index overlay", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 1997.

³ K. Kwang-Taek *et al*, "Polarizing properties of optical coupler composed of single mode side-polished fiber and multimode metal-clad planar waveguide", *Opt. Commun.*, **180**, 2000.

Conseguido el haz polarizado, hay que hacer que llegue al sensor con la orientación adecuada. Según la teoría, esto debería lograrse colocando el polarizador perpendicular al elemento transductor según se muestra en la Figura 5.4.

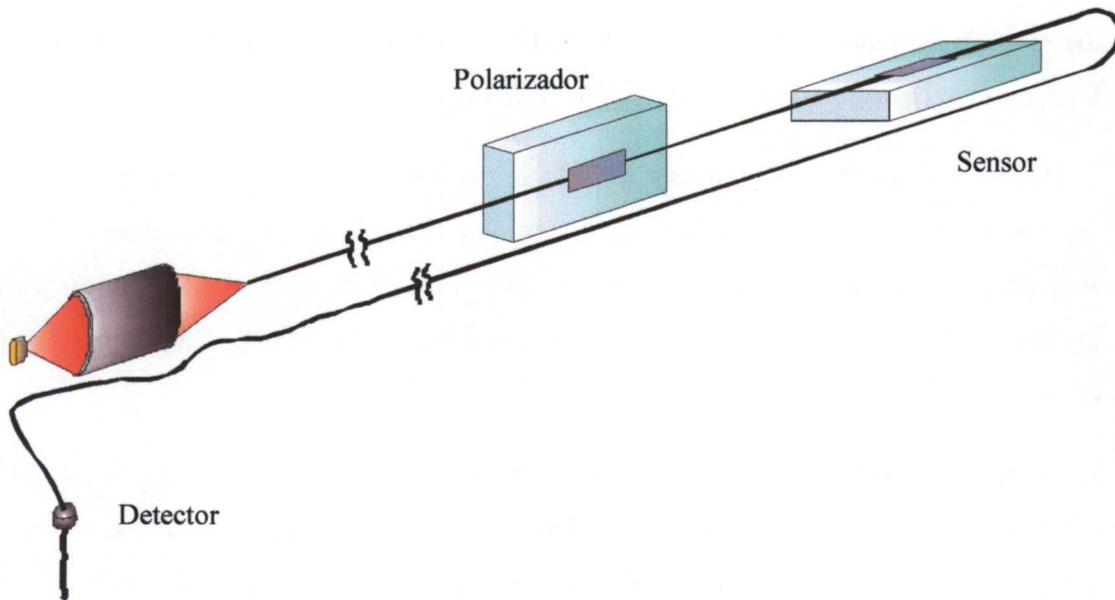


Figura 5.4 Configuración definitiva del optodo

En esta configuración, razones de tipo técnico impiden la implementación de ambos dispositivos en la misma fibra con un espacio intermedio reducido. Una de ellas es el propio proceso de pulido lateral de la fibra, la otra radica en las diferentes características de las capas a depositar.

Sin embargo, es posible construir sensor y polarizador por separado procediendo a la unión de ambos *a posteriori*. Para realizar el acoplamiento de ambos elementos, reduciendo al máximo el tamaño total del sistema y minimizando las pérdidas de inserción, optamos por el mecanismo de fusión de los segmentos de fibra procedentes de la salida del polarizador y de entrada en el sensor según el sentido de propagación de la luz por el sistema.

Este proceso se realiza de manera automática por la fusionadora de fibra óptica⁴, e implica la fusión del vidrio de la fibra mediante la aplicación de un arco de descarga y una ligera presión para unir ambos extremos. Finalizado el proceso, la fibra presenta el aspecto de no haber sufrido ninguna alteración salvo la eliminación de parte de su protección plástica como se ve en la Figura 5.5. La región intermedia en la que se elimina la protección plástica de la fibra y se realiza el empalme, es una zona débil del dispositivo no tanto frente a esfuerzos de tracción como frente a la cizalla. Así pues, para evitar una fractura de la fibra, que obligaría a desechar el sistema completo, incorporamos un protector metálico del empalme.

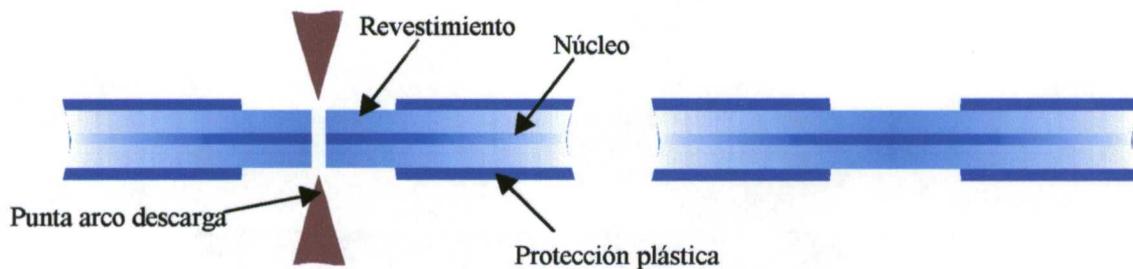


Figura 5.5 Esquema de la fusión de fibra óptica mediante arco de descarga

Los protectores comerciales tienen forma de cánula. Pero las limitaciones físicas que imponen la presencia de los soportes de vidrio para polarizador y sensor hacen inviable su uso. En su lugar, se construyeron protectores de acceso lateral a la zona débil como los que se muestran en la Figura 5.6, consistentes en una varilla de acero inoxidable de diámetro inferior a 1 mm y de aproximadamente 3 cm de longitud sobre la que se practica una ranura longitudinal de 300 μm de ancho, suficiente para alojar las 250 μm de diámetro de la fibra óptica. Una vez situada la fibra en el canal, se recubre con una resina que también fragua con UV.

Con los elementos unidos, puede realizarse la configuración del sistema como en la Figura 5.4, en las que están fijadas las posiciones relativas de polarizador y sensor. Puede verse como entre ambos elementos existe un tramo de fibra donde se localiza el empalme y que debe mantenerse recto. Esta longitud tiene un límite inferior debido a las

⁴ TRITEC fase II fiber splicer

características de la máquina de fusión de la Figura 5.7, debido fundamentalmente por la utilización de los soportes de vidrio en los dispositivos como aparecen en la Figura 5.8. El valor mínimo que podremos alcanzar oscilará entre 6.5 y 7.5 cm dependiendo de nuestra precisión en la preparación de los segmentos de fibra a fundir.

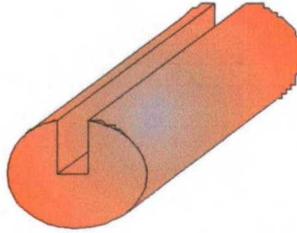


Figura 5.6 Protector de empalme de acceso lateral



Figura 5.7 Fusionadora de fibra óptica

La configuración de la Figura 5.4, validada en el laboratorio, permite la utilización del instrumento en puntos alejados de la inserción de luz y detector pues ya no hay restricciones sobre los segmentos de fibra anterior al polarizador ni posterior al sensor. Pero aún persisten los problemas de uso en ambientes hostiles dado que carece de la robustez necesaria para soportar los efectos de corrientes, desplazamiento del ROV⁵, etc.



Figura 5.8 Disposición de sensor y polarizador en el proceso de fusión de ambos.

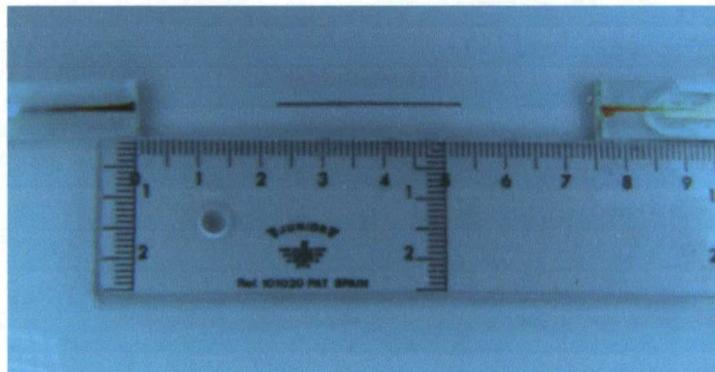


Figura 5.9 Conjunto polarizador-sensor con el protector de empalme.

⁵ Remote Oriented Vehicle, ver Capítulo 6.

En principio, para dotar al sistema de robustez bastaría con un soporte como el de la Figura 5.10 en el que se alojarían polarizador y sensor, sellando el sistema mediante una resina epoxy que a la vez fijaría las posiciones relativas de ambos dispositivos y fijaría la fibra entre ellos. Pero este soporte plantea problemas de manipulación de los elementos, es decir, una vez que éstos caen en su alojamiento no es sencillo modificar la orientación del polarizador respecto del sensor. Además, no permite ajustar la longitud entre ambos en función del segmento de fibra libre que obtenemos en el proceso de fusión. Finalmente, no es posible reemplazar los componentes degradados una vez que finaliza su periodo de vida útil, obligándonos a desechar el optodo completo y si bien el prototipo de la Figura 5.10 fue realizado en PVC que es un material barato y cómodo de trabajar, este material es inaceptable para la construcción definitiva del optodo, al ocasionar interferencias en la medida por espectroscopía Raman superficial de otro de los sensores de SOFIE, por lo que construir optodos desechables no sería tan fácil ni barato. Descartamos, por tanto, este primer prototipo.



Figura 5.10 Versión preliminar de optodo.

Aparte de la longitud intermedia, otro factor a tener en cuenta es el del ajuste del plano de polarización. La teoría nos dice que para que la luz incida perpendicularmente a la superficie plana del sensor, es suficiente con colocar el polarizador girado 90° respecto del anterior. En la práctica esta condición no se cumplirá nunca de manera exacta, sino que aparecerán ligeras variaciones debido al propio proceso de pulido de la fibra en que la superficie plana adquiera una ligera inclinación, aparición de tensiones residuales en el proceso de fusión que ocasionaran el giro del plano de polarización en el segmento intermedio de fibra, etc. Por este motivo es conveniente contar con un grado de libertad adicional que permita ajustar la orientación para un funcionamiento óptimo.

Para resolver el problema de la orientación, partimos con la imposición de que la fibra constituye el eje de rotación del sistema. De esta forma eliminamos los movimientos de cizalla que ocasionarían la fractura de la misma en los puntos más frágiles del dispositivo como son los bordes de las placas de vidrio.

Manteniendo la fibra en el eje, necesitamos un útil que rote respecto de él y que pueda sostener el sustrato de vidrio del polarizador. El diseño preliminar es el que se muestra en la Figura 5.11, y su incorporación a un primer prototipo realista de optodo fue abordada con la colaboración del CIDA⁶. Este prototipo, del que se muestra una visión global en las Figuras 5.12 y cuyos planos pueden consultarse en el Anexo I, incorpora también un sistema de tensores realizados a través de varillas roscadas que permite ajustar la distancia entre polarizador y sensor en un rango aproximado de 2 cm⁷ de forma que la fibra se mantiene recta y estática entre ambos. Una vez fijada la longitud, se bloquea el tope y se libera el soporte del polarizador de forma que puede girar libremente⁸ para ajustar el plano de polarización, alcanzando el valor ideal cuando la intensidad transmitida por el sistema, para índice exterior unidad, es máxima. Cuando se alcanza esa orientación, se fija el soporte y el optodo queda con su configuración definitiva.

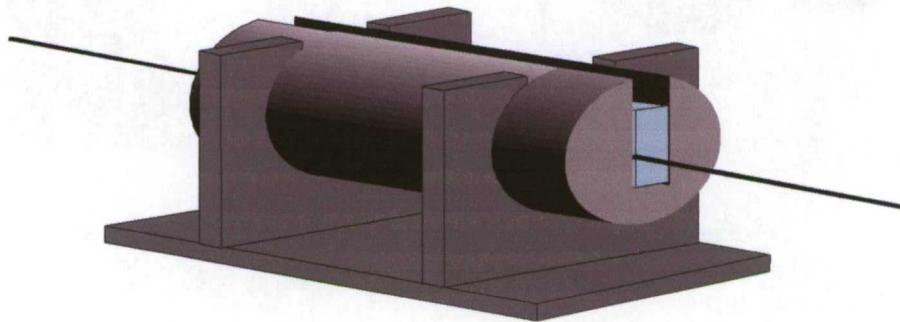


Figura 5.11 Soporte giratorio del polarizador.

⁶ Centro de Investigación y Desarrollo de la Armada. Ministerio de Defensa. Subdirección General de Tecnología.

⁷ Anexo I, plano 0003.

⁸ Anexo I, plano 0006.



Figura 5.12 a Optodo con ajuste de longitud y polarización.



Figura 5.12 b Detalle de la situación del polarizador en el optodo.

Sin embargo, al igual que en el prototipo de la Figura 5.9, persiste el problema del sellado. Este problema no es relevante en cuanto al funcionamiento del optodo, como ya se dijo, sino que es perjudicial para la electrónica de los componentes de la unidad central de la plataforma, y para la posibilidad de cambiar los sistemas cuando se degradan. Para solventar definitivamente estos problemas, se realizó un tercer prototipo⁹ en acero

⁹ Anexo II

inoxidable¹⁰ o aluminio anodizado con las mismas características básicas que el anterior prototipo de PVC en cuanto a la regulación de la longitud y el ajuste de la polarización, pero en el que el acceso de los dispositivos a su alojamiento es deslizante por el interior del optodo, por lo que la única zona expuesta al medio exterior es una mirilla sobre superficie sensora según se ve en las Figuras 5.13. Conseguimos de esta forma un optodo completamente estanco en el que además podremos sustituir los componentes ópticos cuando ya sean inservibles.

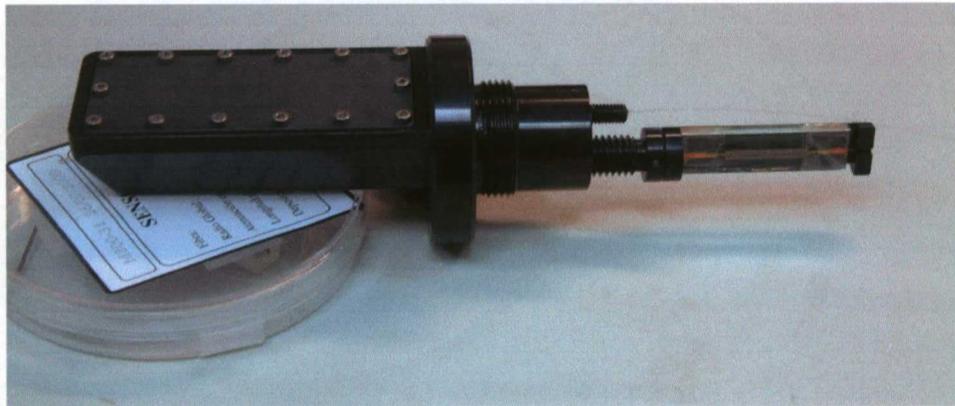


Figura 5.13 a Detalle de la parte inferior del prototipo definitivo de optodo.



Figura 5.13 b Detalle de la parte superior del prototipo definitivo de optodo.

¹⁰ F3534 UNE 36016-775

En la Figura 5.14, se muestra el optodo terminado con un tubo de acero inoxidable flexible suministrado por el IFREMER¹¹ que permite una conexión sencilla y segura del mismo a la unidad central de la plataforma de medida SOFIE, y con el que se realizaron pruebas de medida de salinidad en laboratorio siguiendo el procedimiento detallado en el Capítulo 4, y cuyos resultados se muestran en la Figura 5.15.

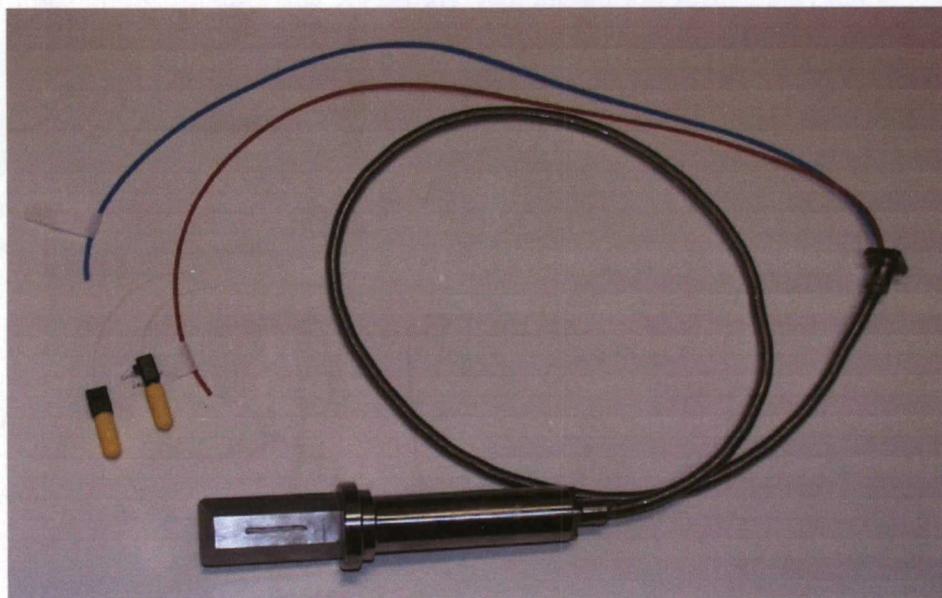


Figura 5.14 Optodo de acero inoxidable unido al tubo flexible de conexión a la unidad central de medida de la plataforma SOFIE.

Este prototipo ha sido integrado, junto con el resto de optodos y la unidad central, en el ROV desarrollado y construido por la firma HYDROVISION, y que ha sido probado en las instalaciones de ésta en Aberdeen durante el mes de agosto de 2000, y en las instalaciones del IFREMER en Brest durante el mes de octubre de 2000, con las que ha concluido el proyecto SOFIE.

En estos ensayos en condiciones reales, el optodo ha mostrado su operatividad, respondiendo a las exigencias planteadas en los objetivos generales del proyecto.

Además de verificar los objetivos en cuanto a la medida de la salinidad, con este tipo de optodo disponemos de un instrumento versátil en cuanto a que una adecuada selec-

¹¹ IFREMER: Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer.

ción de parámetros de la estructura permite afrontar la determinación de otra clase de sustancias presentes en el agua. Al ser de funcionamiento modular, puede operar en ausencia de la unidad central sin más sustituirla por una fuente LED y un fotodiodo, con lo que disponemos de un instrumento autónomo, de reducido tamaño y coste, susceptible de ser empleado en formato portátil. Y dado que los dispositivos ópticos son fijos y estables así como su disposición, puede emplazarse en lugares de difícil acceso alejados de las estaciones de control, empleando un adecuado protocolo de transmisión de datos.

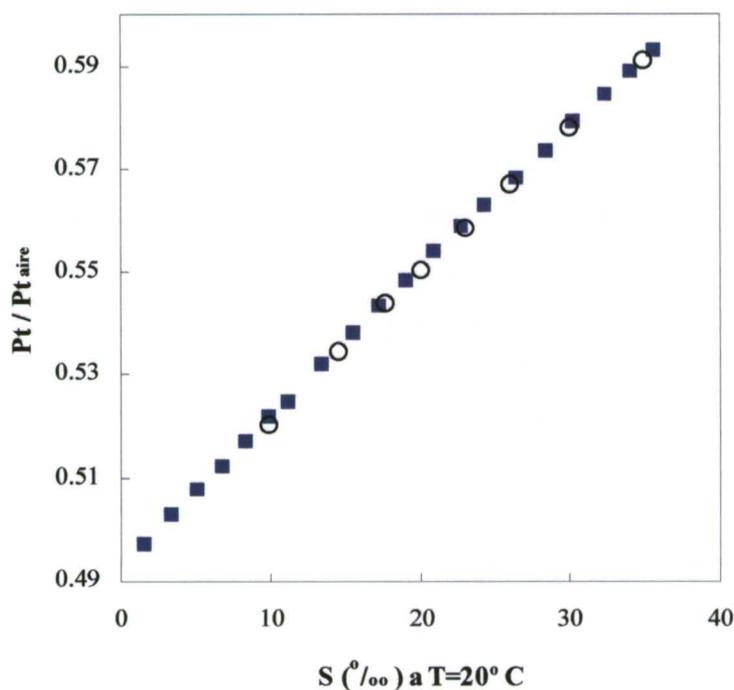


Figura 5.15 Medida de la salinidad con el optodo. Los cuadrados se obtienen incrementando el valor de la salinidad, y los círculos disminuyéndolo.

6. Integración en el vehículo de control remoto

El proyecto SOFIE ha finalizado recientemente con la integración de todos los optodos y la unidad central de medida en el vehículo operado por control remoto (ROV) que permite su utilización en el mar.

Este ROV que constituye el soporte móvil de todos los elementos de la plataforma de medida, fue diseñado y construido por la compañía escocesa HYDROVISION. Está dotado de una serie de hélices de reducido tamaño impulsadas eléctricamente, que permiten su desplazamiento en las tres dimensiones espaciales, y de una cámara de vídeo para facilitar el seguimiento del equipo y proporcionar una primera información del terreno que se está evaluando, como por ejemplo la turbidez.

Así mismo, está conectado con la superficie por un cable umbilical mediante el cual se alimenta y controla el sistema completo, tanto en su movimiento como en la adquisición de datos. A través de este cable puede actuarse sobre los optodos encendiendo o apagando las fuentes luminosas respectivas, por lo que se puede seleccionar un optodo individual para realizar una toma de datos específica en el momento que se necesite. También por vía eléctrica a través del cable umbilical, se realiza la transmisión de datos hasta la estación de control donde se procesan en un ordenador portátil. El protocolo de transmisión de datos y el software para su procesado ha sido realizado por el IFREMER francés, y un ejemplo de funcionamiento global puede verse en la Figura 6.1. Esta fotografía fue tomada durante los ensayos de viabilidad realizados por el sistema SOFIE en las instalaciones que posee la empresa HYDROVISION en Aberdeen durante el mes de agosto de 2000, como ya comentamos en el Capítulo 5, donde se comprobó el correcto funcionamiento del sistema incluyendo nuestro sensor de salinidad. Un conjunto de ensayos adicionales fueron realizados en las instalaciones de IFREMER en Brest en el mes de octubre de 2000.

Los resultados finales obtenidos por SOFIE han permitido que el mismo consorcio ampliado con nuevos miembros haya obtenido la financiación de la Unión Europea para abordar un nuevo proyecto denominado MISPEC (*'Multiparametric In-Situ Spectroscopic Measuring System for Coastal Monitoring'*), con número de contrato EVK3-

CT2000-00045, para el periodo 2001 – 2004, encaminado a la potenciación y mejora de las capacidades de SOFIE.



Figura 6.1 Imagen de la pantalla del ordenador de control y adquisición de datos del sistema SOFIE

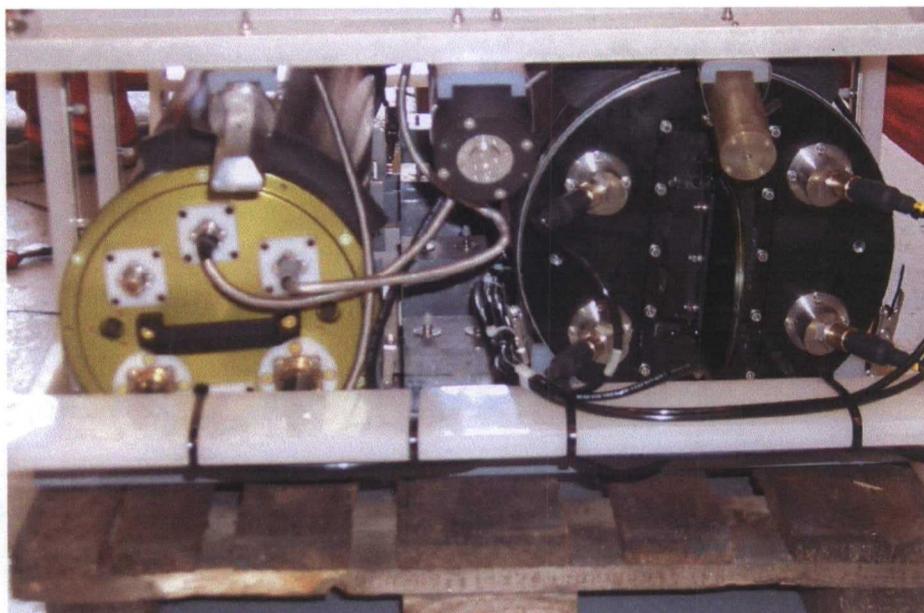


Figura 6.2 Vista frontal del sistema SOFIE fijado en el ROV. En la parte superior aparecen, de izquierda a derecha los optodos para la medida de salinidad, oxígeno disuelto e hidrocarburos aromáticos. En la parte inferior izquierda aparece la unidad central de medida para estos tres optodos. En la parte inferior derecha se encuentra el espectrómetro para la detección de hidrocarburos clorados.

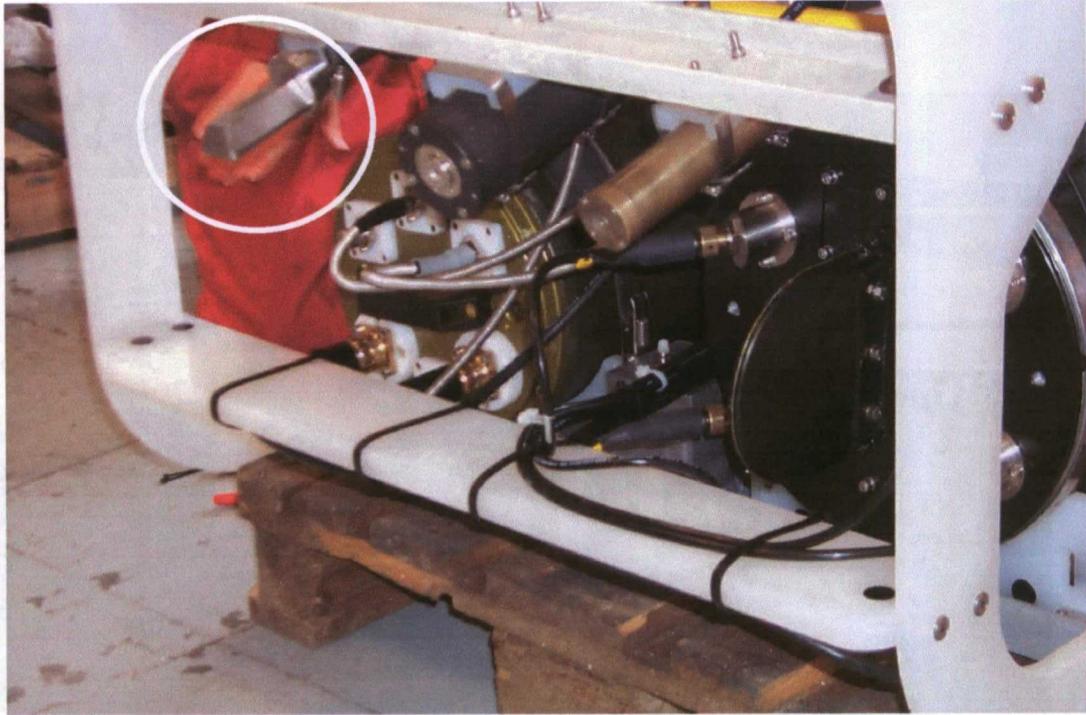


Figura 6.3 Detalle de la colocación del optodo para la medida de salinidad en el ROV.



Figura 6.4 Vista general del ROV antes de su primera inmersión.



Figura 6.5 Imagen del ROV tras las pruebas de viabilidad realizadas en las instalaciones de HYDROVISION en Aberdeen (Escocia).



Figura 6.6 Parte del equipo que ha desarrollado el proyecto SOFIE.

La plataforma SOFIE que se ha mostrado en las figuras anteriores, ha sido trasladada a las instalaciones del IFREMER en Brest (Francia), donde se ha procedido a la calibración de los optodos en condiciones de medida reales. La curvas de calibración de nuestro optodo, suministradas por este centro son las que aparecen en las Figuras 6.7 y 6.8. Dado que la de obtención de datos por parte de la unidad central es espectral, pueden mostrarse 2 curvas dependiendo de si se realiza una lectura sobre el pico de intensidad de la potencia transmitida, o si se realiza la integración en el área que permanece bajo la curva de potencia espectral transmitida. En cualquier caso ambas representaciones muestran la respuesta lineal del optodo con la salinidad tal y como estaba previsto. Y si nos referimos en concreto a la medida realizada sumando la potencia óptica espectral, se obtiene una pendiente similar a la de la Figura 5.15, que fue obtenida en el laboratorio.

Courbe de reponse de l'optode UCM 22/11/2000

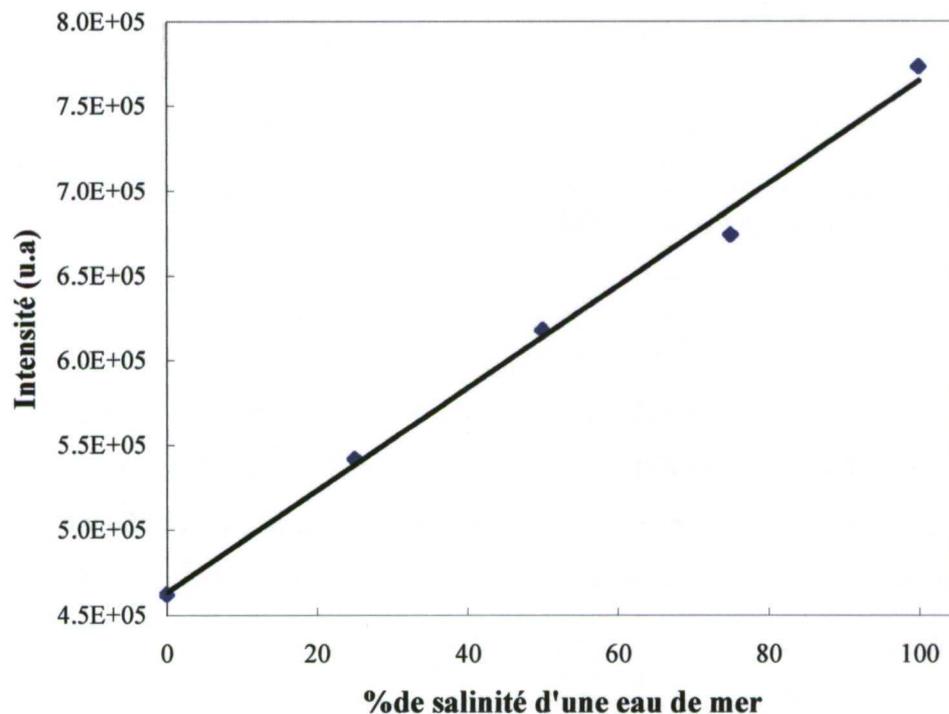


Figura 6.7 Calibración del optodo con el espectrómetro de la unidad central de la plataforma SOFIE utilizando el valor de pico de la potencia óptica transmitida. Resultados aportados por IFREMER (Francia).

**courbe de calibration en fonction de la salinité
mesurée**

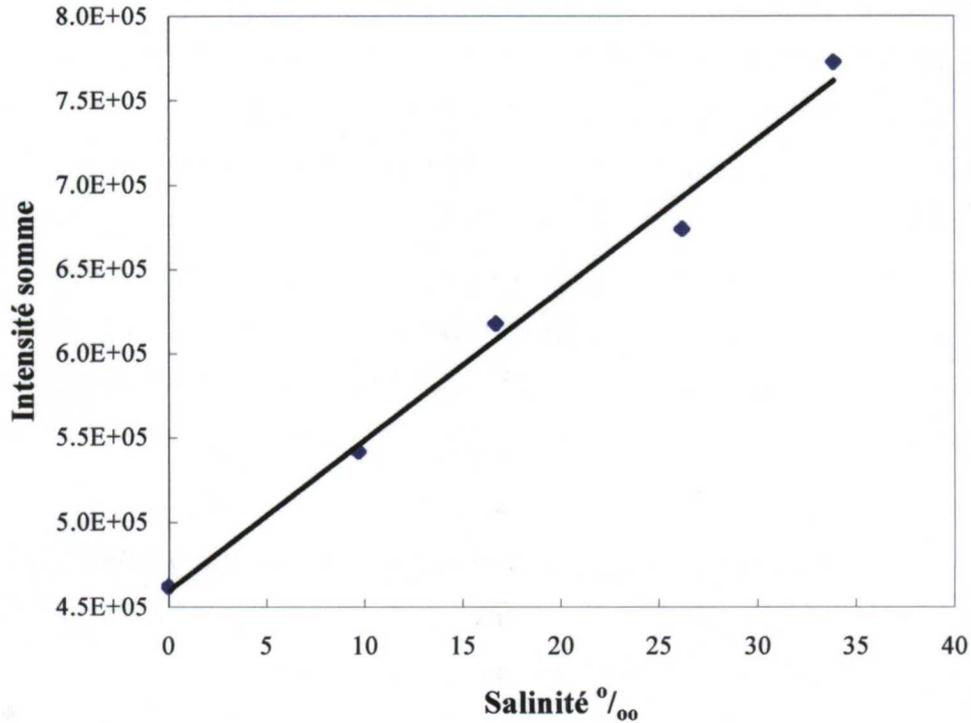


Figura 6.8 Calibração do optodo utilizando a integral de la potencia espectral transmitida. Resultados aportados por IFREMER (Francia).

Con la obtención de estas curvas, finaliza el proyecto SOFIE habiendo alcanzado el objetivo de demostrar la posibilidad de emplear instrumentos de fibra óptica en medidas marinas. Dentro de SOFIE, el trabajo encaminado al diseño y construcción de un sensor de salinidad por fibra óptica ha finalizado con éxito, proporcionando prestaciones equiparables a las de los salinómetros comerciales que operan por conductividad.

7. Conclusiones

El objetivo final de este trabajo es el desarrollo y puesta a punto de un dispositivo de fibra óptica para la medida *in situ* del grado de salinidad del agua marina, la marinización del mismo y su integración en un sistema de medida espectral. Este objetivo ha sido cubierto plenamente, como se ha demostrado en la memoria, habiéndose llegado a la realización de un prototipo de *optodo* y a la obtención de medidas con éste en condiciones reales. Para la consecución de este objetivo global se han realizado diversas tareas, correspondientes a diversos objetivos parciales, que se enumeran a continuación.

1. Hemos establecido mediante relaciones empíricas un principio de medida por métodos ópticos del grado de salinidad del agua a partir del valor del índice de refracción. Esto ha hecho posible el empleo de sensores refractométricos, debidamente adaptados, para la determinación del grado de salinidad del agua. Es la primera vez que se puede medir este parámetro *in situ* por medios ópticos.
2. Hemos procedido a una revisión de la literatura en busca de modelos satisfactorios para describir el comportamiento experimental de las estructuras de guías de onda empleadas en el sensor refractométrico (consistentes en una fibra monomodo pulida sobre la que se depositan capas planas, una de ellas metálica). Esta revisión pone de manifiesto que los métodos empleados, basados esencialmente en el acoplamiento de modos entre subestructuras, no resuelven adecuadamente el problema al aparecer discrepancias con los resultados experimentales.
3. Para resolver esas discrepancias y obtener un tratamiento teórico sencillo que pueda emplearse como herramienta de diseño de los dispositivos de los que se ocupa este trabajo hemos propuesto dos nuevos tratamientos del problema:

El primero de ellos parte de un modelo cuasi-geométrico en el que uno de los parámetros constructivos de la estructura se determinan por un ajuste con los valores experimentales y en el que se tiene en cuenta la anchura espectral de la fuente de luz empleada. Este modelo, que es muy simple y proporciona resultados con poco esfuerzo de cálculo, permite una predicción adecuada de la posi-

ción de la resonancia (es decir, del valor del índice de refracción exterior para el que la potencia transmitida por la guía es mínima) y de la anchura de la misma. Estos valores son suficientes para realizar un diseño del dispositivo.

El segundo modelo propuesto abandona la formulación modal y se basa en un estudio de la disipación de energía del campo incidente, que corresponde al campo evanescente de la guía, en la estructura de capas planas superpuestas. Los cálculos realizados justifican teóricamente la existencia de un plasmón superficial en la capa metálica y arrojan resultados adecuados para el comportamiento de la estructura frente al índice exterior.

Ambos modelos suponen aportaciones originales al problema.

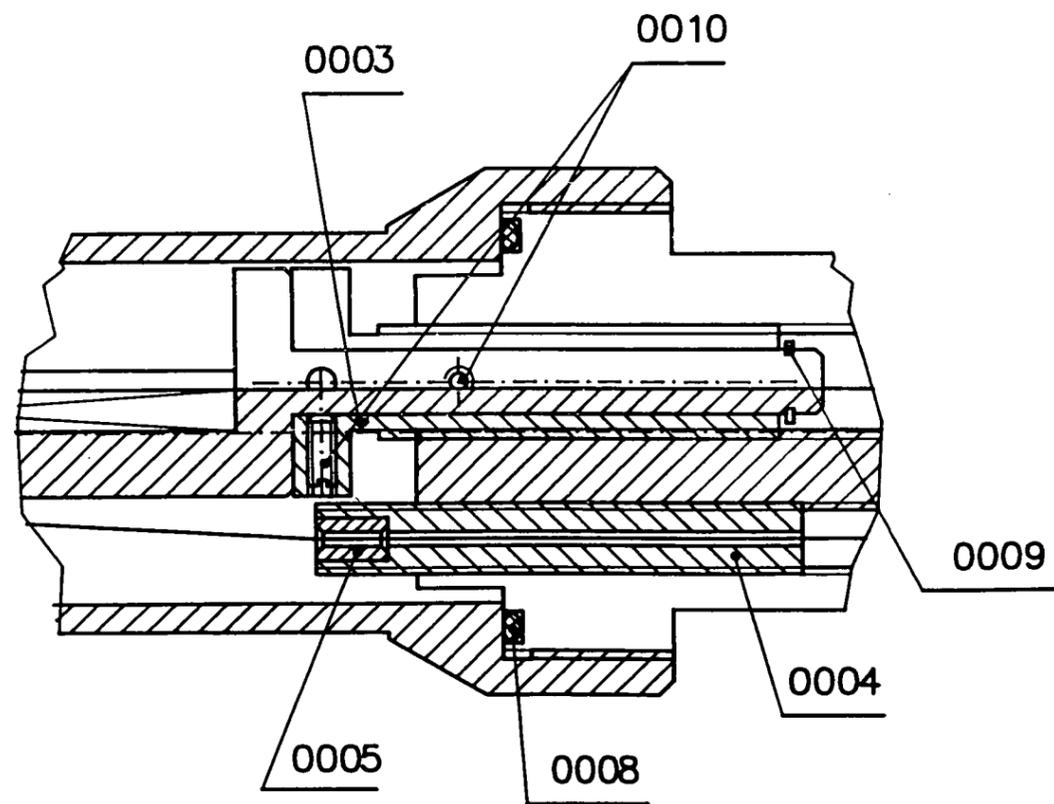
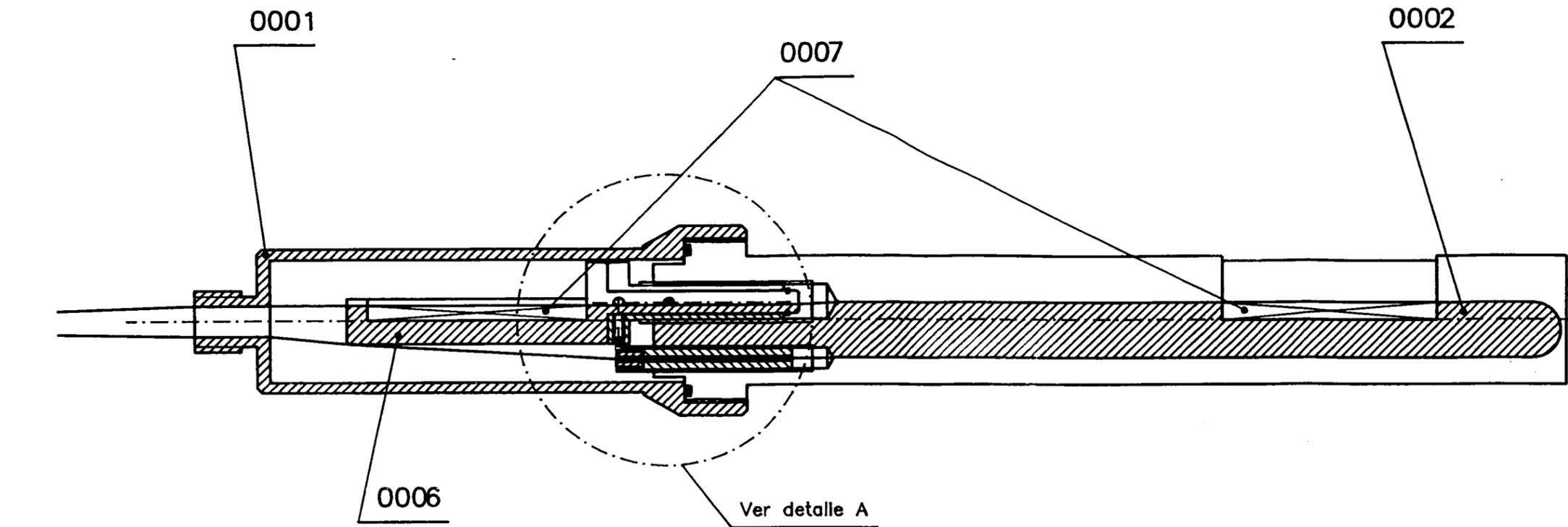
4. Hemos caracterizado en el laboratorio los sensores descritos, observándose una acusada linealidad en la respuesta de los mismos frente al grado de salinidad del medio exterior, una vez que los parámetros constructivos de los dispositivos se han elegido adecuadamente. Eso permite asegurar la viabilidad de los dispositivos como sensores para la medida de salinidad.
5. Hemos estudiado el comportamiento de los sistemas frente a otros posibles componentes o perturbaciones existentes en el medio marino, así como el comportamiento del dispositivo a largo plazo, comprobándose que el funcionamiento de los sensores no se ve comprometido por estos factores.
6. Hemos incorporado un elemento polarizador en línea para controlar la estabilidad de la respuesta de los sensores desarrollados por nosotros. Esa estabilidad es suficiente para las medidas a realizar.
7. Hemos diseñado y construido un dispositivo para la marinización y uso de los sensores en condiciones de medida reales. Dicho dispositivo, del que se han construido versiones en acero inoxidable y aluminio anodizado, que denominamos *optodo*, es estanco, resistente a la presión y a la corrosión del medio marino, condiciones éstas que es preciso reunir para su uso en el ambiente hostil para el que está concebido.
8. Este optodo se ha integrado con éxito en la plataforma de medida SOFIE, en la que diversos sensores comparten un elemento detector, consistente en un espec-

trómetro axial. A su vez, el dispositivo de medida SOFIE ha sido incorporado a un vehículo submarino de control remoto que le permite realizar medidas en el medio marino.

9. Se han realizado curvas de calibración de nuestro optodo ya integrado en la plataforma SOFIE, obteniéndose resultados equivalentes a los del laboratorio. En particular, la linealidad se mantiene y el rango dinámico del dispositivo no se ha reducido, todo lo cual valida su utilización como salinómetro óptico medidas *in situ* en condiciones reales.

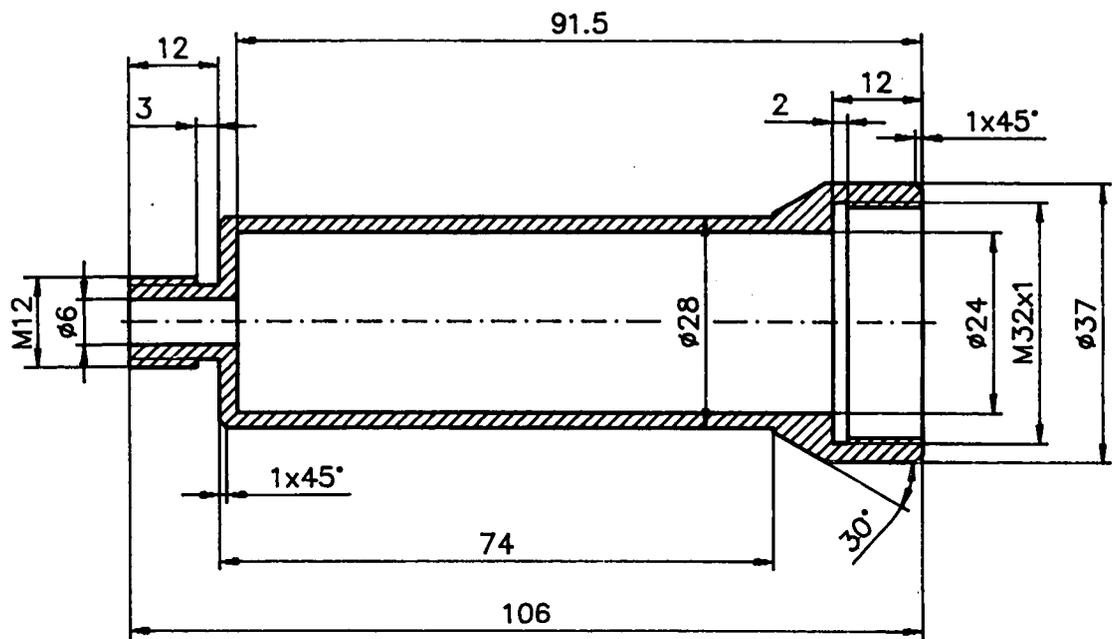
Anexo I. Prototipo de optodo previo realizado en PVC

A continuación se presentan los planos del primer prototipo que se realizó en PVC. En primer lugar aparece una lista de piezas del mismo, donde aparece la referencia del plano en que se encuentra.

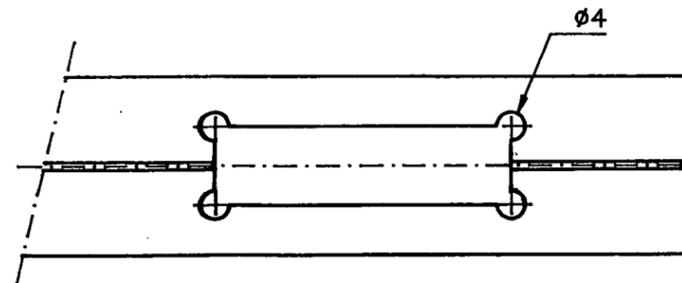
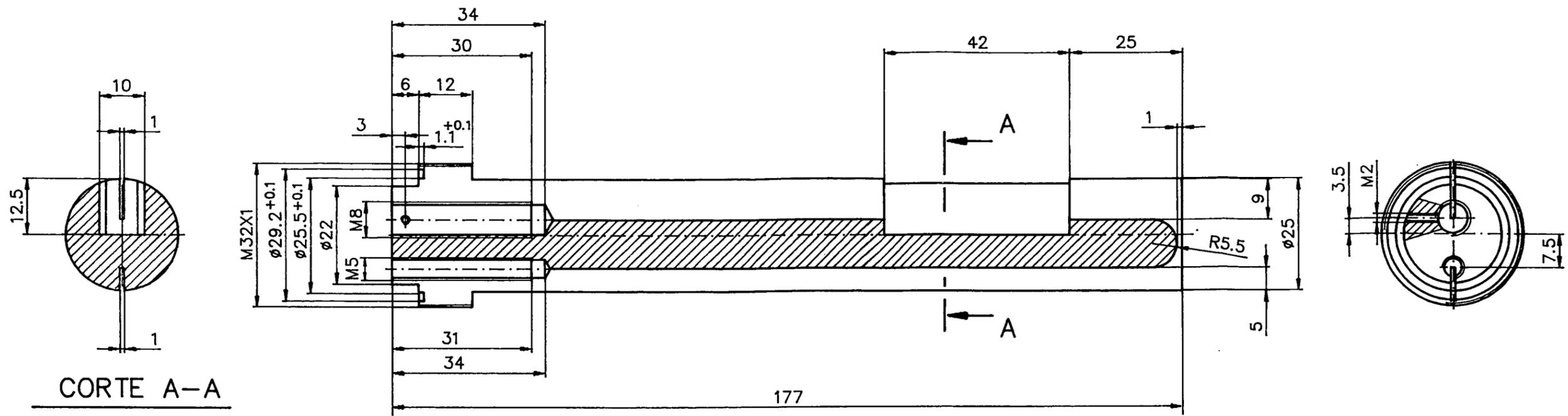


Detalle A
Escala 2:1

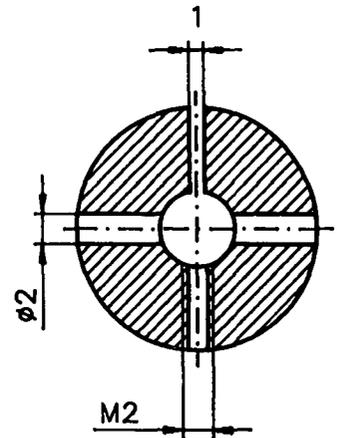
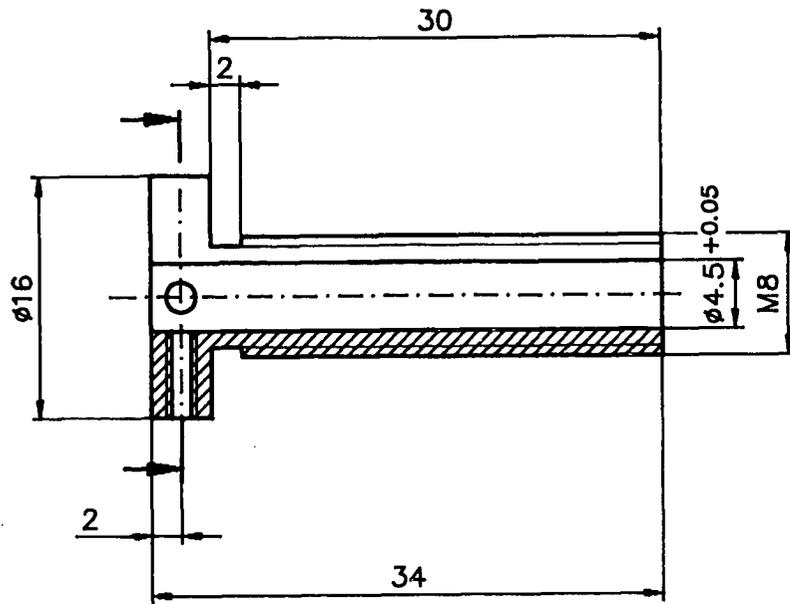
		Indice	Modificación					Fecha	Realizó	Revisó	
		Tol.geométrica Grado de Precisión							Tol.dimensionales Grado de Precisión		
Cota	Toleranc.								Escala: 1:1 (2:1)		
Observaciones:											
Proyectó	Fecha	Nombre	280301.00CG					Rugosidad	N° piezas		
Dibujó	20-Oct-99	J.Cp.						-		-	
Revisó											
CIDA			Designación MEDIDOR DE SALINIDAD Conjunto general					Material -			



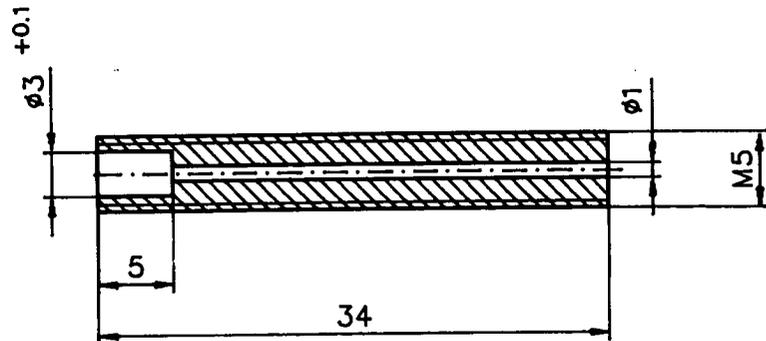
			Indice	Modificación				Fecha	Realizó	Revisó		
			Tol.geométrica							Tol.dimensionales		
			Grado de Precisión							Grado de Precisión		
Cota	Toleranc.									Mediano		
Observaciones:								Escala: 1:1				
	Fecha	Nombre	280301.0001					Rugosidad	N° piezas			
Proyectó	SEAT 99	<i>[Signature]</i>								1		
Dibujó	18-Oct-99	J. G. P.										
Revisó	"	<i>[Signature]</i>										
CIDA			Designación Protector					Material PVC				



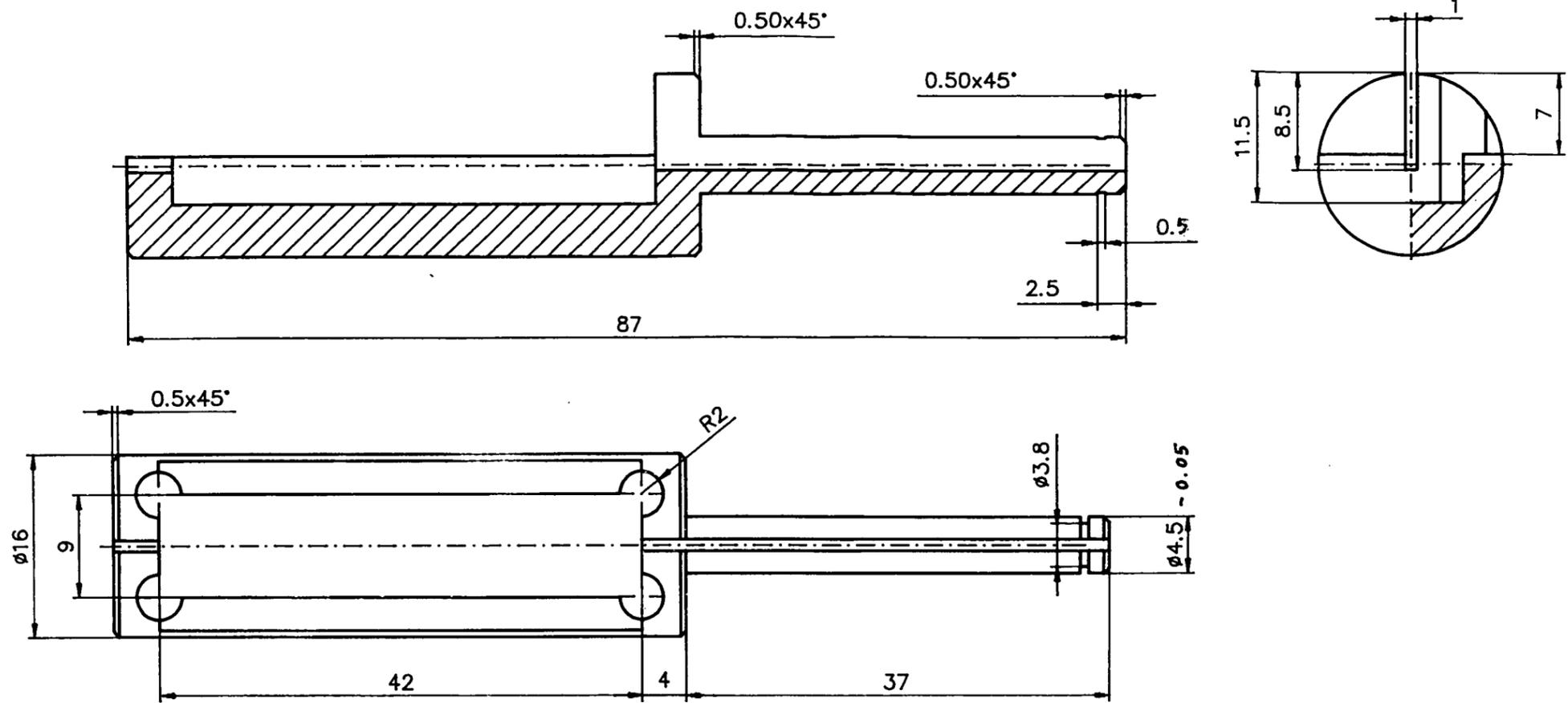
Indice		Modificación					Fecha	Realizó	Revisó
Tol.geométrica		▭	○	//	⊥	∠	◎	Tol.dimensionales	
Cota	Toleranc.	Grado de Precisión					Mediano		
Observaciones:							Escala: 1:1		
Fecha	Nombre	280301.0002					Rugosidad	Nº piezas	
Proyecto	SEPT.99						√	1	
Dibujó	15 Oct.99						J. C.		
Revisó									
CIDA		Designación					Material		
		Portasensor externo					PVC		



			Indice	Modificación				Fecha	Realizó	Revisó	
			Tol.geométrica							Tol.dimensionales	
Cota	Toleranc.		Grado de Precisión							Mediano	
Observaciones:								Escala: 2:1			
	Fecha	Nombre	280301.0003				Rugosidad	N° piezas			
Proyectó	SEPT 99	<i>hoyale</i>								1	
Dibujó	18Oct.99	<i>J.G.</i>									
Revisó	"	<i>fb</i>									
			Designación				Material				
			Tensor superior				PVC				



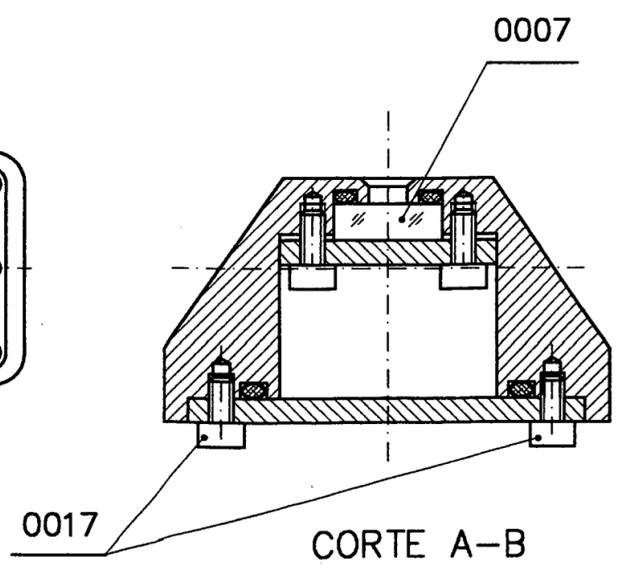
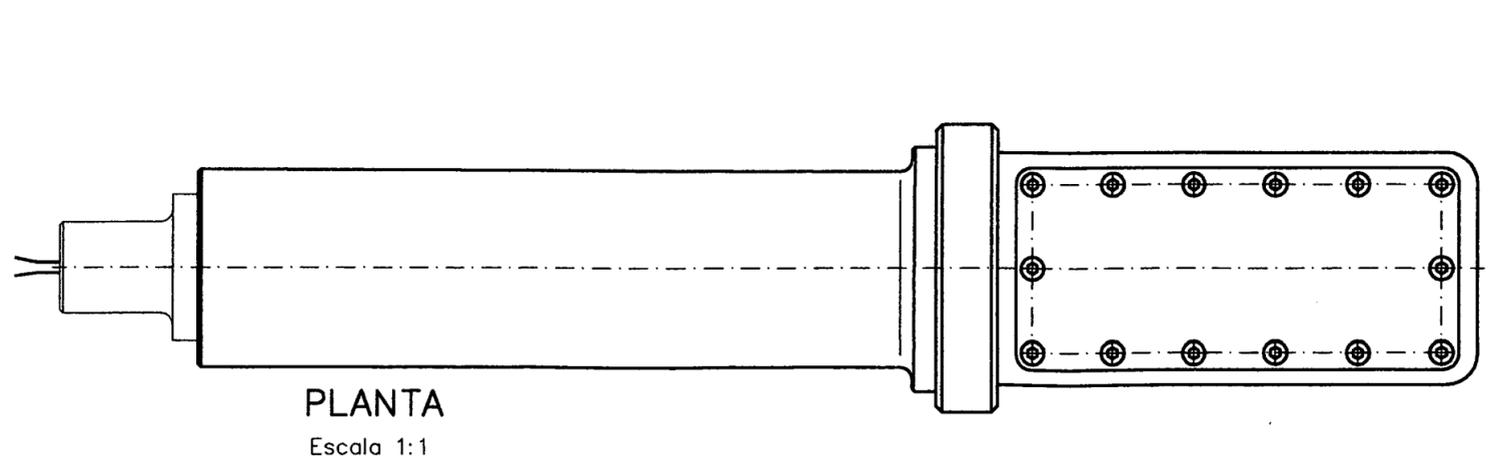
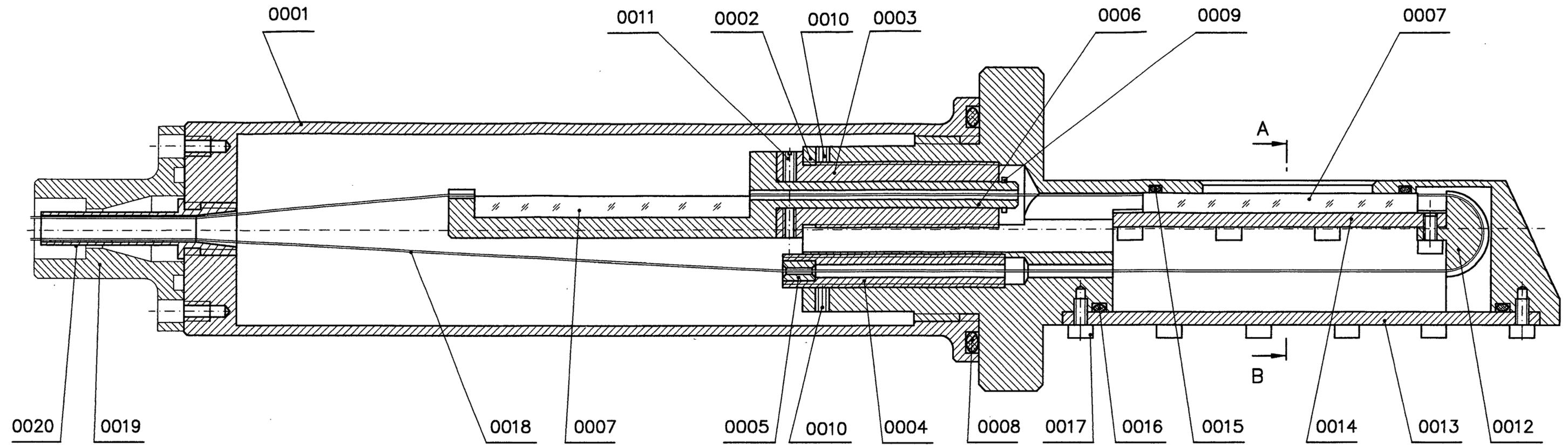
		Indice	Modificación					Fecha	Realizó	Revisó	
		Tol. geométrica							Tol. dimensionales		
Cota	Toleranc.	Grado de Precisión							Grado de Precisión		
									Mediano		
Observaciones:								Escala: 2:1			
	Fecha	Nombre	280301.0004					Rugosidad	N° piezas		
Proyectó	SEP-99	<i>J. G.</i>						√		1	
Dibujó	18-Oct-99	<i>J. G.</i>									
Revisó	"	<i>J. G.</i>									
CIDA			Designación					Material			
			Tensor inferior					PVC			



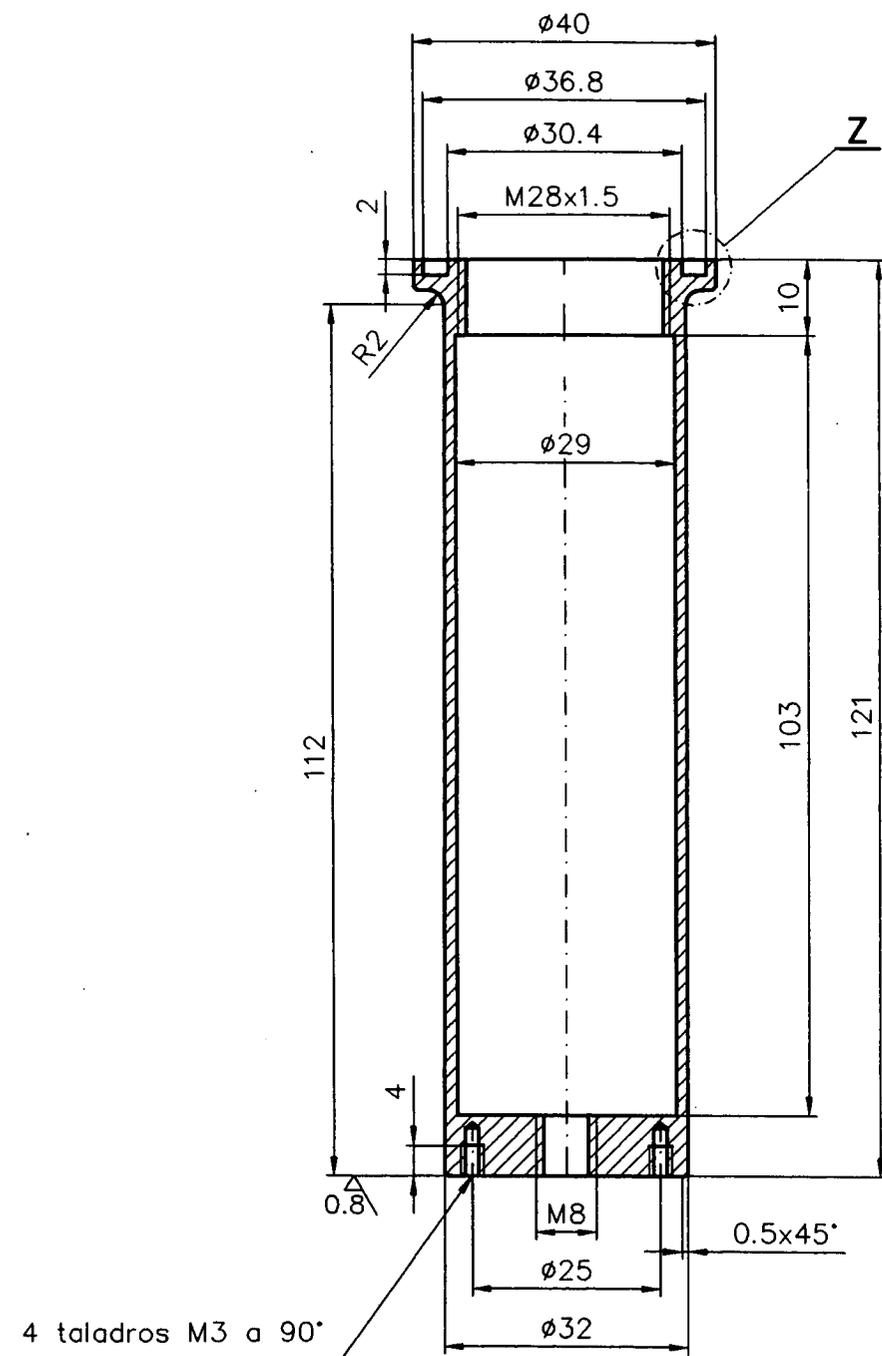
		Indice		Modificación				Fecha	Realizó	Revisó		
		Tol.geométrica Grado de Precisión								Tol.dimensionales Grado de Precisión Mediano		
Cota	Toleranc.							Escala: 2:1				
Observaciones:										Rugosidad		N° piezas
Proyectó	Fecha	Nombre	280301.0006								-	
Dibujó	19-Oct-99	J.G.										
Revisó	1	J.P.										
CIDA			Designación						Material			
			Portasensor interno						PVC			

Anexo II. Planos del prototipo definitivo de optodo

Como en el caso anterior, se muestran los planos del prototipo de definitivo optodo, con una lista de las piezas y la referencia al plano en que aparecen. De este modelo, se realizaron tres ejemplares en aluminio anodizado y uno en acero inoxidable.



Cota		Toleranc.	Tol. geométrica Grado de Precisión							Tol. dimensionales Grado de Precisión		
Observaciones:										Escala: 2:1(1:1)		
Proyectó	Fecha	Nombre	280303.00CG						Rugosidad	N° piezas		
Dibujó	11.9.00	J. Cap.							Rugosidad	—	N° piezas	—
Revisó	✓	<i>AK</i>							Material	—		
CIDA			Designación MEDIDOR DE SALINIDAD									



Detalle Z

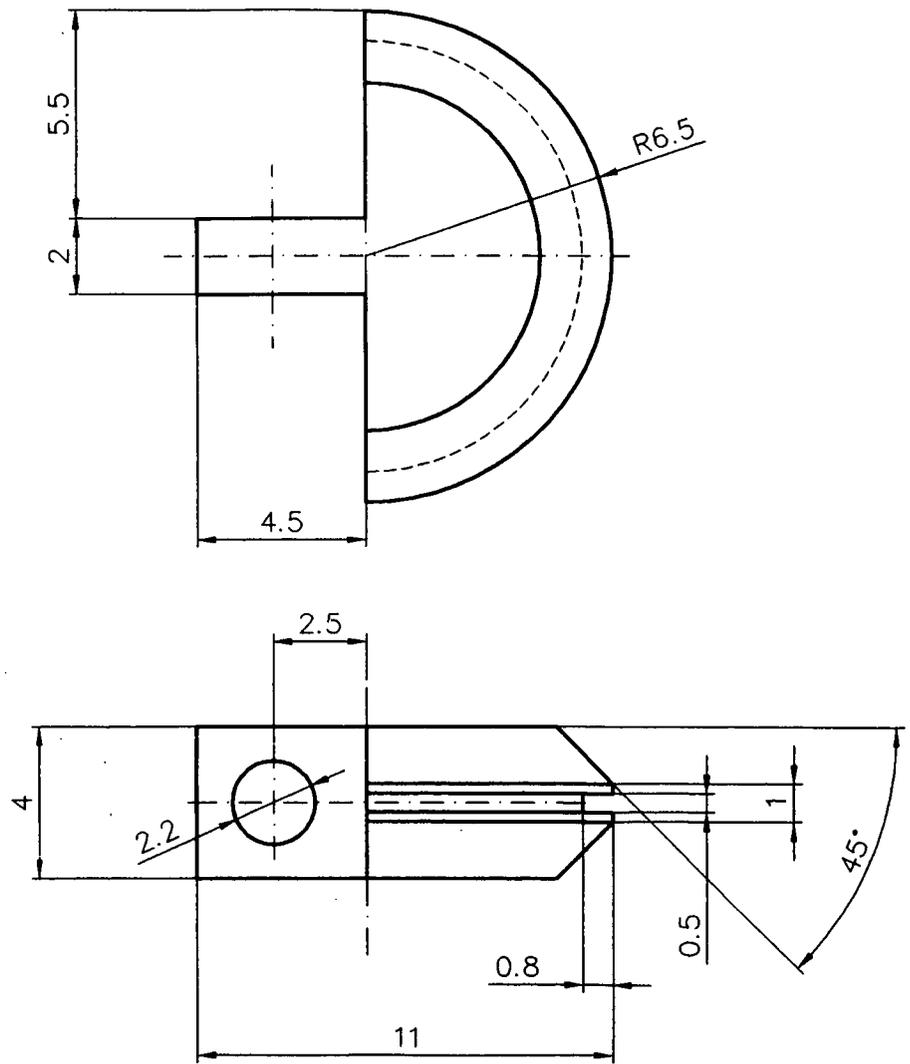
Escala 2:1

4 taladros M3 a 90°

Matar aristas a 0,2

Tratamiento: anodizado en su color

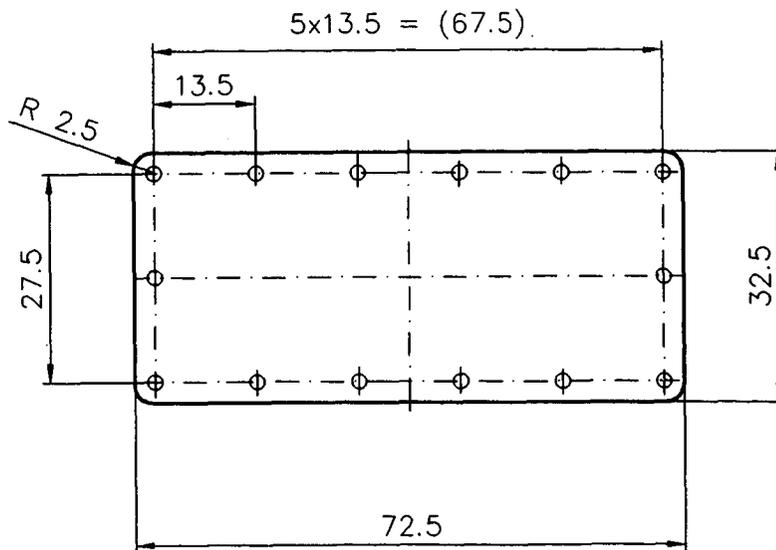
		Indice		Modificación		Fecha		Realizó Revisó	
		Tol.geométrica Grado de Precisión		<input type="checkbox"/> <input type="checkbox"/> <input type="checkbox"/> <input type="checkbox"/> <input type="checkbox"/>		<input checked="" type="checkbox"/>		Tol.dimensionales Grado de Precisión Mediano	
Cota	Toleranc.								
Observaciones:						Escala: 1:1			
Fecha		Nombre		280303.0001		Rugosidad		N° piezas	
Proyectó						3.2/ (0.8/)		1	
Dibujó		24.7.00 J. Cap.							
Revisó		" <i>[Signature]</i>							
				Designación Protector		Material L 3320 UNE 38332-82			



Matar aristas a 0,2

Tratamiento: anodizado en su color

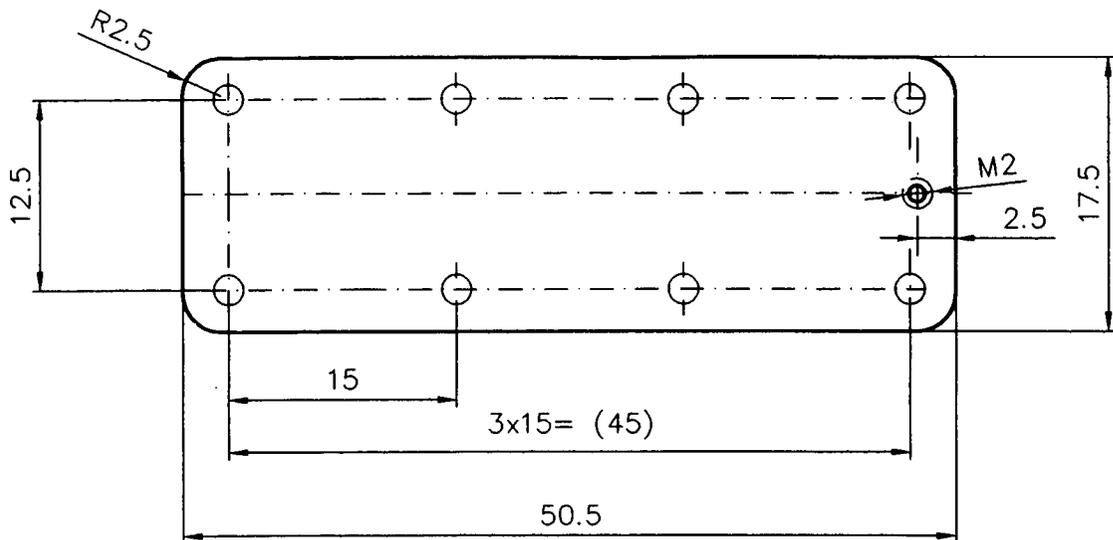
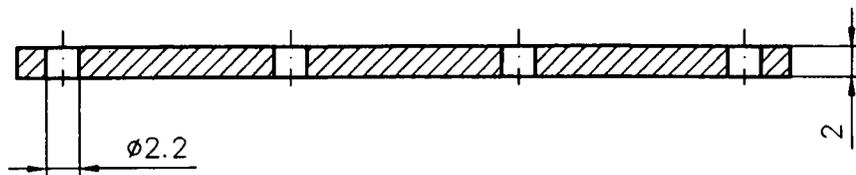
		Indice	Modificación				Fecha	Realizó	Revisó
		Tol.geométrica Grado de Precisión							Tol.dimensionales Grado de Precisión Mediano
Cota	Toleranc.								
Observaciones:							Escala: 5:1		
	Fecha	Nombre	280303.0012				Rugosidad	N° piezas	
Proyectó							3.2		1
Dibujó	Sept.00	J. Cap.							
Revisó	u								
CIDA			Designación Guía				Material L 3320 UNE 38332-82		



Matar aristas a 0,2

Tratamiento: anodizado en su color

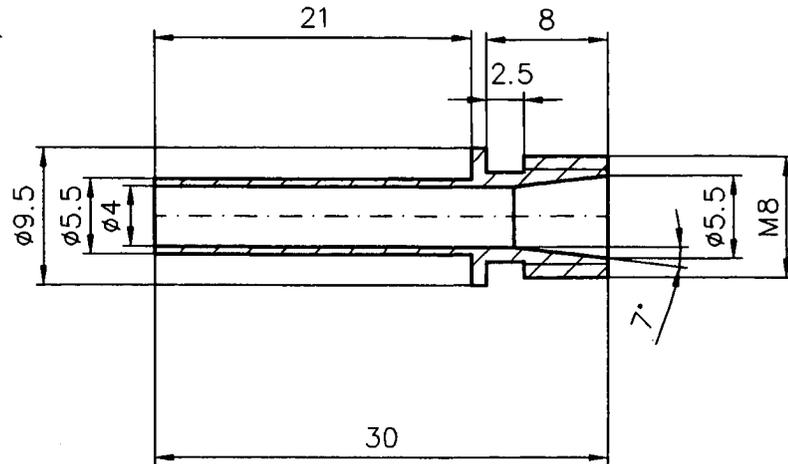
		Indice	Modificación					Fecha	Realizó	Revisó
		Tol.geométrica Grado de Precisión							Tol.dimensionales Grado de Precisión Mediano	
Cota	Toleranc.									
Observaciones:							Escala: 1:1			
	Fecha	Nombre	280303.0013					Rugosidad	N° piezas	
Proyectó								6.3	1	
Dibujó	Sept.00	J. Cap.								
Revisó		<i>Alb</i>								
CIDA			Designación Tapa exterior					Material L 3320 UNE 38332-82		



Matar aristas a 0,2

Tratamiento: anodizado en su color

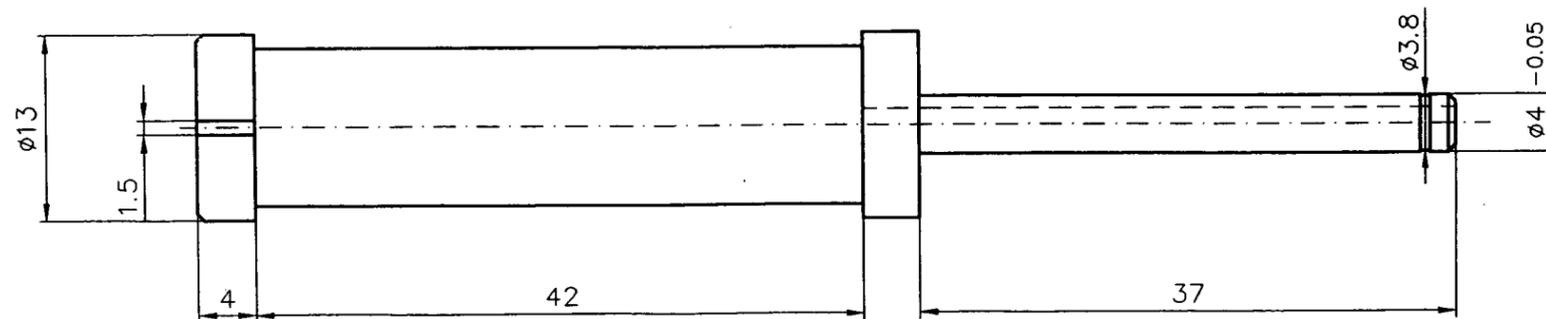
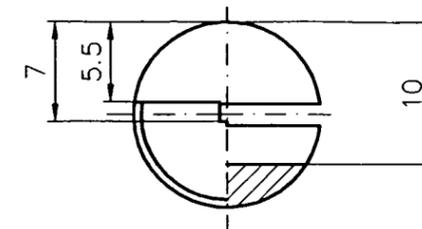
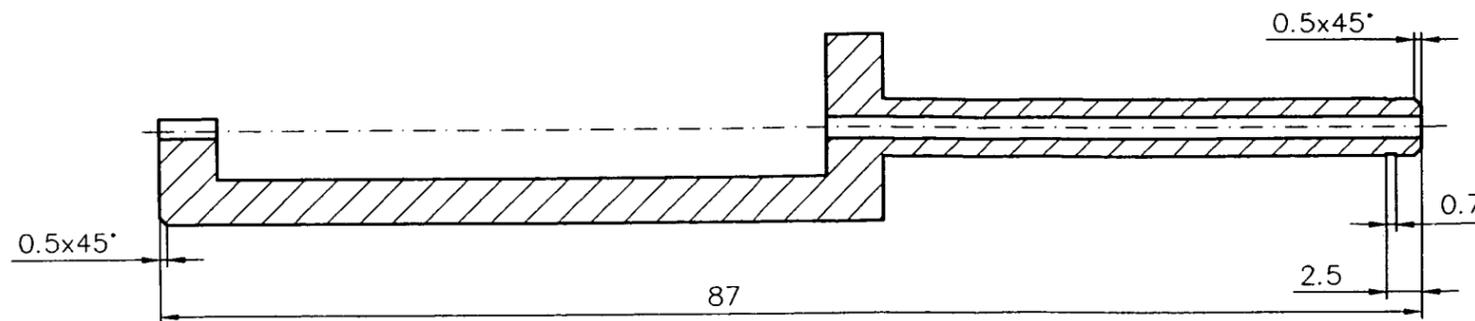
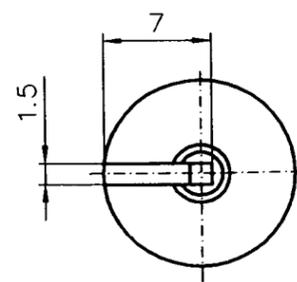
		Indice	Modificación					Fecha	Realizó	Revisó	
		Tol.geométrica Grado de Precisión							Tol.dimensionales Grado de Precisión Mediano		
Cota	Toleranc.										
Observaciones:								Escala: 2:1			
	Fecha	Nombre	280303.0014					Rugosidad	N° piezas		
Proyectó								6.3	1		
Dibujó	Sept.00	J. Cap.									
Revisó	"										
			Designación Tapa interior					Material L 3320 UNE 38332-82			



Matar aristas a 0,2

Tratamiento: anodizado en su color

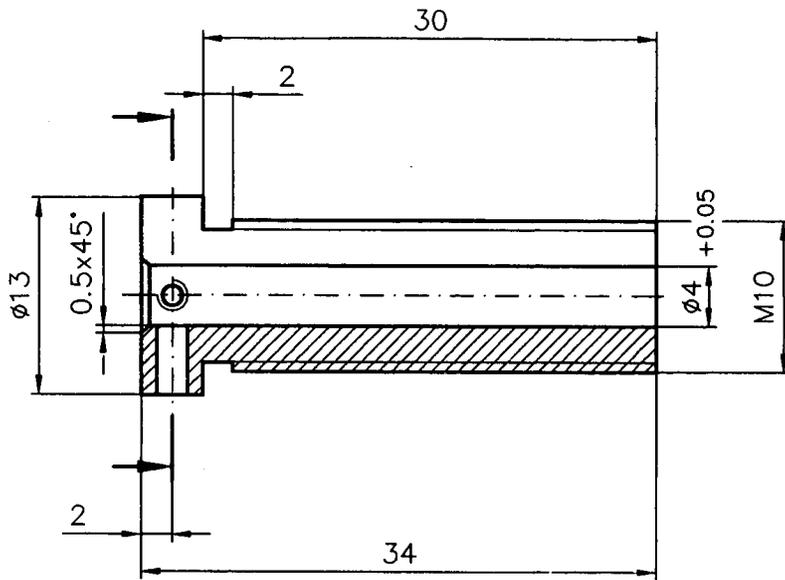
		Indice	Modificación					Fecha	Realizó	Revisó	
		Tol.geométrica Grado de Precisión							Tol.dimensionales Grado de Precisión Mediano		
Cota	Toleranc.										
Observaciones:								Escala: 2:1			
	Fecha	Nombre	280303.0020					Rugosidad	N° piezas		
Proyectó								3.2/ 		1	
Dibujó	24.7.00	J. Cap.									
Revisó	u										
			Designación Guía					Material L 3320 UNE 38332-82			



Matar aristas a 0,2

Tratamiento: anodizado en su color

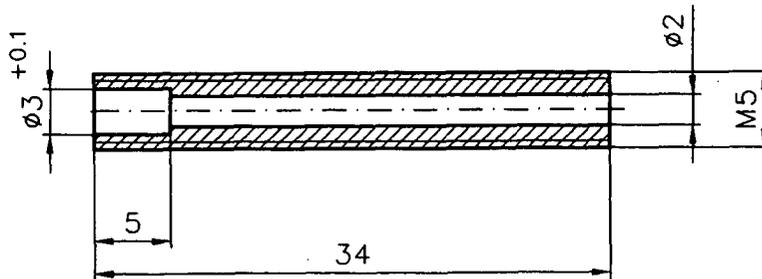
Cota		Toleranc.	Tol.geométrica Grado de Precisión					Tol.dimensionales Grado de Precisión			
Observaciones:		Escala: 2:1							Rugosidad		N° piezas
Proyectó	Fecha	Nombre	280303.0006					3.2 √		1	
Dibujó	24.7.00	J. Cap.									
Revisó	u	<i>[Signature]</i>									
CIDA			Designación					Material			
			Portasensor interno					L 3320 UNE 38332-82			



Matar aristas a 0,2

Tratamiento: anodizado en su color

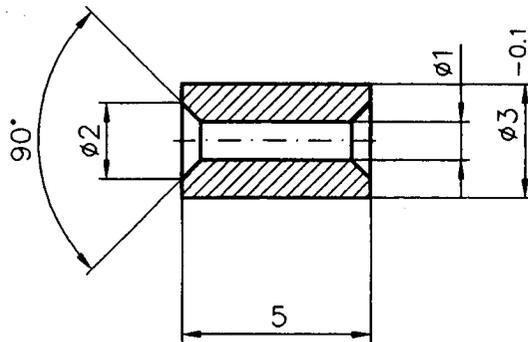
			Indice	Modificación				Fecha	Realizó	Revisó
			Tol.geométrica							Tol.dimensionales
Cota	Toleranc.		Grado de Precisión							Mediano
Observaciones:								Escala: 2:1		
Proyectó	Fecha	Nombre	280303.0003					Rugosidad	Nº piezas	
Dibujó	Sept.00	J. Cgp.						3.2	1	
Revisó	li									
			Designación					Material		
			Tensor superior					L 3320		
								UNE 38332-82		



Matar aristas a 0,2

Tratamiento: anodizado en su color

		Indice	Modificación				Fecha	Realizó	Revisó	
		Tol.geométrica Grado de Precisión							Tol.dimensionales Grado de Precisión	
Cota	Toleranc.								Mediano	
Observaciones:							Escala: 2:1			
Proyectó	Fecha	Nombre	280303.0004				Rugosidad	Nº piezas		
Dibujó	Sept.00	J. Cap.					3.2	1		
Revisó	4									
			Designación Tensor inferior				Material L 3320 UNE 38332-82			



Matar aristas a 0,2

Tratamiento: anodizado en su color

		Indice	Modificación				Fecha	Realizó	Revisó
		Tol.geométrica Grado de Precisión							Tol.dimensionales Grado de Precisión Mediano
Cota	Toleranc.								
Observaciones:							Escala: 5:1		
	Fecha	Nombre	280303.0005				Rugosidad	Nº piezas	
Proyectó							3.2	1	
Dibujó	Sept.00	J. Cap.							
Revisó	4								
CIDA			Designación Soporte				Material L 3320 UNE 38332-82		

Publicaciones derivadas de esta Tesis

1. Ó. Esteban, M.C. Navarrete, A. González-Cano, E. Bernabeu, "Measurement of the degree of salinity of water with a fiber-optic sensor", *Appl. Opt.*, **38**, 5267-5271 (1999).
2. Ó. Esteban, M.C. Navarrete, A. González-Cano, E. Bernabeu, "Analysis of the behavior of compound waveguide structures used as fiber-optic sensors", *Optics and Lasers in Engineering.*, **33**,3,219-230 (2000).
3. Ó. Esteban, M.C. Navarrete, A. González-Cano, E. Bernabeu, "Fiber-optics sensor for in-situ salinity measurements", *Measurement Science and Technology*, (enviado).
4. #H.D. Kronfeldt and H. Schmidt, "Submersible Fiber-Optic Sensor System for Coastal Monitoring", *Sea Technology*, November 1999.

Comunicaciones a congresos

1. **Technical Elements and Potential Application of Spectroscopy for Ocean Monitoring*. H-D. Kronfeldt, H. Schmidt, H. Amann, B. Mac Craith, M. Le Haitre, M. Leclercq, E. Bernabeu, B. Mizaikoff, D. Grant. OCEANS'98 Conference, Nice (France), 1998.
2. **Spectroscopy Using Optical Fibres in the Marine Environment*. H-D. Kronfeldt, H. Schmidt, H. Amann, B. Mac Craith, M. Le Haitre, M. Leclercq, E. Bernabeu, B. Mizaikoff, D. Grant. Proceedings of the 3rd MAST Conference, Lisboa (Portugal), May 1998.
3. *Desarrollos recientes en sensores de fibra óptica del DO/UCM*. E. Bernabeu, A. González-Cano, J. Alonso, Ó. Esteban, M.C. Navarrete, H. Guerrero. OPTOEL99 (Reunión Nacional de Optoelectrónica), Teruel 1999.
4. *Sensores ópticos para el desarrollo y el control industrial*. E. Bernabeu, H. Canabal, Ó. Esteban, J.A. Gómez-Pedrero, A. González-Cano, J.C. Martínez-Antón, M.C. Navarrete, J. Quiroga, L.M. Sánchez-Brea, P. Siegman. 6^a Reunión Nacional de Óptica. Medina del Campo (Valladolid), Septiembre 2000.

En representación de todo el consorcio.

* Por razones administrativas sólo figura el investigador responsable de cada grupo.

5. *Sensor de Fibra Óptica para la Medida de Salinidad*. Ó. Esteban, M.C. Navarrete, A. González-Cano, E. Bernabeu. 6ª Reunión Nacional de Óptica. Medina del Campo (Valladolid), Septiembre 2000.
6. **Spectroscopy using optical fibres in the marine environment (SOFIE)*. Heinz-Detlef Kronfeldt, Heinar Schmidt, Hans Amann, Brian Mac Craith, Michel Le Haitre, Michel Leclercq, Eusebio Bernabeu, Boris Mizaikoff, Dave Grant. EUROCEANS 2000. Hamburgo (Alemania), Septiembre 2000.
7. *Fiber-Optics Sensor for In-Situ Salinity Measurement*. Ó. Esteban, M.C. Navarrete, A. González-Cano, E. Bernabeu. 14th Conference on Optical Fiber Sensors. Venice (Italy), October 2000.

