



Universidad Nacional de Rosario

Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura

Instituto de Física de Rosario

Tesis presentada para optar al grado académico de Doctora en Física

**INVESTIGACIÓN Y DESARROLLO DE SENSORES ÓPTICOS BASADOS EN
TÉCNICAS DE ÚLTIMA GENERACIÓN PARA LA DETECCIÓN DE ANALITOS EN
FLUIDOS BIOLÓGICOS. APLICACIONES EN FÍSICA BIOMÉDICA.**

Lic. Carolina María Londero

Director de Tesis: Dr. Christian Cuadrado-Laborde

Codirector de Tesis: Dra. Martina Delgado-Pinar

2024

RESUMEN

En esta tesis se plantea el diseño de dispositivos ópticos con el fin de determinar diversas magnitudes físicas, que luego tengan potencialidad de ser trasladadas al dominio de biosensado. Donde se hizo foco en técnicas basadas en el uso de fibras ópticas, y el acoplo de los modos guiados en su interior.

Primeramente, se presenta un dispositivo refractométrico basado en el acoplo de modos dentro de un bucle de fibra óptica estándar de telecomunicaciones. Es la alta curvatura generada la que produce los acoplamientos resonantes entre el modo fundamental y los modos de orden superior. Dando por resultado un espectro en transmisión característico con picos de atenuación que se muestran sensibles a cambios en el medio externo. Como características ventajosas de esta propuesta, el sensor resultante es robusto y fácil de fabricar. Para mostrar la efectiva potencialidad de biosensor, se emplea en una prueba de concepto con un sistema de antígeno/anticuerpo de albúmina sérica bovina.

Seguidamente, se utiliza el *speckle* generado por la interferencia de modos en el estrechamiento de una fibra óptica multimodo para una prueba de concepto como refractómetro. La reducción de la sección transversal de la fibra aumenta el campo evanescente, y consecuentemente la interacción con el medio, permitiendo utilizar el patrón de *speckle* para determinar el índice de refracción externo. Con el fin de aumentar la sensibilidad se empleó procesamiento digital de imágenes a los patrones capturados y también se calcularon varios coeficientes de correlación diferentes de uso frecuente en la bibliografía.

Finalmente, se estudió la posibilidad de implementar tecnologías de micro-resonadores ópticos debido a trabajos previos reportados en la literatura con altos valores de sensibilidad. Sin embargo, dado que estos dispositivos requieren de equipamiento sofisticado por su reducido

tamaño y geometría particular, se buscó fabricarlos con herramientas estándar presentes en laboratorios de fibras ópticas. En particular, se muestra la fabricación de micro-resonadores huecos de dos geometrías diferentes: burbuja y botella, con una empalmadora de fibras ópticas corriente.

ÍNDICE

Capítulo 1: Introducción.....	1
1.1 Objetivos y Estructura de la Tesis.....	1
1.2 Detectando con Fibras Ópticas.....	4
1.2.1 Fibras Ópticas.....	5
1.2.2 Sensores con Fibras Ópticas.....	9
1.2.2.1 Clasificación en función de la aplicación.....	11
1.2.2.2 Clasificación por el principio de funcionamiento.....	12
1.2.2.3 Clasificación en función del módulo sensor.....	13
1.2.3 Actualización bibliográfica del tema.....	16
Capítulo 2: Refractómetro de bucle de SMF basado en acoplamientos modales resonantes.....	19
2.1 Introducción.....	20
2.1.1 Estado del Arte.....	20
2.1.2 Principio de Funcionamiento.....	21
2.2 Materiales y Método de Fabricación.....	23
2.3 Resultados y Discusión.....	25
2.3.1 Caracterización Física.....	26
2.3.1.1 Determinación de la Incerteza en la medición de la Longitud de Onda Resonante.....	26
2.3.1.2 Dependencia de la Longitud de Onda Resonante con la Polarización.....	27
2.3.1.3 Dependencia de la Longitud de Onda Resonante con el Diámetro del Bucle.....	28
2.3.1.4 Sensibilidad a la Temperatura del Medio Externo.....	31
2.3.1.5 Sensibilidad al Índice de Refracción del Medio Externo.....	35
2.3.1.6 Comportamiento Transitorio en Diferentes Soluciones.....	39
2.3.2 Prueba de Concepto como Biosensor.....	41
2.3.2.1 Funcionalización de la Fibra Óptica.....	42
2.3.2.2 Incubación con anticuerpos aBSA.....	43
2.3.2.3 Resultado del Bioreconocimiento BSA/aBSA.....	43
2.4 Conclusiones.....	46
Capítulo 3: Refractómetro basado en <i>Speckle</i> por Superposición de modos en <i>Tapers</i> de MMF.....	49
3.1 Introducción.....	49
3.1.1 Estado del Arte.....	49
3.1.2 Principio de Funcionamiento.....	52

3.2	Materiales y Método de Fabricación.....	54
3.3	Resultados y Discusión.....	56
3.3.1	Estabilidad.....	61
3.3.2	Prueba de Concepto como Refractómetro de Grados Brix.....	62
3.3.2.1	Resultados preliminares.....	62
3.3.2.2	Resultados con procesamiento digital de imágenes.....	63
3.3.2.3	Cálculo de coeficientes alternativos.....	67
3.4	Conclusiones.....	69
Capítulo 4: Micro-Resonadores Ópticos de Simetría Axial.....		71
4.1	Introducción.....	71
4.1.1	Estado del Arte.....	71
4.1.2	Principio de Funcionamiento.....	74
4.2	Materiales y Método de Fabricación.....	76
4.2.1	Fabricación de micro-resonadores.....	76
4.2.2	<i>Setup</i> experimental.....	79
4.3	Resultados y Discusión.....	80
4.4	Conclusiones.....	84
Capítulo 5: Conclusiones y Perspectivas Futuras.....		85
Publicaciones de la Autora.....		89
•	Artículos.....	89
•	Artículos en Conferencias (Conference Papers).....	89
•	Actas de Conferencias (Conference Proceedings).....	90
•	Exposiciones Orales.....	91
Apéndice A. Acrónimos.....		93
•	Lista de Acrónimos Empleados (por sus siglas en inglés).....	93
Apéndice B. Guías de Ondas.....		95
B.1.	Modos Guiados.....	98
B.1.a.	Modos TEM.....	99
B.1.b.	Modos TM.....	100
B.1.c.	Modos TE.....	100
B.1.d.	Modos Híbridos (HE y EH).....	101
B.2.	Modos de las Fibras Ópticas.....	101
B.3.	Modos de las Fibras estrechadas (<i>tapers</i>).....	109

Apéndice C. Fabricación de Tapers	111
Apéndice D. Speckle	113
D.1. Coeficiente de Correlación.....	115
D.2. Producto Interno de Intensidad Normalizado.....	115
D.3. Coeficientes del Producto Interno de los Gradientes (por Roberts) de Intensidad Normalizada	115
D.4. Coeficientes del Producto Interno de los Gradientes de Intensidad Normalizada.....	116
Apéndice E. Procesamiento de Imágenes.....	117
E.1. Filtrado pasa bajos de las imágenes en el espacio de frecuencias (Butterworth)	117
E.2. Normalización sobre una región de interés.....	121
E.3. Análisis de contraste del patrón de speckle (LASCA)	122
Apéndice F. Micro-resonadores Ópticos	125
F.1. Fundamentos de los Micro-resonadores.....	125
F.2. Modos Electromagnéticos de Galería en Micro-esferas	131
Bibliografía	137

Capítulo 1: INTRODUCCIÓN

1.1 OBJETIVOS Y ESTRUCTURA DE LA TESIS

El objetivo principal de esta tesis es el diseño de dispositivos ópticos para determinar diversas magnitudes físicas. En particular se pretende emplear técnicas con base en las fibras ópticas aprovechando el fenómeno de acoplo de modos que experimenta la luz guiada en su interior. Este ocurre tanto en fibras multimodo que generan patrones de *speckle*, como con el curvado sobre una fibra monomodo. Todo ello con el propósito de posteriormente realizar biosensores que permitan la detección en forma precisa y simultánea de pequeñas cantidades de muestra en fluidos biológicos.

En particular, los objetivos de la tesis son los siguientes:

1. Investigar técnicas ópticas de última generación que permitan la detección de analitosⁱ en suspensión de diferentes características físicas presentes en fluidos biológicos.
2. Desarrollar un refractómetro basado en el acoplo de modos dentro de una fibra óptica monomodo curvada con perspectivas de poder sensar albúmina en muestras biológicas.
3. Implementar un refractómetro a partir de un estrechamiento en fibra óptica multimodo a partir de la detección de variaciones en la distribución espacial de la intensidad de salida de la fibra (patrón de *speckle*). Para ser luego empleado en la medición de concentración de sacarosa (medición de grados Brix).
4. Diseñar una metodología de fabricación de micro-resonadores ópticos huecos con alto factor de calidad empleando equipamiento estándar de laboratorios de fibras ópticas a

ⁱ En química analítica, se denomina analito a un componente (elemento, compuesto o ion) de interés analítico de una muestra. Es identificable y cuantificable mediante un proceso de medición química, puede ser de naturaleza inorgánica, orgánica o bioquímica.

ser utilizados en sensores basados en modos electromagnéticos de galería, WGMⁱⁱ (por sus siglas en inglés, *whispering gallery modes*).

Para lograr dichos objetivos, la tesis ha sido estructurada en cinco capítulos. A continuación, se presenta una breve descripción de los contenidos de cada uno de ellos:

- Capítulo 1: Introducción

El presente capítulo se ha dedicado a describir cualitativamente el funcionamiento de una fibra óptica como guía de ondas. Posteriormente se han introducido diferentes tipos de sensores de fibra óptica y sus aplicaciones. Así como también las razones del interés que han despertado en los investigadores junto con sus ventajas. Se enumeran los objetivos postulados para la tesis y se detalla la estructura de la misma.

- Capítulo 2: Refractómetro de bucle de SMFⁱⁱⁱ basado en acoplamiento modal resonante

En este capítulo se presenta el desarrollo de un refractómetro basado en el acoplamiento de modos dentro de una fibra óptica monomodo curvada en un bucle de diámetro pequeño. La curvatura genera acoplamiento resonante entre el modo fundamental y los modos de orden superior que se manifiestan en el espectro transmitido como picos de atenuación sensibles a cambios en el medio externo, así como temperatura y tensiones en la propia fibra. La respuesta óptica del sensor se determina a partir del desplazamiento de la longitud de onda resonante del acoplamiento; se analiza el comportamiento a variaciones en el diámetro, la temperatura y el índice de refracción del medio. El sensor, robusto y fácil de fabricar, se emplea en una prueba de concepto como biosensor con un sistema de antígeno/anticuerpo particular.

ⁱⁱ Se puede encontrar una lista de acrónimos empleados en esta tesis en el Apéndice A (pág. 91).

ⁱⁱⁱ SMF: fibra óptica monomodo de telecomunicaciones estándar (por sus siglas en inglés, *single-mode fiber*).

- Capítulo 3: Refractómetro basado en *Speckle* por superposición de modos en *Tapers* de MMF^{iv}

En este capítulo se utiliza un estrechamiento en una fibra óptica multimodo para una prueba de concepto como refractómetro, que se basa en la cuantificación de las alteraciones en la distribución espacial de la intensidad de salida de la fibra. Al excitar varios modos guiados dentro de la fibra, estos pueden interferir constructiva o destructivamente y acoplarse intercambiando energía, generando así un patrón de *speckle* (distribución espacial de puntos claros y oscuros). Al estrechar la sección de la fibra, se aumenta el campo evanescente y con él la interacción con el medio, permitiendo utilizar el patrón de *speckle* para medir el índice de refracción externo. Se proponen varios *setups* experimentales para usar un taper de fibra óptica multimodo como refractómetro, y se emplean diversos coeficientes de correlación para evaluar la estabilidad y sensibilidad del dispositivo.

- Capítulo 4: Micro-Resonadores Ópticos de Simetría Axial

En este capítulo se describe un método eficiente y sencillo para fabricar dispositivos micrométricos huecos de sección transversal circular capaces de confinar luz en un espacio reducido, denominados micro-resonadores ópticos. Al ser expuestos a la onda evanescente de una fibra óptica de excitación, se propagan en su dirección acimutal ondas electromagnéticas superficiales que generan resonancias en las longitudes de onda que interfieren en fase al completar un ciclo en el resonador. Esto se manifiesta en el espectro de transmisión de la fibra de excitación como picos de atenuación centrados en la longitud de onda resonante. Si una sustancia se adsorbe en el interior del micro-resonador, se produce un cambio en el camino óptico y, por ende, en la condición de resonancia que define la longitud de onda resonante. Se presentan micro-

^{iv} MMF: fibra óptica multimodo (por sus siglas en inglés, *multi-mode fiber*).

resonadores ópticos huecos en formas de botellas y burbujas, fabricados con equipamiento simple disponible en cualquier laboratorio de fibras ópticas. De estos dispositivos fabricados, se evaluó el factor de calidad con el objetivo de caracterizarlos para su futura aplicación como refractómetro o biosensor.

- Capítulo 5: Conclusiones y Perspectivas Futuras

En el capítulo final de esta tesis se recopilan los hallazgos obtenidos. Presentando de manera sintética los resultados más relevantes y discutiendo las implicancias de estos. Asimismo, se evalúan las limitaciones encontradas durante la investigación y se proponen posibles rutas para futuras investigaciones. Este capítulo no solo ofrece una visión global del impacto del trabajo realizado, sino que proporciona una reflexión crítica sobre los logros alcanzados y las áreas que aún requieren exploración y desarrollo.

1.2 DETECTANDO CON FIBRAS ÓPTICAS

El desarrollo del primer láser en 1960 por parte de *Hughes Research Laboratories* y el posterior confinamiento del haz de luz en el interior de una guía de ondas (*i.e.*, varillas de vidrio) marcan el comienzo de la historia del uso de fibra óptica con fines de detección [1]. A partir del trabajo de Kao *et al.* en 1966 que permitió demostrar pérdidas por debajo de 20 dB/km en fibras ópticas y la posterior introducción por *Corning Inc.* de fibras ópticas multimodo con núcleo de sílice cuyas pérdidas de transmisión eran de 4 dB/km en la década de 1970, sucede el auge de la fibra como medio de transmisión más importante e impactando a su vez las comunicaciones modernas [2,3].

El mayor motor para el empleo de fibras ópticas como sensores viene dado por constantes mejoras y reducción de costos de producción de los componentes en telecomunicaciones ópticas. Que ha llevado a pérdidas de transmisión por debajo de los $0,2 \text{ dB/km}$ [4]. Combinando estas

fibras optimizadas con dispositivos de opto-electrónica se han logrado obtener sensores de fibra óptica de considerable rendimiento.

Los sistemas basados en sensores de fibra óptica utilizan un haz de luz guiado para recopilar información sobre un parámetro específico. Al emplear fibras ópticas como medio de transmisión, se puede aprovechar el gran ancho de banda de estas frente a la contraparte electrónica. Asimismo, tienen otra ventaja clave: flexibilidad de diseño, lo que permite configurar de diversas formas el sensor debido tanto a su adaptabilidad a condiciones ambientales adversas como a su inherente capacidad de transmitir señales multiplexadas en longitud de onda. Resultan así, la opción superior de detección química, nuclear, automotriz, mecánica, eléctrica, aeroespacial y de ingeniería civil [5,6].

1.2.1 Fibras Ópticas

Una fibra óptica es una guía de onda dieléctrica de sección circular. El material utilizado más comúnmente para construirlas es sílice fundido (forma no cristalina del dióxido de silicio), aunque se han empleado otros vidrios y también plástico [7–9]. En su descripción más sencilla estas constan de un núcleo sólido de radio a (de índice de refracción n_1) rodeado de una cubierta de radio b con un índice de refracción ligeramente más bajo (n_2); posibilitando esta variación en el índice de refracción la adición de dopantes. Estas son las denominadas fibras de salto de índice, esquematizadas en la Fig. 1.1, que guían la luz en el interior del núcleo debido a la reflexión total interna en el límite con la cubierta [10]. Se realiza una distinción en función de las características geométricas y del material que las conforman. Dos parámetros empleados en dicha diferenciación son:

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}, \quad (1.1)$$

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{(n_1)^2 - (n_2)^2}, \quad (1.2)$$

donde Δ es la diferencia relativa de índice de refracción entre el núcleo y la cubierta, y el parámetro V es la frecuencia normalizada que determina la cantidad de modos guiados por la fibra en función de la longitud de onda λ . Se ha demostrado que una fibra de salto de índice tiene un único modo de propagación si $V < 2,405$. La descripción puramente geométrica en función de la reflexión total interna no resulta ser válida para fibras monomodo pues debe considerarse la naturaleza ondulatoria de la luz. El estudio en detalle de los modos guiados por fibras de salto de índice se encuentra descrito en el Apéndice B.2 [11].

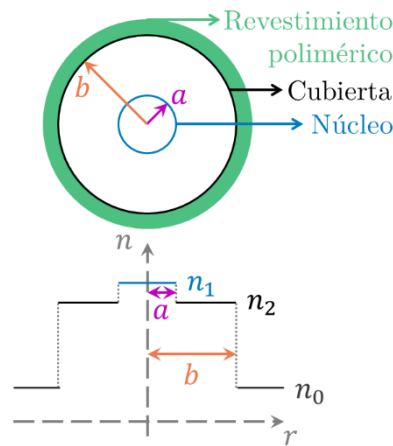


Fig. 1.1. Perfil de índice de refracción de una fibra óptica de salto de índice.

Al iluminar una fibra de salto de índice multimodo, cada rayo incidente posee un ángulo de entrada generando que recorran distintas distancias en el interior del núcleo, siendo la menor de éstas la del rayo que viaja por el eje central (Fig. 1.2.a). Este efecto produce un ensanchamiento temporal del pulso original conocido como dispersión modal, que puede resultar en la interferencia de los pulsos que forman la señal perdiendo así fidelidad. Debido a esto, el ancho de banda de las fibras multimodo se ve reducido. De ser necesario maximizar la información a transmitir se emplean fibras ópticas monomodo, cuyos núcleos estrechos ($\sim 8 \mu m$ en fibras de

telecomunicaciones estándar) permiten la transmisión de un solo modo minimizando la posibilidad de que pulsos de señales adyacentes interfieran entre sí (Fig. 1.2.b).

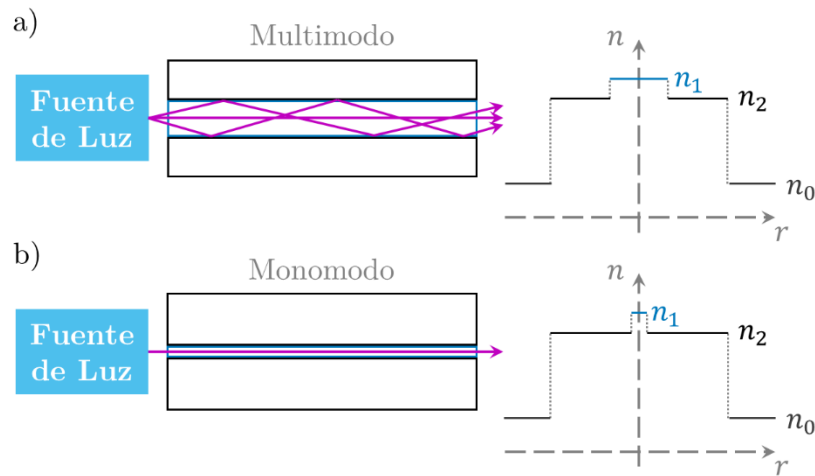


Fig. 1.2. Representación de rayos viajando en una fibra óptica: a) multimodo ($V \geq 2,405$) y b) monomodo ($V < 2,405$).

Se presentan a continuación los parámetros más relevantes del rendimiento de las fibras ópticas, que deben tenerse en cuenta al momento de desarrollar aplicaciones con las mismas. La caracterización de la transparencia de una fibra óptica a una dada longitud de onda se mide a través de la atenuación α , que relaciona la potencia ingresada P_1 a la misma con la potencia de salida a un kilómetro de distancia P_2 y es normalmente informada en decibeles por kilómetro (dB/km):

$$\alpha(\lambda) = -10 \log_{10} \left[\frac{P_2(\lambda)}{P_1(\lambda)} \right]. \quad (1.3)$$

En la Fig. 1.3 se presenta la gráfica de la atenuación en función de la longitud de onda para el infrarrojo cercano, obtenido de [12]. A partir de los mínimos de ésta se definen las ventanas de telecomunicaciones, ya que permiten recorrer distancias mayores para una dada potencia de entrada. Vale aclarar que, en el rango visible resultan significativas las contribuciones de la dispersión de Rayleigh (λ^{-4}) y las transiciones electrónicas. En particular, al trabajar en longitudes de onda cercanas a 633 nm , la atenuación es aproximadamente 12 dB/km por lo que

se debe emplear sólo la longitud de fibra necesaria con el fin de minimizar las pérdidas por transmisión.

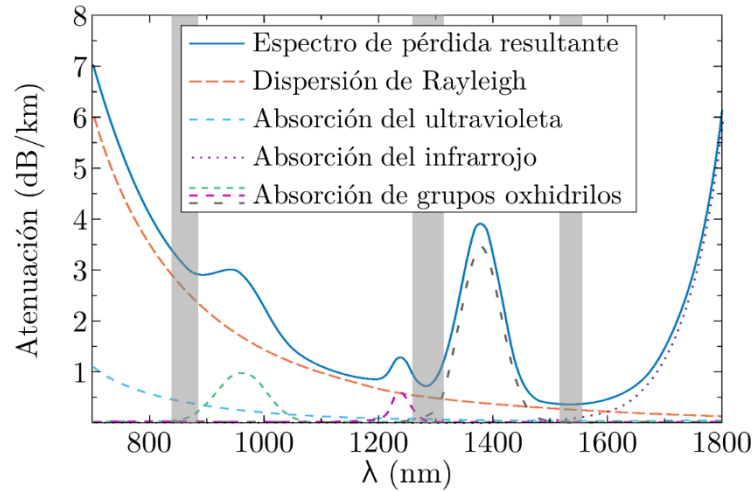


Fig. 1.3. Espectro de atenuación en una fibra óptica de sílice con los fenómenos responsables y las tres ventanas de telecomunicaciones (Adaptado del capítulo “Basics of Optical Fiber Measurements” por Ding et al. del libro *Handbook of Optical Fibers*, página 7)

En cuanto a la aptitud de la fibra para capturar luz y garantizar un guiado apropiado, se determina a través de la apertura numérica NA (por sus siglas en inglés, *numerical aperture*) en función del perfil de índice de refracción que posee la fibra, ver Ec. (1.4). Los valores habituales de NA se encuentran en el rango de 0,14 a 0,3; para obtener valores mayores debe adicionarse una mayor cantidad de dopante en el núcleo de la fibra óptica durante su fabricación; *e.g.*, dióxido de germanio (GeO_2).

$$NA = \sqrt{(n_1)^2 - (n_2)^2} \approx \sqrt{2 n_1 n_2 \Delta}. \quad (1.4)$$

En la Ec. (1.2) se definió la frecuencia normalizada V y a partir de ésta la condición de guiado monomodo, por lo que se tiene entonces un valor de longitud de onda mínimo que soporta éste régimen. Dicho valor es denominado longitud de onda de corte λ_c de la fibra óptica en cuestión y queda determinado por:

$$\lambda_c = \frac{2\pi a NA}{2,405}, \quad (1.5)$$

Al iluminar una fibra con una fuente que permita sintonizar la longitud de onda de emisión, al aproximarse a la longitud de onda de corte se admiten progresivamente menos modos, y cuando se alcanza λ_c se reduce a un único modo. Vale destacar que la fibra seguirá guiando este modo fundamental, si se continua reduciendo la longitud de onda aún $\sim 200 \text{ nm}$ por debajo de λ_c .

El modo fundamental guiado en una fibra óptica (HE_{11} , ver Apéndice B.2.) tiene una distribución de energía Gaussiana, cuyo diámetro puede ser definido de diversas formas. Una entre ellas es a partir de la caída de la intensidad a $1/e^2$ de su valor máximo, el cual es el informado comúnmente por los fabricantes en las especificaciones de sus productos. Este parámetro llamado ancho modal *MFD* (por sus siglas en inglés, *mode field diameter*) que representa el diámetro del campo óptico en el interior de la fibra. El *MFD* resulta ser mayor al diámetro a del núcleo de la fibra debido a que la gaussiana penetra en la zona de la cubierta una longitud del orden de $1 \mu\text{m}$.

Dado que la fibra óptica es una guía de onda de material dieléctrico, cuando la luz interactúa con los electrones del mismo, la respuesta dependerá de la frecuencia óptica ya que afecta al índice de refracción. Este fenómeno es conocido como dispersión cromática, tiene su origen en las frecuencias de resonancia características en las que el medio absorbe la radiación electromagnética a través de las oscilaciones de los electrones ligados. Su impacto es significativo en la propagación de pulsos ópticos cortos, ya que los mismos poseen mayor ancho de banda y las diferentes componentes del mismo viajarán a distintas velocidades.

1.2.2 Sensores con Fibras Ópticas

Cuando se habla de sensores con fibras ópticas, se trata de dispositivos que constan de tres partes básicas comunicadas entre sí por fibras ópticas: una fuente de luz, un módulo sensor (parte sensible *per se*) y un fotodetector, del cual se colectan los datos a ser procesados. En la Fig. 1.4 se

muestra un esquema de estos tipos de sensores. Vale aclarar que existen diferentes equipamientos que pueden cumplir el rol de los elementos presentados:

- Como fuente de luz puede emplearse un láser o un diodo emisor de luz, entre otros.
- El módulo sensor puede ser la fibra óptica en sí misma (sensado intrínseco) o un módulo externo formado por un transductor (lo cual define al sensor como extrínseco).
- La combinación de fotodetector con la unidad de procesamiento dependerá de la característica a determinar. Entre las más utilizadas se pueden nombrar a los analizadores de espectros ópticos, el tándem fotodetector/osciloscopio, y las cámaras de carga acoplada CCD (por sus siglas en inglés, *charge-coupled device*).

Asimismo, estos dispositivos se pueden complejizar mediante la adición de elementos ópticos en función de lo que se busca medir. Para medir la respuesta en reflexión, ya sea en lugar de la transmitida o ambas en simultáneo, se coloca un circulador entre la fuente de luz y el módulo sensor. Si se desea combinar diferentes sensores en simultáneo se emplean multiplexores por longitud de onda WDM (por sus siglas en inglés, *wavelength division multiplexer*). Mientras que si se requiere una cierta polarización en la luz guiada se añaden un polarizador y un controlador de polarización. Lo presentado anteriormente constituye solo algunos de los elementos que se pueden agregar al sistema, es importante destacar que existen otras configuraciones que también deben ser consideradas.

Al momento de listar los sensores de fibra óptica, se consideran sus diferentes características y en función de ellas se los agrupa. De este modo, pueden clasificarse en función de la aplicación, de su principio de funcionamiento, o del módulo sensor, entre otros. A continuación, se describe brevemente que conllevan estas tres caracterizaciones presentadas.

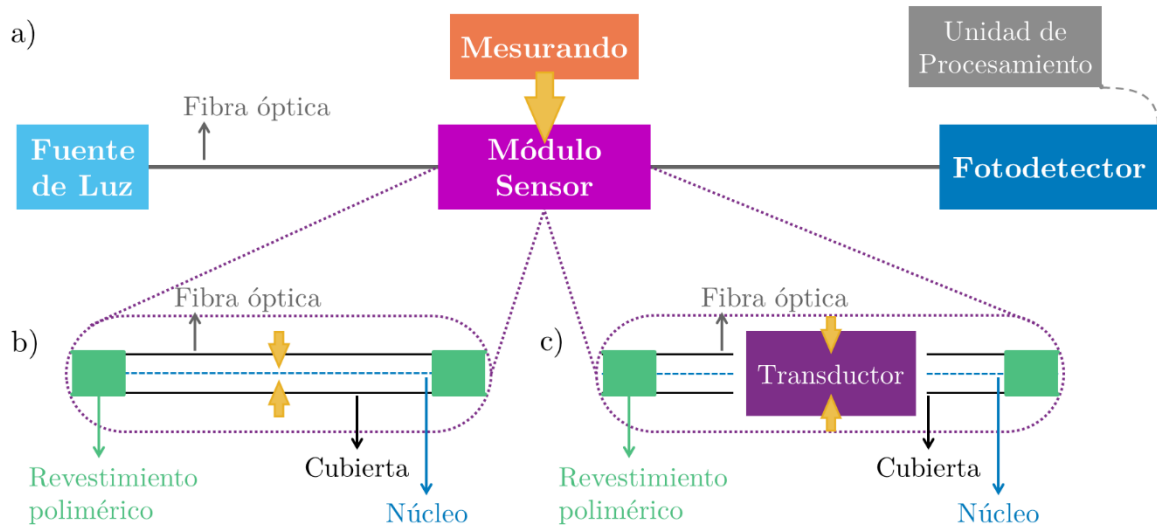


Fig. 1.4. a) Esquema de un sensor genérico de fibra óptica, junto a su clasificación: b) intrínseco, y c) extrínseco.

1.2.2.1 Clasificación en función de la aplicación

A partir del campo de aplicación que tiene un sensor se puede realizar su clasificación, categorizando el tipo de parámetros que detectan, entre estos se definen [13]:

- **Sensores Físicos:** realizan mediciones de parámetros como temperatura, deformaciones, nivel de agua, índice de refracción, entre otros.
- **Sensores Químicos:** detectan pH, niveles de humedad, presencia de pesticidas, concentración de carbón, etc.
- **Sensores Biomédicos:** caracterizan muestras en función de la cantidad de oxígeno, dióxido de carbono, proteínas o células, incluso ADN, por nombrar algunos.

En la presente tesis se busca desarrollar sensores refractométricos (sensores físicos) con una potencial aplicación a la medición de concentración de proteínas en muestra biológica (actualización a sensor biomédico).

1.2.2.2 Clasificación por el principio de funcionamiento

Es posible modular diferentes propiedades de la onda y así construir distintos tipos de sensores según dicha propiedad [13]. Se trata entonces de sensores clasificados de acuerdo al principio de funcionamiento, es decir modulados en: amplitud, longitud de onda, fase, frecuencia, polarización, entre otros.

Los sensores modulados en amplitud fueron los pioneros, detectan alteraciones en el haz de luz transportado, es decir en la intensidad en el detector [14]; *e.g.*, pérdidas por curvatura, atenuaciones, cambios en el campo evanescente. A pesar de ser simples y de bajo costo, estos sensores resultan sensibles a fluctuaciones de potencia de la fuente de luz por lo que requieren constante calibración.

En cuanto a los modulados en longitud de onda, como el nombre indica detectan cambios en el espectro de transmisión de la luz transportada (o bien reflejada). Estos presentan la ventaja de ser inmune a perturbaciones externas (*e.g.*, variaciones en la potencia de la fuente, pérdidas de la intensidad en transmisión, conexiones deficientes, etc.). Sin embargo, el equipamiento de detección que requieren es más específico que un simple fotodetector y vuelve más costoso su empleo. Entre los más desarrollados se encuentran los que emplean redes de difracción, ya sea redes de Bragg FBG (por sus siglas en inglés, *fiber Bragg gratings*) o redes de periodo largo LPG (por sus siglas en inglés, *long-period gratings*) [15]. Vale aclarar que tanto las FBG como las LPG pueden ser adaptadas para ser usadas como sensores modulados en amplitud, pero se ha demostrado que se limita el rango dinámico de trabajo.

Mientras que los sensores modulados en fase se basan en la medición de la interferencia de la luz en el interior de la fibra óptica. Resultan ser frecuentemente estudiados debido a su alta sensibilidad y precisión, pero justamente debido a esto resultan difíciles de emplear fuera de las

condiciones de trabajo de un laboratorio óptico (o por usuarios no expertos) ya que perturbaciones externas suelen afectar a la medida. Dentro de estos sensores se pueden destacar los interferómetros Mach-Zehnder, Sagnac, Michelson y Fabry-Perot [16].

En lo que refiere a aquellos modulados en frecuencia, son muy poco habituales ya que utilizan fenómenos como el efecto Doppler o la dispersión Raman, que resultan complejos ya que ocurren bajo un rango limitado de condiciones físicas. Por ejemplo, los sensores basados en dispersión de Rayleigh requieren fibras ópticas de NA alta, ya que es deseable una eficiente captura de la luz retro-dispersada [17].

Por último, los sensores modulados en polarización se basan en el fenómeno de birrefringencia en la fibra óptica, ya que el índice de refracción presenta valores diferentes para cada polarización [18]. Principalmente, al aplicar una deformación mecánica, se genera dicho efecto produciendo una diferencia de fase detectable. Estos requieren fibras ópticas específicas y resultan ser operacionalmente más complejos.

En particular, dentro de ésta tesis se empleó tecnología que permite desarrollar sensores modulados tanto en longitud de onda, como en intensidad. Dentro de este último, las detecciones realizadas combinan contribuciones de cambios de fase y amplitud.

1.2.2.3 Clasificación en función del módulo sensor

Como se introdujo al presentar el módulo sensor, según su configuración permite clasificar el tipo de sensor de fibra óptica siendo [19]:

- **Intrínsecos:** cuando el efecto del mesurando se convierte en una señal en el haz de luz que se propaga por la fibra, ver la Fig. 1.4.b, también suelen denominarse *all-fiber*. Para que la fibra misma sea la plataforma de detección es necesario que sea transductora del fenómeno a medir.

- **Extrínsecos:** cuando el rol de la fibra es transportar el haz de luz al transductor y luego recolectar la respuesta para transmitirla al detector, ver la Fig. 1.4.c. En este caso, la fibra toma un papel secundario dentro del sensor, ya que sólo actúa como medio de propagación.

El desarrollo de esta tesis se centrará en los sensores intrínsecos, debido al rol principal que toma la fibra óptica dentro del dispositivo, lo que le confiere ciertas ventajas, entre las cuales vale la pena enumerar [13,20,21]:

- Liviano y Compacto: debido a los elementos que conllevan poseen bajo peso y volumen, resultan adecuados para aplicaciones de montaje en superficie o bien incorporados dentro de la propia estructura (*embedded*).
- Múltiples Aplicaciones: como se introdujo previamente se pueden emplear para detectar diversos parámetros físicos, químicos y biomédicos, que afectan diferentes características del haz guiado.
- Señales Multiplexadas: la capacidad de realizar dispositivos con varios puntos de adquisición a lo largo de una única fibra óptica permite una distribución en serie de sensores que, por un lado, minimizan la implementación y el peso del cable, y por otro permiten monitorear estructuras extensas [22]. Por ejemplo en la tercer ventana de telecomunicaciones sería posible transmitir señales con longitudes de onda de 1460 a 1660 nm, lo que representa un ancho de banda de ~ 1500 THz (es decir, siete ordenes de magnitud con respecto a su contraparte electrónica).
- Baja Atenuación: la alta transparencia de una fibra óptica dentro de las tres ventanas de telecomunicaciones permiten enviar y recibir señales ópticas a largas distancias. Por ejemplo, usando fibra de telecomunicaciones estándar se pierde la mitad de la potencia después de recorridos > 15 km a 1550 nm [4], lo que optimiza el sensado remoto.

- Alta Sensibilidad: permite captar señales con mínimas variaciones en el mensurando, presentando una respuesta más eficaz en la mayoría de las condiciones operativas.
- Químicamente Resistente: por su material dieléctrico en general no presentan corrosión o degradación en medios químicamente reactivos (salvo excepciones; *e.g.*, el ácido fluorhídrico degrada la sílice, o la acetona el revestimiento polimérico).
- Inmunidad Electromagnética: las radiaciones electromagnéticas externas no afectan al sensor ya que al ser la fibra óptica inherentemente aislante no existe la generación de corrientes inducidas. Por otro lado, resultan ser inmunes a altas diferencias de potencial electrostático. Resultando así óptimos tanto para ambientes con microondas o de alta tensión.
- Pasividad Eléctrica: ya que no requieren alimentación eléctrica en el punto de sensado pueden ser empleados en medios saturados de compuestos volátiles sin riesgo a explosiones.
- Resistente a Radiaciones Ionizantes: existen fibras ópticas con núcleo de sílice pura y una cubierta dopada con flúor, que demuestran mayor resistencia a radiaciones ionizantes [23]. Por lo que fabricar sensores con ellas, en particular de redes de Bragg, permite monitorear parámetros ambientales en entornos de radiación desafiante [24].
- Transmisión segura de datos: los dispositivos basados en fibra óptica no irradian, por lo tanto no generan una firma electromagnética que puede ser detectada, y asimismo, resultan difíciles de interceptar sin causar daños notables en la señal [25].

Resulta interesante destacar que dos sensores prácticamente idénticos (igual disposición experimental y principio de funcionamiento) pueden diferenciarse simplemente por aplicarse en campos diferentes mediante la detección de mensurandos distintos mediante una funcionalización

específica apropiada de la superficie. Del mismo modo, según el énfasis que el autor realice sobre la caracterización del sensor quedará dentro de una clasificación o de otra.

1.2.3 Actualización bibliográfica del tema

El desarrollo de sensores fotónicos utilizando guías de ondas ópticas y nanoestructuras es un tema que ha generado gran interés en los últimos años, tanto a nivel industrial como académico. Esta tendencia comenzó hace más de medio siglo, luego del surgimiento de una patente en 1967 (U.S. 03327584) que presentó un dispositivo basado en un conjunto de fibras ópticas donde una mitad de ellas iluminaba la superficie bajo estudio y lo reflejado por ésta era recolectado por la otra mitad, puede considerarse a este como el primer sensor óptico de posición [26,27]. El giroscopio de fibra óptica fue reportado por primera vez en 1977 y, tras varios años de investigación y desarrollo, se consolidó como un instrumento de producción hacia mediados de la década de 1990, convirtiéndose en el mayor éxito en el campo de los sensores de fibra óptica en su momento [28]. Con el posterior desarrollo de las fibras ópticas monomodo en la década del 80, se inició la incorporación de éstas en estructuras interferométricas que ofrecían enormes ventajas frente al guiado en espacio libre sobre mesas ópticas. En particular, éstos resultaron óptimos para monitorear la deformación en estructuras de concreto por su reducido tamaño y la posibilidad de ser incorporados en el interior de la propia estructura [29]. Para el año 2000, se comenzó la implementación de las redes de Bragg FBG en la ingeniería civil, y debido a su capacidad de multiplexado y distribución espacial punto a punto reemplazaron a los sensores interferométricos. Las aplicaciones más frecuentes incluían el seguimiento de la deflexión de edificios, de la tensión en puntos críticos de puentes y del comportamiento del concreto durante su curado [30]. Asimismo, otras industrias comenzaron a explotar esta tecnología: en la industria del petróleo para medir la presión y temperatura en herramientas de fondo de pozo [31], y en la industria

aeroespacial para el control de la salud estructural, las pruebas de carga y de fatiga [32]. En la misma década, paralelamente, se desarrollaron dispositivos de detección distribuida, que permiten la medición de uno o más parámetros a lo largo de toda la fibra óptica. Entre las primeras aplicaciones de esta nueva tecnología se encuentra la determinación de la temperatura basada en la retro-dispersión de Raman [33], como también la detección y localización de intrusos sobre un perímetro de interés utilizando la retro-dispersión de Rayleigh [34].

Al igual que otras tecnologías de sensores, la detección por fibra óptica es altamente orientada y especializada, por lo que suele requerir largos períodos de investigación y desarrollo. La comunidad científica supo hacer usufructo del desarrollo de las tecnologías con fibra óptica provenientes de las telecomunicaciones en otras aplicaciones. No sólo empleando los componentes básicos desarrollados, sino que también fabricando versiones levemente diferentes exclusivas para sensores. Favoreciéndose tanto por la rápida disminución de los costos de los elementos ópticos, como por la mayor confiabilidad y calidad de los mismos.

Las fibras ópticas han sido estudiadas en detalle para una amplia gama de bio-aplicaciones y en diversas publicaciones científicas se pueden encontrar propuestas basadas en diferentes estructuras y mecanismos para su uso como biosensores [35,36]. A modo de ejemplo, entre los dispositivos desarrollados que se basan en campos evanescentes se puede nombrar a las fibras estrechadas (*tapers*) o bien a los que emplean redes grabadas en la propia fibra óptica, como son las LPGs, FBGs sobre *tapers* o las *BIO-Bragg gratings* estampadas en la superficie de la fibra [37–41]. Por otro lado, hay dispositivos que aprovechan los modos de superficie de las fibras ópticas para la biodetección a través de resonancias plasmónicas de superficie SPR (por sus siglas en inglés, *surface plasmon resonance*) logradas mediante recubrimiento metálico [42–44] o bien excitando modos electromagnéticos de galería WGM en micro-resonadores ópticos como son micro-esferas y micro-botellas [45,46]. Así como también se presentan sensores formados por

combinaciones de diferentes fibras, como son estructuras monomodo-multimodo-monomodo [47,48] o multimodo-sin núcleo-multimodo [49,50] que han demostrado proporcionar respuestas ópticas interferométricas sensibles a las variaciones en el medio externo aplicables a biodetección. Asimismo, ha habido reportes de fibras microestructuradas como posibles plataformas de desarrollo de nuevos biosensores [51].

Como se expuso brevemente en el párrafo anterior, poco a poco la familia de sensores de fibra óptica se fue diversificando ampliándose a diferentes áreas de aplicación dentro de la biodetección aprovechando diversos fenómenos. Dentro de cada capítulo de esta tesis se detallará el estado del arte del tipo de sensor específico que se esté analizando, abordando los avances más recientes, las tecnologías emergentes y las aplicaciones actuales de los mismos, proporcionando así una visión comprensiva y actualizada del campo de estudio.

Capítulo 2: REFRACTÓMETRO DE BUCLE DE SMF BASADO EN ACOPLAMIENTOS MODALES RESONANTES

En el presente capítulo se desarrolla la aplicación del acoplo de modos en el interior de una fibra óptica para la realización de un refractómetro. El dispositivo presentado emplea fibras ópticas monomodo curvadas formando un bucle con un diámetro pequeño que conducen a acoplamientos resonantes entre el modo fundamental y los de orden superior. Dichos acoplamientos se evidencian en el espectro transmitido como picos de atenuación y demuestran ser sensibles a cambios en el medio externo; *e.g.*, tensiones aplicadas, temperatura, entre otros. La respuesta óptica de este sensor consiste en un desplazamiento de la longitud de onda resonante del acoplamiento, resultando esto en una gran ventaja desde el punto de vista experimental debido a que son libres de perturbaciones debidas a pérdidas no deseadas.

En la curvatura introducida, se excitan los llamados modos de la cubierta que debido a la presencia del campo evanescente detectan cambios del medio, en particular del índice de refracción, RI (por sus siglas en inglés, *refractive index*). La característica a destacar del funcionamiento del dispositivo yace en la naturaleza resonante de sensado, que permite su utilización en amplios rangos de índice de refracción evitando ambigüedades de otras técnicas como la interferométrica.

Se estudia el rendimiento del sensor para diferentes diámetros, para optimizar su sensibilidad y límite de detección a una longitud de onda de operación alrededor de 1550 nm , así como el efecto de la temperatura en su respuesta. El desplazamiento de la longitud de onda resonante se midió en detalle en función del RI externo en el rango $[1,33 - 1,37]$.

Al emplear fibras monomodo, el sensor presentado y caracterizado resulta ser robusto y fácil de fabricar. Finalmente, se muestra una prueba de concepto del dispositivo como biosensor, utilizando una reacción antígeno-anticuerpo de albúmina sérica (BSA-aBSA).

2.1 INTRODUCCIÓN

2.1.1 Estado del Arte

Se propone un dispositivo que no incluye ningún elemento diferente a la propia fibra óptica prístina^v para su funcionamiento como un biosensor. Es decir, no necesita *labels* (o marcadores) que conlleven procesamiento posterior de la fibra óptica estándar aparte de la funcionalización química.

En la bibliografía se ha demostrado que una sección de fibra estándar de telecomunicaciones en forma de U puede emplearse para la detección de glucosa. En ese desarrollo obtuvieron la parte sensible de $\sim 1 \text{ mm}$ de diámetro a partir del calentamiento y deformación de la fibra. Asimismo demostraron mejorar el desempeño con un recubrimiento de partículas de oro o de glucosa oxidasa [52]. Por otro lado, también se ha reportado un sensor refractométrico de fibra multimodo y sección sensible semielipsoidal de polimetilmetacrilato. El cual permite ajustar el rango de RI a detectar a partir de un ajuste de la posición de la fibra con respecto al elemento sensor [53]. Asimismo, existen reportes de sensores de índice de refracción mediante una sonda en forma de U fabricada con fibra multimodo, para disminuir la pérdida de potencia que resulta limitante frente a ciertas aplicaciones. En este estudio se agregaron dos redes de Bragg después de la sonda y se utiliza el método de interrogación de intensidad diferencial para mejorar la sensibilidad y la estabilidad de las mediciones [54].

^v fibra óptica prístina: se entiende a aquella formada por el núcleo y la cubierta, sin el revestimiento polimérico.

En la mayoría de los trabajos reportados se utilizan fibras multimodo [54], ya sean fibras estrechadas (*tapers*) [55] o fibras sin cubierta [56], y la descripción de la propagación de la luz en el interior de las fibras de estos dispositivos se basa en rayos geométricos. Debido a esto el mecanismo que explica los resultados evidenciados es la interferencia entre ellos. Esta descripción basada en interferencias es válida cuando el número de modos implicados en el acoplo es alto. Su aplicación como sensor tiene la limitación presentada por la periodicidad de las franjas que se generan, introduciendo de ese modo cierta ambigüedad en la lectura de la respuesta presentada por dichos sensores refractométricos.

Debido a esto, resulta que una descripción modal de la propagación de la luz en la fibra como la empleada en el presente trabajo es preferible ya que resulta ser más precisa al momento de la interpretación de resultados [57,58]. Además, el emplear fibras monomodo da como resultado dispositivos más robustos en comparación con los dispositivos basados en *tapers*.

2.1.2 Principio de Funcionamiento

La curvatura sobre una fibra monomodo de salto de índice (ver Fig. 2.1) tiene el efecto de introducir una perturbación en el perfil del índice de refracción de la misma, debido a efectos geométricos y de deformación óptica [59]. Esta perturbación rompe la ortogonalidad de los modos que se propagan en una fibra recta, ocasionando un acoplamiento de energía del modo del núcleo a los modos de la cubierta. Dicho acoplamiento de energía se genera de manera resonante, es decir, para que se lleve a cabo debe cumplirse una coincidencia de fase entre los modos involucrados. Es así entonces, que el acoplamiento entre el modo del núcleo y cada modo de la cubierta tendrá lugar sólo para aquellas longitudes de onda ópticas que cumplan la condición. Al final de la sección curva de la fibra óptica prístina, la potencia óptica acoplada a los modos de la cubierta será absorbida por el revestimiento polimérico que protege la fibra de sílice. En

consecuencia, el espectro de transmisión del dispositivo se verá alterado por la aparición de mínimos con acotado ancho espectral (llamados picos de atenuación) cuya longitud de onda central (denominada longitud de onda resonante) estará determinada por diferentes parámetros: la curvatura y los índices de refracción (RI) del material de sílice y del medio externo circundante [60]. Un análisis detallado de la descripción modal del problema resuelto utilizando el método iterativo de Fourier puede encontrarse en la referencia [57].

Vale aclarar que sólo cuando están involucrados muchos modos de la cubierta, los modelos de rayos pueden proporcionar una buena descripción de la atenuación efectiva producida por el acoplamiento continuo de potencia del modo fundamental a los modos de la cubierta. Aquí, trabajaremos en un rango de parámetros en los que están involucrados pocos modos y se observan acoplamientos individuales entre modos. Esto puede justificarse basándose en el estudio presentado en la referencia [58] donde se realiza el análisis modal mediante aproximaciones numéricas con el método iterativo de Fourier, considerando bucles de $\sim 4 \text{ mm}$ de diámetro, donde se encuentran acoplamientos de a dos modos.

La Fig. 2.1 muestra un esquema del principio de funcionamiento del dispositivo cuyo comportamiento resonante constituye la principal diferencia entre el presente enfoque y otros refractómetros basados en fibras en forma de U. Al iluminar este dispositivo con una fuente de luz de banda ancha en el régimen monomodo de la fibra óptica empleada, se excita el modo fundamental hasta el momento en que se llega a la sección curvada. En dicha zona se excitarán diversos modos que interactuarán entre sí, y como consecuencia de este hecho se evidenciarán a la salida, en el espectro de transmisión, diversos picos de atenuación. Los cuales se caracterizarán por una longitud de onda resonante central que estará relacionada con los modos que la forman así como también de las condiciones del medio debido a la onda evanescente, ver Fig. 2.1.a. Como

se esquematiza en la Fig. 2.1.c, la luz acoplada al modo de la cubierta se distribuye asimétricamente, desplazándose el máximo hacia el radio externo.

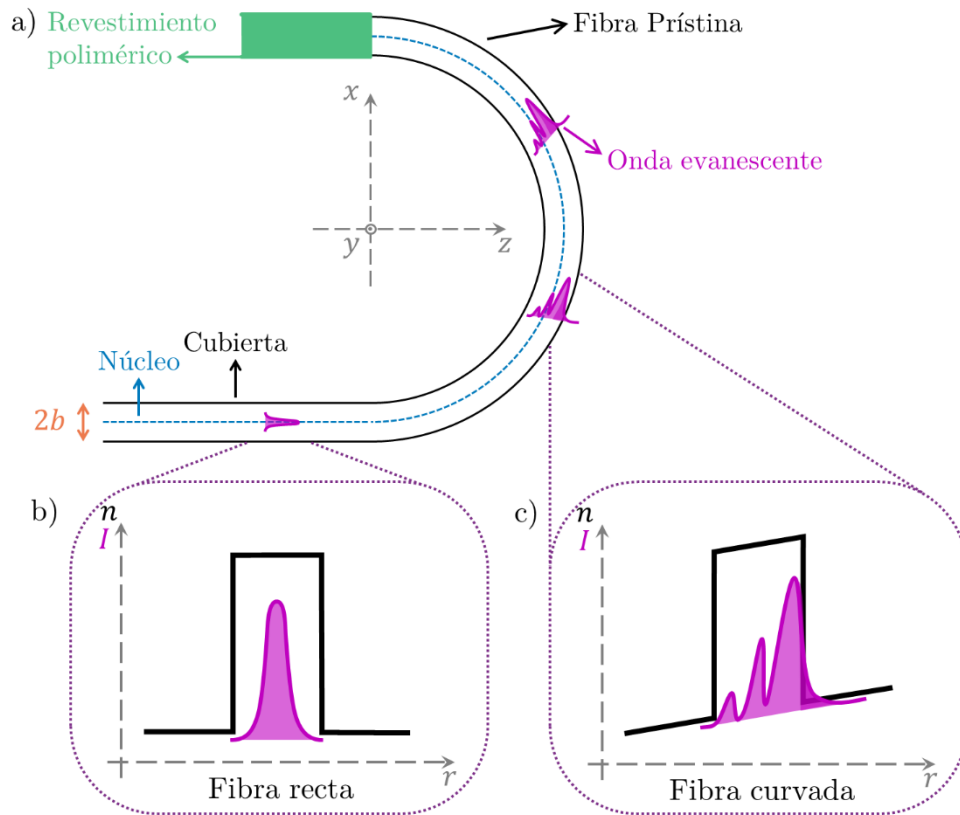


Fig. 2.1. a) Esquema del principio de funcionamiento del dispositivo. b) Perfil del índice de refracción (n , línea negra) e intensidad del modo (I , línea fucsia) propagándose por la fibra recta. c) Ídem para la fibra curvada.

2.2 MATERIALES Y MÉTODO DE FABRICACIÓN

La Fig. 2.2 muestra un esquema del sensor de fibra óptica formando un bucle. Se utilizó fibra de telecomunicaciones estándar SMF-28e para fabricar los dispositivos. Una sección de fibra sin revestimiento polimérico se curvó alrededor de un cilindro metálico para lograr la curvatura como la presentada en la Fig. 2.1. La pérdida debida a la absorción y dispersión en la interfaz interna sílice-metal resulta insignificante debido a la acumulación de la intensidad del campo en la interfaz externa de sílice-aire. La longitud de la sección de fibra prístina se eligió igual a la mitad del perímetro del cilindro bajo estudio, dicha sección representa la longitud de interacción del dispositivo. El revestimiento polimérico se eliminó de la fibra usando un baño de acetona para

evitar irregularidades en la superficie de la fibra que pueden ser causadas si se removiese mecánicamente. Se probó que, usando este procedimiento, los picos de atenuación de las resonancias eran más claros. La fibra se unió a la superficie del cilindro usando pegamento comercial a base de cianoacrilato sobre la sección con revestimiento polimérico inmediatamente anterior a la transición a la fibra prístina. Vale la pena señalar que esta forma de sujeción no tiene ningún efecto sobre la propagación de la luz en la fibra. Por último, se prestó especial atención en el proceso de fabricación para replicar las condiciones en cada dispositivo.

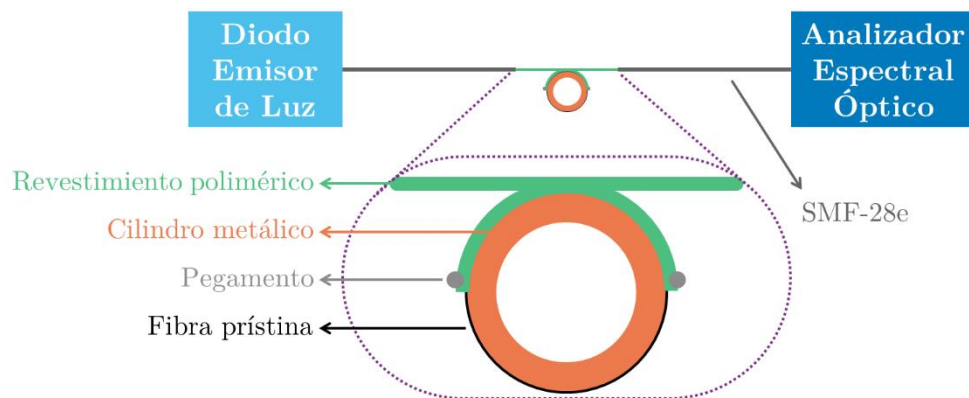


Fig. 2.2. Setup experimental.

La Fig. 2.3 muestra un ejemplo de los espectros de transmisión medidos para un diámetro de cilindro de 11 mm , tanto en aire como en agua. Para obtener la segunda curva, el dispositivo se sumergió en un vaso de precipitado de vidrio conteniendo agua desionizada ultrapura Tipo I (Milli-Q®). La inmersión completa del bucle aseguró que la superficie exterior de la fibra prístina estuviera en pleno contacto con el medio circundante. Utilizando el análisis automático que provee el equipo se determinaron las longitudes de onda resonantes de los picos de atenuación observados. Estos fueron contrastados con aquellos obtenidos utilizando ajustes de datos de los espectros de transmisión, verificando la concordancia de ambos. Estas longitudes de onda resonantes son señaladas en la gráfica de la Fig. 2.3 con un asterisco. Cada uno de los espectros de la figura muestra cuatro resonancias, correspondientes a cuatro acoplamientos con modos de la

cubierta diferentes. Los espectros se midieron utilizando un diodo emisor de luz de banda ancha centrada en 1550 nm (200 nm de ancho de banda de emisión y 1.7 mW de potencia óptica) y un analizador espectral óptico ($1200 - 2400 \text{ nm}$ de rango y 20 pm de resolución). El rango espectral libre, FSR (por sus siglas en inglés, *free spectral range*), entre los picos de atenuación es mayor a 30 nm , como se puede observar en el gráfico de la Fig. 2.3. En este ejemplo particular, para el pico etiquetado con R_1 , la atenuación es $-18,3 \text{ dB}$ (medida desde los máximos de transmisión a ambos lados) y el ancho de banda a -3 dB es $17,6 \text{ nm}$. Se evidencia entonces la potencialidad del dispositivo como refractómetro, al ser posible identificar cada pico y su desplazamiento por la preservación de su forma funcional.

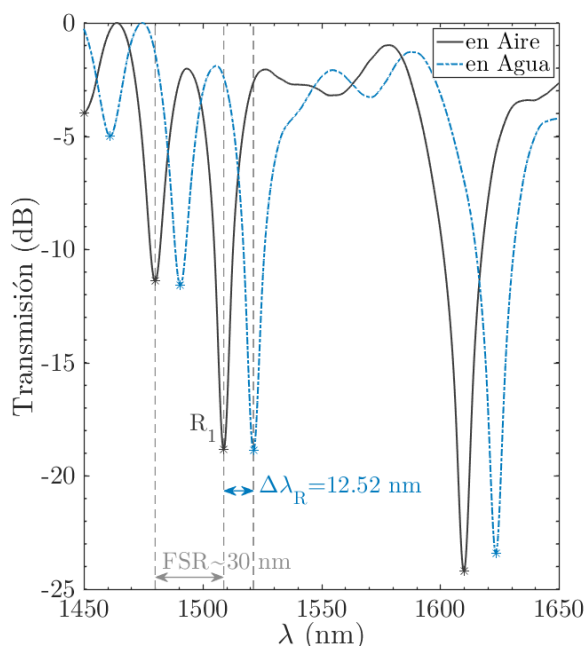


Fig. 2.3. Espectros de transmisión para cuatro modos medidos en aire y agua con una fibra curvada con 11 mm de diámetro.

2.3 RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En esta sección se van a mostrar los resultados obtenidos en la caracterización del dispositivo estudiado. Dentro de la misma se estudió la denominada caracterización física, que contempla la dependencia de la longitud de onda resonante con el diámetro del bucle y la respuesta de la

misma a cambios en el medio, temperatura e índice de refracción. Así como también una prueba de concepto como biosensor utilizando el sistema antígeno/anticuerpo de albúmina sérica bovina BSA/aBSA.

2.3.1 Caracterización Física

A continuación se presenta el detalle de la caracterización del dispositivo estudiado en términos de la dependencia de la longitud de onda resonante con: la polarización de la luz que guía, el diámetro de bucle, la temperatura, el RI del medio externo y en un régimen transitorio donde se varía entre diferentes soluciones. Asimismo, se presenta la determinación del error absoluto al medir la longitud de onda resonante.

2.3.1.1 Determinación de la Incerteza en la medición de la Longitud de Onda Resonante

Para obtener el valor del error en la longitud de onda resonante, se monitoreó un pico de atenuación durante **15 min** adquiriendo un espectro cada minuto. Este procedimiento se realizó un total de **8** veces, utilizando picos de atenuación diferentes y a su vez de diferentes dispositivos siempre rodeados de aire. Con los datos obtenidos se construyó la gráfica de la Fig. 2.4, considerando la longitud de onda resonante media como referencia y calculando desviaciones de los espectros en función de dicho valor. De los cálculos realizados, se tiene que la mayor desviación estándar en la deriva temporal de las series presentadas es de **11 pm**. Observando la Fig. 2.4, puede concluirse que la estabilidad de los picos es tal que sólo **19** puntos de todos los medidos se encuentran por fuera de la franja central de **11 pm** a cada lado del cero. Teniendo en cuenta que el FSR de los espectros de transmisión medidos resulta del orden de **30 nm** (que es significativamente mayor a la desviación establecida) y que la exactitud típica de los analizadores espectrales ópticos comerciales en mediciones de longitud de onda es **~10 pm**, se puede concluir

entonces que la resolución en la determinación de λ_R para este trabajo puede tomarse como **11 pm**. Esta resolución medida tiene en cuenta tanto la resolución del equipo, el ancho de banda de los picos de atenuación y otras fuentes de ruido en la medición, incluyendo posibles variaciones de temperatura que se podrían producir en condiciones estándar de laboratorio de investigación [61].

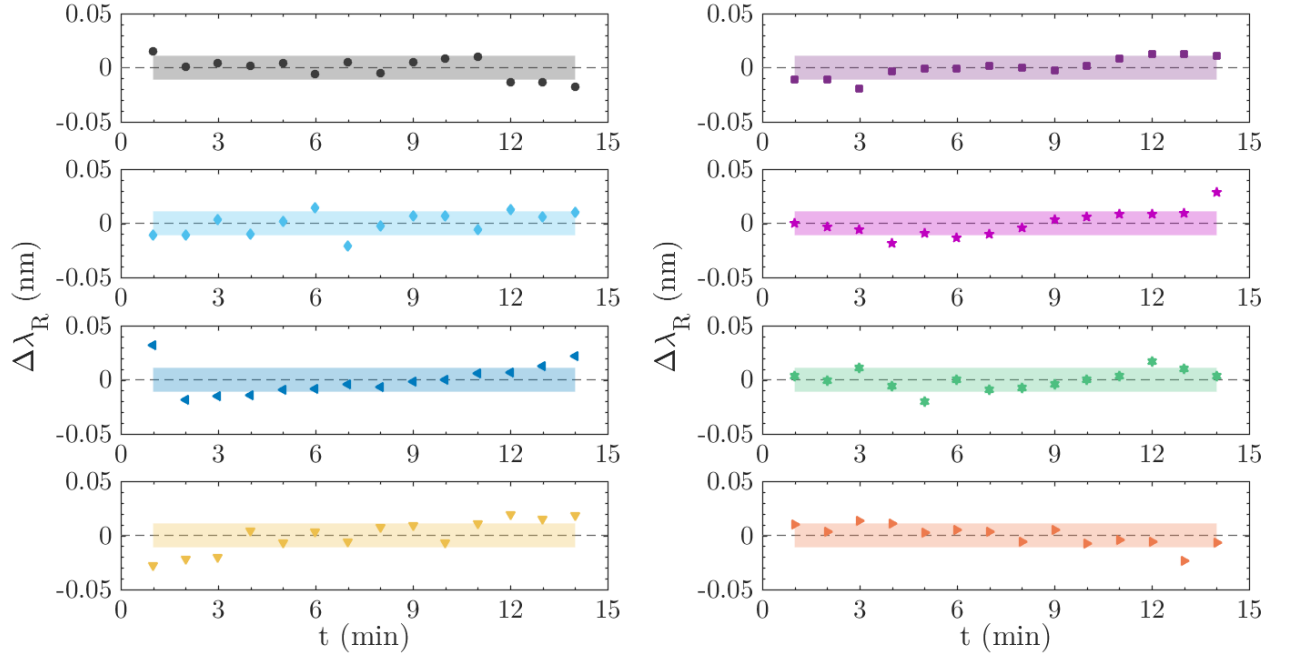


Fig. 2.4. Evolución temporal de la longitud de onda resonante de un mismo pico en un lapso de 15 minutos, presentando ocho evoluciones en total donde la franja coloreada de 22 pm de espesor representa la mayor desviación estándar en la deriva temporal.

2.3.1.2 Dependencia de la Longitud de Onda Resonante con la Polarización

Se consideró la adición de un polarizador y un controlador de polarización a la configuración experimental presentada en la Fig. 2.2, entre el diodo emisor de luz y el dispositivo bajo estudio. Este controlador de polarización consiste en un arreglo de tres paletas que pueden girarse independientemente [62], en el interior de cada una de ellas se encuentra enrollada la fibra óptica una determinada cantidad de vueltas. De tal modo que al rotar estas paletas la polarización a la salida puede cambiarse recorriendo todos los ángulos posibles.

La Fig. 2.5 muestra tres espectros del mismo acoplamiento resonante: uno sin la adición del polarizador y dos con diferentes polarizaciones para las cuales el pico de atenuación evidencia un máximo desplazamiento a longitudes de onda cortas (izquierda) y a longitudes de onda largas (derecha). El efecto de polarización evidenciado no modifica la forma funcional del pico de atenuación, ya que las pendientes a -10 dB de los espectros de transmisión son $-1,48$, $-1,466$ y $-1,429$ dB/nm. Sin embargo, se presenta un desplazamiento de la longitud de onda resonante de 1 nm alrededor de λ_R del dispositivo sin polarizador. Dado que este valor es apreciablemente menor que la separación promedio entre picos (~ 30 nm), es posible observar de estos resultados que no es necesario emplear un polarizador y un controlador de polarización en el *setup* experimental.

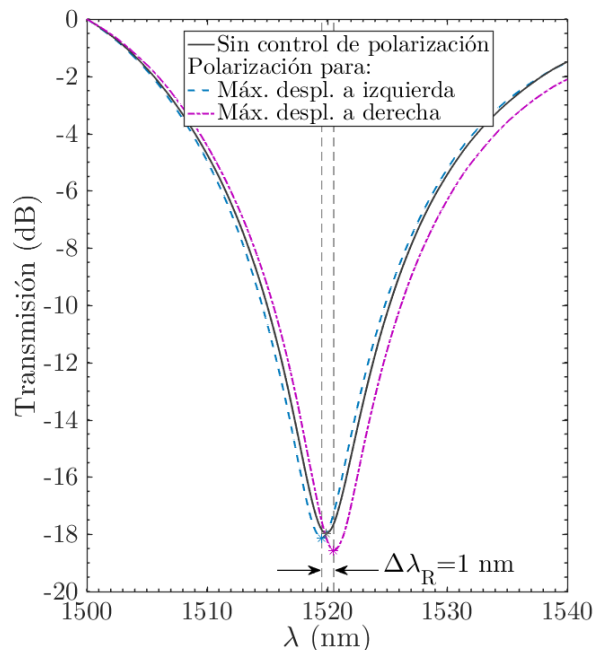


Fig. 2.5. Pico de atenuación medido con y sin control de polarización, mostrando tanto el pico de máximo desplazamiento a longitudes de onda cortas (izquierda) y a longitudes de onda largas (derecha).

2.3.1.3 Dependencia de la Longitud de Onda Resonante con el Diámetro del Bucle

En esta ocasión se propuso analizar el efecto de las diferentes curvaturas sobre el espectro de picos de atenuación de las resonancias como los mostrados en la Fig. 2.3 (con diámetro del bucle

de $\phi = 11 \text{ mm}$). Además, de investigar cómo cambia el espectro de transmisión de cada bucle en presencia de aire y agua, con miras al uso del dispositivo como refractómetro.

Se decidió trabajar con diferentes diámetros del bucle en el rango $\phi \in [10 \text{ mm}, 13,5 \text{ mm}]$. Ya que menores diámetros; *e.g.*, $\phi = 9 \text{ mm}$, no se pudieron considerar debido a que los espectros medidos mostraban una serie de ondulaciones en las cuales no se podía distinguir a un pico de atenuación de sus vecinos. Más allá de esto, también resultaban mucho más frágiles. La Fig. 2.6 muestra los espectros de transmisión para dos diámetros de bucle diferentes ($\phi = 10,5 \text{ mm}$ y $\phi = 11 \text{ mm}$) en presencia de: a) aire y b) agua. Se puede observar que la forma funcional de los picos de atenuación no se ve alterada (respecto a la presentada en la Fig. 2.3). Lo que sí es perceptible es que el desplazamiento espectral de las longitudes de onda resonantes varía inversamente al diámetro. Cuando el diámetro de bucle $\phi > 13,5 \text{ mm}$ la posición de la longitud de onda resonante del pico estudiado se encuentra fuera del rango de emisión de la fuente de luz y por eso se decidió acotar el rango de medición a $\phi \leq 13,5 \text{ mm}$.

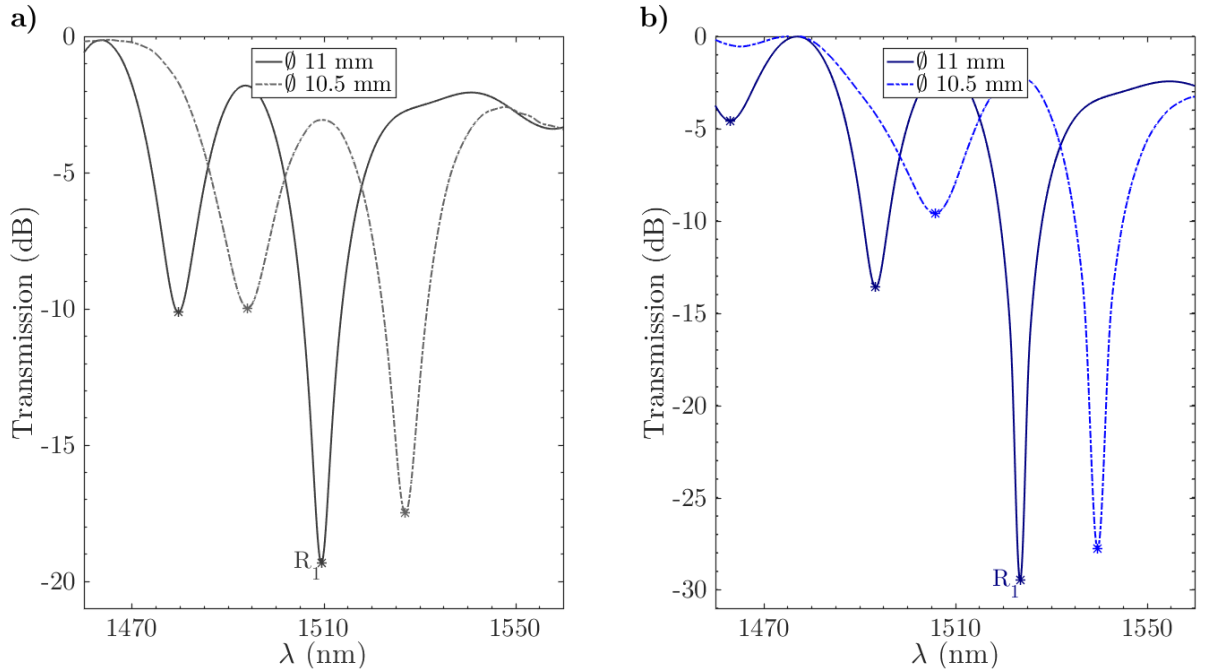


Fig. 2.6. Espectros de transmisión para dos bucles diferentes ($\phi = 10,5 \text{ mm}$ y $\phi = 11 \text{ mm}$) medidos en: a) aire y b) agua.

Los espectros de la Fig. 2.6 muestran dos bucles con una diferencia de diámetros de $0,5 \text{ mm}$. Esta pequeña diferencia en el diámetro tiene un efecto lo suficientemente notable en el espectro de transmisión tal que permite distinguir dos respuestas diferentes. Los picos de atenuación presentados corresponden a dos acoplamientos claramente diferenciables, posibilitando seguir la evolución de un mismo acoplamiento, apreciando en este caso una diferencia entre las longitudes de onda de resonancia para cada diámetro de $\sim 18 \text{ nm}$, lo que representa más de la mitad del FSR ($\sim 30 \text{ nm}$). Por ello, se decidió utilizar un paso de $0,5 \text{ mm}$ en la variación de los diámetros de los bucles.

Se midió en detalle el desplazamiento hacia longitudes de onda más largas para diámetros más pequeños del mismo acoplamiento resonante presentado en la Fig. 2.6, que se denominó R_1 . Dichos resultados se presentan en la Fig. 2.7 tanto en aire como en agua. Dentro del rango medido, los resultados muestran una tendencia decreciente de la longitud de onda resonante ya sea en aire ($n_{\text{aire}} = 1$) como en agua ($n_{\text{agua}} = 1,33288$). Se decidió realizar un ajuste lineal con los datos experimentales obteniendo coeficientes de determinación cercanos a uno en ambos casos corroborando que la tendencia es efectivamente lineal de pendiente -30 nm/mm , según los datos de la Tabla 2.1. Ambos conjuntos de datos muestran que la posición espectral de una misma resonancia cambia igualmente con la curvatura, este hecho queda evidenciado por el paralelismo de las rectas de ajuste.

Existe cierta flexibilidad en la elección del bucle más conveniente para realizar los dispositivos, no solo por la longitud de onda de trabajo elegida y el rango de medición del sensor, sino que también por la forma funcional de la resonancia que da lugar al pico de atenuación (determinado por los modos involucrados). Esto último facilitará la tarea cuando los picos de atenuación sean profundos y estrechos.

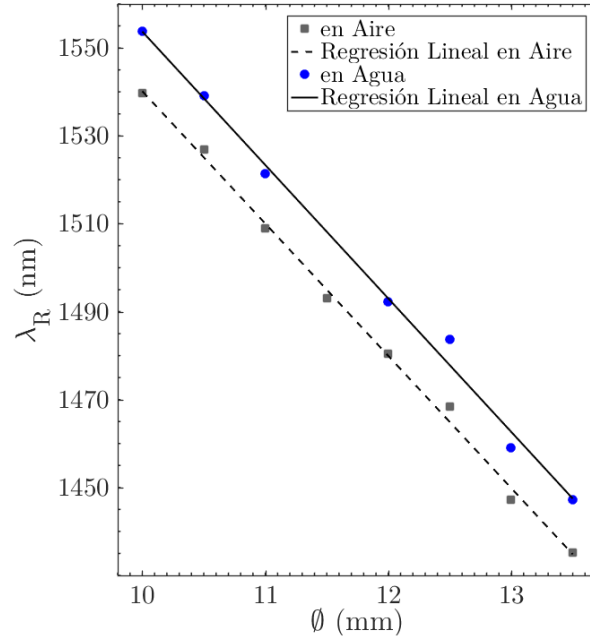


Fig. 2.7. Variación de la longitud de onda de resonancia de un pico de atenuación con el diámetro de bucle, en aire y agua.

	en Aire	en Agua
pendiente (nm/mm)	$-30,1 \pm 0,7$	-30 ± 1
R^2	0,9969212	0,9949886

Tabla 2.1. Coeficientes de los ajustes lineales calculados sobre las gráficas de la variación de λ_R con el diámetro de bucle en aire y agua, presentados en la Fig. 2.7.

2.3.1.4 Sensibilidad a la Temperatura del Medio Externo

Los cambios en temperatura producen no solo un efecto termo-óptico en la fibra óptica [63], sino que también dilatan/contraen el cilindro metálico, variando el diámetro, e introduciendo tensiones de origen mecánico sobre el bucle. Estos efectos cambian el índice de refracción efectivo del dispositivo, y como resultado de esto, cambiará la posición espectral de la longitud de onda resonante. Vale destacar que los dispositivos se fabricaron siguiendo el mismo procedimiento, por lo que es de esperar que la tensión introducida en la fabricación del dispositivo sea del mismo orden.

Es por ello que se evaluó cómo la temperatura del medio externo influencia la respuesta del dispositivo, registrando el espectro del mismo acoplamiento resonante en el rango $T \in [-10\text{ °C}, 80\text{ °C}]$ utilizando una cámara térmica con un paso de 2 °C . En particular, todos los espectros se registraron después de asegurar que la longitud de onda resonante no se desplazase durante el tiempo de medición (típicamente 30 s); es decir, una vez estabilizada la temperatura. La Fig. 2.8 muestra los picos de atenuación registrados a las temperaturas extremas del rango medido y a temperatura ambiente, es decir, -10 °C , $19,2\text{ °C}$ y 80 °C . La primera conclusión que se puede obtener de la gráfica es que el cambio de longitud de onda resonante total, $\Delta\lambda_R = 1,98\text{ nm}$, en el amplio rango de temperatura empleado es menor a una décima parte del ancho de banda a -3 dB de esta resonancia, $20,4\text{ nm}$ a temperatura ambiente. Vale la pena señalar que la profundidad de los picos no se ve afectada significativamente en todo el rango. Del mismo modo, el ancho de banda a -3 dB tampoco se ve modificado siendo este de $20,0\text{ nm}$, $20,4\text{ nm}$ y $20,8\text{ nm}$ respectivamente para los tres espectros presentados. La forma funcional de los picos de atenuación tampoco cambia significativamente, este hecho es evidenciado por las pendientes a -10 dB de los espectros de transmisión. Se presta atención a este valor (y no solo al cambio de λ_R) ya que determina la capacidad del sensor para detectar variaciones de transmitancia teniendo en cuenta el potencial uso del dispositivo como refractómetro o biosensor [39,48]. Los valores de dichas pendientes son $-2,109$, $-1,987$ y $-1,905\text{ dB/nm}$, respectivamente, presentando una desviación máxima por debajo del 10 % en términos de variación de la transmitancia. De este modo se ve que aun cuando el dispositivo ha sido sometido a un rango de temperaturas superior al que tendría en su utilización, la respuesta del mismo es satisfactoria.

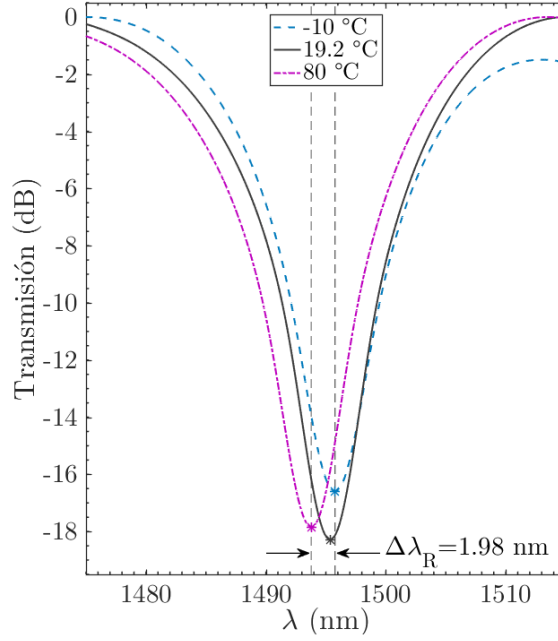


Fig. 2.8. Espectros de transmisión para un bucle de $\phi = 12 \text{ mm}$ a diferentes temperaturas del medio externo: $-10 \text{ }^\circ\text{C}$, $19,2 \text{ }^\circ\text{C}$ y $80 \text{ }^\circ\text{C}$.

El acoplamiento resonante mostrado en la Fig. 2.8 sólo para los extremos del rango de medición y la temperatura ambiente, también fue medido para todas las demás temperaturas intermedias en pasos de $2 \text{ }^\circ\text{C}$ sin interrupciones. La Fig. 2.9 muestra los datos del desplazamiento espectral $\Delta\lambda_R$ de dicho acoplamiento resonante en función de la temperatura, tomando como referencia

$\lambda_R = (1495,36 \pm 0,05) \text{ nm}$ (medido a $19,2 \text{ }^\circ\text{C}$). Se observa una tendencia general monótonamente decreciente, con pendiente media de $(-18,5 \pm 0,8) \text{ pm}/^\circ\text{C}$. Sin embargo, es claro que los datos no se ajustan a un comportamiento lineal puro ($R^2 = 0,9172$). Esto se debe a la presencia de cuatro puntos de inflexión que separan cinco rangos de temperatura. No obstante, dentro de cada rango de temperatura puede asumirse un comportamiento lineal. Una posible explicación para la existencia de dichos puntos de cambio de pendiente sería debido a que a estas temperaturas se produciría un cruce de los modos acoplados, es decir, el modo de la cubierta implicado en el acoplamiento cambiaría. En el gráfico de la Fig. 2.9 se incluyeron los ajustes lineales en cada rango, obteniendo pendientes diferentes entre sí cuyos valores se presentan en la Tabla 2.2.

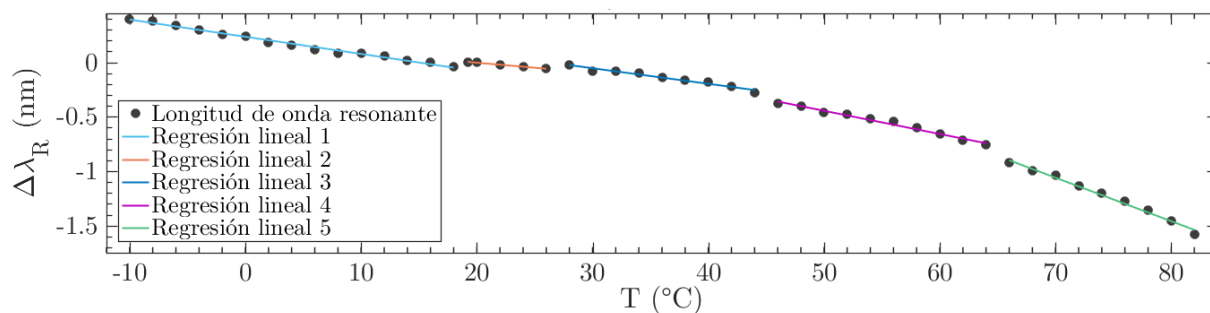


Fig. 2.9. Desplazamiento espectral $\Delta\lambda_R$ de un acoplamiento resonante en función de la temperatura, tomando como referencia λ_R a 19,2 °C, para un bucle de $\phi = 12 \text{ mm}$.

	pendiente ($\text{pm}/^\circ\text{C}$)	R^2
-10 °C a 18 °C	$-15,8 \pm 0,5$	0,98884
20 °C a 26 °C	$-9,2 \pm 0,6$	0,98807
28 °C a 44 °C	-14 ± 1	0,96302
46 °C a 64 °C	-21 ± 1	0,98187
66 °C a 82 °C	-40 ± 2	0,98969

Tabla 2.2. Coeficientes de los ajustes lineales calculados sobre las gráficas del desplazamiento espectral $\Delta\lambda_R$ en función de la temperatura presentados en la Fig. 2.9.

Si se considera que los cambios máximos de temperatura durante una medición típica son de $\pm 5 \text{ }^\circ\text{C}$, el desplazamiento de la longitud de onda resonante debido a este fenómeno sería de sólo $\sim 6 \text{ pm}$, lo cual está por debajo de la resolución de un analizador espectral óptico típico ($\sim 10 \text{ pm}$). La influencia de la temperatura en el dispositivo puede considerarse una contribución secundaria a $\Delta\lambda_R$ en comparación con el desplazamiento debido a cambios en el RI ($\sim 15 \text{ nm}$) o diámetro ($\sim 20 \text{ nm}$), ambos presentes en la Fig. 2.7. Es más, el cambio en λ_R debido a la temperatura es de sólo un 0,04 % para el primero, mientras que es de 0,03 % para el segundo. Más adelante se mostrará que el tiempo de respuesta del dispositivo en su aplicación como biosensor es de $\sim 30 \text{ min}$, y siendo que estas mediciones se realizan en un entorno controlado es de esperar que la variación de temperatura sea menor a la establecida, de modo que no tendrá un efecto

significativo en la respuesta del sensor durante la realización de una prueba. Teniendo en cuenta todo lo anterior, si bien el dispositivo no es independiente de la temperatura y éste es un parámetro que debe tenerse en cuenta y controlarse si es posible, se puede concluir que este efecto es secundario en el desplazamiento de la longitud de onda resonante frente a la variación de índice de refracción, sobre todo por el corto tiempo de adquisición en las mediciones.

2.3.1.5 Sensibilidad al Índice de Refracción del Medio Externo

En esta sección se explora el rendimiento del dispositivo como refractómetro para RI en torno al valor del agua, ya que el objetivo es mostrar una prueba de concepto como biosensor teniendo en cuenta que los anticuerpos suelen estar en medios acuosos. Con tal fin, se caracterizó el dispositivo para variaciones en el índice de refracción del medio externo, determinando de ese modo parámetros como la sensibilidad o el límite de detección del sensor relativos a la unidad de índice de refracción, RIU (por sus siglas en inglés, *refractive index units*).

Dado que los acoplamientos corresponden a diferentes modos de la cubierta y, en consecuencia, a diferentes curvas de dispersión de sus índices modales, se estudia la sensibilidad del sensor para diferentes geometrías y resonancias. Se emplearon dos dispositivos de diferentes diámetros: $\phi = 10,5 \text{ mm}$ (dispositivo A) y $\phi = 12 \text{ mm}$ (dispositivo B), y se registró el corrimiento al rojo para sus longitudes de onda resonantes. Las características ópticas de los picos de atenuación medidas para estos dos dispositivos se presentan en la Tabla 2.3. Vale la pena señalar que en aire ($n_{\text{aire}} = 1$) el FSR es mayor que 33 nm para el dispositivo A y 28 nm para el dispositivo B, ambos mayores al ancho de banda a -3 dB ($\sim 20 \text{ nm}$ para el dispositivo A y $\sim 26 \text{ nm}$ para el dispositivo B), y que el mínimo de los picos de atenuación no superó los -10 dB en todos los casos.

	Ancho de banda a -3 dB (nm)	Atenuación (dB)	λ_R en aire (nm)
Dispositivo A: $\phi = 10,5$ mm			
RA_1	15,37	-10,54	1494,08
RA_2	17,78	-14,93	1527,53
RA_3	21,22	-18,26	1575,73
Dispositivo B: $\phi = 12$ mm			
RB_1	22,50	-19,26	1506,97
RB_2	26,14	-14,76	1535,29
RB_3	16,97	-10,72	1593,32

Tabla 2.3. Características ópticas de los picos de atenuación medidas para los dispositivos empleados: A ($\phi = 10,5$ mm) y B ($\phi = 12$ mm).

Para la variación del índice de refracción externo, se sumergió a los dispositivos en agua y se adicionó etanol de a gotas. La solución resultante, se agitó durante las mediciones para asegurar una dilución rápida y homogénea. Para calcular n_{ext} en función de la fracción molar de etanol presente en la solución, x , se utilizó el ajuste a los datos de la Figura 17 en la referencia^{vi} [64] (a 25 °C y 632,8 nm): $n_{ext}(x) = 1,33288 + 0,179258 x - 0,380008 x^2 + 0,351867 x^3 - 0,124503 x^4$. En la Fig. 2.10 se presentan a modo de ejemplo el desplazamiento de los picos de atenuación de los dos dispositivos estudiados mostrando las curvas en aire ($n_{aire} = 1$), en agua ($n_i = 1,33288$) y, cuando es posible, en la solución más saturada medida con cada dispositivo.

^{vi} A tener en cuenta la presencia de dos errores tipográficos en la ecuación proporcionada en la referencia, aquí se utiliza la versión corregida.

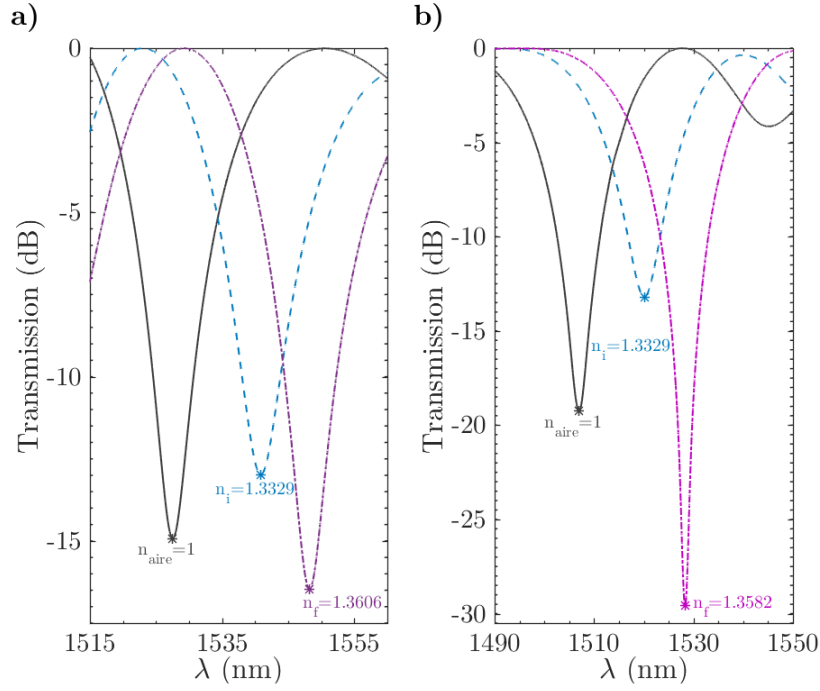


Fig. 2.10. Desplazamiento de los picos de atenuación: en aire, agua y la solución más saturada, para una de las resonancias presentes en los dos dispositivos estudiados: a) RA2 ($\phi = 10,5 \text{ mm}$) y b) RB1 ($\phi = 12 \text{ mm}$).

La medición detallada del cambio de longitud de onda resonante, $\Delta\lambda_R = \lambda_R(n_{ext}) - \lambda_R(n_{aire})$, de los picos de atenuación presentados en la Tabla 2.3 a medida que varía el RI del medio externo se muestran en la Fig. 2.11.a y 2.11.b. La caracterización de RA₃ muestra menor cantidad de puntos debido a que fue el primer pico de atenuación en ser medido y luego del cual se optimizó la metodología de cambio de índice de refracción. No se consideró necesaria la repetición de la medida dada la baja sensibilidad presentada por esta resonancia. El cambio de longitud de onda es positivo a medida que aumenta n_{ext} , y los datos siguen una tendencia lineal, aunque en algunos casos se pueden observar puntos de inflexión suaves, pero no resultan ser tan significativos como los estudiados en la subsección 2.3.1.4. Las pendientes de estos ajustes lineales representan la sensibilidad del sensor en términos de RIU del medio, para cada dispositivo y resonancia estudiados. Como se observó en la subsección 2.3.1.1, la resolución presentada de 11 pm corresponde a un $0,05 \%$ del ancho de banda típico a -3 dB .

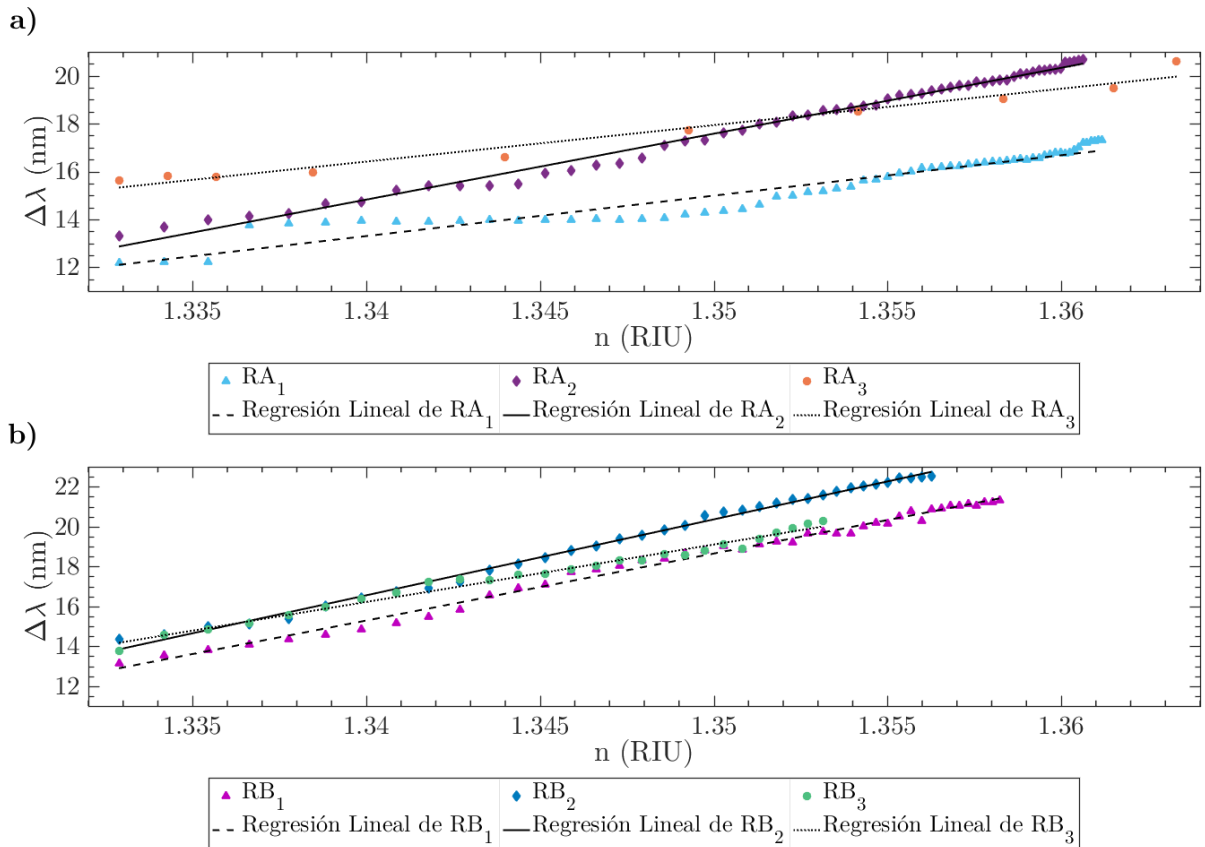


Fig. 2.11. Desplazamiento espectral de diferentes picos de atenuación para variaciones en el índice de refracción del medio para los dos dispositivos estudiados: a) dispositivo A ($\phi = 10,5 \text{ mm}$) y b) dispositivo B ($\phi = 12 \text{ mm}$).

En la Tabla 2.4 se presentan las sensibilidades y los límites de detección calculados. Obteniéndose estos últimos del cociente entre la resolución y la sensibilidad. Estos resultados indican que, en el mejor de los casos, el dispositivo B muestra una sensibilidad 1,4 veces superior al A. De los datos obtenidos para estos dos dispositivos se observa que una mayor curvatura no conduce necesariamente a una mejor sensibilidad y límite de detección, aun siendo el campo evanescente mayor para curvaturas más altas. Al no poder asegurar que las resonancias estudiadas en ambos dispositivos estén conformadas por los mismos modos acoplándose, resulta difícil asegurar que la curvatura es la única responsable de cambios en la sensibilidad. Por otro lado, la diferencia de sensibilidades entre dos resonancias adyacentes del mismo dispositivo difiere en un 12 %. Entonces, la selección adecuada tanto del diámetro como de la resonancia mejorará el

rendimiento del biosensor. Teniendo todo esto en cuenta se usará la resonancia RB_2 para las pruebas de biodetección.

	Sensibilidad (nm/RIU)	Límite de Detección ($\cdot 10^{-5} RIU$)	R^2
RA_1	164 ± 6	$6,7 \pm 0,2$	0,9231
RA_2	276 ± 3	$3,99 \pm 0,04$	0,9916
RA_3	152 ± 9	$7,2 \pm 0,4$	0,9713
RB_1	339 ± 6	$3,24 \pm 0,06$	0,9944
RB_2	382 ± 4	$2,88 \pm 0,03$	0,9979
RB_3	288 ± 7	$3,82 \pm 0,09$	0,9925

Tabla 2.4. Sensibilidades y límites de detección calculados de los picos de atenuación estudiados de los dispositivos A ($\phi = 10,5 mm$) y B ($\phi = 12 mm$).

2.3.1.6 Comportamiento Transitorio en Diferentes Soluciones

Se realizó un experimento adicional para explorar la posibilidad de reutilizar un dispositivo en diferentes pruebas. El mismo consiste en registrar los cambios en la longitud de onda resonante de un pico de atenuación a medida que se alterna consecutivamente el RI del medio que lo rodea. Para ello se procedió registrando el espectro de transmisión en aire, constatando la estabilidad espectral del pico de atenuación, y luego sumergiendo el bucle en una dada solución durante el mismo tiempo, recuperándolo y registrando nuevamente el espectro en aire. En un principio, se probó el secado por evaporación natural en aire, pero se observó que el pico de atenuación correspondiente no lograba regresar fielmente a la posición espectral inicial. Por lo tanto se utilizó gas nitrógeno para asegurar el secado, es decir que no quedara una película líquida cubriendo el bucle, permitiendo así el reinicio adecuado del proceso.

Teniendo en cuenta los resultados de la subsección precedente, se seleccionaron los picos de atenuación RA_2 y RB_1 por conveniencia. La Fig. 2.12 muestra la respuesta a la alternancia del RI utilizando soluciones de etanol en agua $n_{ext} = 1,33288, 1,34398, 1,35415$ y $1,36151$ según [64] (concentraciones de 0, 20, 40 y 60 % V/V). Luego de registrados diez valores de λ_R en aire, se sumergió el bucle en la primer solución obteniendo nuevamente diez valores de λ_R . Este procedimiento se repitió para las tres soluciones restantes. Cada dato de la longitud de onda resonante insumía ~ 30 s, debido al tiempo de barrido del analizador espectral óptico en el rango de medida necesario y su posterior registro remoto. Se observa que cada vez que se registra la longitud de onda resonante en el aire (aun luego del proceso de secado) el pico de atenuación vuelve a su posición espectral original. La máxima desviación de λ_R en aire fue obtenida para RB_1 con un valor de 1 nm. Esta desviación, a diferencia de otras que se observaron durante la serie resultó permanente. Aun así, teniendo en cuenta que le precedía un $\Delta\lambda_R \sim 20$ nm, ésta representa una variación porcentual de 5 %, ver Fig. 2.12.b.

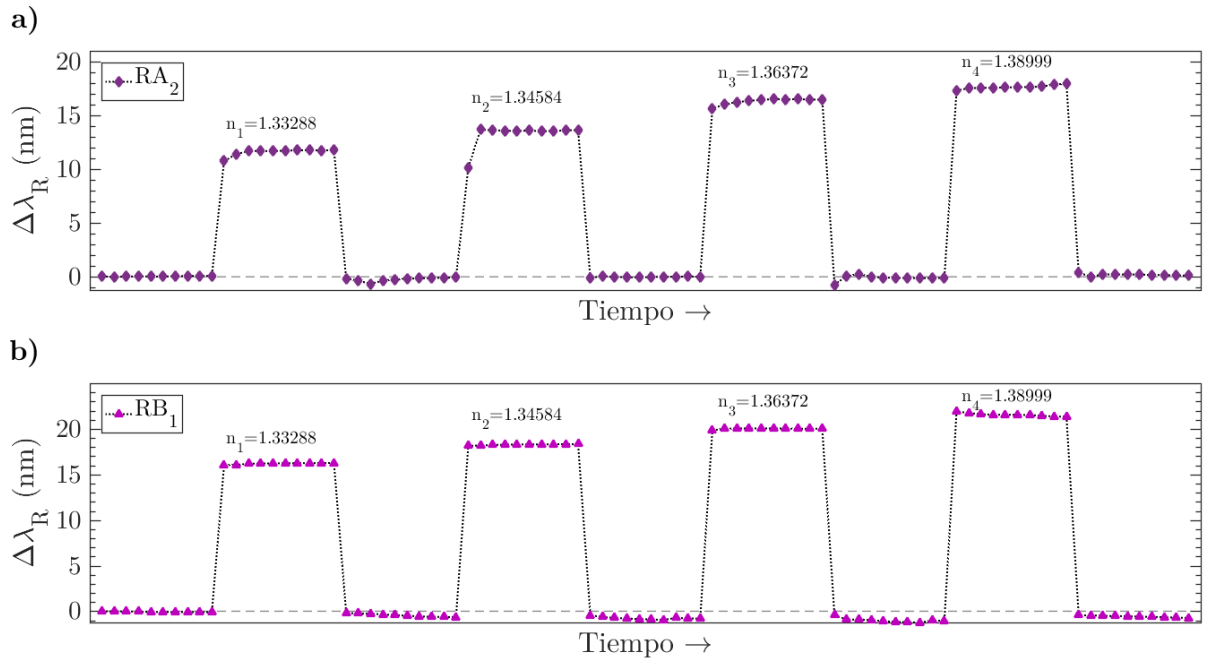


Fig. 2.12. Desplazamiento de la longitud de onda resonante de los picos de atenuación ante sucesivas inmersiones en soluciones de etanol en agua (concentraciones de 0, 20, 40 y 60 % V/V) y posteriores secados: a) RA_2 y b) RB_1 .

Vale la pena señalar que los cambios de longitud de onda obtenidos para las diferentes diluciones de agua y etanol se ajustan a la sensibilidad medida previamente en la Fig. 2.11, incluso cuando se trata de experimentos diferentes realizados en días diferentes, dando cuenta de la estabilidad del dispositivo presentado. Como conclusión de su caracterización como refractómetro, un solo dispositivo podría ser utilizado repetidamente para varias pruebas. Por lo tanto, se espera que un anclaje conveniente de proteínas a la superficie de la fibra y una limpieza adecuada de los anticuerpos correspondientes permitan reciclar el dispositivo para usarlo varias veces para la biodetección manteniendo su rendimiento en términos de sensibilidad y límites de detección.

2.3.2 Prueba de Concepto como Biosensor

Elegimos un sistema antígeno/anticuerpo de albúmina sérica bovina BSA/aBSA de conejo IgG ya que se trata de un modelo bien establecido para pruebas de concepto de biodetección. Esto es debido a que tiene una homología del 76,5 % con la albúmina sérica humana, y una estructura orden superior que le permite unirse de manera reversible a una amplia gama de ligandos de baja masa molecular. Esto, unido a su bajo precio, hace que sea utilizada frecuentemente como biomolécula modelo para investigaciones [65,66].

Las proteínas BSA se anclaron a la superficie de la fibra debido a enlaces iónicos entre ellas y los grupos oxhidrilos [67], el bioreconocimiento de los anticuerpos aBSA presentes en solución sucede por la unión con las primeras. Generando de este modo una película BSA/aBSA sobre la fibra, con un espesor estimado en **10 nm**, de acuerdo a simulaciones y experimentos realizados previamente [40]. Lo que provoca una variación del índice de refracción en la superficie de la fibra, sobre la región en la que se extiende el campo evanescente de los modos de la cubierta. Esto

modifica el índice efectivo del modo de cubierta implicado en el acoplamiento y, por lo tanto, se modifica la longitud de onda de resonancia del pico de atenuación bajo estudio.

En todas las pruebas siguientes, se emplearon bucles del mismo diámetro $\phi = 12 \text{ mm}$. El pico de atenuación seleccionado fue el correspondiente a la resonancia RB_2 , centrado en $1535,29 \text{ nm}$ en aire (ver Tabla 2.3), por ser el que presentaba una mayor sensibilidad.

2.3.2.1 Funcionalización de la Fibra Óptica

La funcionalización de la superficie de las fibras, es decir, el anclaje o adsorción de BSA, se realizó antes de la fabricación de los bucles. Las fibras prístinas a emplear fueron enjuagadas en agua desionizada y luego secadas al aire. Posteriormente, se realizó la inmersión de las fibras en una solución de $50 \mu\text{g/mL}$ de proteínas BSA en una solución de PBS tamponada en agua desionizada ultrapura Tipo I (Milli-Q®). Luego de retirarlas, se aguardó que alcancen el equilibrio térmico, se las enjuagó con agua desionizada y se las secó al aire. Se procedió a curvarlas alrededor de los cilindros para fijarlas y así obtener los bucles, que se almacenaron a $4 \text{ }^\circ\text{C}$ hasta su uso. En un primer intento, se procedió a realizar la inmersión a baja temperatura ($4 \text{ }^\circ\text{C}$) durante 24 h . Esto es debido a evidencias de una mejor interacción entre los grupos oxhidrilos presentes en la fibra y las proteínas que aseguran una mayor adhesión según [68,69]. Sin embargo, como resultado de todo este procedimiento las fibras se mostraban frágiles y quebradizas, logrando formarse sólo uno de cada diez dispositivos, que luego contaba una vida útil muy limitada ($\sim 2 \text{ h}$). Por este motivo se decidió cambiar el proceso de funcionalización, optando por uno a temperatura corporal ($37 \text{ }^\circ\text{C}$) durante 2 h . Con la modificación introducida, la fabricación de los bucles no presentaba mayores inconvenientes, como así tampoco su vida útil. Los productos químicos empleados son en todos los casos productos comerciales de Sigma-Aldrich (Madrid, España).

2.3.2.2 Incubación con anticuerpos aBSA

El proceso de incubación se refiere a la puesta en contacto del dispositivo sensor funcionalizado con el anticuerpo correspondiente para el bioreconocimiento. Con tal fin el bucle seleccionado ($\phi = 12 \text{ mm}$) se sumergió en $\sim 1 \text{ mL}$ de solución de PBS en agua desionizada ultrapura Tipo I (Milli-Q[®]) que contenía $50 \mu\text{g/mL}$ de anticuerpos aBSA, registrando el desplazamiento del pico de atenuación correspondiente a cambios en el RI generados por la progresiva adhesión de anticuerpos aBSA a la fibra funcionalizada. En trabajos anteriores [40,70] se ha obtenido que el rango lineal de un biosensor basado en un sistema BSA/aBSA termina alrededor de $10 \mu\text{g/mL}$, pero dado que esos sensores se basan en un principio de operación diferente (redes de difracción), se decidió una concentración de aBSA cinco veces mayor de este límite, para asegurar que se observe la máxima respuesta posible del biosensor.

2.3.2.3 Resultado del Bioreconocimiento BSA/aBSA

La Fig. 2.13 muestra los picos de atenuación registrados justo al comienzo de la incubación y luego de haber alcanzado la estabilidad, es decir, una vez que el desplazamiento espectral ya no resulta significativo. Se puede considerar la posición espectral del primer pico como el origen del cambio de longitud de onda resonante, ya que aún no se ha producido el reconocimiento BSA/aBSA. El segundo pico muestra entonces el máximo cambio de λ_R , alcanzado después de 27 min . Ambos picos de atenuación están bien resueltos y muestran una forma funcional conservada con pendientes a -10 dB de $-2,264$ y $-2,238 \text{ dB/nm}$. El desplazamiento de la longitud de onda resonante $\Delta\lambda_R = 1,4 \text{ nm}$ es aproximadamente una décima parte del ancho de banda a -3 dB ($11,84 \text{ nm}$) y 130 veces la resolución obtenida (subsección 2.3.1.1).

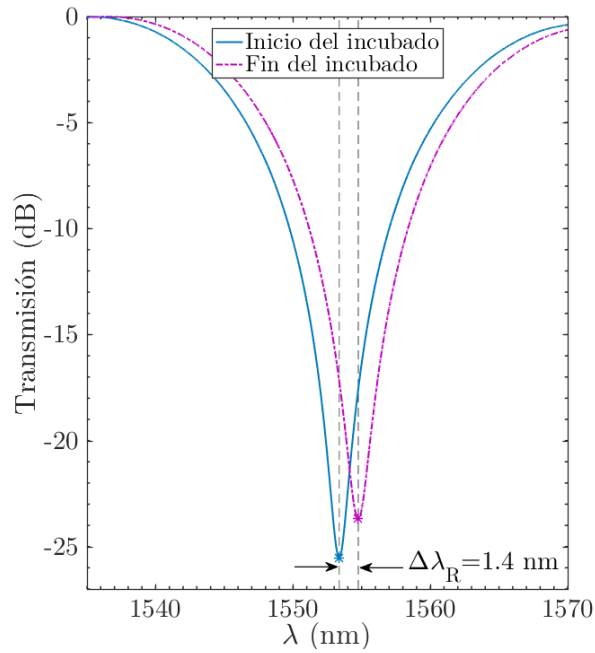


Fig. 2.13. Pico de atenuación RB2 funcionalizado, registrado al comienzo de la incubación con anticuerpos aBSA y luego de alcanzada la estabilidad.

El desplazamiento registrado de la longitud de onda resonante durante el proceso de bioreconocimiento en función del tiempo se presenta en la Fig. 2.14, para este fin los espectros se adquirieron cada 30 s. Como se mencionó anteriormente el cambio máximo de longitud de onda se obtuvo luego de 27 min, teniendo un valor de $\Delta\lambda_R = (1,4 \pm 0,1) \text{ nm}$. Después de eso, se detectó un ligero corrimiento al azul (-27 pm), debido a la desadsorción de las moléculas de aBSA, y por esto se detuvo el ensayo en este punto (30 min). Este proceso puede ser ocasionado por la saturación de moléculas en el medio llevando a que actúen desplazando aquellas que estaban adheridas [71]. Se observó que el 90 % del cambio de longitud de onda final fue alcanzado en los primeros 15 min, por lo que se puede considerar que este es el tiempo de respuesta del biosensor presentado. Si la temperatura ambiente no está controlada, este parámetro es de importancia ya que permite reducir el tiempo de medición a poco más de la mitad con una respuesta aceptable.

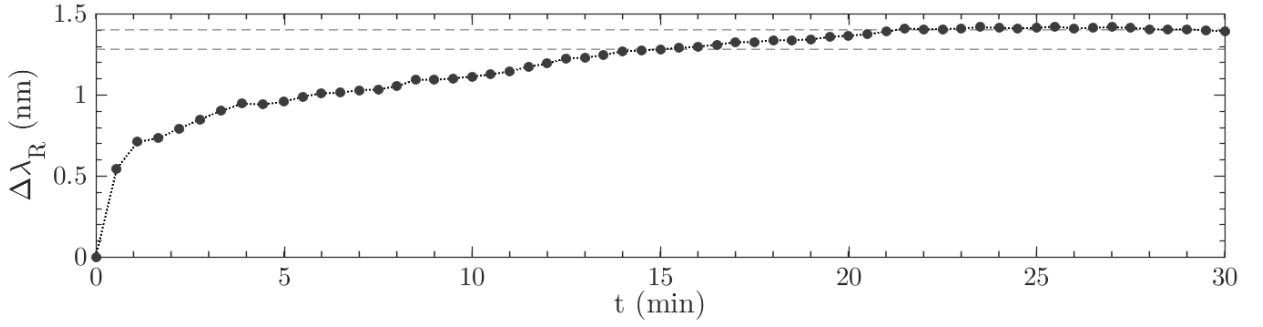


Fig. 2.14. Desplazamiento de la longitud de onda resonante de RB2 durante el proceso de bioreconocimiento en función del tiempo. Las líneas de trazo horizontal representan el desplazamiento máximo y su 90 %.

Como se ha establecido en el comienzo de esta subsección, la intención es mostrar una prueba de concepto como biosensor, es por esto que la caracterización en términos de parámetros bioquímicos está fuera del alcance de este trabajo. Por lo tanto, no se realizó un inmunoensayo completo (utilizando un rango de concentraciones diferentes de anticuerpos aBSA), ni tampoco la especificidad del bioreconocimiento (*i.e.* la ausencia de respuesta ante diferentes anticuerpos). Para realizar una estimación de la sensibilidad y el límite de detección del biosensor en términos de concentración de aBSA, se puede suponer que $50 \mu\text{g}/\text{mL}$ aún se encuentra en el rango lineal del biosensor. Esto significa que se subestima el valor de la pendiente ya que, como se dijo previamente, este valor es cinco veces mayor al del límite de linealidad obtenido en otros experimentos (ver subsección 2.3.2.2). A partir de esto, el valor de la sensibilidad tendría un límite inferior de $(28,6 \pm 0,4) \text{ pm} \cdot \text{mL}/\mu\text{g}$ y el del límite de detección $(385 \pm 5) \text{ ng}/\text{mL}$ (cociente entre la resolución de la subsección 2.3.1.1 y la sensibilidad). Es de esperar que un estudio más detallado proporcione límites de detección a lo sumo cinco veces mejor que esta estimación.

En un trabajo de biodetección BSA/aBSA basado en la técnica de bioestampado sobre una fibra estrechada, se presentaron resultados del mismo orden de magnitud que los aquí reportados [40]. Asimismo, existen en la bibliografía técnicas que se han propuesto para mejorar estos parámetros mediante la inclusión de capas adicionales de alto índice de refracción [72]. La

caracterización bioquímica en detalle de este biosensor, así como el estudio de su capacidad para ser reciclado, es trabajo para futuras investigaciones.

2.4 CONCLUSIONES

En este trabajo, se presentó un sensor de fibra óptica de fácil fabricación a partir de fibra monomodo convencional que solo utiliza una sección prístina y corta de fibra curvada alrededor de un cilindro con diámetros moderados. A diferencia de la mayoría de los trabajos reportados que analizan los dispositivos desde un punto de vista interferométrico y de propagación de rayos en fibras multimodo, en este trabajo se estudió el principio de funcionamiento mediante una descripción en términos de acoplamientos resonantes entre los modos guiados por las fibras. Y es ésta naturaleza resonante la que le permite a éste biosensor registrar el cambio de longitud de onda de los acoplamientos resonantes en un amplio rango de RI sin la ambigüedad inherente a la respuesta interferométrica debido a la periodicidad del patrón de franjas. Además, al comparar los dispositivos presentados con otros reportados en la literatura, los diámetros que se emplearon para los bucles son mayores, en $[10,14) \text{ mm}$, [52,56], así como también los diámetros de las fibras empleadas [55], para la obtención de longitudes de onda resonantes en el rango espectral de telecomunicaciones infrarrojo, lo que da como resultado una mayor robustez de los sensores, y limita las pérdidas por curvatura. La accesibilidad de los materiales requeridos, la sencillez del procedimiento de fabricación y su robustez, hacen de este sensor uno de los de más simple realización de los reportados en la bibliografía.

Para la resonancia centrada en $\lambda_R = (1535,29 \pm 0,05) \text{ nm}$ en aire del dispositivo de 12 mm de diámetro, la sensibilidad obtenida es $(382 \pm 4) \text{ nm/RIU}$ y su límite de detección $(2,88 \pm 0,03) 10^{-5} \text{ RIU}$. Mientras que para la resonancia centrada en $\lambda_R = (1527,53 \pm 0,05) \text{ nm}$ en aire del dispositivo de $10,5 \text{ mm}$ de diámetro, la sensibilidad

obtenida es $(276 \pm 3) \text{ nm}/RIU$ y su límite de detección $(3,99 \pm 0,04) \cdot 10^{-5} RIU$. Estos valores resultan comparables, o incluso mejores, que los resultados recopilados en las Refs. [48,49] para sensores basados en desplazamientos de longitudes de onda en el mismo rango de índice de refracción.

Se ha presentado una prueba de concepto de este dispositivo como biosensor utilizando un sistema antígeno/anticuerpo BSA/aBSA. Esta prueba muestra que el dispositivo es capaz de realizar el bioreconocimiento del objetivo en un lapso de 15 minutos, obteniendo el 90 % del desplazamiento máximo de la resonancia en este tiempo. Para el dispositivo estudiado, el FSR mínimo entre resonancias adyacentes es del orden de 30 nm , lo que representa un orden de magnitud mayor al desplazamiento máximo medido durante el biorreconocimiento. Se realizó una estimación de la sensibilidad y del límite de detección a partir de esa prueba preliminar, resultando en $(28,6 \pm 0,4) \text{ pm} \cdot \text{mL}/\mu\text{g}$ y $(385 \pm 5) \text{ ng/mL}$, respectivamente. Sin embargo, de acuerdo a lo establecido la sensibilidad informada es una subestimación y el límite de detección una sobrestimación, debido a la suposición de respuesta lineal en la medición, por lo que pruebas adicionales podrían mejorar ambos valores.

Capítulo 3: REFRACTÓMETRO BASADO EN *SPECKLE* POR SUPERPOSICIÓN DE MODOS EN *TAPERS* DE MMF

En este capítulo se presenta una prueba de concepto del uso como refractómetro de un estrechamiento en la sección de una fibra óptica multimodo (*taper*^{vii}), a través de las variaciones en la distribución espacial de la intensidad a la salida de la fibra.

Al excitar varios modos guiados en el interior de la fibra, éstos pueden interferir constructiva o destructivamente a medida que se propagan y asimismo acoplarse ante perturbaciones en la fibra intercambiando parte de la energía que transportan. Como consecuencia de ambos fenómenos, la intensidad a la salida de la fibra presenta una distribución espacial de puntos claros y oscuros, denominado patrón de *speckle*. Si a su vez se realiza un estrechamiento en la sección de la fibra, que aumenta el campo evanescente y por consiguiente la interacción/dependencia con el medio externo, puede utilizarse el patrón de *speckle* para mediciones de RI.

Se proponen diferentes *setups* experimentales para el uso de un *taper* de fibra óptica multimodo como refractómetro, empleando la correlación del patrón de *speckle* para evaluar la estabilidad y la sensibilidad al RI. Asimismo, se investigan otros coeficientes definidos en la bibliografía para caracterizar la respuesta del dispositivo presentado.

3.1 INTRODUCCIÓN

3.1.1 Estado del Arte

En la bibliografía se encuentran algunos antecedentes relativos al uso del patrón de *speckle* generado en el interior de una fibra óptica para la determinación de diversas magnitudes.

^{vii} El método de fabricación de los *tapers* se encuentra en el Apéndice C.

El uso del análisis de patrones de *speckle* para el sensado usando fibras multimodo fue demostrado por primera vez en la referencia [73]. Allí se utilizaba un arreglo óptico a la salida de la fibra, midiendo en el plano focal de una lente la transformada de Fourier espacial del patrón de *speckle*. De este modo, los cambios observados debido a microflexiones introducidas en la fibra se traducen en variaciones en la posición de la transformada de Fourier espacial. La sensibilidad mostrada en dicho trabajo, es tan alta que presentó un uso potencial en sensores acústicos.

En particular, Yu *et al.* en 1993 reportaron el uso de fibras multimodo para medir desplazamientos submicrométricos analizando el producto interno de intensidades normalizado (ver Apéndice D.2) tomando los patrones de *speckle* antes y después de la perturbación en la fibra ocasionada por aplastamiento entre rodillos alternados [74]. Como el patrón de *speckle* es causado por la interferencia modal dentro de la fibra, este producto interno va a ser altamente sensible a los cambios generados en ésta; logrando una sensibilidad de $0,1 \mu m$ y un rango de medición de $20 \mu m$.

Wang *et al.* propusieron la inserción de una fibra óptica monomodo entre dos fibras ópticas multimodo para generar el patrón de *speckle* con fin de determinar la concentración de glicerina en soluciones acuosas [75]. El salto abrupto en el diámetro de núcleo genera el acoplo de modos necesaria para los patrones de *speckle*. Caracterizan sus mediciones a partir del producto interno de intensidades normalizado, como en el citado previamente. La sensibilidad obtenida es satisfactoria para soluciones por encima del 50 %, mostrando una región lineal sólo en el rango 50 – 60 %.

Se ha probado también emplear patrones de *speckle* para detección de presencia de fluidos a partir de una sonda en forma de U de reducido radio ($2 mm$) fabricada con fibra óptica plástica, simplemente midiendo la intensidad relativa [76]. La introducción de esta curvatura junto con la geometría de la fibra empleada (relación diámetro de núcleo a cubierta: $240 \mu m/250 \mu m$) da por

resultado que el patrón de *speckle* sea generado por acoplo de muchos modos. Aunque en este caso, su sensibilidad a pequeños cambios en el índice de refracción no ha quedado demostrada.

Posteriormente, Fujiwara *et al.* emplearon una variante vibracional del dispositivo anteriormente desarrollado por Yu *et al.* para determinar la viscosidad y con esto la concentración de sal en soluciones acuosas utilizando el mismo parámetro [77]. Esto fue logrado con la incorporación de un transductor electroacústico para controlar los desplazamientos. El sensor con patrones de *speckle* de fibra óptica basado en vibraciones demostró un límite de detección de **0,5 g** y **0,1 mPa · s** para la masa y la viscosidad, respectivamente.

Por otro lado, se propuso medir el corrimiento lateral entre dos fibras ópticas diferentes enfrentadas a corta distancia usando una empalmadora para el posicionamiento [78]. Con una fibra óptica monomodo y otra multimodo, se genera un salto de sección que logra excitar diferentes modos y así lograr del patrón de *speckle*. Para el análisis de los resultados no sólo emplearon la correlación y el producto interno de intensidades normalizado, sino que calcularon la homogeneidad a partir de la matriz de co-ocurrencia [79]. Demostrando cierta linealidad para desplazamientos de hasta **40 μm** .

Finalmente, Wang *et al.* utilizaron la unión de núcleos desplazados entre fibras ópticas monomodo y multimodo para la determinación de la temperatura [80]. El desplazamiento en el salto de una fibra a otra provoca la excitación de modos de la cubierta de la segunda, generando un régimen de varios modos que produce patrones de *speckle* a la salida. Como parámetro de comparación de diferentes patrones de *speckle* emplearon el coeficiente de correlación (descrito en el Apéndice D.1). Han logrado una respuesta lineal en el rango de **30 a 60 °C** y una sensibilidad de **0,0055 °C⁻¹**.

En cuanto a la utilización de un taper de fibra óptica para la determinación del índice de refracción, Li *et al.* han presentado una estructura de tres segmentos y la evaluación del

coeficiente de correlación en una patente [81]. La misma consistía de una fibra monomodo, empalmada a un *taper* de fibra sin núcleo, seguida de una fibra multimodo. Presentan una línea de tendencia para la calibración en la cual el coeficiente de correlación es inversamente proporcional al RI. Sin embargo no explicitan datos experimentales, rango de RI, ni sensibilidad.

Aunque en el ámbito de las ciencias biológicas se ha utilizado los *tapers* de fibras ópticas, para detectar diversos analitos; *e.g.*, inmunoglobulinas tipo G [82], proteínas [83] y Salmonella Typhimurium [84], en ninguna de estas aplicaciones se emplea el patrón de *speckle* generado por el acoplo de modos para el bioreconocimiento. Es por ello, que se decidió explorar la posibilidad de usar el patrón de *speckle* debido a la interferencia entre modos en un *taper* de fibra óptica multimodo como refractómetro, en vistas a un futuro desarrollo de un biosensor.

3.1.2 Principio de Funcionamiento

Si la luz introducida en una fibra óptica multimodo proviene de una fuente altamente coherente, de forma tal que todos los modos guiados estén igualmente excitados, al propagarse con diferentes velocidades de fase éstos modos pueden interactuar entre sí. Dichas interacciones pueden ser de naturaleza interferométrica, ya sea constructiva o destructiva, o bien de acoplamiento intercambiando parte de la energía que transportan. La distribución de la superposición coherente de la amplitud compleja de los campos de todos los modos debido a las interacciones está dada por [74,85]

$$A_0(x, y) = \sum_{m=0}^M a_{0m}(x, y) e^{i \phi_{0m}(x, y)}, \quad (3.1)$$

donde M indica el número modal de la fibra, $a_{0m}(x, y)$ y $\phi_{0m}(x, y)$ son las distribuciones espaciales de amplitud y de fase del modo número m . Al calcular la intensidad, $I_0(x, y) = |A_0(x, y)|^2$, se evidencia una distribución espacial de puntos claros y oscuros que se denomina patrón de *speckle* (ver Apéndice D).

Al modificar el estado de la fibra; *e.g.*, geometría, temperatura, factores externos, se cambian las condiciones de propagación lo cual puede expresarse a través de una perturbación en las distribuciones espaciales de amplitud, Δa_m , y de fase, $\Delta \phi_m$, en la distribución presentada en la Ec.

(3.1)

$$A(x, y) = \sum_{m=0}^M [a_{0m}(x, y) + \Delta a_m] e^{i[\phi_{0m}(x, y) + \Delta \phi_m]}. \quad (3.2)$$

De modo que el patrón de *speckle* resultante puede escribirse en función de la intensidad generada por la distribución anterior, es decir

$$I(x, y) = |A(x, y)|^2 = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N [a_{0m}(x, y) + \Delta a_m] \cdot [a_{0n}(x, y) + \Delta a_n] e^{i[\phi_{0mn}(x, y) + \Delta \phi_{mn}]}. \quad (3.3)$$

Registrando entonces los patrones de *speckle* en ambos estados, $I_0(x, y)$ e $I(x, y)$, es posible cuantificar las diferencias entre los mismos. Para ello, se utilizan coeficientes escalares que miden el grado de cambio global de los patrones de *speckle*. Entre los cuales se pueden destacar la correlación, y el producto interno de intensidad normalizado (ver Apéndices D.1 a D.4). Se seleccionó en este capítulo el primer coeficiente para caracterizar los patrones obtenidos $I_t = I(t_0 + t)$ respecto a aquel que se toma como referencia $I_0 = I(t_0)$, a través de la siguiente ecuación [86]:

$$C(t) = \frac{\langle I_0 \cdot I_t \rangle - \langle I_0 \rangle \cdot \langle I_t \rangle}{\sqrt{[\langle I_0^2 \rangle - \langle I_0 \rangle^2] \cdot [\langle I_t^2 \rangle - \langle I_t \rangle^2]}}, \quad (3.4)$$

donde punto indica el producto de la intensidad I_t del píxel de una imagen con la I_0 de ese mismo píxel y los *angle brackets* indican el valor medio.

Al introducir un estrechamiento en la sección de la fibra óptica se aumenta la fracción de energía contenida en las ondas evanescentes, ver Fig. 3.1. Al propagarse en el medio externo, interactúan con éste y resultan sensibles a cambios en el mismo. La distribución espacial de la superposición de amplitudes puede desarrollarse de manera similar a la desarrollada

anteriormente. Y por lo tanto, cambios en el medio externo también se traducirán en perturbaciones en las distribuciones espaciales de amplitud y de fase.

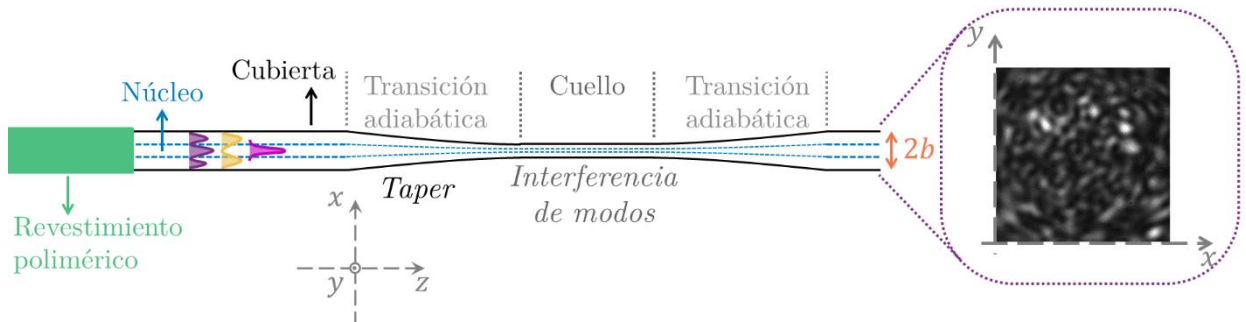


Fig. 3.1 Esquema del principio de funcionamiento del acoplo de modos en el interior de un taper de fibra óptica multimodo, junto con la distribución de speckle a su salida.

3.2 MATERIALES Y MÉTODO DE FABRICACIÓN

En la Fig. 3.2 se muestra el *setup* experimental utilizado para medir los patrones de *speckle* a la salida de la fibra óptica multimodo MMF, cuyo parámetro V , ver ecuación (1.2), en esta disposición resulta $2\pi \cdot 49,6 \times 10^{-6} \text{ m} \cdot 0,227/632,8 \times 10^{-9} \text{ m} = 111,79$. Al combinar propagación en espacio libre y fibra óptica, resulta necesario el empleo de una mesa óptica anti-vibratoria en el *setup* presentado.

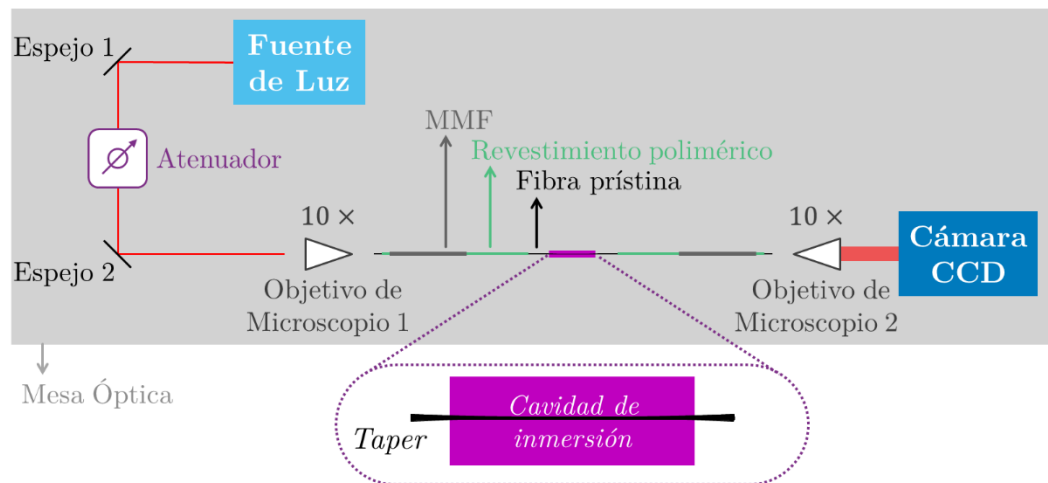


Fig. 3.2. *Setup* experimental con ambos medios de propagación siendo aire, donde los trazos en rojo indican propagación en espacio libre.

Se utilizó como fuente de luz un láser de He-Ne con emisión en longitud de onda $632,8 \text{ nm}$ y potencia media de salida 75 mW , y como medio de registro un detector cuyo dispositivo de

adquisición es de carga acoplada (CCD) de 512×512 píxeles. Se controló la intensidad de luz acoplada a la fibra por medio de un atenuador, debido a que en todo momento se procuró no saturar el CCD. Los espejos tienen por finalidad poder enviar luz a la fibra óptica debido a que se trata de propagación en espacio libre sobre una mesa óptica de dimensiones acotadas. La MMF se colocó en el plano focal de un objetivo de microscopio $10 \times$ para maximizar el ingreso de luz. Mientras que la salida de la fibra óptica se ubicó en el plano focal de otro objetivo de microscopio $10 \times$ para que la luz del patrón de *speckle* registrada en el CCD forme un frente de onda plano.

Los *tapers* empleados fueron fabricados específicamente para este trabajo a partir de fibra óptica multimodo comercial con relación diámetro de núcleo a cubierta: $49,45 \mu\text{m}/126,2 \mu\text{m}$ (Corning) según el protocolo presentado en el Apéndice C. Los mismos contaban con una longitud de cuello de 15 mm y diámetro de $100 \mu\text{m}$. Respecto a la cavidad de inmersión (ver Fig. 3.3), se trata de una base de acrílico en la cual el *taper* está suspendido formando una catenaria debido a la presencia de dos sujetadores representados en amarillo.

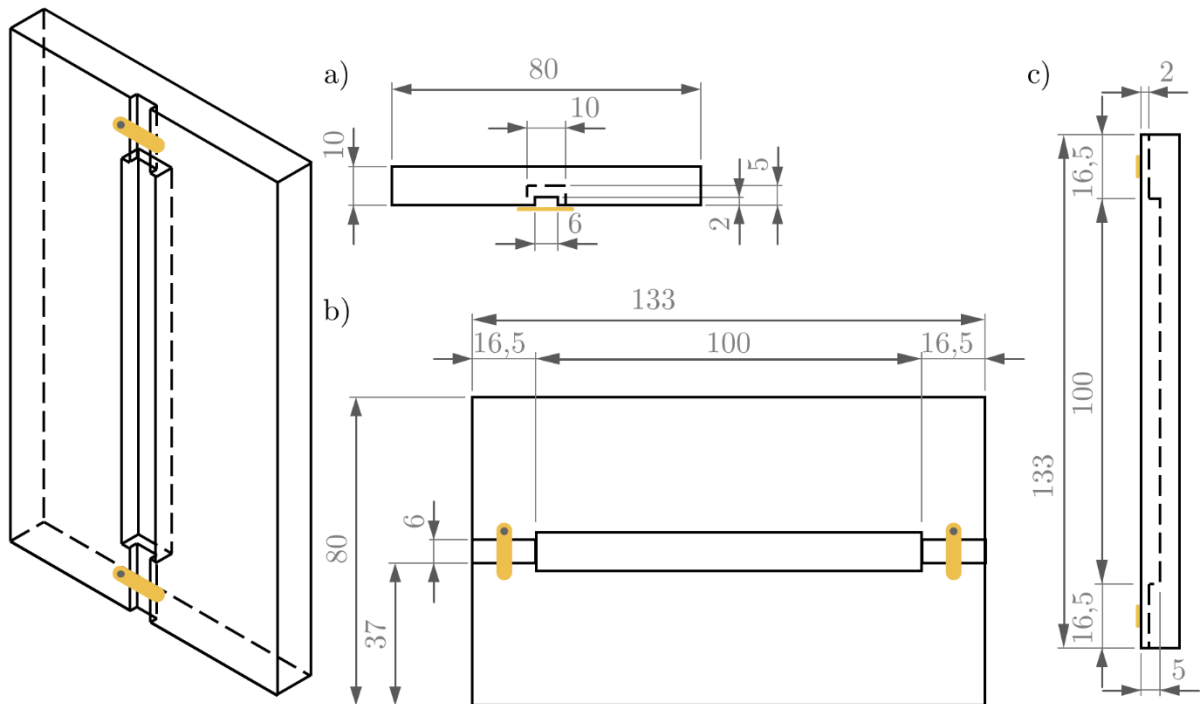


Fig. 3.3. Plano de la cavidad de inmersión, con dimensiones en milímetros y en distintos planos de visión
 a) Vista superior. b) Vista frontal con el canal central para colocar el taper. c) Vista lateral.

Por último, para realizar cambios en el medio externo dentro de la cavidad de inmersión se emplearon diferentes fluidos: aire, agua desionizada ultrapura Tipo I (*GT Lab*), etanol 96 % (*Bialcohol*), y disoluciones de sacarosa (*Cicarelli*) en agua desionizada ultrapura Tipo I (*GT Lab*).

3.3 RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Los patrones de *speckle* generados por un *taper* con medio externo aire y etanol visualizados con el *setup* experimental, se muestran en la Fig. 3.4.a. A su vez, en la Fig. 3.4.b, se muestra la evolución del patrón de *speckle* con el *taper* en etanol luego de 20 y 40 *min*. Como se observa en las figuras, que fueron tomadas en días consecutivos, en esta configuración se visualiza en el patrón de *speckle* la presencia de un anillo. Esto podría deberse a un sobre acoplamiento del modo fundamental a modos de la cubierta con nodos en la zona central.

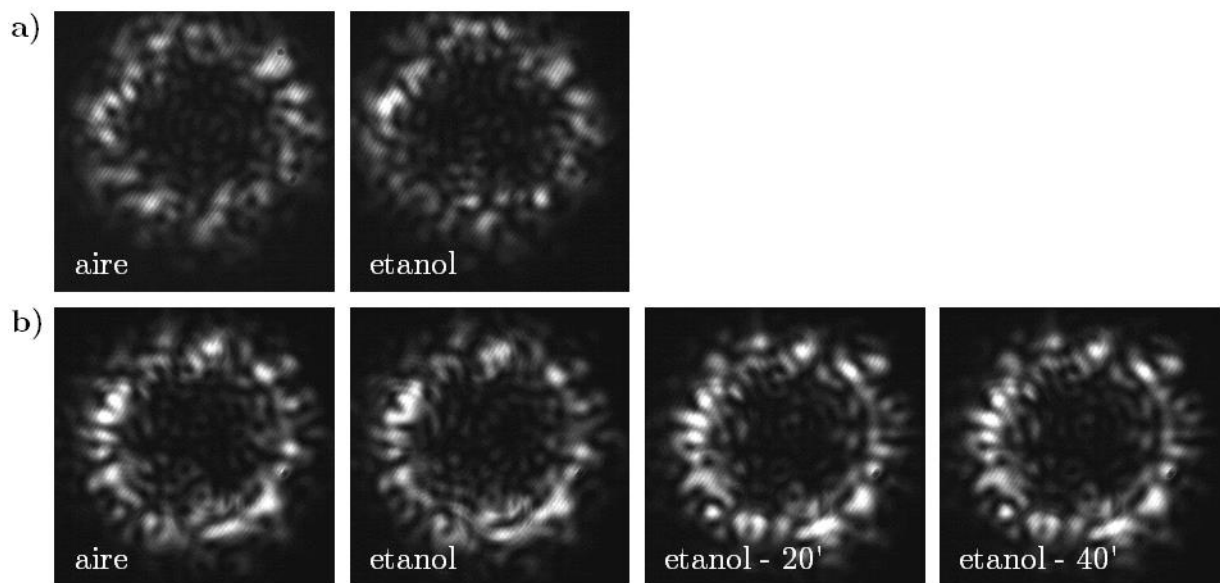


Fig. 3.4. Patrones de speckle generados con medio externo aire y etanol en diferentes días: a y b. En el caso b también se muestran los patrones de speckle obtenidos a los 20 y 40 min con medio externo etanol.

Como se busca una distribución de los granos de *speckle* más homogénea en toda la imagen, se procedió a modificar el *setup* mediante la inclusión de un líquido de ajuste de índice de refracción, IML (por sus siglas en inglés, *index matching liquid*), en una sección de fibra prístina antes del

taper. Debido a que se busca modificar la zona de interacción transversal simulando una cubierta de mayor diámetro, dando así origen al acoplamiento con otros modos. Se optó por emplear *vaselina líquida* con un RI tabulado entre 1,4756 y 1,4800, dado que el índice de refracción del sílice es 1,457 a 632,8 nm. La comparación de dos patrones de *speckle* obtenidos con y sin el IML se muestra en la Fig. 3.5. Se puede observar que las imágenes se encuentran saturadas, por lo que debe ajustarse la atenuación al ingreso a la fibra óptica. Asimismo, la adición del IML demuestra tener un efecto sobre el patrón observado pero el resultado no es el buscado, ya que el anillo presente quedó intensificado.

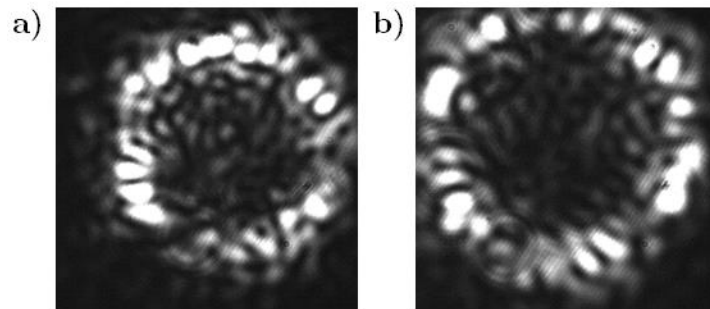


Fig. 3.5. Patrones de speckle generados por un taper: a) sin IML y b) con IML.

Debido a ello, se aumentó la atenuación y se optimizó la posición de los elementos del sistema para el acoplamiento de luz a la fibra óptica. Como resultado se obtienen los patrones de la Fig. 3.6. En ellos es evidente la ausencia de anillos, por lo que se atribuye su presencia a la forma de iluminación y no a la necesidad de un IML.

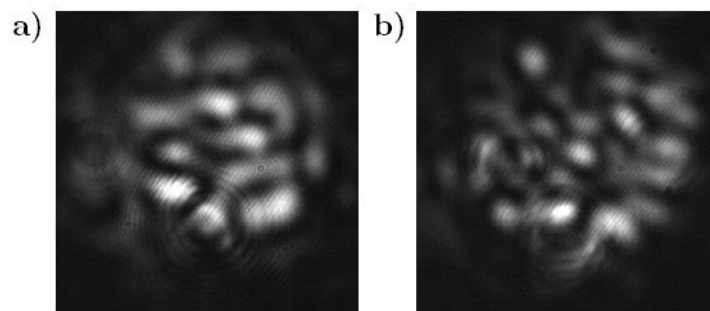


Fig. 3.6. Patrones de speckle generados por un taper: a) sin IML y b) con IML; luego de un reajuste del setup.

Visto que la alineación del sistema influye directamente en la presencia de un anillo en el patrón de *speckle* se decidió adicionar un terminal a la entrada de la fibra óptica del *setup* presentado en la Fig. 3.2. Esto se realizó con el fin de tener un *setup* más robusto, que impida que se pierda la alineación de la punta donde entra la luz al manipular el *taper*. El terminal seleccionado es uno de corte plano, ST/PC (por sus siglas en inglés, *Straight Tip / Physical Contact*) puesto que por su sección facilita el acoplamiento de luz. Las Fig. 3.7.a y b muestran los patrones de *speckle* cuando el medio externo es aire o etanol en dos días diferentes.

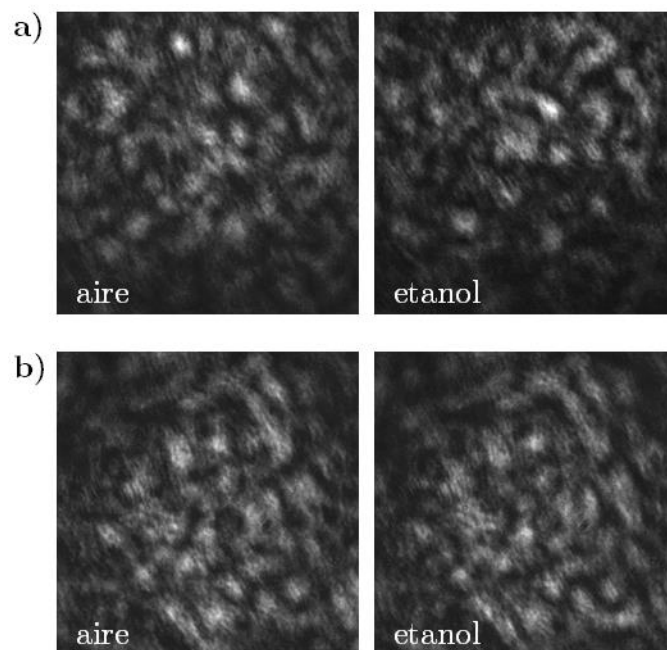


Fig. 3.7. Patrones de *speckle* generados por un *taper* luego de la adición de un terminal ST/PC a la entrada de la fibra óptica en el *setup* bajo estudio. Con medio externo aire y etanol en diferentes días: a y b.

Como se observa en la figura, no se presenta un anillo pero los granos de *speckle* presentan una naturaleza distinta, que no permite diferenciar claramente sus bordes. Una explicación posible de este fenómeno puede ser la presencia de muchos modos, por lo que se decidió agregar un elemento que permita que los modos de número alto se transformen de guiados a irradiados. Al curvar una fibra óptica se logra justamente dicho objetivo, entonces se realizó un bobinado con la MMF alrededor de una varilla de ~ 10 mm de diámetro, generando lo que se conoce como un mezclador

de modos, MS (por sus siglas en inglés, *mode scrambler*). La Fig. 3.8 muestra los patrones de *speckle* generados para esta nueva variante del *setup* experimental usando como medio externo tanto aire como etanol registrados en tres días consecutivos.

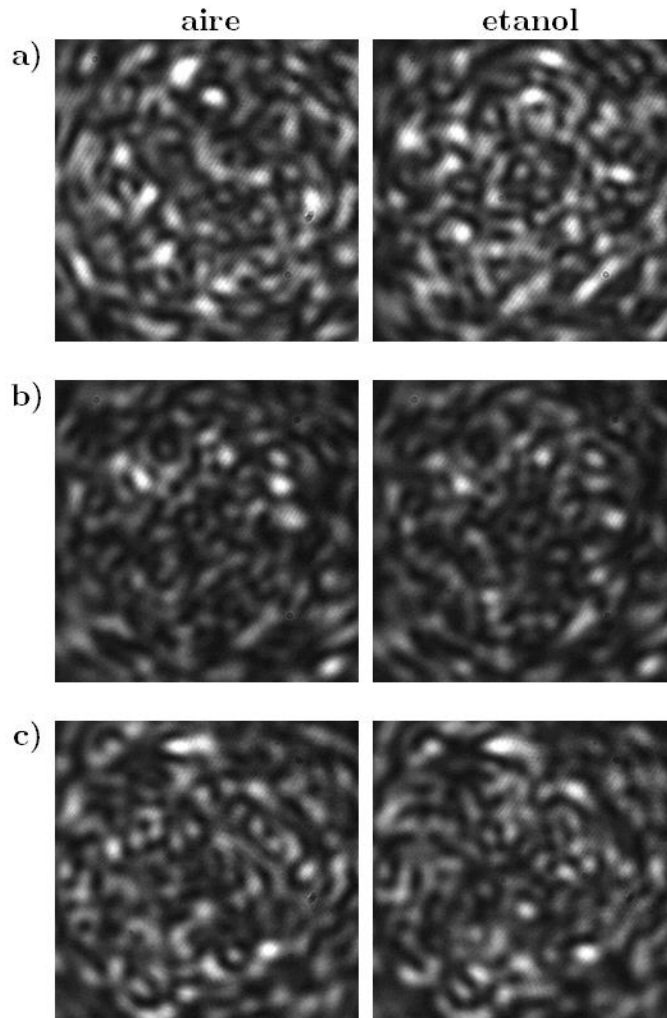


Fig. 3.8. Patrones de *speckle* generados por un taper luego de la adición de un terminal ST/PC y un MS. Con medio externo aire y etanol en diferentes días: a, b y c.

Para cada una de las tres mediciones mostradas en la Fig. 3.8 se calcularon los coeficientes de correlación \mathcal{C} a partir de la Ec. (3.4). Cada valor de \mathcal{C} se obtiene comparando el patrón de *speckle* en alcohol con aquel en aire, por lo que cuantifica el grado de variación introducido con el cambio de RI. Obteniendo por resultado los siguientes valores:

$$\mathcal{C}_a = 0,1772$$

$$\mathcal{C}_b = 0,7979$$

$$\mathcal{C}_c = 0,7425$$

Salvo en el primer caso (a) se puede observar que el valor de \mathcal{C} se mantiene del mismo orden (en b y c). Debido a esta discrepancia, se realizó un seguimiento en el tiempo de la evolución del patrón de *speckle* en un mismo medio externo adquiriendo diez imágenes, a razón de una por minuto. Con los valores de \mathcal{C} calculados en cada serie de medición se elaboró la Tabla 3.1.

t (min)	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
\mathcal{C} en aire										
a	1	0,9829	0,9623	0,9458	0,9320	0,9220	0,9114	0,9044	0,8973	0,8909
b	1	0,9971	0,9964	0,9956	0,9950	0,9943	0,9937	0,9936	0,9930	0,9931
c	1	0,9978	0,9971	0,9956	0,9954	0,9943	0,9929	0,9920	0,9912	0,9909
\mathcal{C} en etanol										
a	1	0,9768	0,9644	0,9524	0,9388	0,9206	0,8997	0,8745	0,8564	0,8434
b	1	0,9856	0,9357	0,8813	0,8739	0,8739	0,8649	0,8342	0,8049	0,7899
c	1	0,8634	0,8743	0,8832	0,8909	0,8954	0,8991	0,9020	0,9033	0,9045

Tabla 3.1. Valores del coeficiente de correlación \mathcal{C} obtenidos para un mismo medio a diferentes tiempos de adquisición.

Una primera conclusión que se puede sacar de esta tabla es que si bien los valores de \mathcal{C} se mantienen relativamente estables para un mismo medio, también muestra un comportamiento monótono decreciente. Así por ejemplo en la medición b en aire se logra una estabilidad, pero en etanol se obtiene una variación en el patrón de *speckle* comparable con la obtenida previamente para el cambio de medio ($\mathcal{C} \sim 0,79$). Como este valor es el obtenido a tiempos largos, podemos concluir que es conveniente tomar con la mayor celeridad posible los patrones de *speckle* en diferentes medios.

3.3.1 Estabilidad

A partir de lo obtenido anteriormente, se procedió a aislar de corrientes de aire el sistema bajo estudio y a su vez a controlar la temperatura ambiente. Bajo estas nuevas condiciones, se realizaron medidas con el *taper* en aire para determinar la estabilidad en función del tiempo. De este modo se presenta en la Fig. 3.9 los valores del coeficiente de correlación \mathcal{C} para tres series de medidas cuyo rango temporal se extiende hasta los 50 *min*. Así como también, los ajustes lineales realizados, a efecto de comparar los valores de las pendientes de la deriva temporal. Se obtienen valores de pendientes diferentes entre sí, de $(-58 \pm 1) \cdot 10^{-5} \text{ min}^{-1}$, $(-77 \pm 1) \cdot 10^{-5} \text{ min}^{-1}$ y $(-44 \pm 1) \cdot 10^{-5} \text{ min}^{-1}$. Los resultados demuestran una mejora de dos órdenes de magnitud en la estabilidad del sistema, en comparación con los valores de la Tabla 3.1.

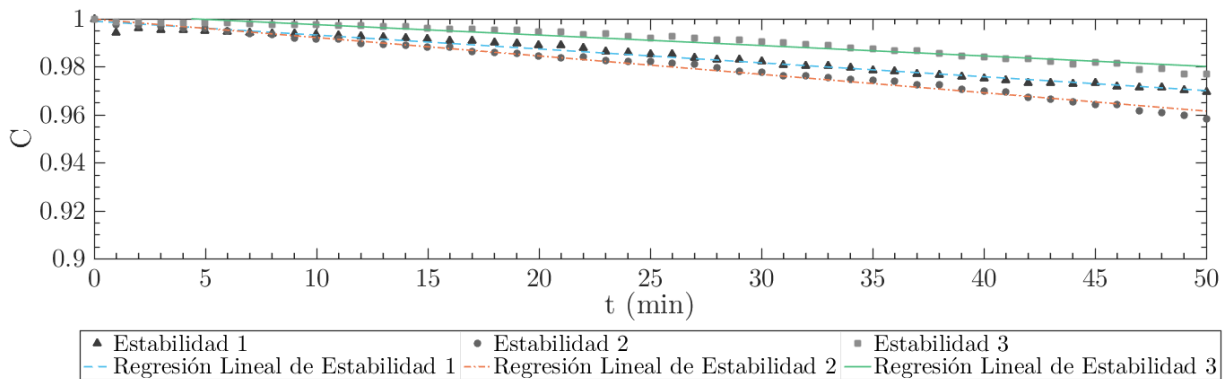


Fig. 3.9. Coeficiente de correlación en función del tiempo con el *taper* en aire.

Es de notar que en el eje de las ordenadas de la Fig. 3.9 se prescinde de mostrar el rango entre 0,1 y 0,9 para la mejor visualización de las variaciones del coeficiente de correlación en el tiempo. La factibilidad de este procedimiento queda de este modo demostrada, dado que todas las pendientes evidencian un comportamiento monótono decreciente con pérdida de correlación por minuto de sólo 0,08 % en el peor de los casos.

3.3.2 Prueba de Concepto como Refractómetro de Grados Brix

Se empleó un *taper* para medir la concentración de sacarosa del medio que la rodea, a través de las variaciones en el patrón de *speckle* a la salida de la fibra. En esta subsección se emplea el grado Brix^{viii} como unidad debido a que es utilizado frecuentemente para medir azúcar disuelta. En particular, 1 °Bx se define como 1 g de sacarosa en 100 g de solución en agua. Se calculó la correlación entre los patrones de *speckle* obtenidos con el taper sumergido en diferentes disoluciones de sacarosa en agua desionizada ultrapura Tipo I, con concentraciones de 5 a 65 °Bx (con paso de 10 °Bx) con referencia al patrón obtenido en agua pura (0 °Bx). El valor máximo de concentración estudiado representa el límite de solubilidad de la sacarosa en agua, 200 g/100 ml a 25 °C [87]. Como se estableció previamente, las mediciones fueron realizadas sobre una mesa óptica anti-vibratoria y además, en un ambiente cerrado a temperatura controlada. Asimismo, se buscó aumentar la sensibilidad del método aplicando procesamiento digital de imágenes a los patrones de *speckle* obtenidos (ver Apéndice E). Sobre todos los coeficientes calculados se realizaron ajustes a las gráficas de correlación en función de la concentración, de ese modo obteniendo una curva de calibración.

3.3.2.1 Resultados preliminares

Luego de realizar las dos primeras series de mediciones, se graficó el comportamiento del coeficientes de correlación \mathcal{C} en función de la concentración del medio (ver Fig. 3.10). En ambos resultados se verifica idéntico comportamiento monótono decreciente hasta una concentración de 30 °Bx. Luego del cual se evidencia un salto finito seguido de una saturación para concentraciones mayores. Este cambio de comportamiento se presenta a casi la mitad del límite de solubilidad.

^{viii} El grado Brix es una unidad de medición de cantidad de sólidos disueltos en solución acuosa (°Bx).

Para poder estimar qué representa este valor de cambio de comportamiento: es igual al doble del valor máximo encontrado en frutas, tanto orgánicas como de cultivo industrial [88]. Debido a estas observaciones realizadas, se continúa con la adquisición de los patrones de *speckle* sólo hasta 30 °Bx.

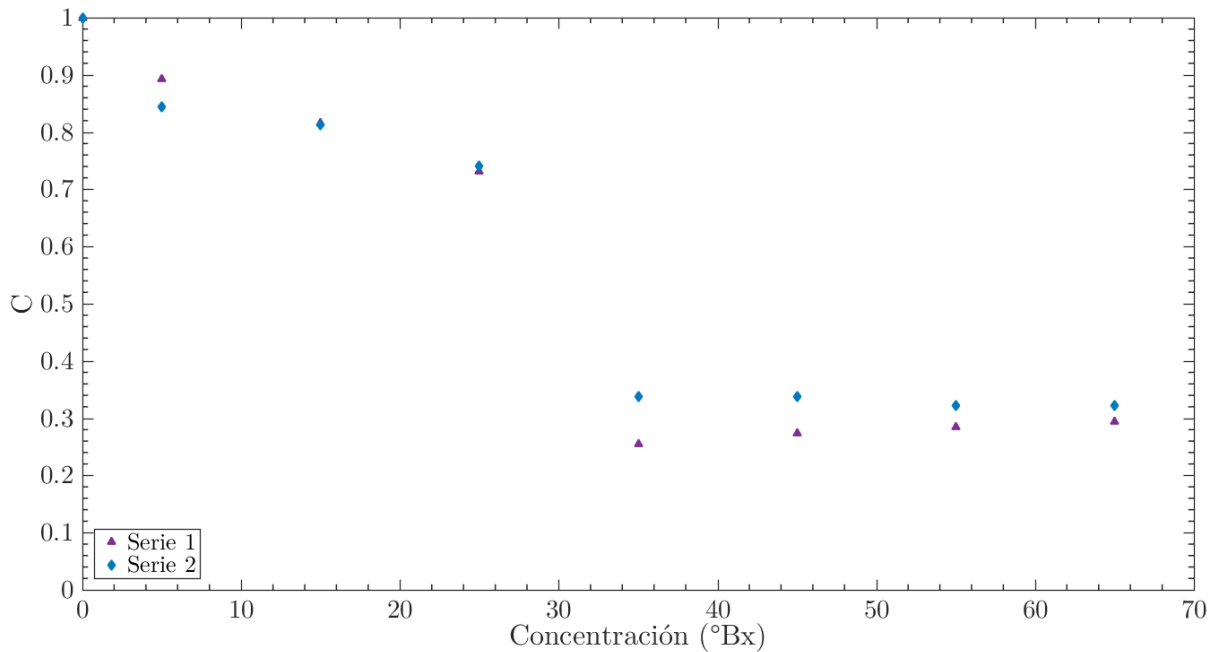


Fig. 3.10. Coeficientes de correlación \mathcal{C} en función de la concentración para las dos primeras series de mediciones (sin procesamiento de imagen sobre los patrones de *speckle*).

3.3.2.2 Resultados con procesamiento digital de imágenes

Se realizaron seis medidas independientes por cada concentración considerada, sobre las cuales se procede a realizar tres diferentes procesamientos digitales sobre las imágenes. Los cuales conllevan el uso de: un filtro pasa bajos en el dominio de frecuencias espaciales (Butterworth), una normalización en intensidades de la región de interés central ROI (por sus siglas en inglés, *region of interest*) y un análisis de contraste del patrón de *speckle* LASCA (por sus siglas en inglés, *laser speckle contrast analysis*). El detalle del procedimiento y los algoritmos empleados para su aplicación se encuentran en el Apéndice E. A modo de ejemplo, en la Fig. 3.11 se

presentan los patrones de *speckle* de la tercera serie de mediciones, junto con los resultados del procesamiento de imágenes.

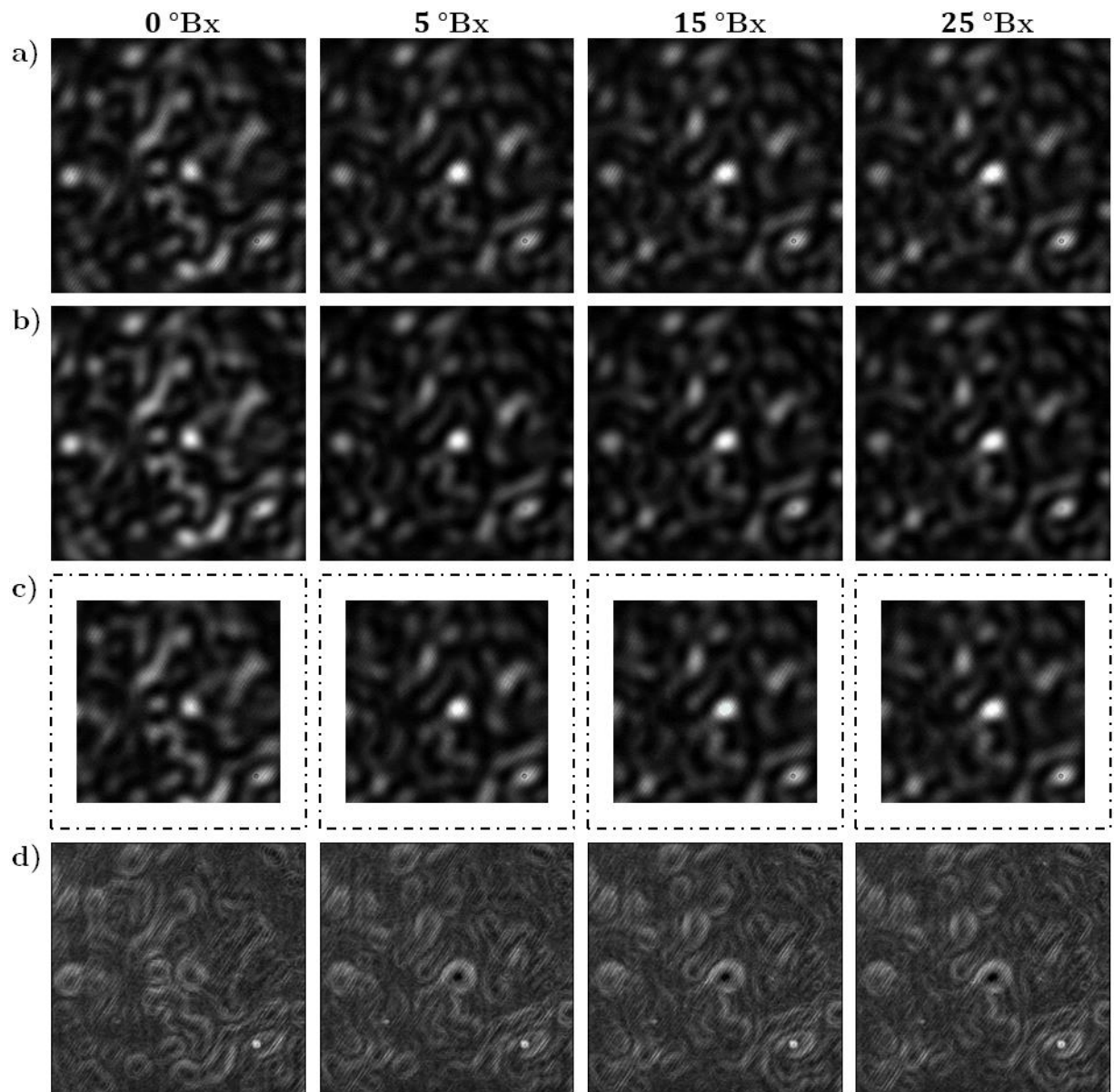


Fig. 3.11. Imágenes obtenidas en la tercera serie de mediciones a concentraciones de sacarosa en agua 0, 5 y $15^\circ B_x$: a) patrones de speckle originales, y luego del procesamiento digital de imágenes: b) pasa bajos de Butterworth, c) ROI normalizada, d) LASCA.

Se realizó el cálculo del coeficiente \mathcal{C} para cada serie adquirida y cada procesamiento de imagen empleado; los resultados en función de la concentración se presentan en las gráficas de la Fig. 3.12.

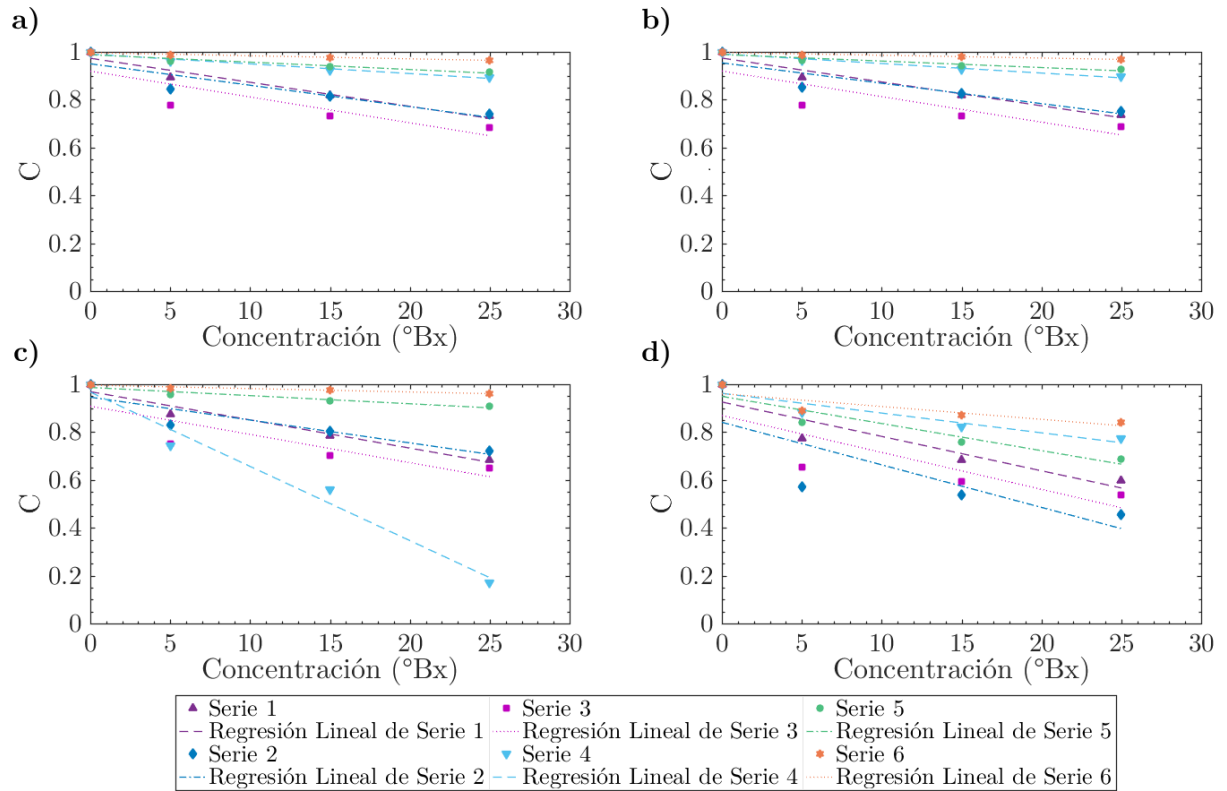


Fig. 3.12. Coeficientes de correlación en función de la concentración (0 a 30 $^{\circ}\text{Bx}$) calculados sobre: a) los patrones originales, b) los filtrados con Butterworth, c) las ROI centrales normalizadas y d) las imágenes LASCA.

En todos los casos presentados, se observa un comportamiento monótono decreciente del coeficiente de correlación en función de la concentración de sacarosa. Como se expresó previamente se realizaron ajustes sobre las gráficas presentadas en la Fig. 3.12. Debido al comportamiento observado se seleccionó un ajuste lineal, cuyos coeficientes se presentan en la Tabla 3.2 a continuación.

	Originales	Butterworth	ROI normalizada	LASCA
Serie 1				
pendiente	$-0,010 \pm 0,002$	$-0,010 \pm 0,002$	$-0,012 \pm 0,002$	$-0,014 \pm 0,004$
R^2	0,9545	0,9562	0,9556	0,8492

	Originales	Butterworth	ROI normalizada	LASCA
<i>Serie 2</i>				
pendiente	$-0,009 \pm 0,003$	$-0,009 \pm 0,003$	$-0,010 \pm 0,003$	$-0,018 \pm 0,009$
R^2	0,8216	0,8272	0,8150	0,6507
<i>Serie 3</i>				
pendiente	$-0,011 \pm 0,005$	$-0,011 \pm 0,005$	$-0,012 \pm 0,005$	$-0,016 \pm 0,008$
R^2	0,7293	0,7270	0,7129	0,6777
<i>Serie 4</i>				
pendiente	$-0,0041 \pm 0,0006$	$-0,0040 \pm 0,0005$	$-0,003 \pm 0,004$	$-0,008 \pm 0,002$
R^2	0,9632	0,9671	0,9737	0,8765
<i>Serie 5</i>				
pendiente	$-0,0031 \pm 0,0007$	$-0,0027 \pm 0,0006$	$-0,0034 \pm 0,0008$	$-0,011 \pm 0,003$
R^2	0,9055	0,8985	0,9061	0,8820
<i>Serie 6</i>				
pendiente	$-0,0013 \pm 0,002$	$-0,0012 \pm 0,0002$	$-0,0014 \pm 0,0002$	$-0,005 \pm 0,002$
R^2	0,9481	0,9638	0,9529	0,7352

Tabla 3.2. Coeficientes de los ajustes lineales calculados sobre las gráficas del coeficiente \mathcal{C} en función de la concentración de sacarosa.

De los tres procesamientos de imagen presentados, el filtro pasa bajos en el dominio de frecuencias espaciales (Butterworth) se mostró como el más eficaz. Esto es debido a que el *setup* experimental produce interferencias de alta frecuencia perceptibles en los patrones de speckle como franjas diagonales y círculos concéntricos. Debido a que se observan regiones inactivas en la periferia de los patrones se empleó el procesamiento sobre la ROI, sin embargo no se traduce en una mejoría significativa en las curvas de calibración. Por último, haciendo un promedio de

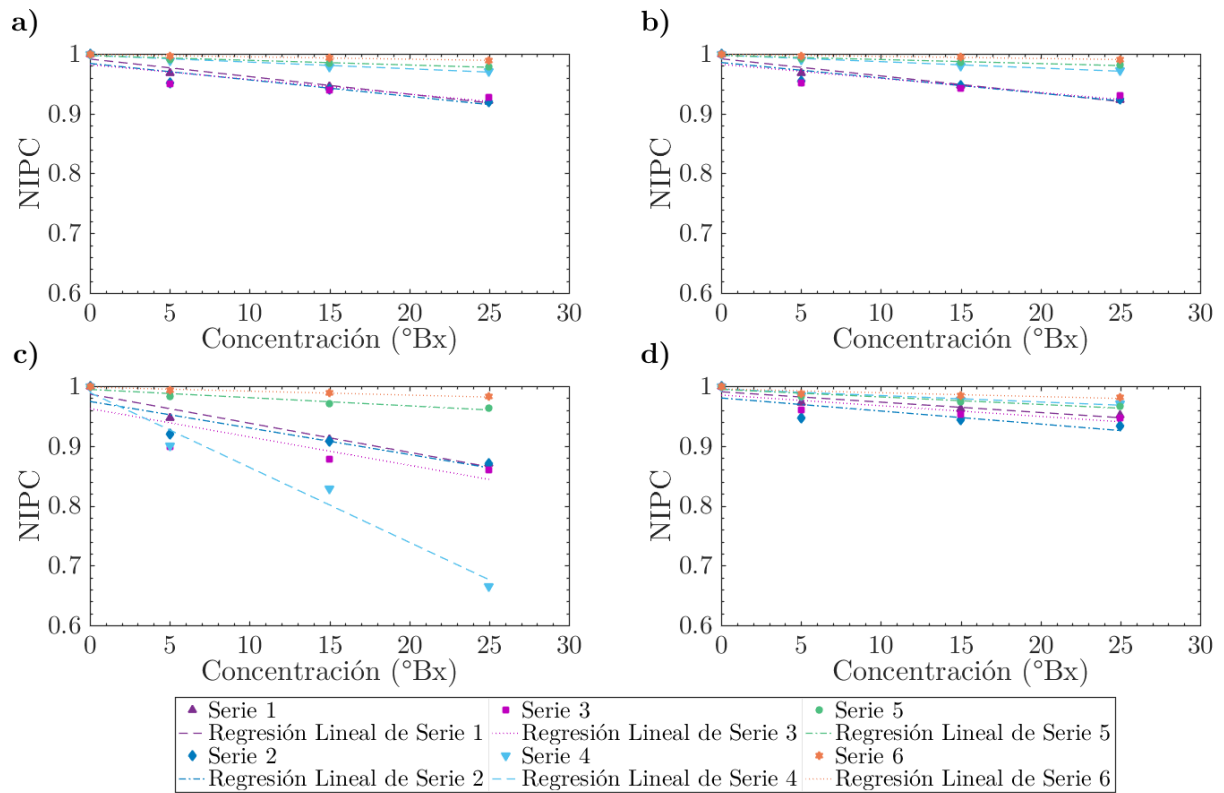
intensidades de los píxeles vecinos, como en las imágenes LASCA, no se obtuvo una mejor respuesta del sistema. Ya que en este caso se enfatiza una gran diferencia de la primer concentración con el patrón de referencia y luego parece saturar, sin mostrar una variación significativa en la correlación en función de la concentración. De los resultados mostrados en la Tabla 3.2 se ve que para todos los casos es posible asignar un valor en °Bx para cada valor de correlación y cada serie en particular. Sin embargo, debido a que todas las pendientes presentan diferencias entre sí, esto limita el uso de esta herramienta de procesamiento de señales como determinador *per se* de concentración de sacarosa.

3.3.2.3 Cálculo de coeficientes alternativos

Antes de dar por finalizado el análisis, se buscaron parámetros alternativos para caracterizar las diferencias entre los patrones de *speckle*. Entre los cuales se seleccionaron los coeficientes de:

- producto interno de intensidad normalizado NIPC (por sus siglas en inglés, *normalized intensity inner product coefficient*) desarrollado en el Apéndice D.2 [74,75,77,78].
- producto interno de los gradientes (por Roberts) de intensidad normalizada NRPC (por sus siglas en inglés, *normalized gradient intensity inner product coefficient by Roberts*) desarrollado en el Apéndice D.3;
- producto interno de los gradientes de intensidad normalizada NGPC (por sus siglas en inglés, *normalized gradient intensity inner product coefficient*) desarrollado en el Apéndice D.4.

De estos tres, se presentan los resultados obtenidos del NIPC para cada serie adquirida, sobre los patrones de *speckle* originales y con los procesamientos de imagen empleados. Las gráficas en función de la concentración se encuentran en la Fig. 3.13 y los ajustes lineales presentados corresponden a los datos de la Tabla 3.3.



	Originales	Butterworth	ROI normalizada	LASCA
Serie 1				
pendiente	$-0,0029 \pm 0,0005$	$-0,0029 \pm 0,0005$	$-0,0049 \pm 0,0008$	$-0,0017 \pm 0,0005$
R^2	0,9452	0,9470	0,9522	0,8370
Serie 2				
pendiente	$-0,0028 \pm 0,0009$	$-0,0026 \pm 0,0009$	$-0,004 \pm 0,002$	$-0,002 \pm 0,001$
R^2	0,8097	0,8155	0,8077	0,6445
Serie 3				
pendiente	$-0,003 \pm 0,001$	$-0,002 \pm 0,001$	$-0,005 \pm 0,002$	$-0,0018 \pm 0,0009$
R^2	0,7313	0,7292	0,7047	0,6858

	Originales	Butterworth	ROI normalizada	LASCA
<i>Serie 4</i>				
pendiente	$-0,0011 \pm 0,0002$	$-0,0011 \pm 0,0002$	$-0,013 \pm 0,002$	$-0,0011 \pm 0,0003$
R^2	0,9629	0,9669	0,9726	0,8782
<i>Serie 5</i>				
pendiente	$-0,0008 \pm 0,0002$	$-0,0007 \pm 0,0002$	$-0,0014 \pm 0,0003$	$-0,0013 \pm 0,0003$
R^2	0,9093	0,9025	0,9036	0,8865
<i>Serie 6</i>				
pendiente	$-0,00039 \pm 0,00006$	$-0,00035 \pm 0,00005$	$-0,0007 \pm 0,0001$	$-0,0006 \pm 0,0003$
R^2	0,9482	0,9637	0,9524	0,7389

Tabla 3.3. Coeficientes de los ajustes lineales calculados sobre las gráficas del coeficiente NIPC en función de la concentración de sacarosa.

Se presenta sólo el NIPC ya que de los parámetros calculados es el único que evidencia diferencias significativas con el coeficiente de correlación \mathcal{C} . Esto se debe a que el NIPC reduce la dispersión entre series de medición a costa de una menor sensibilidad. Mientras que por otro lado los coeficientes NRPC y NGPC conservan la dispersión del coeficiente \mathcal{C} . De este modo, se hace evidente la necesidad de trabajo adicional para determinar qué parámetros del experimento optimizar para obtener una única curva de calibración.

3.4 CONCLUSIONES

En este trabajo se exploró la posibilidad de usar el patrón de *speckle* producido por la interferencia entre modos guiados en un *taper* de fibra óptica como refractómetro de grados Brix. Donde el *setup* experimental presentado tuvo varias etapas de mejora continua en vistas de lograr *patrones* de *speckle* tan nítidos como fuese posible. Asimismo, se procuró minimizar el efecto de

factores externos sobre los patrones para asegurar la estabilidad del sistema. Los patrones de *speckle* capturados a distintas concentraciones de sacarosa se caracterizaron mediante el coeficiente de correlación tomando como referencia al patrón en agua pura ($0\text{ }^{\circ}\text{Bx}$). A las gráficas de correlación en función de la concentración se le realizaron ajustes para obtener curvas de calibración, obteniendo diferentes valores para las diversas series. Se buscó aumentar la sensibilidad del método aplicando procesamiento digital de imágenes a los patrones de *speckle* obtenidos. De los cuales el filtro pasa bajos mostró ser el más eficaz pues disminuye las interferencias de alta frecuencia de los elementos ópticos del *setup*. Por otro lado, se probó emplear otro coeficiente (NIPC) para caracterizar las diferencias entre los patrones sin demostrar una mejora significativa sobre el coeficiente de correlación. Esto indica la existencia de parámetros por optimizar para obtener una curva de calibración con menor dispersión.

Capítulo 4: MICRO-RESONADORES ÓPTICOS DE SIMETRÍA AXIAL

En este capítulo se presenta una forma eficiente de fabricar dispositivos micrométricos huecos con la capacidad de confinar luz en un pequeño espacio; *i.e.*, micro-resonador óptico, que llamaremos MR (por sus siglas en inglés, *micro-resonator*). Los MRs que se desarrollan tienen una sección transversal circular y se fundamentan en la propagación guiada por reflexión total interna de ondas electromagnéticas superficiales, que viajan en la dirección acimutal. Al exponer un MR a la onda evanescente de una fibra óptica se excitan dichas ondas generando resonancias en aquellas longitudes de onda que interfieren en fase con sí mismas al dar una vuelta completa al resonador, los llamados *whispering gallery modes* (WGM) o modos de galería. De modo que al registrar el espectro de transmisión de la fibra de excitación, cada resonancia produce un pico de atenuación centrado en la longitud de onda resonante, λ_R . Si una sustancia se adsorbe en el interior del MR, se genera un cambio en el camino óptico, y consecuentemente en la condición de resonancia que define λ_R .

Se presentan, en particular, micro-resonadores ópticos huecos con forma de botellas y burbujas, usando equipamiento simple de disponibilidad en cualquier laboratorio de fibras ópticas. De los dispositivos fabricados se evaluó el factor de calidad Q , definido como el cociente de λ_R y el ancho a la mitad de altura del pico de atenuación, con miras a su posible aplicación como refractómetro o biosensor.

4.1 INTRODUCCIÓN

4.1.1 Estado del Arte

Se denominan modos electromagnéticos de galería, WGM, a aquellos que surgen del confinamiento de luz con una frecuencia óptica específica que se propaga en la superficie de un

resonador con simetría axial como consecuencia de la reflexión total interna y que cumplen la condición de ajuste de fases, que dicta que el camino óptico recorrido en una vuelta es igual a un número entero de longitudes de onda de la señal. El estudio de los WGMs fue propuesto por Lord Rayleigh a principios del siglo pasado [89]. Mientras que la aplicación en estructuras esféricas dieléctricas fue propuesta en 1939 [90] y el primer experimento sobre estos modos data de la década del 60 [91]. Los resonadores basados en WGM exhiben múltiples propiedades, entre las cuales vale destacar altos factores de calidad Q , reducida extensión espacial modal y fuerte interacción con el medio circundante [92]. Es por esto que el interés de los investigadores ha llevado a proponer diferentes geometrías de resonadores que soporten los WGM, ya sean sólidos o huecos. Entre las geometrías más utilizadas están las esferas sólidas, los cilindros y los anillos. En los últimos años se empezó a trabajar con toroides y burbujas, y más recientemente con botellas, con tendencia a una miniaturización dando lugar a los micro-resonadores, MR. Entre los cuales se presentan en la Fig. 4.1 [93] las geometrías más habituales: micro-esferas, micro-toroides, micro-anillos, micro-discos, micro-burbujas y micro-botellas [94–101].

Uno de los primeros MR en desarrollarse han sido las micro-esferas debido a su fácil fabricación. Se entiende en este contexto a las mismas como esferas solidas de material dieléctrico con radios del orden de $50\text{--}500\ \mu\text{m}$, que han logrado llegar a factores de calidad $Q\sim 10^{10}$. Entre las aplicaciones más recientes se han detectado analitos biológicos que abarcan desde ADN, oligonucleótidos individuales, proteínas, virus hasta bacterias (con uniones no específicas) [94].

La biodetección sin *labels* de moléculas individuales es de gran importancia en la biología moderna. A través del enganche de frecuencia (*frequency locking*) con microtoroides ópticos se han logrado dispositivos de alta sensibilidad que permiten la detección de una amplia gama de partículas en escala nanométrica ($2\text{--}100\ \text{nm}$). Los MR empleados de diámetros en el rango

80-100 μm y factores de calidad $Q \sim 10^6$ han sido capaces de detectar exosomas, ribosomas, inmunoglobulina G de ratón e interleuquina-2 humana [96].

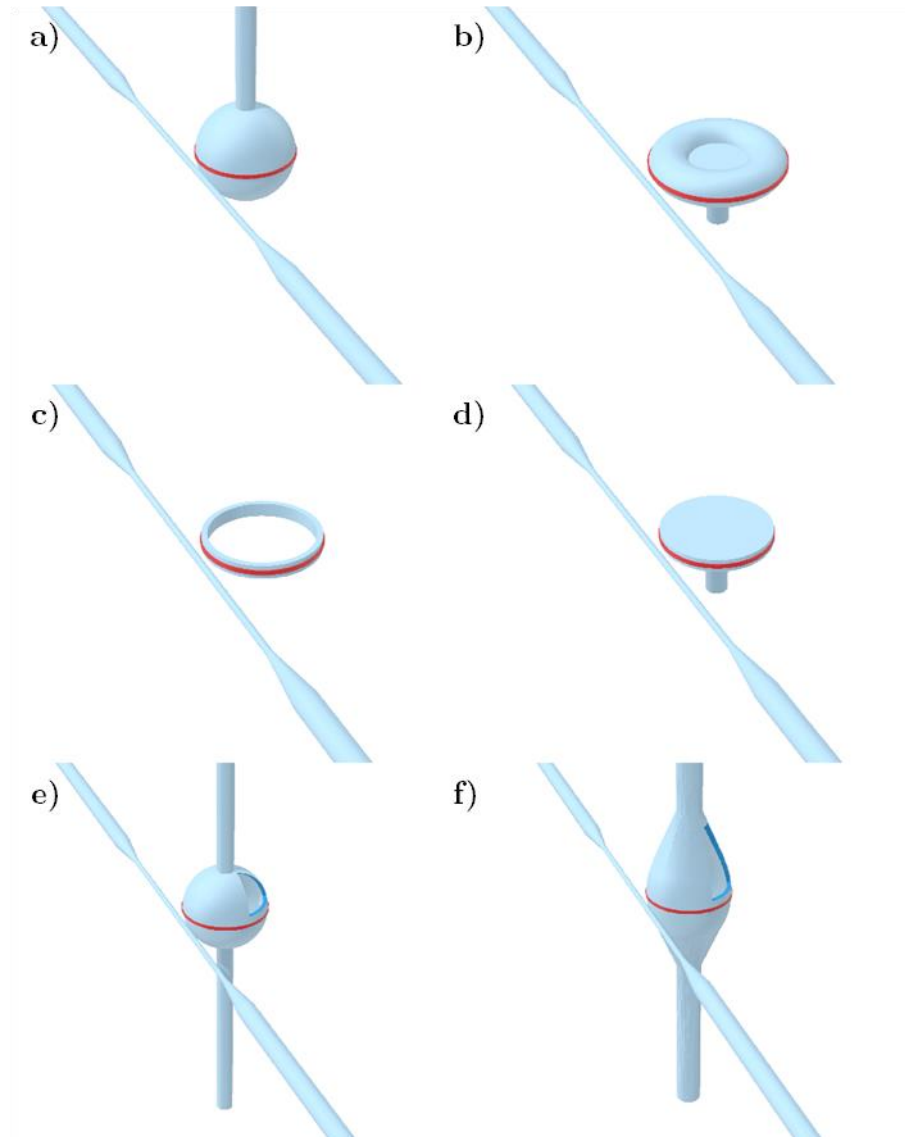


Fig. 4.1. Esquema de diversos micro-resonadores con una línea roja que indica los WGMs: a) esfera, b) toroides, c) anillo, d) disco, e) burbujas y f) botellas. (Adaptado de “Review of different coupling methods with whispering gallery mode resonator cavities for sensing” de Zhang et al.)

Los resonadores de micro-anillo se fabrican en sílice sobre un sustrato aislante SOI (por sus siglas en inglés, *silicon-on-insulator*), por la rugosidad de su superficie y pérdidas hacia el sustrato suelen tener un factor $Q \sim 10^5$ [97]. Han sido empleados para un arreglo de sensores específicos a distintas proteínas, demostrando buenos límites de detección, siendo de 5,0 ng/mL para inmunoglobulina E humana y 50 ng/mL para trombina alfa humana [98].

Al igual que los micro-anillos, los micro-discos cuentan con limitado factor de calidad debido a su rugosidad [97]. Sin embargo, han sido empleados en la detección de químicos volátiles; *e.g.*, alcohol isopropílico, tolueno, ácido pentatónico, entre otros [99].

Se entiende por micro-burbujas a micro-resonadores huecos de simetría esférica, de modo que la onda del WGM se encuentra confinada en una delgada capa. Los MR de burbujas han sido utilizados para la biodetección de diversos compuestos, ya sean biotinas o proteínas, gracias a su inherente canal micro-fluídico y asimismo a sus favorables características ópticas. La detección de concentraciones ultrabajas en un amplio rango dinámico es posible gracias a su alta sensibilidad, lo que resulta importante para el control ambiental y las aplicaciones en ciencias de la vida. Se encuentran reportes de detección de concentraciones de 1 fg/mL de BSA y D-biotina asociadas con factores $Q \sim 10^6$, con la única desventaja de necesitar sistemas de referenciado complejos [100].

Tal como las micro-burbujas, las micro-botellas presentan la ventaja de ser un canal micro-fluídico. Por el contrario, su forma axialmente extendida facilita la excitación de los WGMs desde el medio circundante debido a su baja relación axial/longitudinal. Se ha demostrado un sensor de etanol cuya micro-botella constaba de un diámetro $170 \mu\text{m}$ y un factor de calidad $Q \sim 10^7$, mostrando una sensibilidad de $0,1756 \text{ dB}/\% \text{ ppm}$ para el rango $10 - 100 \%$. Asimismo, se encuentran reportes de detección de hipoclorito de sodio, hidrógeno y formaldehído, entre otros [101].

4.1.2 Principio de Funcionamiento

Como se introdujo previamente, se denominan micro-resonadores ópticos a aquellas estructuras micrométricas que presentan la capacidad de confinar luz en un pequeño espacio. Esta capacidad se evidencia al ser sometidos a una excitación externa, por lo que en cualquier *setup* experimental que involucre un micro-resonador se pueden hallar dos elementos diferentes. El primero es el

medio óptico de guiado que provee la onda de excitación y el segundo es el micro-resonador propiamente dicho (ver Fig. 4.2). Existen diferentes propuestas para el diseño de ambos elementos. Así encontramos, dentro de los primeros la generación de campos evanescentes por medio de fibras ópticas en punta o de fibras estrechadas (*tapers*, ver Apéndice C). Los MR pueden tener diferentes geometrías; *e.g.*, cilindros, esferas, botellas, anillos, toroides, pudiendo ser éstas a su vez, solidas o huecas.

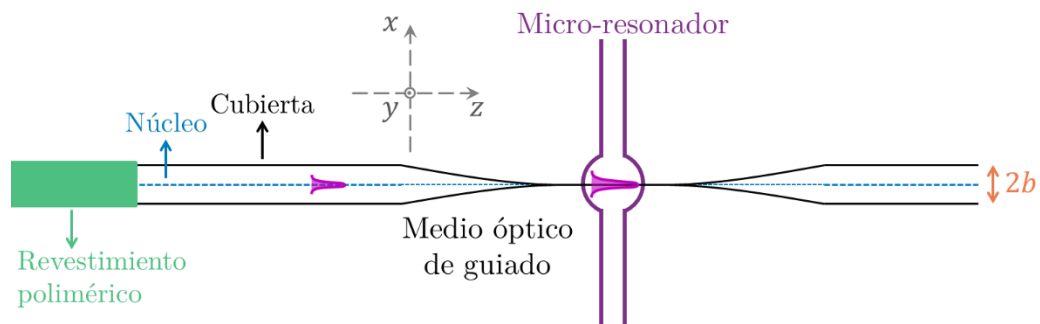


Fig. 4.2. Esquema del principio de funcionamiento de dispositivos con micro-resonadores. Ejemplo con taper, como medio óptico de guiado, y esfera, como micro-resonador.

El confinamiento de la luz en los micro-resonadores se basa en la propagación guiada por reflexión total interna de modos electromagnéticos de galería, WGM, que viajan en la dirección acimutal (ver Apéndice F). Los modos que se excitan en estas geometrías se producen para aquellas longitudes de onda que interfieren en fase con sí mismas al dar una vuelta completa al resonador. Es posible controlar el acoplamiento de las ondas electromagnéticas del medio óptico de guiado al micro-resonador, ya sea mediante la distancia entre ambos elementos o bien modificando las características del medio óptico de guiado [102]. Los micro-resonadores estudiados en este trabajo tienen una sección transversal circular y por ende simetría axial [103]. Para una descripción detallada de los modos ver Apéndice F.2.

De modo que, al medir el espectro de transmisión del medio óptico de guiado que provee la onda de excitación, cada resonancia produce un pico de atenuación en función de la energía total acoplada al resonador a la longitud de onda de resonancia, λ_R . Estas longitudes de onda

resonantes resultan dependientes del camino óptico dentro del MR, por lo que serán afectadas por la geometría y por las condiciones del medio.

Al trabajar con resonadores ópticos huecos, cabe la posibilidad de que si una substancia se adsorbe en el interior del MR, se genere un cambio en el camino óptico, y consecuentemente en la condición de resonancia que define λ_R . De modo tal que la presencia de un sistema antígeno/anticuerpo se traduce en una traslación del pico de atenuación. Esta modalidad de detección, como en el caso presentado en el capítulo 2, presenta una gran ventaja frente a otros dispositivos pues hace que el uso de un micro-resonador como biosensor no se vea afectado por errores debido a pérdidas de potencia.

4.2 MATERIALES Y MÉTODO DE FABRICACIÓN

En esta sección se va a tratar el desarrollo del método de fabricación de los micro-resonadores ópticos huecos en forma de burbuja y botella que se proponen. Así como también la disposición experimental empleada para la caracterización del factor de calidad Q , de los dispositivos obtenidos.

4.2.1 Fabricación de micro-resonadores

Para la fabricación de los MR huecos se utilizó una empalmadora de fibras ópticas comercial, por lo que el diámetro del material de partida tiene que ser del orden de magnitud de una fibra óptica estándar ($\phi = 125 \mu m$). De este modo se emplearon capilares de sílice ($\phi \sim 153 \mu m$), ver Fig. 4.3, obtenidos a partir de cilindros huecos ($\phi \sim 5 mm$) en una torre de estirado (por medio de fusión y estiramiento).

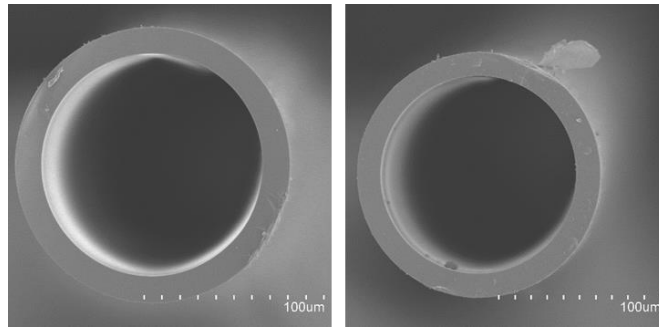


Fig. 4.3. Imágenes de microscopía electrónica de barrido de los capilares utilizados.

El montaje experimental empleado en la fabricación de los micro-resonadores se muestra en la fotografía de la Fig. 4.4. Al colocar los capilares en la empalmadora de fibras ópticas (Fig. 4.4.c), es importante evitar el colapso de los mismos durante el calentamiento. Entonces, es necesario el suministro de gas a presión al interior del capilar, para lo que se empleó nitrógeno (Fig. 4.4.a) y se fabricó una base de aluminio (Fig. 4.4.b) que permite la conexión del capilar con gas comprimido. Antes de comenzar el proceso de fabricación de los MR (cuyo diagrama de tareas se muestra en la Fig. 4.5) es importante cerrar el capilar en el extremo libre para asegurar que el nitrógeno no escape del interior. Para ello, se dispone manualmente el extremo del capilar en el centro de la pantalla de la empalmadora, alineado con los electrodos, y se realiza un arco eléctrico que fundirá el vidrio para cerrar el capilar. En este punto es necesario reubicar el capilar en el interior de la empalmadora dándole sostén al extremo cerrado y considerando que la posición de los electrodos generará el micro-resonador. Para comenzar la fabricación del micro-resonador propiamente dicho, se conecta la base de aluminio (Fig. 4.4.b) al depósito de nitrógeno (Fig. 4.4.a) con una manguera y se abre el paso del gas (la presión debe ser establecida previamente). En la empalmadora, se focaliza en los dos planos de visualización disponibles (horizontal y vertical), centrando el capilar. Se establece la descarga de un arco eléctrico que fundirá el vidrio y, por el exceso de presión en el interior, se producirá una burbuja o botella.

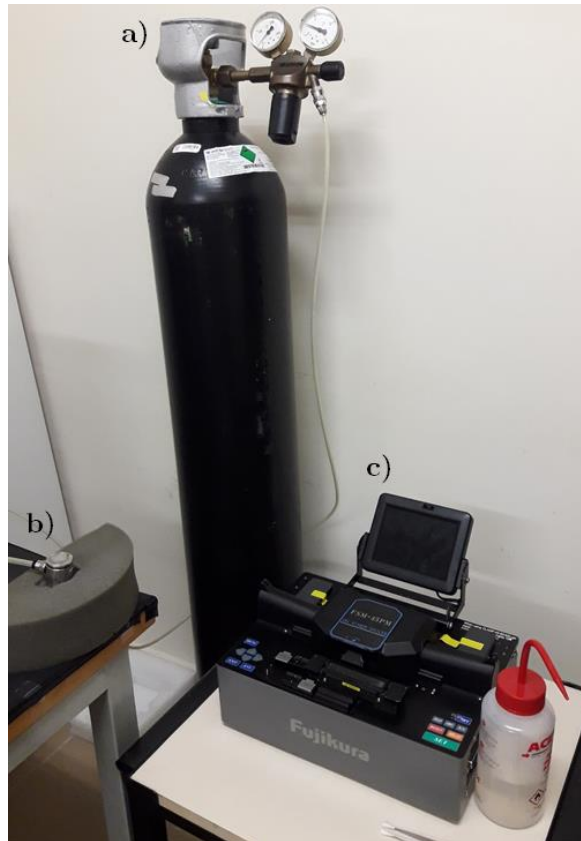


Fig. 4.4. Setup experimental para la fabricación de los micro-resonadores.

En la fabricación de los MR se controlan tres parámetros: la presión interior en el capilar, la potencia y la duración del arco eléctrico, estos últimos desde la configuración de la empalmadora. Estos dependen de las condiciones ambientales y del espesor del capilar empleado, y definen la forma final: burbuja o botella.

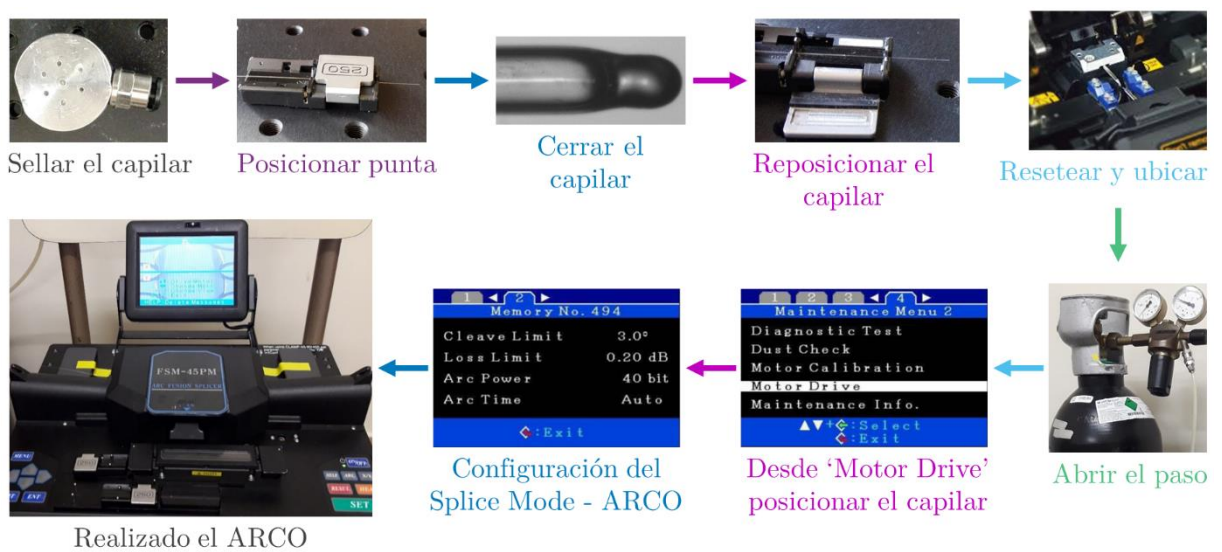


Fig. 4.5. Diagrama de la fabricación de los micro-resonadores huecos (burbuja y botella).

4.2.2 Setup experimental

Con el fin de evaluar el factor de calidad Q^{ix} de los micro-resonadores ópticos fabricados, se midió la respuesta de los mismos utilizando el *setup* mostrado en la Fig. 4.6. Se emplea un láser sintonizable como fuente de luz, controlado por un generador de funciones. A la salida de este láser se conecta un controlador de polarización seguido de un circulador óptico. Éste tiene el objetivo de permitir realizar mediciones de la respuesta tanto en transmisión como en reflexión, como a su vez evitar reflexiones a la fuente. Al circulador se conecta un *taper* como medio óptico de guiado que provee la onda de excitación. En las cercanías de éste se coloca el micro-resonador, procurando que su ecuador este alineado con el *taper*. Finalmente las mediciones de ambas respuestas se realizan a través de dos fotodiodos conectados a un osciloscopio. Dadas las limitaciones en resolución espectral del analizador espectral óptico ($\sim 20 \text{ pm}$), se optó por la combinación laser sintonizable y osciloscopio para registrar los espectros ya que esto provee una resolución mucho mayor ($< 0,02 \text{ pm}$).

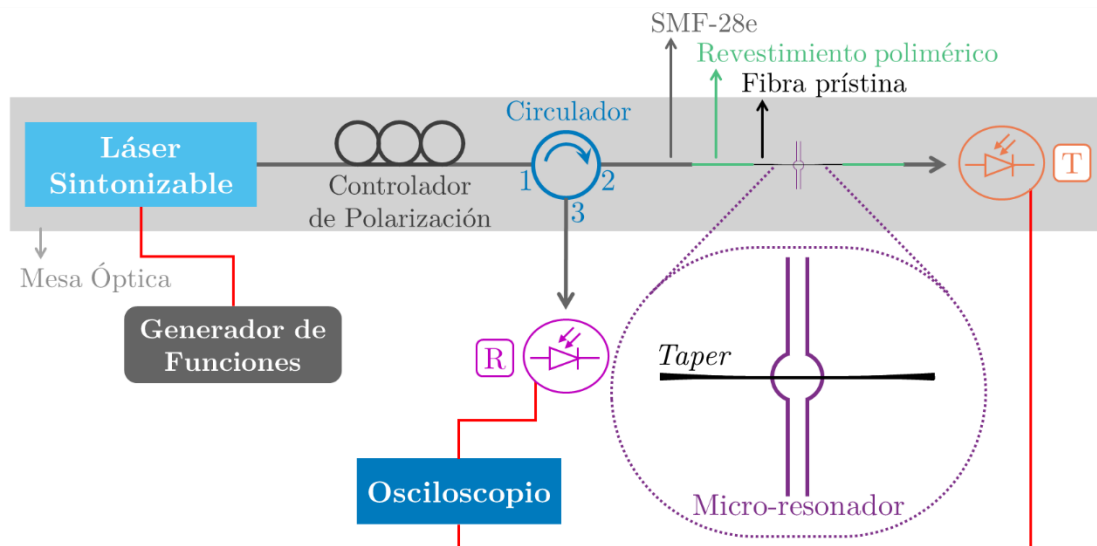


Fig. 4.6. Setup experimental para la medición del factor de calidad Q .

^{ix} Cuya deducción se encuentra desarrollada en el Apéndice F.1.

El *taper* empleado para excitar los WGM sobre el ecuador del micro-resonador fue fabricado específicamente para este trabajo a partir de fibra óptica estándar de telecomunicaciones SMF-28e, según el protocolo presentado en el Apéndice C. El mismo contaba con un diámetro de $2\ \mu\text{m}$ y $5\ \text{mm}$ de longitud de cuello. Los MR obtenidos, burbuja y botella, presentaron diámetros aproximados en el rango de $\phi \in (200\ \mu\text{m}, 350\ \mu\text{m})$. Por último, la posición relativa del *taper* al micro-resonador se establece empleando un controlador micrométrico de posición en los tres ejes xyz con la ayuda de una lente magnificadora para la correcta visualización.

4.3 RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En la Fig. 4.7 se muestran ocho micro-resonadores de burbuja y botella, de diferentes tamaños fotografiados utilizando un microscopio óptico. Se observa que en las burbujas de mayor tamaño se vuelve más difícil conservar la simetría cilíndrica durante la fabricación; e.g., Fig. 4.7.f. Típicamente las presiones relativas de nitrógeno empleadas en el interior de los capilares para evitar el colapso de las burbujas están en el rango de 2 a 3 *bar*. Junto con esto, también es crítico el control de la duración e intensidad del arco eléctrico. Como es de esperar, a mayor duración de arco y menor intensidad se obtienen burbujas más pequeñas o incluso botellas. Se entiende por burbuja a aquellos MR que poseen una simetría esférica mucho más acusada, Fig. 4.7.a-f. Por contraposición, se llaman botellas a aquellos que poseen una simetría sólo cilíndrica, además de presentar una deformación central del mismo orden que el diámetro del capilar, Fig. 4.7.g-h.

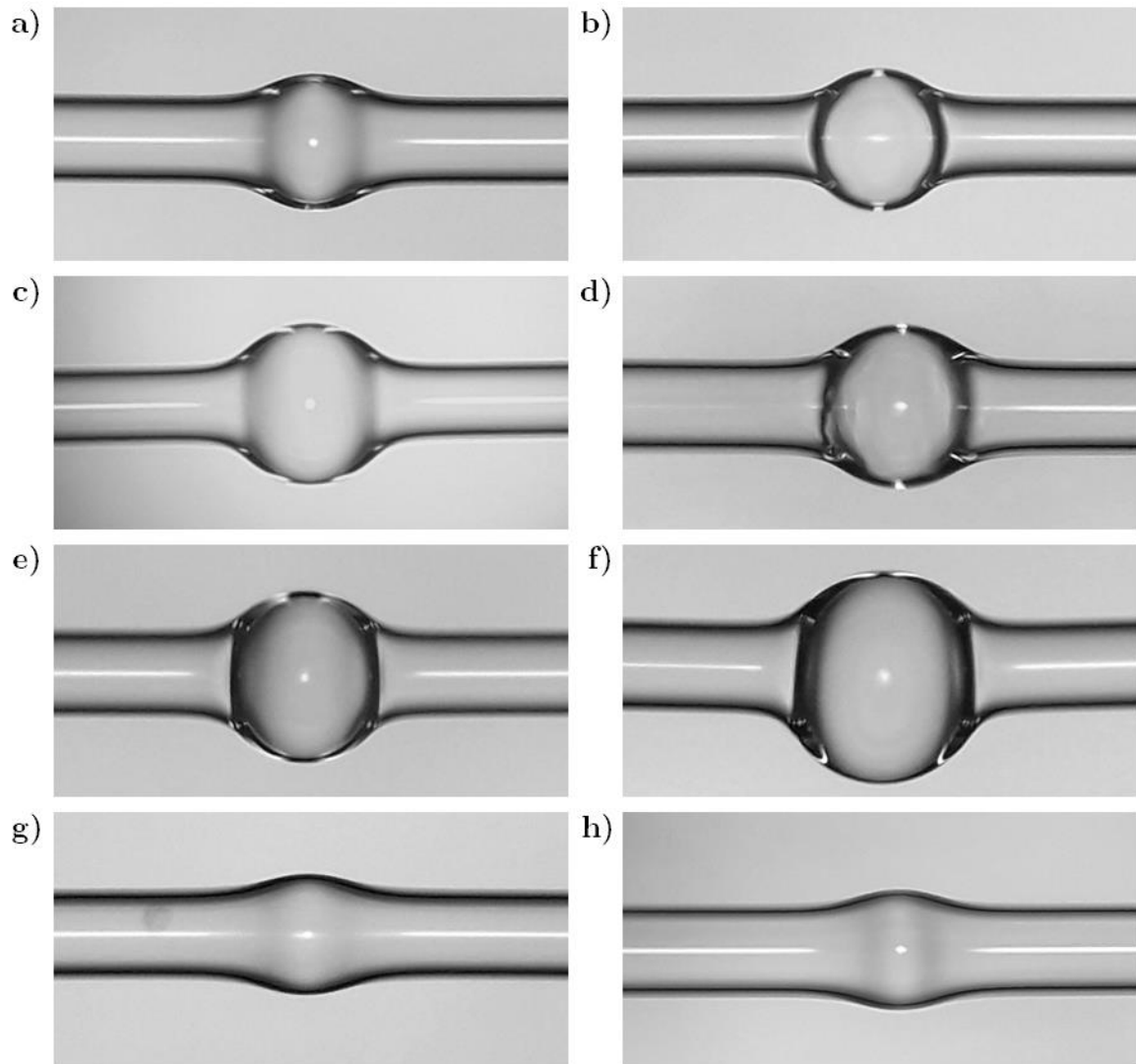


Fig. 4.7. Fotografías de los micro-resonadores fabricados. Las tres primeras filas muestran micro-resonadores de burbuja, mientras que la cuarta fila de botella.

En las medidas que se realizaron con el osciloscopio, las curvas obtenidas eran de intensidad en función del tiempo. Sin embargo, debido al control realizado sobre el barrido del láser sintonizable, es posible asociar a cada punto en el eje del tiempo una longitud de ondas relativa a la longitud de onda central de operación. De este modo, en la Fig. 4.8 se puede observar los picos de atenuación normalizados presentes en el espectro de transmisión obtenidos para los MR presentados previamente (Fig. 4.7.a-h).

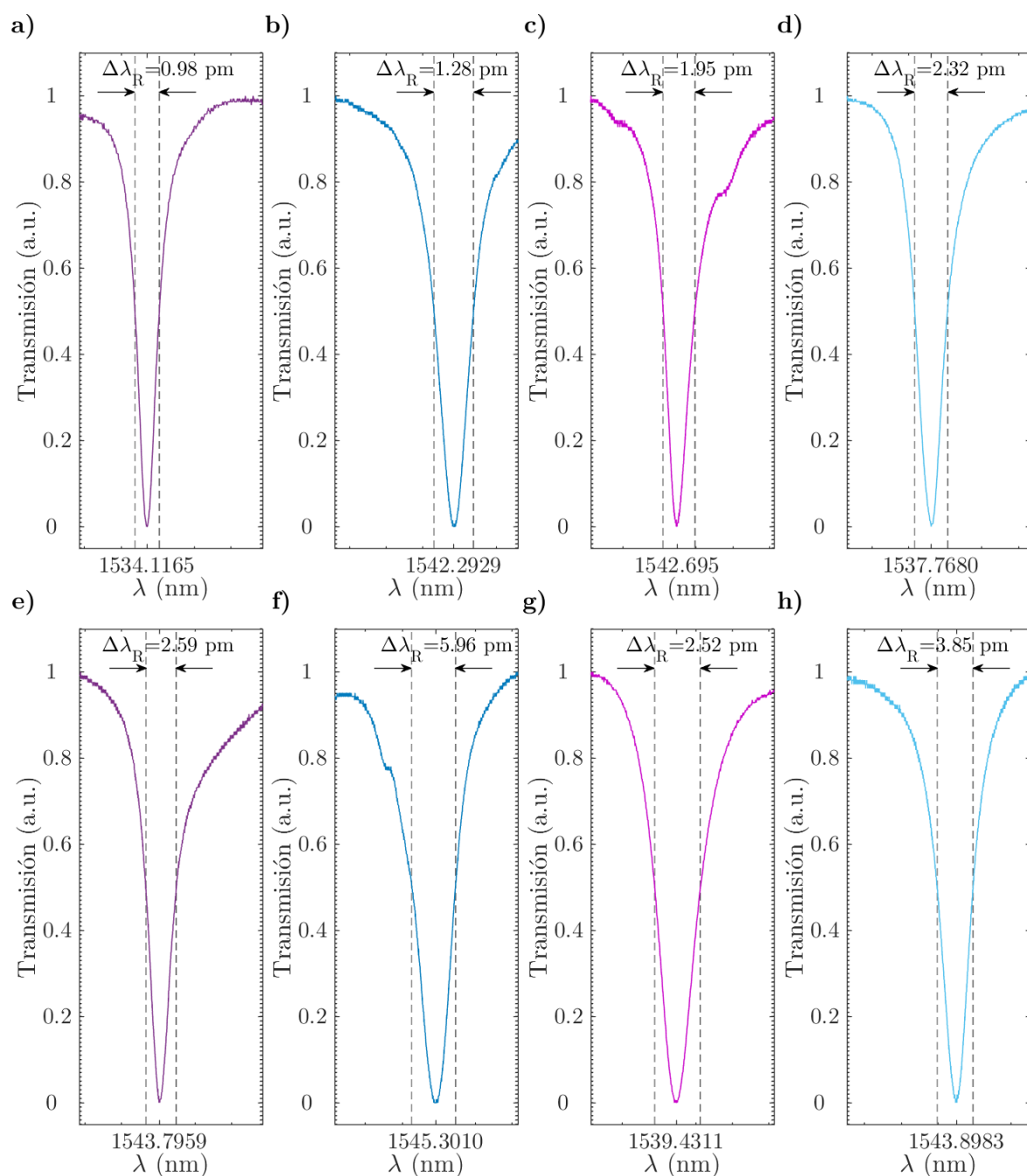


Fig. 4.8. Respuesta en transmisión de los micro-resonadores fotografiados, de los cuales se midió el factor de calidad Q .

Se observa que los picos son muy estrechos, teniendo un ancho a la mitad de altura del pico de atenuación en el rango de 1 a 6 μm . Al emplear un osciloscopio para obtener una mayor resolución espectral ($< 0,02 \mu\text{m}$), se conduce necesariamente a un barrido acotado en longitudes de onda $\sim 0,11 \text{ nm}$. Por lo que para construir un espectro de transmisión en un rango de longitudes de onda más amplio se necesitan diez barridos consecutivos por nanómetro.

Como se observa de estas gráficas, cada pico de atenuación es lo suficientemente estrecho para justificar el *setup* experimental presentado en la subsección 4.2.2. En un espectro de transmisión más amplio es posible observar del orden de 35 picos de atenuación por nanómetro. Esto presenta una ventaja del dispositivo, ya que en función de la longitud de onda de trabajo es posible seleccionar una resonancia acorde. Aunque parezca una desventaja la presencia de tantos picos por nanómetro, se traduce en un rango espectral libre de $\sim 28 \text{ pm}$, es decir típicamente nueve veces mayor al ancho a la mitad de altura del pico de atenuación. Se calculó el factor de calidad Q de cada micro-resonador presentado en la Fig. 4.7 como el cociente entre la longitud de onda resonante, λ_R , y el ancho a la mitad de altura del pico de atenuación. Los valores de Q obtenidos para los diversos MR se presentan en la Tabla 4.1.

Micro-resonador	λ_r (nm)	Ancho a la mitad de altura del pico de atenuación (pm)	Q
a	1534,11650	0,98	$1,573 \cdot 10^6$
b	1542,29290	1,28	$1,201 \cdot 10^6$
c	1542,69500	1,95	$7,89 \cdot 10^5$
d	1537,76799	2,32	$6,63 \cdot 10^5$
e	1543,79585	2,59	$5,97 \cdot 10^5$
f	1545,30101	5,96	$2,59 \cdot 10^5$
g	1539,43109	2,52	$6,11 \cdot 10^5$
h	1543,89828	3,85	$4,01 \cdot 10^5$

Tabla 4.1. Valores empleados para el cálculo del factor de calidad Q de los micro-resonadores ópticos fabricados.

En la Tabla 4.1 se observa que todas las longitudes de onda de operación fueron elegidas alrededor de la tercer ventana de telecomunicaciones ($\sim 1550 \text{ nm}$). Esto es debido no solo a la mayor disponibilidad de fuentes de luz sino que también a la cantidad de dispositivos ópticos (acopladores, circuladores, WDM, entre otros) comerciales en estas longitudes de onda. Los factores de calidad Q obtenidos están en el rango de $2,59 \cdot 10^5$ a $1,573 \cdot 10^6$ los cuales resultan comparables con los presentados en la sección 4.1.1 para estos tipos de MR, salvo las micro-botellas que han reportado mayores valores de $Q \sim 10^7$ [101].

4.4 CONCLUSIONES

Con el método desarrollado en este trabajo se fabricaron micro-resonadores huecos de dos geometrías diferentes: burbuja y botella. Es de destacar que el sencillo procedimiento de fabricación de micro-resonadores con elementos disponibles en cualquier laboratorio de fibras ópticas, logra obtener dispositivos con factores de calidad Q comparables a los presentados en la bibliografía tanto para este tipo de resonadores, como para otros de geometrías diferentes [94,96,99].

Estos dispositivos muestran entonces potencialidad para ser empleados como refractómetros. En tal caso, se debería colocar el fluido a detectar en el interior del micro-resonador y registrar el desplazamiento de la longitud de onda resonante que esto conlleva. En una etapa posterior, puede plantearse una prueba de concepto como biosensor a partir de la elección de un sistema antígeno/anticuerpo y la adecuada funcionalización de la superficie interna del micro-resonador.

Capítulo 5: CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS FUTURAS

En el presente capítulo se reúnen todos los descubrimientos y resultados generados durante la investigación de esta tesis. De igual manera, se analizan las limitaciones identificadas a lo largo de la investigación y se sugieren posibles direcciones para estudios futuros. El cuerpo de este trabajo fue realizado en el Instituto de Física Rosario (CONICET-UNR) en colaboración con el Laboratorio de Fibras Ópticas de la Universidad de Valencia (España) mediante estancias de investigación.

En el primer trabajo presentado, se realizó un sensor de bucle en fibra óptica comercial de telecomunicaciones. Constando de dos ventajas principales: fabricación simple y naturaleza resonante. Éste principio de funcionamiento basado en el acoplamiento resonante entre los modos guiados por la fibra permite registrar cambios en longitud de onda para un amplio rango de RI sin ambigüedades. Que por otro lado si están presentes en su contraparte interferométrica, debido a su inherente periodicidad. En la tercer ventana de telecomunicaciones ($\sim 1530 \text{ nm}$), obtuvimos dos resonancias con alta sensibilidad, (382 ± 4) y $(276 \pm 3) \text{ nm}/RIU$, y bajos límites de detección $(2,88 \pm 0,03) 10^{-5}$ y $(3,99 \pm 0,04) 10^{-5} RIU$, para bucles con diámetros de 12 y 10,5 mm, respectivamente. Vale aclarar que estos resultados, son del mismo orden que los reportados en la bibliografía para refractómetros en el mismo rango de RI. En cuanto a la prueba de concepto como biosensor presentada usando el sistema antígeno/anticuerpo BSA/aBSA, se calculó un valor de sensibilidad de $(28,6 \pm 0,4) \text{ pm} \cdot \text{mL}/\mu\text{g}$ con un límite de detección de $(385 \pm 5) \text{ ng/mL}$. Al considerar una respuesta lineal en la medición se tiene una subestimación de la sensibilidad, lo cual puede mejorarse mediante la determinación de la respuesta del dispositivo ante un muestreo de soluciones con menores concentraciones que divida al rango de interés en un mayor número de medidas.

En el siguiente trabajo detallado, se valoró la posibilidad de emplear los modos guiados en el interior de la fibra para caracterizar el medio circundante. Dado que en una fibra de telecomunicaciones estándar el modo se encuentra altamente confinado en su interior, se optó por usar una fibra multimodo, sobre la cual se genera una perturbación que quiebre la ortogonalidad de los modos guiados para que interactúen entre sí. Lo cual fue obtenido mediante un estrechamiento en la sección de la fibra óptica por fusión y estiramiento (*taper*), que produce interferencias e intercambio de energía entre los modos evidenciado por un patrón de *speckle* a la salida. Tomando como referencia al patrón obtenido con el *taper* en agua pura, se calculó el coeficiente de correlación de los patrones de *speckle* capturados a distintas concentraciones de sacarosa. En vistas de aumentar la sensibilidad del dispositivo se probaron dos caminos. En uno de ellos se empleó procesamiento digital de imágenes a los patrones capturados, obteniendo los mejores resultados con un filtro pasa bajos por disminuir las interferencias de alta frecuencia de los elementos ópticos del *setup*. Mientras que en el otro se calcularon diversos coeficientes de correlación reportados en la bibliografía, concluyendo que no se obtuvieron mejoras significativas. Si bien es cierto que durante las pruebas experimentales el *setup* fue mejorado en sucesivas etapas, a causa de la inherente sensibilidad de los patrones de *speckle* a pequeñas perturbaciones externas resulta evidente que siempre existen potenciales mejoras. Las cuales puedan ser implementadas con vistas a que la actividad de *speckle* tienda a estar principalmente vinculada con el parámetro que se quiere medir.

En el último trabajo, se buscó implementar tecnologías de micro-resonadores ópticos bajo la motivación de trabajos reportados con altos niveles de sensibilidad. Dado que los MR requieren de equipamiento sofisticado, se tuvo en consideración realizarlos con herramientas estándar de los laboratorios de fibras ópticas. Así, usando una empalmadora por fusión se desarrolló un sencillo procedimiento que demuestra la posibilidad de fabricar micro-resonadores huecos de dos

geometrias diferentes: burbuja y botella. Obteniendo, por ejemplo, para una burbuja a una longitud de onda de $1534,1165 \text{ nm}$ un factor de calidad de $Q = 1,573 \cdot 10^6$, comparable a los presentados en la bibliografía. Como perspectivas de trabajo futura, se plantea el uso de los mismos como refractómetros mediante el llenado con un líquido a determinar. Como paso natural posterior, la prueba de concepto como biosensor en base a una adecuada funcionalización de la superficie interna del micro-resonador.

PUBLICACIONES DE LA AUTORA

- **ARTÍCULOS**

Londero C., Delgado-Pinar M., Cuadrado-Laborde C., V. Andrés M. (2023) **Resonant couplings in U shaped fibers for biosensing**. *Journal of Lightwave Technology*, **41**(13), 4230-4237. doi: 10.1109/JLT.2023.3261706.

Londero, C.M., Riquelme, B.D. (2021). **Simultaneous Determination of Human Erythrocyte Deformability and Adhesion Energy: A Novel Approach Using a Microfluidic Chamber and the “Glass Effect”**. *Cell Biochemistry and Biophysics*, **79**(1), 49-55. doi: 10.1007/s12013-020-00956-9

Mancilla Canales, M., Londero C.M., Riquelme B.D., Korol A. (2018). **Identificación de equinocitos por análisis digital de imágenes microscópicas: optimización mediante transformada wavelet**. *Acta Microscopica*, **27**(2), 69-75. ISBN 978-194358049-1

- **ARTÍCULOS EN CONFERENCIAS (CONFERENCE PAPERS)**

– Londero C., Delgado Pinar M., Cuadrado Laborde C., Andrés M. **Single-mode Fiber-loop refractometer based on resonant modal couplings**. *XII OPTOEL 2021: Reunión Española de Optoelectrónica*. España 30/06, 1 y 2/07/2021. ISBN 978-84-18471-75-9.

– Riquelme, B.D., Londero, C.M. (2018). **New optical approach to simultaneous determination of deformability and adhesion energy of human erythrocytes**. *Paper presented at the Latin America Optics and Photonics Conference, OSA Technical Digest* (Optical Society of America, 2018). doi: 10.1364/LAOP.2018.Th4A.39.

– Riquelme, B.D., Londero, C.M., Mancilla Canales, M., Korol, A. (2018). **Innovative methodology in digital image analysis to erythrocyte morphology identification.** *Paper presented at the Latin America Optics and Photonics Conference, OSA Technical Digest* (Optical Society of America, 2018). doi: 10.1364/LAOP.2018.Tu4A.5.

• **ACTAS DE CONFERENCIAS (CONFERENCE PROCEEDINGS)**

– Londero C., Delgado Pinar M., Cuadrado Laborde C., Andrés M. (2021) **U-shaped optical fiber refractometer based on resonant modal couplings.** *Libro de resúmenes de la XIII Reunión Nacional de Óptica*, ISBN-13 978-84-09-37622-3. España.

– Londero C., Delgado Pinar M., Cuadrado Laborde C., Andrés M. (2021) **Development of a fiber-loop refractometer based on resonant modal couplings for bio-sensing applications.** *Book of abstracts XIV International Workshop on Sensors and Molecular Recognition*, Valencia, ES.

– Londero C., Delgado Pinar M., Cuadrado Laborde C., Andrés M. (2021) **Resonant Modal Couplings for development of Fiber-Loop Refractometers.** *Resúmenes de las VI Jornadas Jóvenes ICMUV*. Valencia, ES.

– Londero C., Delgado Pinar M., Cuadrado Laborde C., Andrés M. (2019) **Efecto de la concentración de sacarosa sobre patrones de speckle en tapers de fibras ópticas multimodo.** *Resúmenes del XXI Congreso y XXXIX Reunión Anual de la Sociedad de Biología de Rosario 2021*, ISSN 2314-1484. Rosario, ARG.

– Londero C., Delgado Pinar M., Cuadrado Laborde C., Andrés M. (2019) **Análisis de efectos externos en patrones de speckle en tapers de fibras ópticas multimodo. Estudio preliminar para un biosensor.** *Libro de Resúmenes 104^º Reunión Nacional de Física*, Santa Fe, ARG.

– Londero C., Delgado Pinar M., Cuadrado Laborde C., Andrés M. (2019) **Técnica de fabricación de micro-resonadores ópticos en capilares y tubos de silicio para biosensores basados en WGM.** *Libro de Resúmenes 104^o Reunión Nacional de Física*, Santa Fe, ARG.

– Londero C., Toderi M., Galizzi G., Cuadrado Laborde C., Riquelme B. (2017) **Implementación de la técnica de Biospeckle en una micro-cámara de fujo controlado para el análisis del fujo sanguíneo.** *Libro de Resúmenes 102^o Reunión Nacional de Física*, La Plata, ARG.

- **EXPOSICIONES ORALES**

– 2021: **RNO 2021: XIII Reunión Nacional de Óptica**, 22 al 24 de Noviembre. Congreso Online, España.

– 2019: **VI Jornadas de Física Aplicada a las Ciencias Biomédicas. Rodolfo J. Rasia**, 28 y 29 de Noviembre. Rosario – Argentina.

Apéndice A. ACRÓNIMOS

- LISTA DE ACRÓNIMOS EMPLEADOS (POR SUS SIGLAS EN INGLÉS)

aBSA: anticuerpo de albúmina sérica bovina (*antibody-bovine serum albumin*).

BSA: albúmina sérica bovina (*bovine serum albumin*).

CCD: dispositivo de carga acoplada (*charge-coupled device*)

FSR: rango espectral libre (*free spectral range*).

FWHD: ancho total a la mitad de la profundidad (*full width at half depth*).

IML: líquido de ajuste de índice de refracción (*index matching liquid*).

LASCA: análisis de contraste del patrón de *speckle* (*laser speckle contrast analysis*)

MFD: diámetro del modo fundamental guiado en una fibra óptica, también llamado ancho modal (*mode field diameter*)

MMF: fibra óptica multimodo (*multi-mode fiber*).

MR: micro-resonador óptico (*micro resonator*).

MS: mezclador de modos en fibras ópticas (*mode scrambler*).

NA: apertura numérica de una fibra óptica (*numerical aperture*)

NGPC: producto interno de los gradientes de intensidad normalizada (*normalized gradient intensity inner product coefficient*).

NIPC: producto interno de intensidad normalizado (*normalized intensity inner product coefficient*).

NRPC: producto interno de los gradientes (por Roberts) de intensidad normalizada *normalized gradient intensity inner product coefficient by Roberts*).

RI: índice de refracción (*refractive index*).

RIU: unidad de índice de refracción (*refractive index unit*).

ROI: región de Interés (*region of interest*).

SOI: sílice sobre sustrato aislante (*silicon-on-insulator*).

SMF: fibra monomodo de telecomunicaciones estándar (*single-mode fiber*).

ST/PC: terminal conector de fibra óptica de corte plano (*Straight Tip / Physical Contact*).

TEM: modos transversales electromagnéticos (*transverse electromagnetic modes*).

TE: modos transversales eléctricos (*transverse electric modes*).

TM: modos transversales magnéticos (*transverse magnetic modes*).

WDM: multiplexores por longitud de onda (*wavelength division multiplexer*).

WGM: modos electromagnéticos de galería (*whispering gallery modes*).

Apéndice B. GUÍAS DE ONDAS

Las ecuaciones de Maxwell sin fuentes que describen las ecuaciones de onda de los campos eléctrico E y magnético H son:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \varepsilon(x, y) \cdot \mu(x, y) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= 0, \\ \vec{\nabla}^2 \vec{H} - \varepsilon(x, y) \cdot \mu(x, y) \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} &= 0.\end{aligned}\tag{B.1}$$

Teniendo en cuenta una variación temporal armónica de los campos ($\sim e^{-i\omega t}$), estas resultan:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla}^2 \vec{E} + k^2 \cdot \vec{E} &= 0, \\ \vec{\nabla}^2 \vec{H} + k^2 \cdot \vec{H} &= 0,\end{aligned}\tag{B.2}$$

donde:

$$k^2 = \omega^2 \cdot \varepsilon(x, y) \cdot \mu(x, y).\tag{B.3}$$

siendo ω es la frecuencia angular del campo propagante, ε la permitividad eléctrica y μ la permeabilidad magnética.

Vale la pena aclarar que el sistema de ecuaciones presentado en (B.1) está formado por seis ecuaciones escalares, es decir, una para cada componente de los campos, que pueden resolverse mediante una adecuada separación de variables.

En el estudio de las fibras ópticas de salto de índice como guías de ondas se consideran dos cilindros dieléctricos concéntricos que conforman al núcleo de índice de refracción mayor al índice de la cubierta que lo rodea ($n_1 > n_2$) como se presenta en la Fig. B.1. Por lo cual puede realizarse una separación de la variable longitudinal z , debido a la simetría de traslación propia de la naturaleza cilíndrica del sistema bajo estudio resultando en los campos presentados en las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned}\vec{E}(x, y, z, t) &= \vec{e}(x, y) \cdot f(z) \cdot e^{-i\omega t}, \\ \vec{H}(x, y, z, t) &= \vec{h}(x, y) \cdot g(z) \cdot e^{-i\omega t},\end{aligned}\tag{B.4}$$

y teniendo en cuenta que el operador puede escribirse como:

$$\bar{\nabla}^2 = \bar{\nabla}_t^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (\text{B.5})$$

las Ecs. (B.2) se transforman en:

$$\begin{aligned} \frac{1}{e(x,y)} \bar{\nabla}_t^2 e(x,y) + \frac{1}{f(z)} \frac{\partial^2 f(z)}{\partial z^2} + k^2 &= 0, \\ \frac{1}{h(x,y)} \bar{\nabla}_t^2 h(x,y) + \frac{1}{g(z)} \frac{\partial^2 g(z)}{\partial z^2} + k^2 &= 0, \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

introduciendo la constante β para el desacoplo de las ecuaciones:

$$\begin{aligned} \frac{1}{f(z)} \frac{\partial^2 f(z)}{\partial z^2} &= -\beta^2 \\ \frac{1}{g(z)} \frac{\partial^2 g(z)}{\partial z^2} &= -\beta^2 \end{aligned} \Rightarrow f(z) = g(z) = e^{\pm i\beta z}. \quad (\text{B.7})$$

donde el signo de la exponencial indica el sentido de propagación de la onda sobre el eje z . De modo que los campos resultantes tomarán la forma:

$$\begin{aligned} \vec{E}(x,y,z,t) &= \vec{e}(x,y) \cdot e^{\pm i\beta z} \cdot e^{-i\omega t}, \\ \vec{H}(x,y,z,t) &= \vec{h}(x,y) \cdot e^{\pm i\beta z} \cdot e^{-i\omega t}. \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

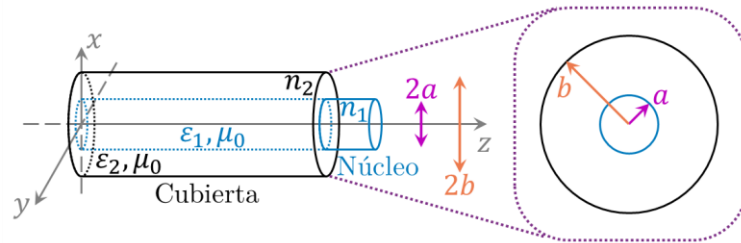


Fig. B.1. Esquema del perfil de índice de refracción de una fibra óptica de salto de índice.

Se tiene entonces que la dependencia funcional de los campos con las variables x e y se establece a través de las siguientes ecuaciones diferenciales de autovalores y autovectores en β , \vec{e} y \vec{h} :

$$\begin{aligned} (\bar{\nabla}_t^2 + k^2) \cdot \vec{e}(x,y) &= \beta^2 \cdot \vec{e}(x,y), \\ (\bar{\nabla}_t^2 + k^2) \cdot \vec{h}(x,y) &= \beta^2 \cdot \vec{h}(x,y). \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

donde la constante β que se presentó para la separación es el factor de propagación.

El conjunto de soluciones de las ecuaciones (B.9) son discretas y representan los modos de la guía que constituyen una base del espacio vectorial de las ondas que se propagan por la misma. De modo que cualquier onda que es guiada se puede expresar como combinación lineal de los modos solución.

A partir de lo desarrollado, como los modos forman una base, conllevan una relación de ortogonalidad definida por la siguiente ecuación:

$$\int_{A_\infty} (\vec{e}_n \times \vec{h}_m^*) d\vec{S} = \delta_{nm} N_n, \quad (\text{B.10})$$

donde N_n es la norma del modo y se define como:

$$N_n = \int_{A_\infty} (\vec{e}_n \times \vec{h}_n^*) d\vec{S}. \quad (\text{B.11})$$

Es a partir de esta definición que se puede establecer que no hay acoplo de energía entre modos.

Por otro lado la potencia transportada por un modo:

$$P = \frac{1}{2} \Re \left[\int_{A_\infty} (\vec{E} \times \vec{H}^*) d\vec{S} \right] = \frac{1}{2} \Re \left[\int_{A_\infty} (\vec{e}_n \times \vec{h}_n^*) d\vec{S} \right] = \frac{1}{2} N_n. \quad (\text{B.12})$$

Mientras que la potencia transportada por la onda se puede calcular considerando los campos como la combinación lineal de los modos previamente establecida:

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z, t) &= \sum_n a_n \cdot \vec{e}_n(x, y) \cdot e^{\pm i\beta z} \cdot e^{-i\omega t}, \\ \vec{H}(x, y, z, t) &= \sum_m a_m \cdot \vec{h}_m(x, y) \cdot e^{\pm i\beta z} \cdot e^{-i\omega t}, \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

a través de:

$$P = \frac{1}{2} \Re \left[\int_{A_\infty} (\vec{E} \times \vec{H}^*) d\vec{S} \right] = \frac{1}{2} \Re \left(\sum_n \sum_m a_n a_m^* \cdot \delta_{nm} N_n \right) = \frac{1}{2} \Re \left(\sum_n |a_n|^2 N_n \right) = \sum_n P_n, \quad (\text{B.14})$$

es decir, es igual a la suma de la potencia transportada por cada modo.

B.1. MODOS GUIADOS

Si se consideran los campos presentados en la Ec. (B.8), con una onda que se propaga en sentido positivo eje z y se separan los campos \vec{e} y \vec{h} en sus componentes, es decir:

$$\begin{aligned}\vec{E}(x, y, z, t) &= [e_x(x, y) \vec{i} + e_y(x, y) \vec{j} + e_z(x, y) \vec{k}] \cdot e^{i(\beta z - \omega t)}, \\ \vec{H}(x, y, z, t) &= [h_x(x, y) \vec{i} + h_y(x, y) \vec{j} + h_z(x, y) \vec{k}] \cdot e^{i(\beta z - \omega t)}.\end{aligned}\quad (\text{B.15})$$

Del rotor del campo eléctrico se tiene:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\mu_0(x, y) \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \Rightarrow \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} e_z - i\beta \cdot e_y &= i\omega\mu_0 \cdot h_x, \\ i\beta \cdot e_x - \frac{\partial}{\partial x} e_z &= i\omega\mu_0 \cdot h_y, \\ \frac{\partial}{\partial x} e_y - \frac{\partial}{\partial y} e_x &= i\omega\mu_0 \cdot h_z. \end{aligned}\end{aligned}\quad (\text{B.16})$$

Mientras que del rotor del campo magnético:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{H} &= \varepsilon(x, y) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Rightarrow \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} h_z - i\beta \cdot h_y &= -i\omega\varepsilon \cdot e_x, \\ i\beta \cdot h_x - \frac{\partial}{\partial x} h_z &= -i\omega\varepsilon \cdot e_y, \\ \frac{\partial}{\partial x} h_y - \frac{\partial}{\partial y} h_x &= -i\omega\varepsilon \cdot e_z. \end{aligned}\end{aligned}\quad (\text{B.17})$$

Lo cual permite expresar cuatro de las componentes en función de las otras dos. Para lo cual suelen considerarse e_z y h_z como independientes para llegar a expresar a las componentes transversales como:

$$\begin{aligned}e_x &= \frac{-i}{\beta^2 - k^2} \left(\beta \cdot \frac{\partial}{\partial x} e_z + \omega\mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial y} h_z \right), \\ e_y &= \frac{i}{\beta^2 - k^2} \left(\omega\mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial x} h_z - \beta \cdot \frac{\partial}{\partial y} e_z \right), \\ h_x &= \frac{i}{\beta^2 - k^2} \left(\omega\varepsilon \cdot \frac{\partial}{\partial y} e_z - \beta \cdot \frac{\partial}{\partial x} h_z \right), \\ h_y &= \frac{-i}{\beta^2 - k^2} \left(\beta \cdot \frac{\partial}{\partial y} h_z + \omega\varepsilon \cdot \frac{\partial}{\partial x} e_z \right),\end{aligned}\quad (\text{B.18})$$

donde k es el número de onda definido en (B.3).

Es importante tener en cuenta que aunque las ecuaciones mencionadas anteriormente se obtuvieron utilizando coordenadas cartesianas, el resultado dado por ellas es general y se puede escribir utilizando otros sistemas de referencia; *e.g.*, cilíndrico. Si

se desea encontrar una descripción mas detallada de lo desarrollado en el presente apéndice pueden consultarse las Refs. [10,11].

B.1.a. Modos TEM

Se denominan modos transversales electromagnéticos TEM (por sus siglas en inglés, *transverse electromagnetic modes*) a aquellos donde ambas componentes longitudinales de los campos eléctrico y magnético son nulas, es decir $e_z = h_z = 0$. En este caso entonces se tienen soluciones distintas a la nula sólo si:

$$\beta = k = \omega\sqrt{\epsilon\mu} \Rightarrow \beta = 2\pi \frac{n}{\lambda}, \quad (\text{B.19})$$

donde n es el índice de refracción del medio por donde se propagan los campos. De modo que la velocidad de fase del modo resulta:

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{n}, \quad (\text{B.20})$$

lo que indica que si el medio es aire la velocidad de fase es c .

Tomando $e_z = h_z = 0$ en las Ecs. (B.18) se tienen:

$$\begin{aligned} e_x &= \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot h_y, \\ e_y &= -\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot h_x. \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

Resultando en la impedancia Z del modo:

$$Z = \frac{|\vec{E}|}{|\vec{H}|} = \frac{\sqrt{e_x^2 + e_y^2}}{\sqrt{h_x^2 + h_y^2}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}, \quad (\text{B.22})$$

igual a la impedancia característica del medio.

B.1.b. Modos TM

En el caso donde sólo la componente longitudinal del campo magnético es nula, $h_z = 0$, se los denominan modos transversales magnéticos TM (por sus siglas en inglés, *transverse magnetic modes*). A partir de las Ecs. (B.18) se tienen:

$$\begin{aligned} e_x &= \frac{-i\beta}{\beta^2 - k^2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} e_z, \\ e_y &= \frac{-i\beta}{\beta^2 - k^2} \cdot \frac{\partial}{\partial y} e_z, \\ h_x &= \frac{i\omega\varepsilon}{\beta^2 - k^2} \cdot \frac{\partial}{\partial y} e_z, \\ h_y &= \frac{-i\omega\varepsilon}{\beta^2 - k^2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} e_z. \end{aligned} \tag{B.23}$$

Resultando en la impedancia Z del modo:

$$Z = \frac{|\vec{E}_\perp|}{|\vec{H}_\perp|} = \frac{\sqrt{e_x^2 + e_y^2}}{\sqrt{h_x^2 + h_y^2}} = \frac{\beta}{\omega\varepsilon}, \tag{B.24}$$

B.1.c. Modos TE

Análogamente, en el caso donde sólo la componente longitudinal del campo eléctrico es nula, $e_z = 0$, se los denominan modos transversales eléctricos TE (por sus siglas en inglés, *transverse electric modes*). Las Ecs. (B.18) se transforman en:

$$\begin{aligned} e_x &= \frac{-i\omega\mu}{\beta^2 - k^2} \cdot \frac{\partial}{\partial y} h_z, \\ e_y &= \frac{i\omega\mu}{\beta^2 - k^2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} h_z, \\ h_x &= \frac{-i\beta}{\beta^2 - k^2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} h_z, \\ h_y &= \frac{-i\beta}{\beta^2 - k^2} \cdot \frac{\partial}{\partial y} h_z, \end{aligned} \tag{B.25}$$

Siendo entonces la impedancia Z del modo:

$$Z = \frac{|\vec{E}_\perp|}{|\vec{H}_\perp|} = \frac{\sqrt{e_x^2 + e_y^2}}{\sqrt{h_x^2 + h_y^2}} = \frac{\omega\mu}{\beta}, \tag{B.26}$$

B.1.d. Modos Híbridos (HE y EH)

La situación más genérica resulta cuando ambas componentes longitudinales no son nulas. Los modos en este caso se denominan híbridos y suelen clasificarse en función del predominio de la componente longitudinal del campo eléctrico e_z o del campo magnético h_z . En el primer caso resultan ser EH mientras que en el segundo HE, cuya nomenclatura obedece al orden dominante de los campos. Es necesario destacar que no es posible establecer una impedancia característica de los modos en este contexto. Resulta que el modo fundamental de una fibra óptica pertenece a este caso, generalmente se lo denomina con HE_{11} y en la subsección siguiente se desarrollará en detalle.

B.2. MODOS DE LAS FIBRAS ÓPTICAS

Para obtener el espectro de modos de una fibra de salto de índice esquematizada en la Fig. B.1 resulta más sencillo expresar las ecuaciones de los campos presentada en (B.15) empleando un sistema de referencia cilíndrico, resultando de este modo en:

$$\begin{aligned}\vec{E}(x, y, z, t) &= \vec{e}(r, \phi) \cdot e^{i(\beta z - \omega t)} = [\vec{e}_t(r, \phi) + \vec{e}_z(r, \phi)] \cdot e^{i(\beta z - \omega t)}, \\ \vec{H}(x, y, z, t) &= \vec{h}(r, \phi) \cdot e^{i(\beta z - \omega t)} = [\vec{h}_t(r, \phi) + \vec{h}_z(r, \phi)] \cdot e^{i(\beta z - \omega t)}.\end{aligned}\quad (\text{B.27})$$

De modo que los campos deben satisfacer las Ecs. (B.18) que se expresan como:

$$\begin{aligned}e_r &= \frac{-i}{\beta^2 - k^2} \left(\beta \cdot \frac{\partial}{\partial r} e_z + \frac{\omega \mu_0}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi} h_z \right), \\ e_\phi &= \frac{i}{\beta^2 - k^2} \left(\omega \mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial r} h_z - \frac{\beta}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi} e_z \right), \\ h_r &= \frac{i}{\beta^2 - k^2} \left(\frac{\omega \varepsilon}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi} e_z - \beta \cdot \frac{\partial}{\partial r} h_z \right), \\ h_\phi &= \frac{-i}{\beta^2 - k^2} \left(\frac{\beta}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi} h_z + \omega \varepsilon \cdot \frac{\partial}{\partial r} e_z \right),\end{aligned}\quad (\text{B.28})$$

donde los campos e_z y h_z deben satisfacer:

$$\begin{aligned}(\bar{\nabla}_t^2 + k^2) \cdot e_z(r, \phi) &= \beta^2 \cdot e_z(r, \phi), \\ (\bar{\nabla}_t^2 + k^2) \cdot h_z(r, \phi) &= \beta^2 \cdot h_z(r, \phi).\end{aligned}\quad (\text{B.29})$$

Teniendo en cuenta que el operador en el sistema de referencia cilíndrico es:

$$\bar{\nabla}_t^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}. \quad (\text{B.30})$$

Para resolver las Ecs. (B.29) se puede nuevamente proponer una separación de variables para los campos, por ejemplo si:

$$\begin{aligned} e_z(r, \phi) &= R_e(r) \Phi_e(\phi), \\ h_z(r, \phi) &= R_h(r) \Phi_h(\phi). \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

y teniendo en cuenta que el número de onda definido en (B.3) también se puede expresar en función de $k_0 = \omega/c$ como

$$k = \omega \cdot \sqrt{\epsilon\mu} = \frac{\omega}{c} \cdot n = k_0 \cdot n, \quad (\text{B.32})$$

donde el índice de refracción n será una función del radio r según lo presentado en la Fig. B.2.

Asimismo, si el factor de propagación β que se presentó en el desacoplo se expresa como función de un índice de refracción efectivo n_{eff} a través de:

$$\beta = k_0 \cdot n_{eff}, \quad (\text{B.33})$$

las ecuaciones a resolver se derivan de (B.29):

$$\begin{aligned} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + k_0^2 \cdot (n^2 - n_{eff}^2) \right] \cdot R_e(r) \Phi_e(\phi) &= 0, \\ \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + k_0^2 \cdot (n^2 - n_{eff}^2) \right] \cdot R_h(r) \Phi_h(\phi) &= 0. \end{aligned} \quad (\text{B.34})$$

de lo que resulta:

$$\begin{aligned} R_e(r) &= R_h(r) = R(r), \\ \Phi_e(\phi) &= \Phi_h(\phi) = \Phi(\phi). \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

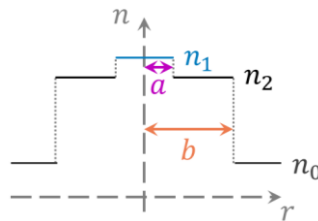


Fig. B.2. Perfil de índice de refracción de una fibra de salto de índice.

Por lo tanto, presentando una nueva constante de desacoplo m se obtienen dos ecuaciones:

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dr^2}R(r) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr}R(r) + \left[k_0^2 \cdot (n^2 - n_{eff}^2) - \frac{m^2}{r^2} \right] \cdot R(r) = 0, \\ \frac{d^2}{d\phi^2}\Phi(\phi) + m^2 \cdot \Phi(\phi) = 0. \end{aligned} \quad (\text{B.36})$$

La segunda ecuación diferencial es ordinaria de segundo orden, como las raíces de la ecuación característica resultan imaginarias puras conjugadas $\pm im$, las soluciones pueden escribirse de acuerdo a la fórmula de Euler mediante la siguiente combinación lineal:

$$\Phi(\phi) = A \cos(m\phi) + B \sen(m\phi), \quad (\text{B.37})$$

con A y B escalares constantes. La función Φ resultante es periódica y los valores posibles de m son enteros. Dada la simetría cilíndrica de la fibra óptica y que físicamente los campos tienen que ser univaluados en un punto, se tienen dos posibilidades diferenciadas para la función angular, $\cos(m\phi)$ o bien $\sen(m\phi)$.

En cuanto a la primera ecuación diferencial de (B.36) al multiplicarla por el factor r^2 es la denominada Ecuación de Bessel de orden m y por ende, tiene como solución las funciones de Bessel de orden m mostradas en la Fig. B.3, de acuerdo a:

$$\begin{aligned} n > n_{eff} \Rightarrow R(r) = A J_m(h \cdot r) + B Y_m(h \cdot r), \\ n < n_{eff} \Rightarrow R(r) = A K_m(q \cdot r) + B I_m(q \cdot r), \end{aligned} \quad (\text{B.38})$$

donde:

$$\begin{aligned} h &= k_0 \cdot \sqrt{n^2 - n_{eff}^2}, \\ q &= k_0 \cdot \sqrt{n_{eff}^2 - n^2}, \end{aligned} \quad (\text{B.39})$$

se las suele denominar constantes de propagación transversal, y A , B son escalares constantes.

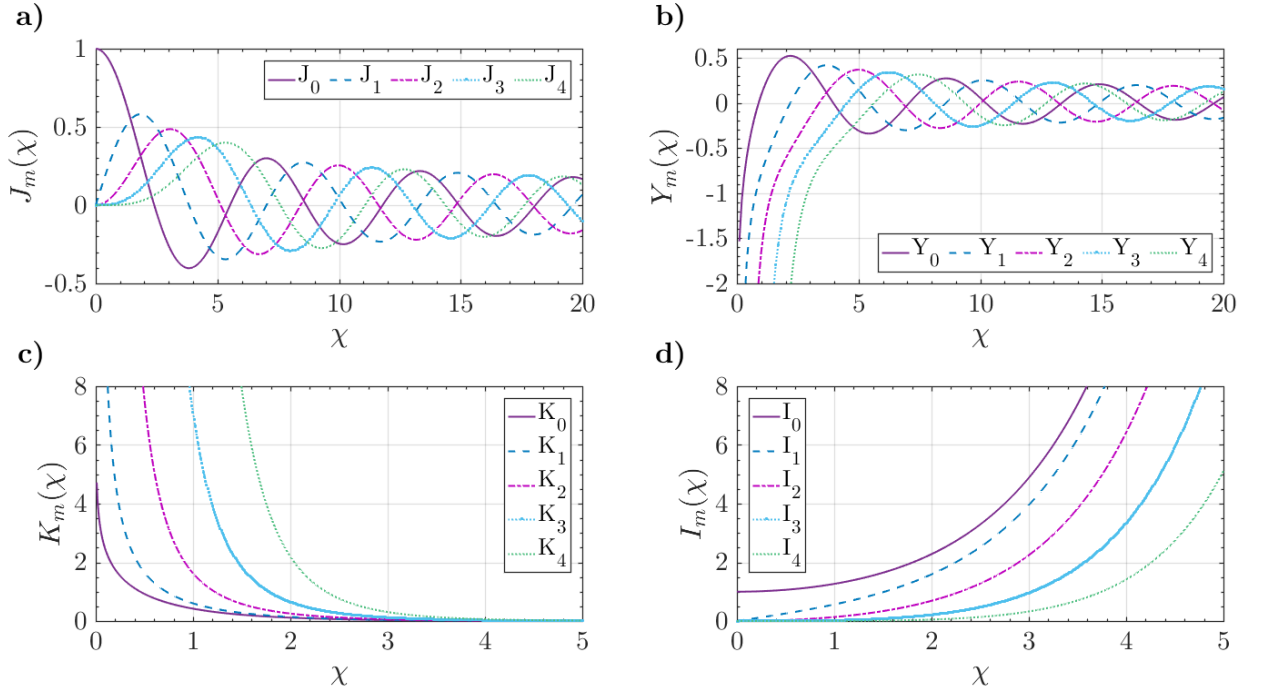


Fig. B.3. Funciones de Bessel de orden 0 a 4 de argumento χ : a) de primera especie J_m , b) de segunda especie Y_m , c) modificadas de primera especie K_m , y d) modificadas de segunda especie I_m .

Considerando ahora que los distintos materiales que conforman la fibra poseen distinto índice de refracción (ver Fig. B.2), se estudia el comportamiento de las funciones $R(r)$ en el interior del núcleo, es decir si $r \in (0, a)$, y luego en la cubierta, cuando $r \in (a, b)$. En el primer caso, $r \in (0, a)$, resulta que $n > n_{eff}$ de modo que la dependencia funcional de la solución está dada por las funciones de Bessel J_m e Y_m . Debido a que no hay cargas ni corrientes en el eje de la fibra, los campos en la región correspondiente al núcleo deben permanecer finitos en $r = 0$. De las gráficas en la Fig. B.3.b, se evidencia que para todos los órdenes m las funciones Y_m presentan un comportamiento divergente cuando $r \rightarrow 0$, por lo tanto los campos de la Ec. (B.31) tendrán dependencia solo de J_m , es decir:

$$\begin{aligned} e_z(r, \phi) &= A J_m(h \cdot r) \cos(m\phi) \\ h_z(r, \phi) &= B J_m(h \cdot r) \sin(m\phi) \end{aligned} \quad \text{o bien} \quad \begin{aligned} e_z(r, \phi) &= A J_m(h \cdot r) \sin(m\phi) \\ h_z(r, \phi) &= B J_m(h \cdot r) \cos(m\phi) \end{aligned} \quad r < a, \quad (\text{B.40})$$

con A y B constantes.

Mientras que en el segundo caso, $r \in (a, b)$, ocurre que $n < n_{eff}$ entonces la dependencia funcional de la solución está dada por las funciones de Bessel modificadas K_m e I_m . Para que la

propagación esté confinada en el núcleo, los campos deben decrecer rápidamente o ser evanescentes en la cubierta, de acuerdo con la reflexión total interna (mecanismo que genera la propagación guiada). A partir de las gráficas en la Fig. B.3.c, se nota que las funciones I_m presentan un comportamiento divergente a medida que aumenta r para todos los órdenes m , de modo que los campos de la Ec. (B.31) serán basados en K_m , de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} e_z(r, \phi) &= C K_m(q \cdot r) \cos(m\phi) \\ h_z(r, \phi) &= D K_m(q \cdot r) \sin(m\phi) \end{aligned} \quad \text{o bien} \quad \begin{aligned} e_z(r, \phi) &= C K_m(q \cdot r) \sin(m\phi) \\ h_z(r, \phi) &= D K_m(q \cdot r) \cos(m\phi) \end{aligned} \quad r > a, \quad (\text{B.41})$$

con C y D constantes.

En particular las funciones (B.40) y (B.41) requieren que tanto h como q tomen valores reales para que los modos sean guiados, de modo que se restringen los posibles valores de β por:

$$k_0 \cdot n_2 < \beta < k_0 \cdot n_1, \quad (\text{B.42})$$

Si se considera la primera opción dada por las Ecs. (B.40) para los campos en el núcleo, y si se tiene en cuenta que h de la Ec. (B.39) se transforma en:

$$h_1 = k_0 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_{eff}^2} \Rightarrow h_1^2 = k^2 - \beta^2, \quad (\text{B.43})$$

entonces las componentes de los campos eléctrico y magnético resultan:

$$\begin{aligned} e_r(r, \phi) &= \frac{i}{h_1^2} \left[\beta h_1 \cdot A J'_m(h_1 \cdot r) + \frac{\omega \mu_0 m}{r} \cdot B J_m(h_1 \cdot r) \right] \cdot \cos(m\phi) \\ e_\phi(r, \phi) &= \frac{-i}{h_1^2} \left[\omega \mu_0 h_1 \cdot B J'_m(h_1 \cdot r) + \frac{\beta m}{r} \cdot A J_m(h_1 \cdot r) \right] \cdot \sin(m\phi) \\ e_z(r, \phi) &= A J_m(h_1 \cdot r) \cos(m\phi) \\ h_r(r, \phi) &= \frac{i}{h_1^2} \left[\frac{\omega \varepsilon_1 m}{r} \cdot A J_m(h_1 \cdot r) + \beta h_1 \cdot B J'_m(h_1 \cdot r) \right] \cdot \sin(m\phi) \\ h_\phi(r, \phi) &= \frac{i}{h_1^2} \left[\frac{\beta m}{r} \cdot B J_m(h_1 \cdot r) + \omega \varepsilon_1 h_1 \cdot A J'_m(h_1 \cdot r) \right] \cdot \cos(m\phi) \\ h_z(r, \phi) &= B J_m(h_1 \cdot r) \sin(m\phi) \end{aligned} \quad r < a, \quad (\text{B.44})$$

Mientras que los campos en la cubierta seguirán la primera dependencia de (B.41) y se tiene que la constante q de la Ec. (B.39) se transforma en:

$$q_2 = k_0 \cdot \sqrt{n_{eff}^2 - n_2^2} \Rightarrow q_2^2 = \beta^2 - k^2, \quad (\text{B.45})$$

siendo así las componentes de los campos:

$$\begin{aligned}
e_r(r, \phi) &= \frac{-i}{q_2^2} \left[\beta q_2 \cdot C K'_m(q_2 \cdot r) + \frac{\omega \mu_0 m}{r} \cdot D K_m(q_2 \cdot r) \right] \cdot \cos(m\phi) \\
e_\phi(r, \phi) &= \frac{i}{q_2^2} \left[\omega \mu_0 q_2 \cdot D K'_m(q_2 \cdot r) + \frac{\beta m}{r} \cdot C K_m(q_2 \cdot r) \right] \cdot \text{sen}(m\phi) \\
e_z(r, \phi) &= C K_m(q_2 \cdot r) \cos(m\phi) \\
h_r(r, \phi) &= \frac{-i}{q_2^2} \left[\frac{\omega \varepsilon_2 m}{r} \cdot C K_m(q_2 \cdot r) + \beta q_2 \cdot D K'_m(q_2 \cdot r) \right] \cdot \text{sen}(m\phi) \\
h_\phi(r, \phi) &= \frac{-i}{q_2^2} \left[\frac{\beta m}{r} \cdot D K_m(q_2 \cdot r) + \omega \varepsilon_2 q_2 \cdot C K'_m(q_2 \cdot r) \right] \cdot \cos(m\phi) \\
h_z(r, \phi) &= D K_m(q_2 \cdot r) \text{sen}(m\phi)
\end{aligned} \tag{B.46}$$

En ausencia de cargas y corrientes, las condiciones de contorno en $r = a$ del campo electromagnético se convierten en condiciones de continuidad para los campos tangenciales e_ϕ , e_z , h_ϕ y h_z , es decir:

$$\begin{aligned}
-\frac{\omega \mu_0}{h_1} \cdot B J'_m(h_1 \cdot a) - \frac{\beta m}{h_1^2 a} \cdot A J_m(h_1 \cdot a) &= \frac{\omega \mu_0}{q_2} \cdot D K'_m(q_2 \cdot a) + \frac{\beta m}{q_2^2 a} \cdot C K_m(q_2 \cdot a) \\
A J_m(h_1 \cdot a) &= C K_m(q_2 \cdot a) \\
\frac{\beta m}{h_1^2 a} \cdot B J_m(h_1 \cdot a) + \frac{\omega \varepsilon_1}{h_1} \cdot A J'_m(h_1 \cdot a) &= -\frac{\beta m}{q_2^2 a} \cdot D K_m(q_2 \cdot a) - \frac{\omega \varepsilon_2}{q_2} \cdot C K'_m(q_2 \cdot a) \\
B J_m(h_1 \cdot a) &= D K_m(q_2 \cdot a)
\end{aligned} \tag{B.47}$$

Para encontrar los valores de las constantes A , B , C y D se debe resolver la siguiente ecuación matricial homogénea:

$$\begin{pmatrix}
\frac{\beta m}{h_1^2 a} \cdot J_m(h_1 \cdot a) & \frac{\omega \mu_0}{h_1} \cdot J'_m(h_1 \cdot a) & \frac{\beta m}{q_2^2 a} \cdot K_m(q_2 \cdot a) & \frac{\omega \mu_0}{q_2} \cdot K'_m(q_2 \cdot a) \\
J_m(h_1 \cdot a) & 0 & -K_m(q_2 \cdot a) & 0 \\
\frac{\omega \varepsilon_1}{h_1} \cdot J'_m(h_1 \cdot a) & \frac{\beta m}{h_1^2 a} \cdot J_m(h_1 \cdot a) & \frac{\omega \varepsilon_2}{q_2} \cdot K'_m(q_2 \cdot a) & \frac{\beta m}{q_2^2 a} \cdot K_m(q_2 \cdot a) \\
0 & J_m(h_1 \cdot a) & 0 & -K_m(q_2 \cdot a)
\end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = \vec{0} \tag{B.48}$$

De la cual se obtiene la ecuación característica mediante el cálculo del discriminante de la matriz de coeficientes igualado a cero, es decir:

$$\left[\frac{n_1^2 J'_m(h_1 a)}{h_1 a J_m(h_1 a)} + \frac{n_2^2 K'_m(q_2 a)}{q_2 a K_m(q_2 a)} \right] \left[\frac{1 J'_m(h_1 a)}{h_1 a J_m(h_1 a)} + \frac{1 K'_m(q_2 a)}{q_2 a K_m(q_2 a)} \right] = \left(\frac{\beta m}{k_0} \right)^2 \left[\frac{1}{(q_2 a)^2} + \frac{1}{(h_1 a)^2} \right]^2 \tag{B.49}$$

la cual es denominada ecuación de dispersión. Se obtiene el conjunto completo de modos resolviendo dicha ecuación para cada valor del coeficiente de desacoplo m obteniendo finitos β dentro de la condición (B.42), para una dada frecuencia de trabajo $k_0 = \omega/c$. Para hacer

referencia a los modos se emplea una nomenclatura especial, se agrega un segundo número entero l para tener entonces un determinado valor β_{ml} (ver Fig. B.4). Y así el primer subíndice, el número m , indica el número de planos nodales de los campos. Mientras que el segundo subíndice es el orden en que aparecen las soluciones para cada valor del primer subíndice y coincide con el número de anillos nodales de los campos.

En particular si se toma $m = 0$ en la ecuación (B.49), se tiene la ecuación característica para modos TM y TE. Siendo la de los primeros:

$$\frac{n_1^2}{h_1 \cdot a} \cdot \frac{J'_m(h_1 \cdot a)}{J_m(h_1 \cdot a)} + \frac{n_2^2}{q_2 \cdot a} \cdot \frac{K'_m(q_2 \cdot a)}{K_m(q_2 \cdot a)} = 0, \quad (\text{B.50})$$

ya que las únicas componentes de los campos que no se anulan en las Ecs. (B.46) y (B.47) son e_r , e_z y h_ϕ . Mientras que para los segundos:

$$\frac{1}{h_1 \cdot a} \cdot \frac{J'_m(h_1 \cdot a)}{J_m(h_1 \cdot a)} + \frac{1}{q_2 \cdot a} \cdot \frac{K'_m(q_2 \cdot a)}{K_m(q_2 \cdot a)} = 0, \quad (\text{B.51})$$

donde las componentes no nulas de las Ecs. (B.46) y (B.47) son h_r , h_z y e_ϕ .

Dado que el sistema (B.48) es homogéneo, cualquier solución no trivial permite expresar tres de los coeficientes A , B , C y D en función de uno de ellos. Si A se selecciona como independiente (que se puede fijar en función de otros criterios, como la potencia propagada por el modo) es posible calcular los cocientes entre los coeficientes

$$\begin{aligned} \frac{B}{A} &= -\frac{\beta m}{\omega \mu a} \left(\frac{1}{h_1^2} + \frac{1}{q_2^2} \right) \left[\frac{1}{h_1 \cdot a} \cdot \frac{J'_m(h_1 \cdot a)}{J_m(h_1 \cdot a)} + \frac{1}{q_2 \cdot a} \cdot \frac{K'_m(q_2 \cdot a)}{K_m(q_2 \cdot a)} \right]^{-1}, \\ \frac{C}{A} &= \frac{J_m(h_1 \cdot a)}{K_m(q_2 \cdot a)}, \\ \frac{D}{A} &= \frac{J_m(h_1 \cdot a)}{K_m(q_2 \cdot a)} \frac{B}{A}, \end{aligned} \quad (\text{B.52})$$

Resulta que la primera relación es de vital importancia, ya que es igual al cociente entre las componentes longitudinales de los campo magnético y eléctrico h_z/e_z e indica cuál de los campos es dominante, es decir, si los modos son HE o bien EH.

$m = 0$	TE ₀₁	TM ₀₁	TE ₀₂	TM ₀₂	...
$m = 1$	HE ₁₁	EH ₁₁	HE ₁₂	EH ₁₂	...
$m = 2$	HE ₂₁	EH ₂₁	HE ₂₂	EH ₂₂	...
\vdots					
m	HE _{m1}	EH _{m1}	HE _{m2}	EH _{m2}	...

Fig. B.4. Nomenclatura de los modos.

Por otro lado, de la condición presentada en la Ec. (B.42) se obtiene una condición de corte

$$q_2 = 0 \Rightarrow n_{eff} = n_2, \quad (\text{B.53})$$

y sucede que si q_2 es un imaginario puro los modos son de radiación. En particular, al calcular el límite de la ecuación característica dada en (B.49) cuando q_2 tiende a 0 se obtiene la frecuencia de corte de cada modo.

Asimismo sucede que los argumentos de ambos tipos de las funciones de Bessel empleados no son independientes, sino que definen el parámetro frecuencia normalizada V que a su vez es dependiente de la longitud de onda λ , a partir de:

$$V = \sqrt{(h_1 \cdot a)^2 + (q_2 \cdot a)^2} = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{(n_1)^2 - (n_2)^2}, \quad (\text{B.54})$$

es posible visualizar la cantidad de modos guiados a través de las curvas de n_{eff} en función de la frecuencia normalizada presentada en la Fig. B.5. De esta imagen es posible visualizar el valor de la frecuencia a partir del cual se tiene un único modo de propagación para las fibras de salto de índice, esta es la denominada frecuencia de corte. Y se obtiene a partir de la primera raíz de la función de Bessel J_0 :

$$V_c = 2,405. \quad (\text{B.55})$$

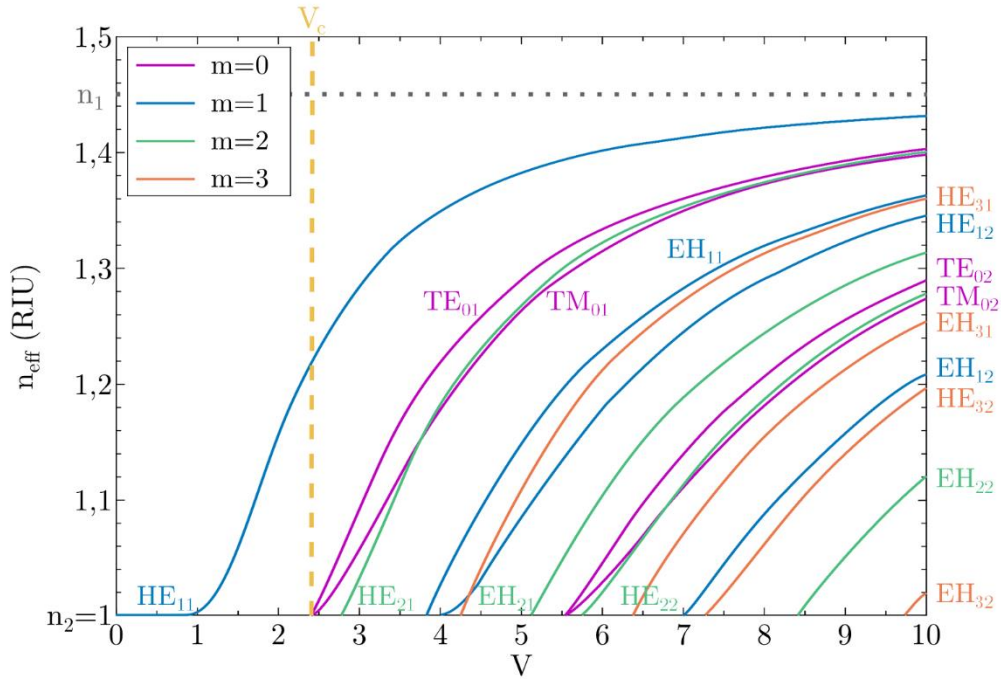


Fig. B.5. Grafica de los modos guiados dados por el índice efectivo en función de la frecuencia normalizada considerando $a = 5 \mu\text{m}$, $n_2 = 1$ y $n_1 = 1,45$.

B.3. MODOS DE LAS FIBRAS ESTRECHADAS (*TAPERS*)

Como se introdujo previamente se denomina *taper* a una fibra estrechada manteniendo la geometría de la sección transversal hasta un cierto diámetro que se puede preseleccionar. Al momento de obtener los modos guiados en el interior de dicha estructura es necesario plantear el mismo razonamiento que para la fibra de salto de índice de la subsección anterior, pero deben ser consideradas las dimensiones de la sección estrechada. Si el diámetro de la fibra es suficientemente pequeño ($\sim 10 \mu\text{m}$) el núcleo puede despreciarse, pasando entonces a modos guiados por una estructura de dos medios: la cubierta (que pasaría a ser considerada ahora como núcleo) y el aire circundante (que tomaría el rol de cubierta). Sin embargo, cuando el taper no es tan estrecho el núcleo de la fibra no puede ser considerado despreciable y al plantear las ecuaciones para los modos se requiere considerar un perfil de índice de refracción consistente de tres capas concéntricas (n_1 del núcleo, n_2 de la cubierta y $n_3 = 1$ del aire circundante). Vale aclarar

entonces que será necesaria la definición de nuevos parámetros extras para lograr la descripción de los modos.

Apéndice C. FABRICACIÓN DE TAPERS

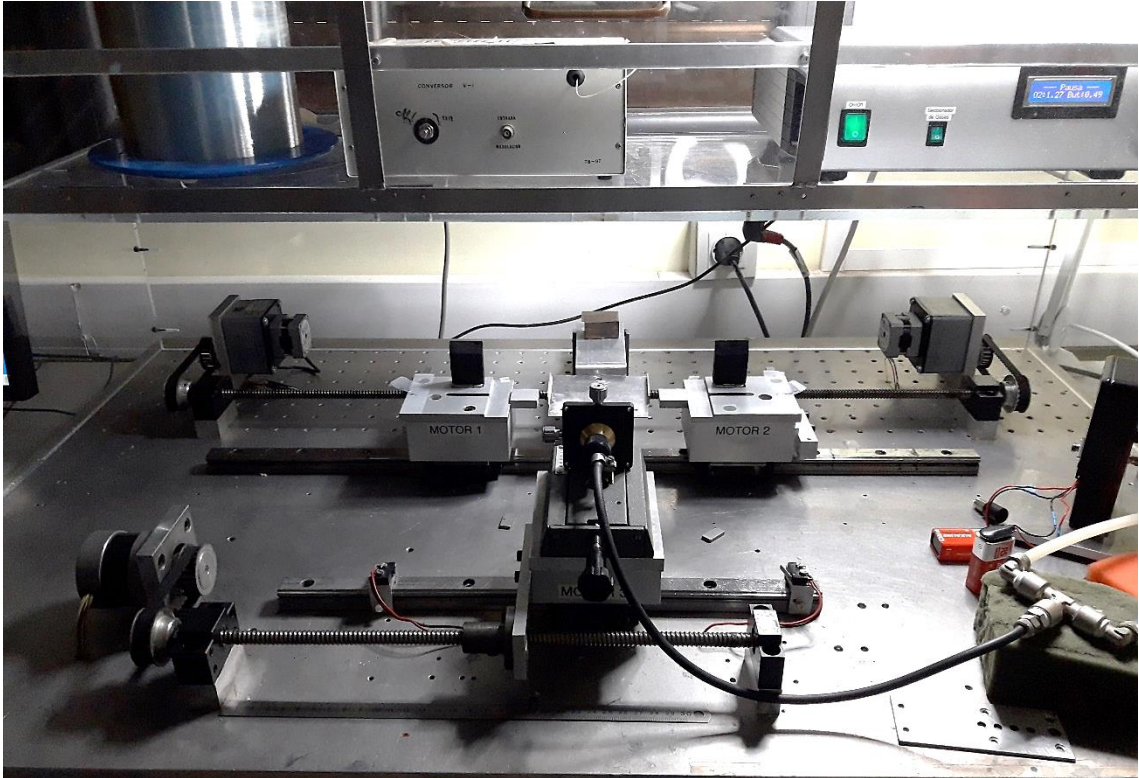
Como se estableció previamente, se denomina *taper* de una fibra óptica al adelgazamiento de su sección transversal. Existen distintas técnicas para su fabricación, entre las más utilizadas están el ataque químico con ácido fluorhídrico [104–106] y la fusión y estiramiento [107].

El método de fabricación empleado para los *tapers* utilizados en la presente tesis es el de fusión y estiramiento, cuyo *setup* experimental se presenta en la fotografía de la Fig. C.1.a y esquematizado en la Fig. C.1.b.

El mismo consta de dos motores 1 y 2 que estiran la fibra, mientras que el motor 3 mueve el quemador que calienta la fibra con una llama de oxígeno y butano. Todos los motores son movidos por el control de la estiradora conectado a una computadora (PC 1). La cual posee el software desarrollado específicamente para este fin en el Laboratorio de Fibras Ópticas de la Universidad de Valencia. En dicha computadora se ingresa el diámetro de la fibra óptica que se emplea y los detalles del *taper* a fabricar (longitud y diámetro de cintura). De modo que el programa calcula las longitudes de las transiciones, y el largo de fibra necesario para comenzar el estirado. Se debe colocar el trozo de fibra prístina buffer (es decir solo núcleo y cubierta, sin recubrimiento polimérico) y extremadamente limpio (se emplea acetona para tal fin) entre los motores 1 y 2.

Por otro lado otra computadora (PC 2) está conectada al fotodetector y su función es controlar la luz emitida por el diodo emisor de luz durante la fabricación del *taper*, como control de calidad general se busca un decaimiento menor al 10 % en el voltaje detectado. Lo que indica que las pérdidas inducidas por el procedimiento están acotadas a un valor aceptable.

a)



b)

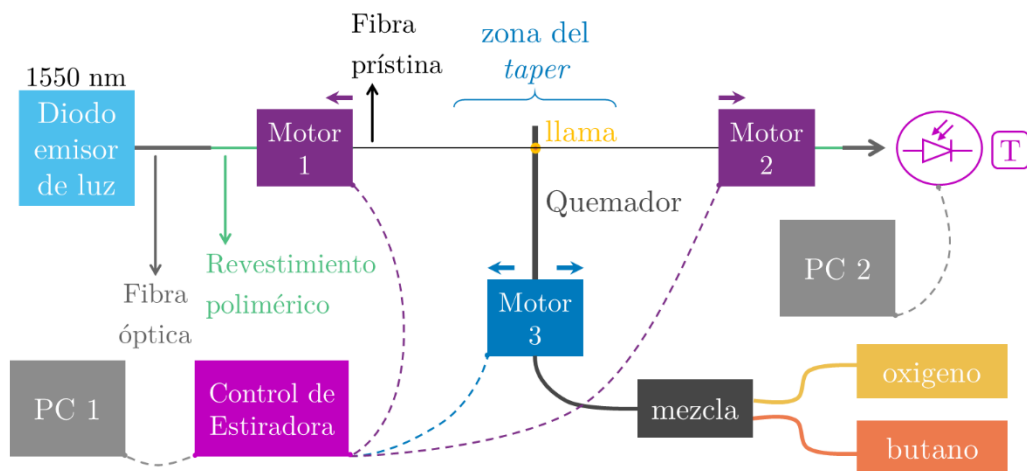


Fig. C.1. Fotografía (a) y esquema (b) de la disposición experimental para realizar tapers en fibras ópticas.

Apéndice D. SPECKLE

Al iluminar objetos con un láser de onda continua altamente coherente se observa una distribución granular singular, debido a que la mayoría de las superficies son extremadamente rugosas en la escala de una longitud de onda óptica (ver Fig. D.1). Como dicha superficie se compone de muchas áreas de dispersión independientes, la propagación de la luz reflejada por esta da como resultado la adición de estos diversos componentes dispersados con diferentes retrasos. De modo que, la imagen formada en un punto dado del plano de observación consiste en una superposición de una multitud de funciones complejas de dispersión de amplitud, cada una de las cuales surge de un punto de dispersión diferente en la superficie del objeto. La interferencia de estas ondas coherentes genera el patrón granular que conocemos como *speckle*. Éste patrón no presenta una relación uno a uno con las propiedades macroscópicas del objeto iluminado, sino que es más bien caótico y desordenado, por lo que su descripción es inherentemente estadística [108].

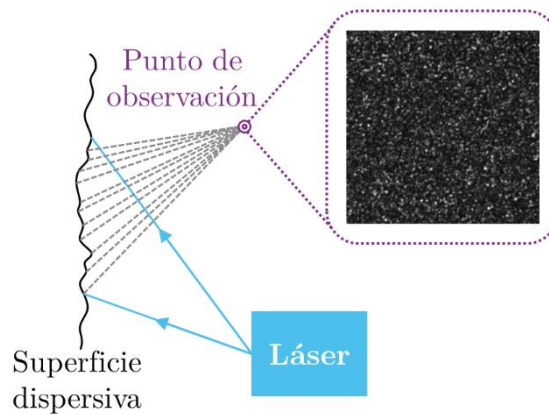


Fig. D.1. Principio de operación del speckle junto a la distribución granular observada.

Así los puntos brillantes que se ven en la imagen de la derecha de la Fig. D.1 corresponden a una interferencia constructiva, los oscuros a una destructiva. Vale la pena aclarar que si se mantiene el punto de observación, y algo le ocurre a la superficie iluminada, varían los caminos recorridos por las diversas componentes dispersadas resultando en un patrón de intensidades

nuevo. Del mismo modo que hay un patrón de speckle generado por reflexión, también hay un patrón en transmisión.

Se encuentran análogos directos de las distribución granular producidas por láser coherente en todo tipo de imágenes, incluidas las de astronomía por radar, las imágenes Doppler, entre otros. Asimismo, existen fenómenos estadísticos análogos al *speckle* en la propagación de ondas de radio, la estadística temporal de luz incoherente, la teoría del ruido eléctrico de banda estrecha, así como también en la teoría general del análisis espectral de procesos aleatorios. Debido a la transversalidad de los fenómenos de interferencia aleatoria, el término “*speckle*” ha adquirido un significado mucho más amplio de lo que podría haberse imaginado originalmente. En la actualidad, el término es aplicado a cualquier patrón de interferencia aleatorio que resulta de la superposición de múltiples ondas coherentes o incoherentes.

Como se introdujo previamente, del análisis estadístico que requieren los patrones de speckle existen diversos coeficientes a definir para su procesamiento que caractericen las variaciones entre patrones de *speckle*. El enfoque de esta tesis es en aquellos que conciernen la correlación entre patrones, siendo (x, y) las coordenadas del píxel se tiene que $I_0(x, y)$ es la distribución de intensidades del patrón de *speckle* tomado como referencia, y entonces el patrón modificado será $I_t(x, y)$. En las siguientes subsecciones se presentan los coeficientes nombrados en las distintas instancias de este trabajo. Dentro de dichas definiciones, el producto punto es aquel obtenido de la multiplicación de la intensidad I_t del píxel (x, y) de una imagen con la I_0 de ese mismo píxel, y los *angle brackets* indican el valor medio.

D.1. COEFICIENTE DE CORRELACIÓN

Se lo denominó \mathcal{C} , y calcula un vector con los coeficientes de correlación de los patrones de *speckle* I_t respecto a I_0 . La fórmula que se utiliza es la definida por Begemann [109] de la siguiente forma:

$$c(t) = \frac{\langle I_0 \cdot I_t \rangle - \langle I_0 \rangle \cdot \langle I_t \rangle}{\sqrt{[\langle I_0^2 \rangle - \langle I_0 \rangle^2] \cdot [\langle I_t^2 \rangle - \langle I_t \rangle^2]}}. \quad (\text{D.1})$$

Existe otro coeficiente de correlación definido por Li *et al.* [81] en una patente mediante:

$$c(t) = \frac{\sum \sum [(I_0 - \langle I_0 \rangle) \cdot (I_t - \langle I_t \rangle)]}{\sqrt{\sum \sum (I_0 - \langle I_0 \rangle)^2 \cdot \sum \sum (I_t - \langle I_t \rangle)^2}}. \quad (\text{D.2})$$

En su cálculo se obtiene exactamente el mismo valor que el coeficiente \mathcal{C} anterior, por lo que se puede concluir que ambas definiciones son equivalentes.

D.2. PRODUCTO INTERNO DE INTENSIDAD NORMALIZADO

Se lo denominó NIPC y calcula un vector con los coeficientes del producto interno de intensidad normalizado respecto al primer patrón de *speckle* I_0 , fue definido por F. T. S. Yu *et al.* [74] y utilizado por Fujiwara *et al.* [110]:

$$NIPC(t) = \frac{\sum \sum I_0 \cdot I_t}{\sqrt{\sum \sum (I_0)^2 \cdot \sum \sum (I_t)^2}}. \quad (\text{D.3})$$

D.3. COEFICIENTES DEL PRODUCTO INTERNO DE LOS GRADIENTES (POR ROBERTS) DE INTENSIDAD NORMALIZADA

Para mejorar la sensibilidad de la medición, los patrones de *speckle* se pueden procesar antes de la evaluación de un coeficiente, dando lugar al denominado NRPC dado por:

$$NRPC(t) = \frac{\sum \sum g_0 \cdot g_t}{\sqrt{\sum \sum (g_0)^2 \cdot \sum \sum (g_t)^2}}, \quad (\text{D.4})$$

donde $g_0 = \tilde{G}[I_0(x, y)]$ y $g_t = \tilde{G}[I_t(x, y)]$; y la función \tilde{G} contiene la aproximación del gradiente por el kernel de Roberts [74] mediante:

$$\tilde{G}[I(x, y)] = |I(x, y) - I(x + 1, y + 1)| + |I(x + 1, y) - I(x, y + 1)|. \quad (D.5)$$

D.4. COEFICIENTES DEL PRODUCTO INTERNO DE LOS GRADIENTES DE INTENSIDAD NORMALIZADA

Asimismo, puede evitarse la aproximación del gradiente presentada previamente. Para ello se empleó un coeficiente denominado NGPC y calcula un vector con coeficientes del producto interno de los gradientes de intensidad normalizado respecto al primer patrón de *speckle* a través de:

$$NGPC(t) = \frac{\sum \sum g_0 \cdot g_t}{\sqrt{\sum \sum (g_0)^2 \cdot \sum \sum (g_t)^2}}, \quad (D.6)$$

donde $g_0 = G[I_0(x, y)]$ y $g_t = G[I_t(x, y)]$; y la función G es el módulo del gradiente de la intensidad de la imagen en la posición (x, y) :

$$G[I(x, y)] = \sqrt{\left[\frac{\partial}{\partial x} I(x, y) \right]^2 + \left[\frac{\partial}{\partial y} I(x, y) \right]^2}. \quad (D.7)$$

Apéndice E. PROCESAMIENTO DE IMÁGENES

Con el fin de aprovechar las imágenes obtenidas y obtener los mejores resultados, se procesaron digitalmente las mismas buscando mejorarlas y, asimismo, optimizar los coeficientes de correlación obtenidos. Entre los procesamientos empleados se encuentran:

- Filtrado pasa bajos de las imágenes en el espacio de frecuencias (Butterworth)
- Normalización sobre una región de interés
- Análisis de contraste del patrón de *speckle* (LASCA)

E.1. FILTRADO PASA BAJOS DE LAS IMÁGENES EN EL ESPACIO DE FRECUENCIAS (BUTTERWORTH)

Para disminuir el efecto de las franjas oblicuas presentes en las imágenes de los patrones de *speckle* causadas por interferencias de alta frecuencia de los elementos ópticos del *setup*, se aplicó un filtro pasa bajos en el espacio de frecuencias (u, v) . Dicho filtrado se realiza a partir del algoritmo presentado en la Fig. E.1.

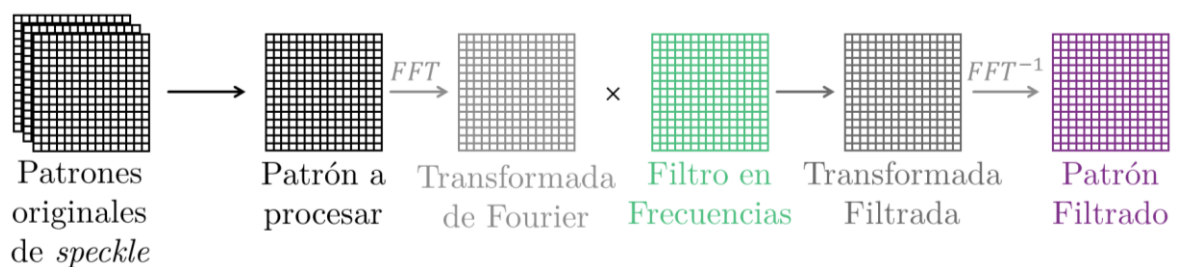


Fig. E.1. Algoritmo de filtrado de patrones en el espacio de frecuencias.

El filtro pasa bajos seleccionado es el de Butterworth de orden n y frecuencia de corte D_0 , definido por la función de transferencia H :

$$H(u, v) = \frac{1}{1 + [D(u, v)/D_0]^{2n}} \quad (\text{E.1})$$

A partir de la gráfica presentada en la Fig. E.2., donde se optó por $n = 2$, se evidencia que el filtro posee el valor máximo de 1 en el centro, mientras que en la circunferencia en que $D(u, v) = D_0$ posee el valor de 0,5, y disminuye hasta ser nula para las frecuencias altas. La ventaja de este filtro es que no tiene una discontinuidad abrupta en D_0 como sucede con el filtro pasa bajos escalón de Heaviside.

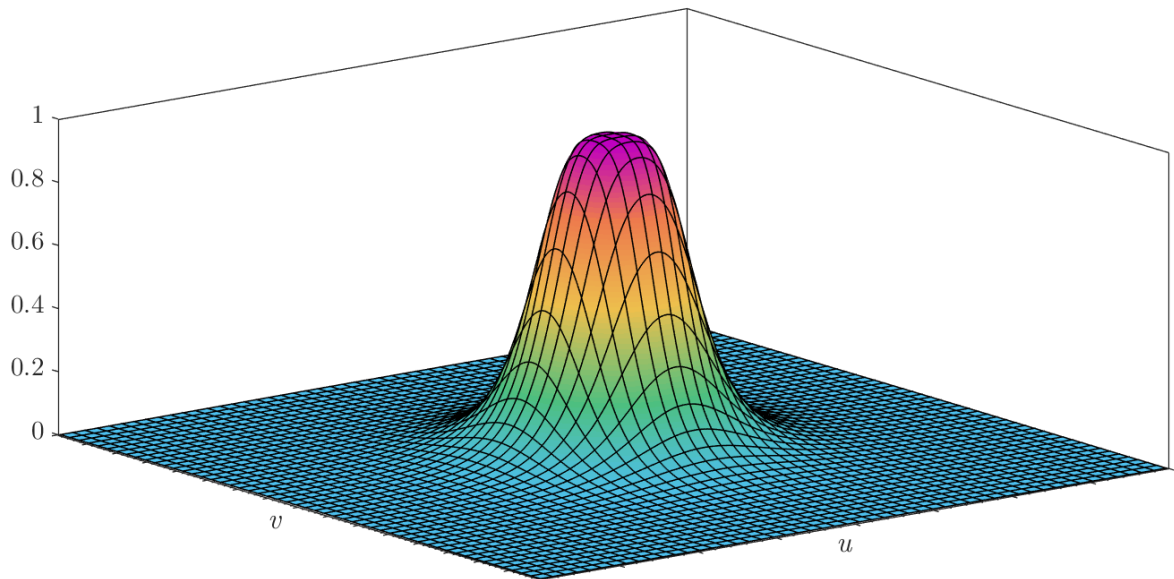


Fig. E.2. Función de transferencia $H(u, v)$ del filtro pasa bajos de Butterworth de orden 2.

Para poder obtener el valor de la frecuencia de corte, se analizó la transformada de Fourier del patrón de speckle, del cual se concluye que la información relevante se encuentra dentro de una circunferencia con un radio de aproximadamente 20 (Fig. E.3.b). Empleando el filtro presentado previamente (Fig. E.3.c), se obtiene como resultado un nuevo patrón de speckle (Fig. E.3.d) que se presenta junto al patrón original (Fig. E.3.a).

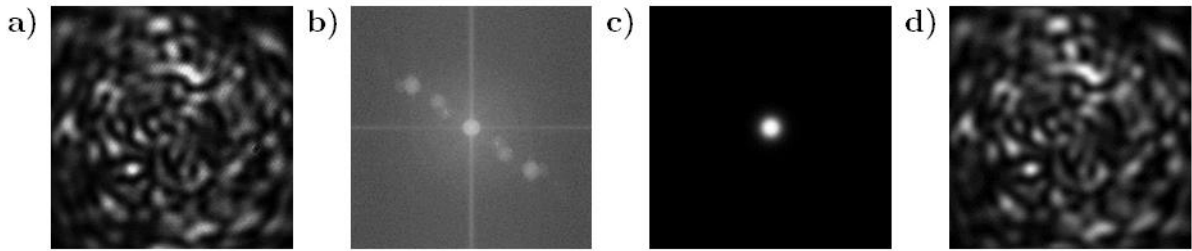


Fig. E.3. a) Imagen original de uno de los patrones de speckle capturados. b) Transformada de Fourier del patrón en a. c) Filtro de Butterworth de orden 2 con frecuencia de corte 20. d) Imagen obtenida al aplicar el filtro mostrado en c sobre la transformada mostrada en b.

Se evidencia un cambio en la imagen obtenida, pero asimismo debe optimizarse el procesamiento, por lo tanto para corroborar lo asumido del análisis de la transformada de Fourier se filtró una imagen del patrón de speckle con distintos valores de frecuencia de corte en el rango de 5 a 55 con paso de 5, y los resultados se muestran en la Fig. E.4. Asimismo, sobre los patrones obtenidos se calculó el valor del contraste para emplearlo en la evaluación del valor óptimo de frecuencia de corte (ver Fig. E.5). De la Fig. E.4 es posible afirmar que con frecuencias mayores a $D_0 = 30$ vuelven a evidenciarse restos de las franjas oblicuas, mientras que de la gráfica en la Fig. E.5 el contraste máximo se tiene para $D_0 = 35$. Se puede considerar que a partir de $D_0 = 30$ no se obtiene mayor información, por lo que se usa éste valor como relación de compromiso con contraste óptimo.

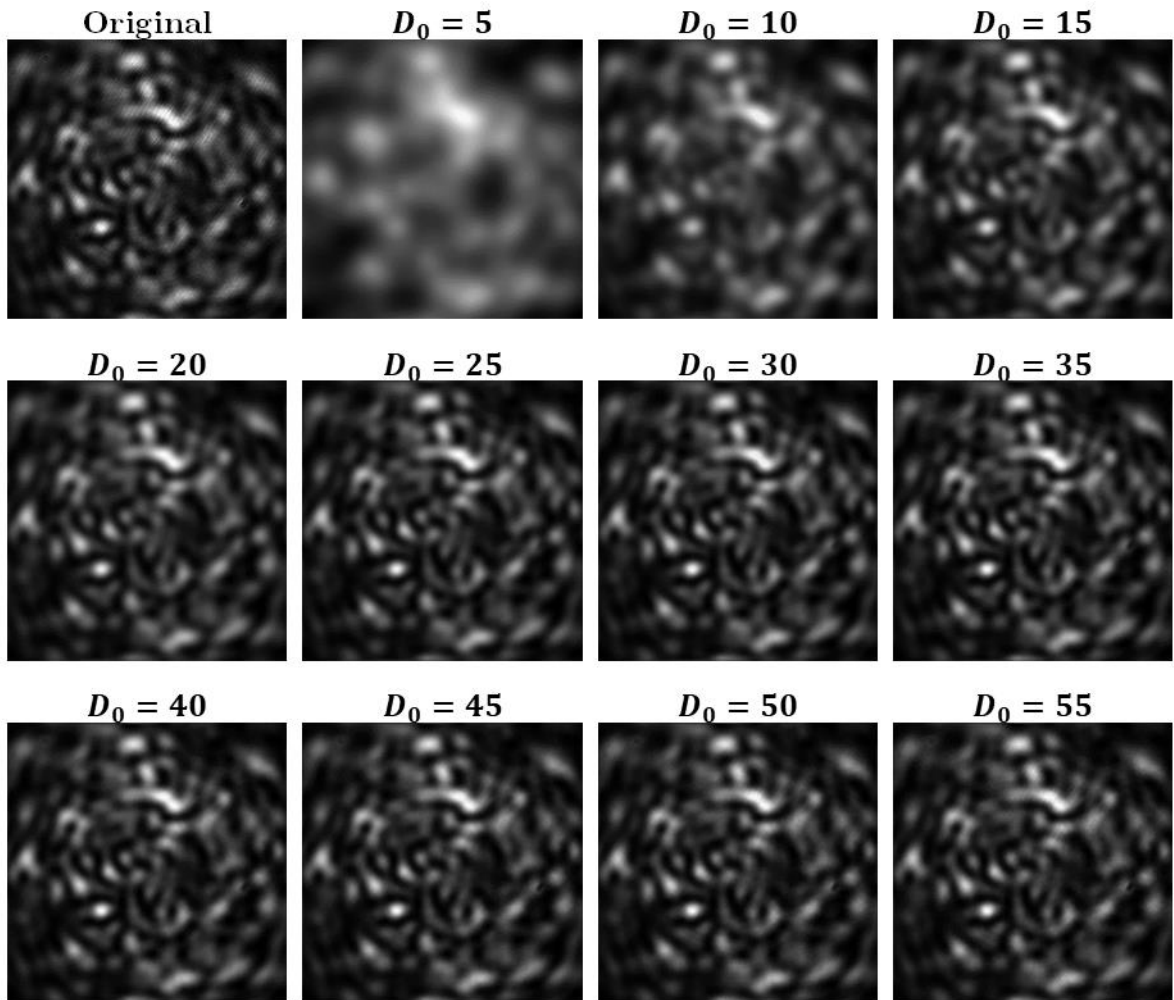


Fig. E.4. Patrón de speckle original junto con las imágenes obtenidas luego de aplicar el filtro pasa bajos de Butterworth de orden 2 con frecuencias de corte D_0 en el rango de 5 a 55 con paso de 5.

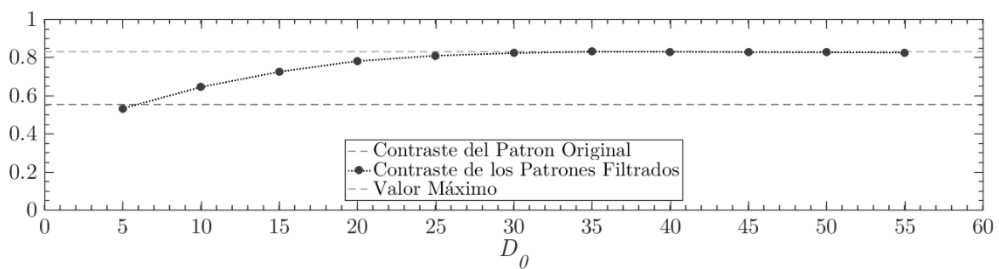


Fig. E.5. Contraste de los patrones de speckle obtenidos luego de aplicar el filtro pasa bajos de Butterworth de orden 2 en función de las frecuencias de corte D_0 .

En la Fig. E.6. a continuación, se presentan a modo de ejemplo cuatro series de medición, donde cada patrón es el resultado de aplicar el filtrado con $D_0 = 30$ sobre los tres estados capturados: aire, movimiento y alcohol.

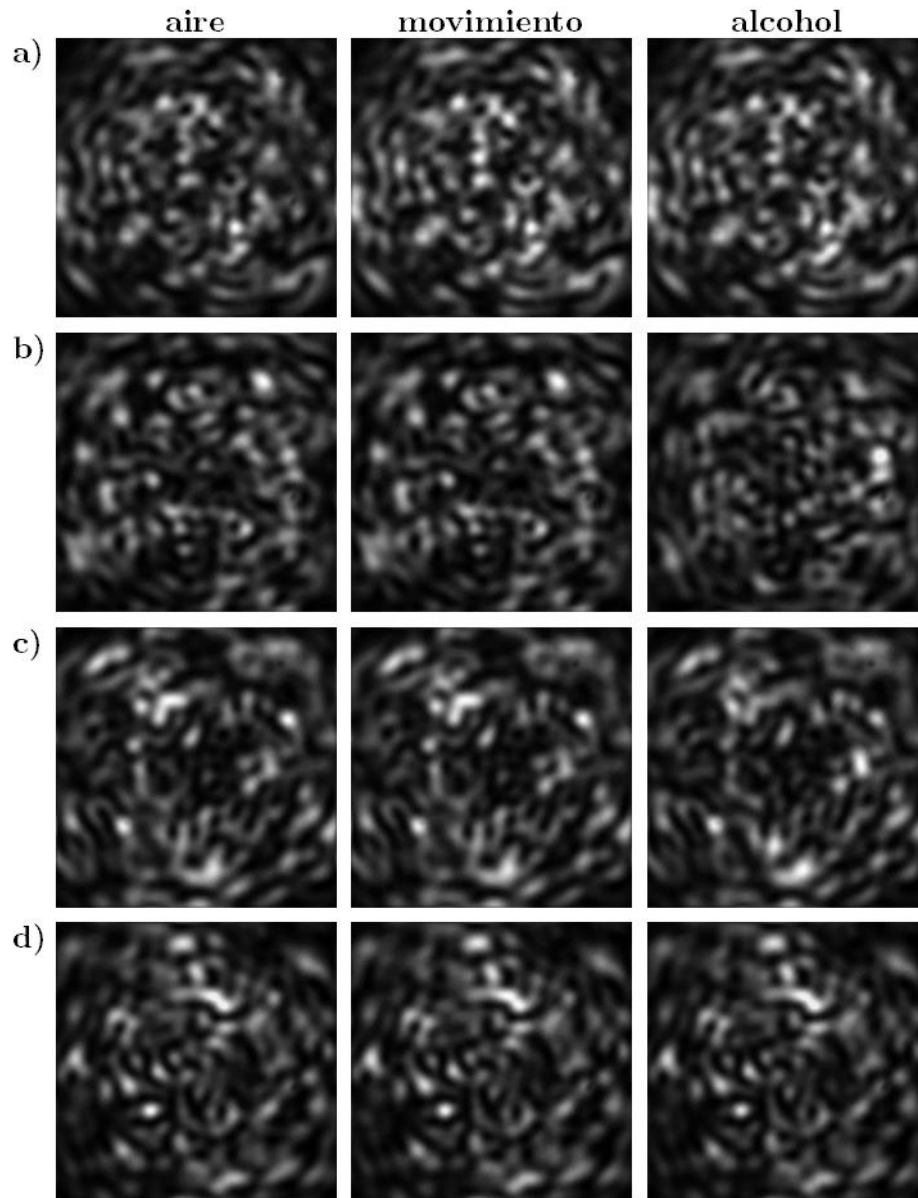


Fig. E.6. Imágenes filtradas en frecuencias con el filtro pasa bajos de Butterworth de orden 2 y con frecuencia de corte de 30, todos los conjuntos (a, b, c y d) representan una medición realizada bajo las mismas condiciones en un mismo día.

E.2. NORMALIZACIÓN SOBRE UNA REGIÓN DE INTERÉS

Se seleccionó como región de interés (ROI) la ventana central de las imágenes originales obtenidas eliminando un borde de 50 píxeles de ancho. Sobre la misma se realizó una normalización para aprovechar todo el espectro de la escala de grises (0 a 255). Las imágenes resultantes de las cuatro series que se emplean de ejemplo están en la Fig. E.7.

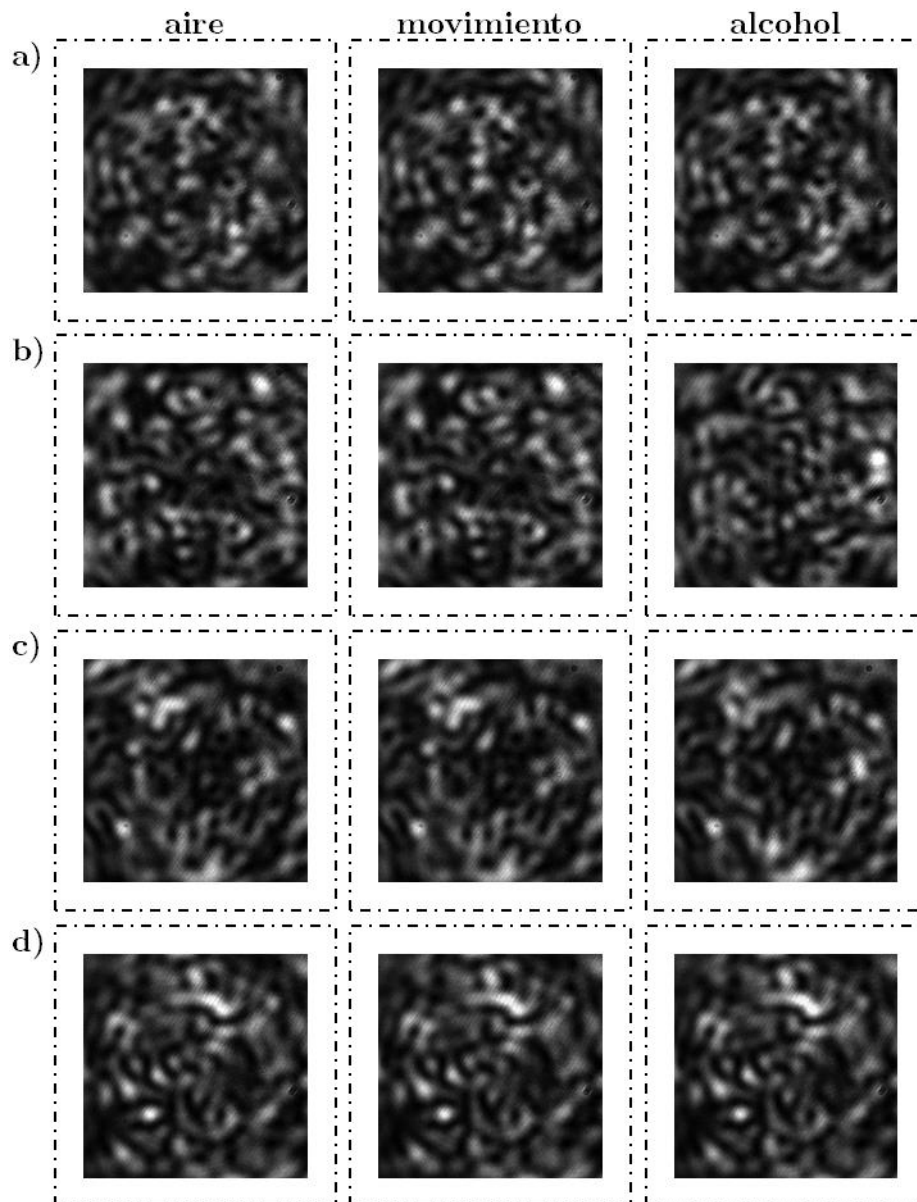


Fig. E.7. Imágenes de la ROI normalizada, todos los conjuntos (a, b, c y d) representan una medición realizada bajo las mismas condiciones en un mismo día.

E.3. ANÁLISIS DE CONTRASTE DEL PATRÓN DE SPECKLE (LASCA)

Es un procesamiento en el dominio espacial, basado en el contraste con los píxeles vecinos de acuerdo al algoritmo presentado en la Fig. E.8.

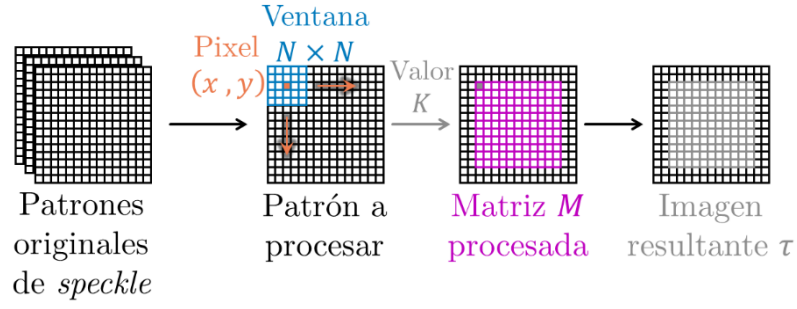


Fig. E.8. Algoritmo de procesamiento de patrones de speckle LASCA utilizado.

El algoritmo de cálculo se basa en la selección de una ventana de $N \times N$ píxeles centrada en (x, y) , sobre la cual se calcula el valor K mediante la aplicación de la siguiente ecuación:

$$K = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}, \quad (\text{E.2})$$

donde los *angle brackets* representan el valor medio y σ_I la desviación estándar, ambos de la intensidad del patrón dentro de la ventana. Este es luego asignado en la posición (x, y) de la matriz M procesada. Posteriormente, se traslada la ventana al píxel $(x + 1, y)$ y se repite el mismo procedimiento. Así sucesivamente hasta recorrer todos los píxeles de la imagen original. Vale aclarar que este procedimiento genera un borde sin datos de espesor $N/2$. Sobre esta matriz M procesada se calculan los parámetros elegidos para caracterizar la medición.

Si se desea visualizar la imagen resultante τ , la misma se obtiene a partir de M mediante

$$\tau = \frac{M(x, y) - \min(M)}{\max(M) - \min(M)} \cdot 255, \quad (\text{E.3})$$

A continuación, en la Fig. E.9 se presenta el resultado de aplicar dicho análisis de contraste del speckle empleando $N = 5$ a las cuatro series de medición usadas como ejemplo.

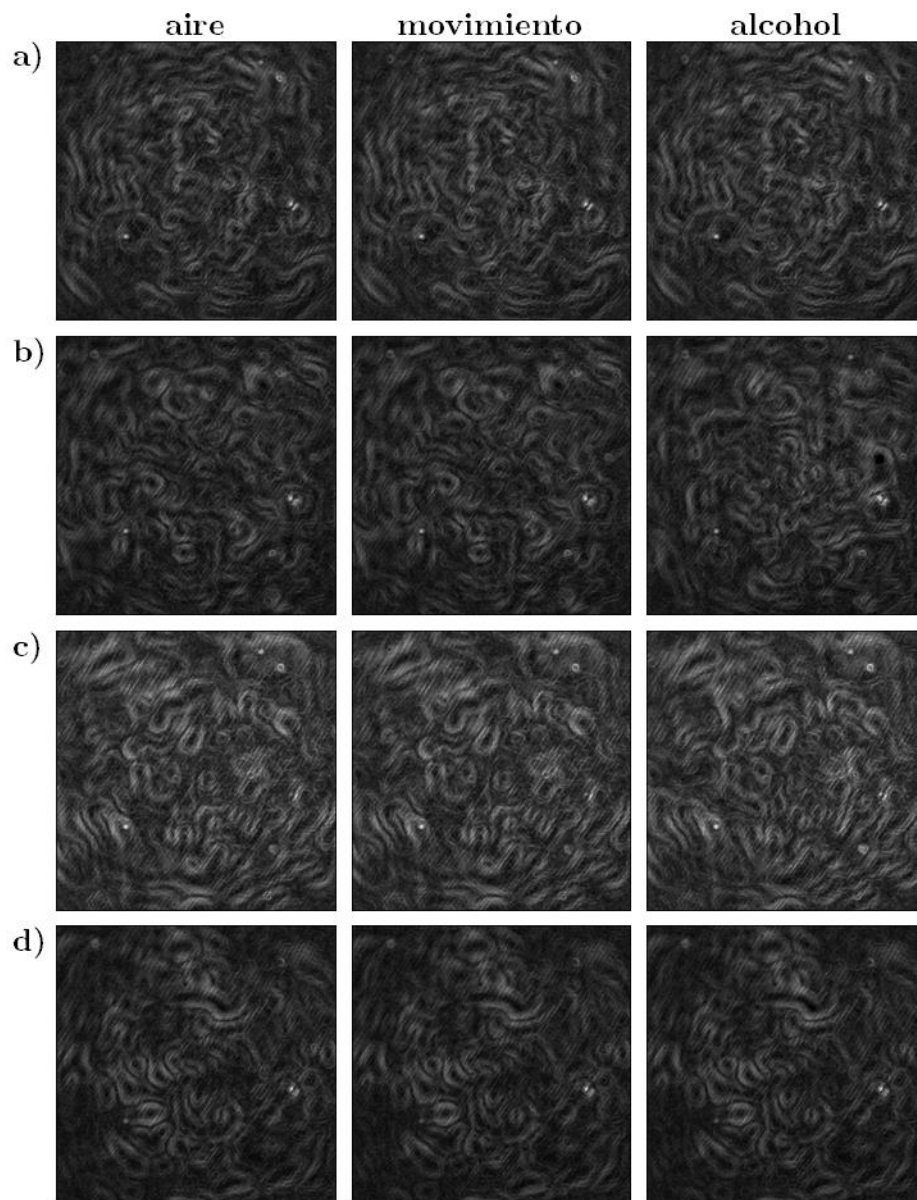


Fig. E.9. Imágenes LASCA, todos los conjuntos (a, b, c y d) representan una medición realizada bajo las mismas condiciones en un mismo día.

Apéndice F. MICRO-RESONADORES ÓPTICOS

Un micro-resonador óptico es una guía de ondas micrométrica que forma una cavidad resonante que admite modos transversales y longitudinales (que en este caso serían acimutales). El confinamiento de la luz en su geometría no requiere la presencia de un material dieléctrico en su interior, su principio de funcionamiento se debe a la existencia de modos electromagnéticos de galería, WGM (por sus siglas en inglés, *whispering gallery modes*). Al colocar un resonador óptico cerca de una o dos guías de ondas, se permite el acceso a los modos de la cavidad resonante. Estos resonadores se pueden implementar para aplicaciones tan diversas como láseres, amplificadores, sensores, filtros ópticos de eliminación de canales, multiplexores ópticos, entre otros [102].

F.1. FUNDAMENTOS DE LOS MICRO-RESONADORES

Para referirse a las características principales de los micro-resonadores, se puede definir un simple resonador de anillo, ver Fig. F.1, el cual forma una cavidad resonante periódica cuando la onda que viaja adquiere un cambio de fase múltiplo entero de $2\pi \text{ rad}$. Para obtener las relaciones entre los campos incidente E_1 , transmitido E_2 y circulantes E_3 y E_4 deben combinarse las relaciones del acoplador con las de retroalimentación [102]. Que en el dominio espectral, están relacionados a través de la siguiente ecuación matricial:

$$\begin{bmatrix} E_4(\omega) \\ E_2(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r & it \\ it & r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_3(\omega) \\ E_1(\omega) \end{bmatrix}, \quad (\text{F.1})$$

donde los coeficientes de auto-acoplamiento, r , y acoplamiento cruzado, t , son independientes de la frecuencia y la matriz de coeficientes es unitaria. El campo E_3 en función de E_4 resulta:

$$E_3 = a e^{i\phi} E_4, \quad (\text{F.2})$$

donde a representa la transmisión de amplitud y ϕ el cambio de fase, ambos para un único ciclo.

Este último está relacionado con la frecuencia angular como:

$$\phi = \omega T_R, \quad (\text{F.3})$$

donde T_R es el tiempo de tránsito del resonador.

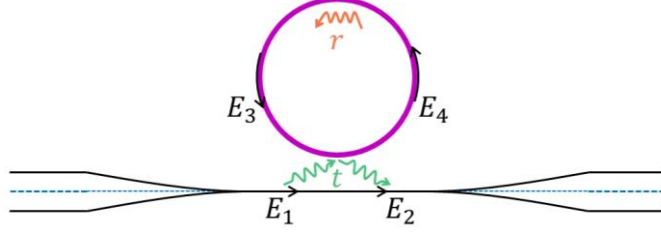


Fig. F.1. Esquema de acoplamiento a un resonador de anillo.

En este tipo de resonadores se retarda la señal entrante debido a un almacenamiento temporal de energía óptica en su interior. Asimismo, la interferencia constructiva en el acoplamiento es responsable de que la intensidad óptica circulante se acumule hasta un valor más alto que el que ingresa inicialmente.

Resolviendo el sistema de Ecs. (F.1) teniendo en cuenta (F.2) se obtiene una expresión que relaciona el campo circulante y el campo incidente:

$$\frac{E_3}{E_1} = \frac{ita e^{i\phi}}{1 - ra e^{i\phi}}, \quad (\text{F.4})$$

de la cual se puede obtener el factor de acumulación \mathcal{B} a través del cociente de las intensidades de los campos, es decir:

$$\mathcal{B} = \left| \frac{E_3}{E_1} \right|^2 = \frac{(1 - r^2) a^2}{1 - ra \cos \phi + r^2 a^2}. \quad (\text{F.5})$$

Si se grafica el factor \mathcal{B} en función de la frecuencia angular normalizada (ver Fig. F.2) se observan resonancias de picos agudos, que se encuentran separados una distancia denominada rango espectral libre FSR (por sus siglas en inglés, *free spectral range*). En el caso que la dispersión por ciclo recorrido sea despreciable, la respuesta espectral de \mathcal{B} será periódica. En resonancia:

$$\phi = \omega T_R = m2\pi, \quad (\text{F.6})$$

con m entero y T_R es el tiempo de un ciclo, resulta que dos resonancias sucesivas, ω_1 y ω_2 , dan una expresión para el rango espectral libre:

$$FSR = \omega_2 - \omega_1 = \frac{2\pi}{T_R} = \frac{2\pi c}{L n_{eff}}, \quad (\text{F.7})$$

donde L es la longitud recorrida y n_{eff} es el índice de refracción efectivo. Que también puede ser expresado en longitudes de onda, siendo entonces:

$$FSR = \frac{\lambda_0^2}{L n_{eff}}, \quad (\text{F.8})$$

donde λ_0 es la longitud de onda en espacio libre.

Los picos de las resonancias pueden caracterizarse por el parámetro de fineza \mathcal{F} , definido como el cociente entre el FSR y el ancho total a la mitad de la profundidad FWHD (por sus siglas en inglés, *full width at half depth*) de la resonancia. Se trata, por tanto, de una medida útil de la agudeza de las resonancias en relación con sus espaciamentos:

$$\mathcal{F} = \frac{FSR}{FWHD} = \frac{2\pi}{2 \arccos\left(\frac{2r}{1+r^2}\right)}, \quad (\text{F.9})$$

el cual en ausencia de pérdidas internas ($r \approx 1$) da como resultado:

$$\mathcal{F} = \frac{\pi}{1-r}. \quad (\text{F.10})$$

Mientras que bajo las mismas condiciones (F.6) y con atenuación despreciable ($a = 1$), el factor B se transforma en:

$$B \sim \frac{1+r}{1-r}, \quad (\text{F.11})$$

como se evidencia en la Fig. F.2.

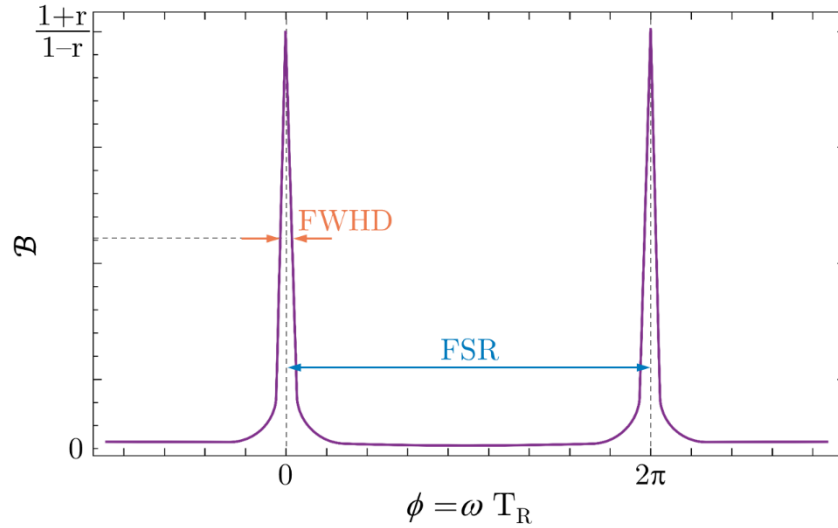


Fig. F.2. Factor de acumulación en función de la frecuencia angular normalizada (Adaptado del capítulo “Optical Microresonator Theory” por Heebner et al. del libro *Optical Microresonators: Theory, Fabrication, and Applications*, página 76).

Por último, uno de los parámetros clave de los micro-resonadores en aplicaciones de desarrollo de sensores es su factor de calidad, Q , que es una medida de la resonancia en relación con su frecuencia central [94,102]. La definición de este es a partir del cociente entre la energía almacenada que circula dentro del resonador y la potencia perdida por ciclo:

$$Q = \omega_0 \frac{E_{almacenada}}{P_{perdida}}. \quad (\text{F.12})$$

La intensidad después del n -ésimo ciclo alrededor del anillo está dada por:

$$|E_n|^2 = e^{-\alpha_{dis} L} |E_{n-1}|^2 = e^{-n \alpha_{dis} L} |E_0|^2, \quad (\text{F.13})$$

donde α_{dis} representa las pérdidas tanto en el ingreso, la circulación y la salida del anillo. Para muchos ciclos, puede considerarse a n como variable continua, de modo que la intensidad perdida por vuelta es:

$$\frac{d|E_n|^2}{dn} = -\alpha_{dis} L |E_n|^2. \quad (\text{F.14})$$

Dado que cada ciclo dura un tiempo T_R , la potencia perdida por unidad de tiempo es:

$$\frac{d|E_n|^2}{dt} = \frac{1}{T_R} \frac{d|E_n|^2}{dn} = -\frac{\alpha_{dis} L |E_n|^2}{T_R}, \quad (\text{F.15})$$

Y en la definición (F.12) resulta:

$$Q = \omega_0 \frac{T_R}{\alpha_{dis} L}. \quad (\text{F.16})$$

Si se considera que $\alpha_{dis} L \ll 1$, se tiene que:

$$\Delta\omega = \frac{\alpha_{dis} L}{T_R}, \quad (\text{F.17})$$

y entonces:

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \approx \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}, \quad (\text{F.18})$$

donde $\Delta\omega$ y $\Delta\lambda$ son los respectivos FWHM del pico resonante.

Por lo que este factor puede pensarse como una medida de la cantidad de luz perdida en cada ciclo alrededor del MR. Vale la pena aclarar, que el factor es intrínseco a la geometría estudiada y se ve influenciado por diferentes tipos de pérdidas. Entre las cuales se encuentran las pérdidas de radiación por curvatura, por dispersión debido a irregularidades de la superficie, por el material en sí y por contaminantes en la superficie [94].

F.2. MODOS ELECTROMAGNÉTICOS DE GALERÍA EN MICRO-ESFERAS

Para resolver las resonancias que se generan en micro-resonadores huecos con simetría cilíndrica debido a la existencia de los modos electromagnéticos de galería WGM, se propone considerar el caso de una esfera hueca de material dieléctrico (n_1, ε_1 y μ_0), radio interno a y externo b en un medio homogéneo e infinito (n_2, ε_2 y μ_0), ver Fig. F.3 [111].

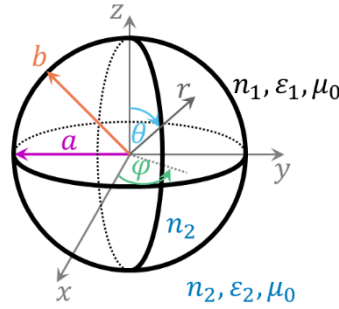


Fig. F.3. Esquema del resonador esférico.

A través del planteo de las ecuaciones de Maxwell sin fuentes se describen las ecuaciones de onda de los campos eléctrico E y magnético H :

$$\begin{aligned}\vec{E}(r, \theta, \varphi, t) &= \vec{e}(r, \theta, \varphi) \cdot e^{-i\omega t}, \\ \vec{H}(r, \theta, \varphi, t) &= \vec{h}(r, \theta, \varphi) \cdot e^{-i\omega t},\end{aligned}\tag{F.19}$$

Del rotor del campo eléctrico se tiene:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \Rightarrow \quad & \frac{1}{r \operatorname{sen} \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\operatorname{sen} \theta e_\varphi) - \frac{\partial}{\partial \varphi} e_\theta \right] = i\omega \mu_0 \cdot h_r, \\ & \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\operatorname{sen} \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} e_r - \frac{\partial}{\partial r} (r e_\varphi) \right] = i\omega \mu_0 \cdot h_\theta, \\ & \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r e_\theta) - \frac{\partial}{\partial \theta} e_r \right] = i\omega \mu_0 \cdot h_\varphi.\end{aligned}\tag{F.20}$$

Por otro lado, del rotor del campo magnético:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Rightarrow \quad & \frac{1}{r \operatorname{sen} \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\operatorname{sen} \theta h_\varphi) - \frac{\partial}{\partial \varphi} h_\theta \right] = -i\omega \varepsilon \cdot e_r, \\ & \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\operatorname{sen} \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} h_r - \frac{\partial}{\partial r} (r h_\varphi) \right] = -i\omega \varepsilon \cdot e_\theta, \\ & \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r h_\theta) - \frac{\partial}{\partial \theta} h_r \right] = -i\omega \varepsilon \cdot e_\varphi.\end{aligned}\tag{F.21}$$

Como se procedió previamente, es posible entonces expresar cuatro de las componentes en función de las otras dos. Si e_r y h_r se consideran independientes y se sigue un procedimiento análogo al detallado en el Apéndice B pero en coordenadas esféricas, los campos deben satisfacer entonces:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla}^2 \vec{E} + k^2 \cdot \vec{E} &= 0, \\ \vec{\nabla}^2 \vec{H} + k^2 \cdot \vec{H} &= 0,\end{aligned}\tag{F.22}$$

donde, como se definió previamente, la constante k resulta:

$$k^2 = \omega^2 \cdot \varepsilon(x, y) \cdot \mu(x, y).\tag{F.23}$$

Considerando que el operador en el sistema de referencia esférico está dado por:

$$\vec{\nabla}^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}.\tag{F.24}$$

Para resolver las Ecs. (F.22) se puede proponer una separación de variables para los campos, de modo que:

$$\begin{aligned}e_r(r, \phi) &= R_e(r) \Theta_e(\theta) \Phi_e(\phi), \\ h_r(r, \phi) &= R_h(r) \Theta_h(\theta) \Phi_h(\phi).\end{aligned}\tag{F.25}$$

Si se multiplica por el factor $r^2/R \Theta \Phi$ las ecuaciones (F.22) se transforman en

$$\begin{aligned}\frac{1}{R_e} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} R_e \right) + k^2 r^2 + \frac{1}{\Theta_e \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d}{d\theta} \Theta_e \right) + \frac{1}{\Phi_e \sin^2 \theta} \frac{d^2}{d\phi^2} \Phi_e &= 0, \\ \frac{1}{R_h} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} R_h \right) + k^2 r^2 + \frac{1}{\Theta_h \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d}{d\theta} \Theta_h \right) + \frac{1}{\Phi_h \sin^2 \theta} \frac{d^2}{d\phi^2} \Phi_h &= 0,\end{aligned}\tag{F.26}$$

de lo que resulta:

$$\begin{aligned}R_e(r) &= R_h(r) = R(r), \\ \Theta_e(\theta) &= \Theta_h(\theta) = \Theta(\theta), \\ \Phi_e(\phi) &= \Phi_h(\phi) = \Phi(\phi).\end{aligned}\tag{F.27}$$

de modo que queda por resolver:

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} R \right) + k^2 r^2 + \frac{1}{\Theta \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d}{d\theta} \Theta \right) + \frac{1}{\Phi \sin^2 \theta} \frac{d^2}{d\phi^2} \Phi = 0,\tag{F.28}$$

y si se multiplica las ecuaciones por $\sin^2 \theta$ queda:

$$\frac{\sin^2 \theta}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} R \right) + k^2 r^2 + \frac{\sin \theta}{\Theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d}{d\theta} \Theta \right) + \frac{1}{\Phi} \frac{d^2}{d\phi^2} \Phi = 0,\tag{F.29}$$

Presentando dos constantes de desacoplo, una que será m y otra que se seleccionara como $l(l+1)$ con m y l enteros, se obtienen tres ecuaciones, cada una dependiente de una variable diferente r , θ y ϕ :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d}{dr} R \right] + [k^2 r^2 - l(l+1)] \cdot R &= 0, \\ \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left[\sin \theta \frac{d}{d\theta} \Theta \right] + \left[l(l+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right] \cdot \Theta &= 0, \\ \frac{d^2}{d\phi^2} \Phi + m^2 \cdot \Phi &= 0. \end{aligned} \quad (\text{F.30})$$

Como sucedió previamente, la última es una ecuación diferencial ordinaria de segundo orden, cuya ecuación característica tiene raíces imaginarias puras conjugadas $\pm im$, las soluciones pueden escribirse de acuerdo a la fórmula de Euler mediante la siguiente combinación lineal:

$$\Phi(\phi) = A \cos(m\phi) + B \sin(m\phi), \quad (\text{F.31})$$

con A y B constantes.

Por su lado, la segunda ecuación del conjunto (F.30) puede transformarse mediante la sustitución $X = \cos \theta$ en:

$$\frac{d}{dX} \left[(1-X^2) \frac{d}{d\theta} \Theta(X) \right] + \left[l(l+1) - \frac{m^2}{(1-X^2)} \right] \cdot \Theta(X) = 0, \quad (\text{F.32})$$

la cual resulta ser la ecuación diferencial asociada de Legendre, cuyas soluciones están dadas por los polinomios asociados de Legendre $P_l^m(X)$, ver Fig. F.4. De modo que la función $\Theta(\theta)$ resulta:

$$\Theta(\theta) \sim P_l^m(\cos \theta), \quad (\text{F.33})$$

y resulta que l pertenece a los naturales sub cero mientras que m recorre los valores enteros entre $-l$ y l . Vale destacar que si l no es un entero, se puede demostrar que la solución de la Ec. (F.32) diverge para $\cos \theta = \pm 1$ (es decir $\theta = 0$ o $\theta = \pi$). Como es necesario que la solución resulte finita en estos límites, se justifica la elección de la constante de separación en la Ec. (F.29).

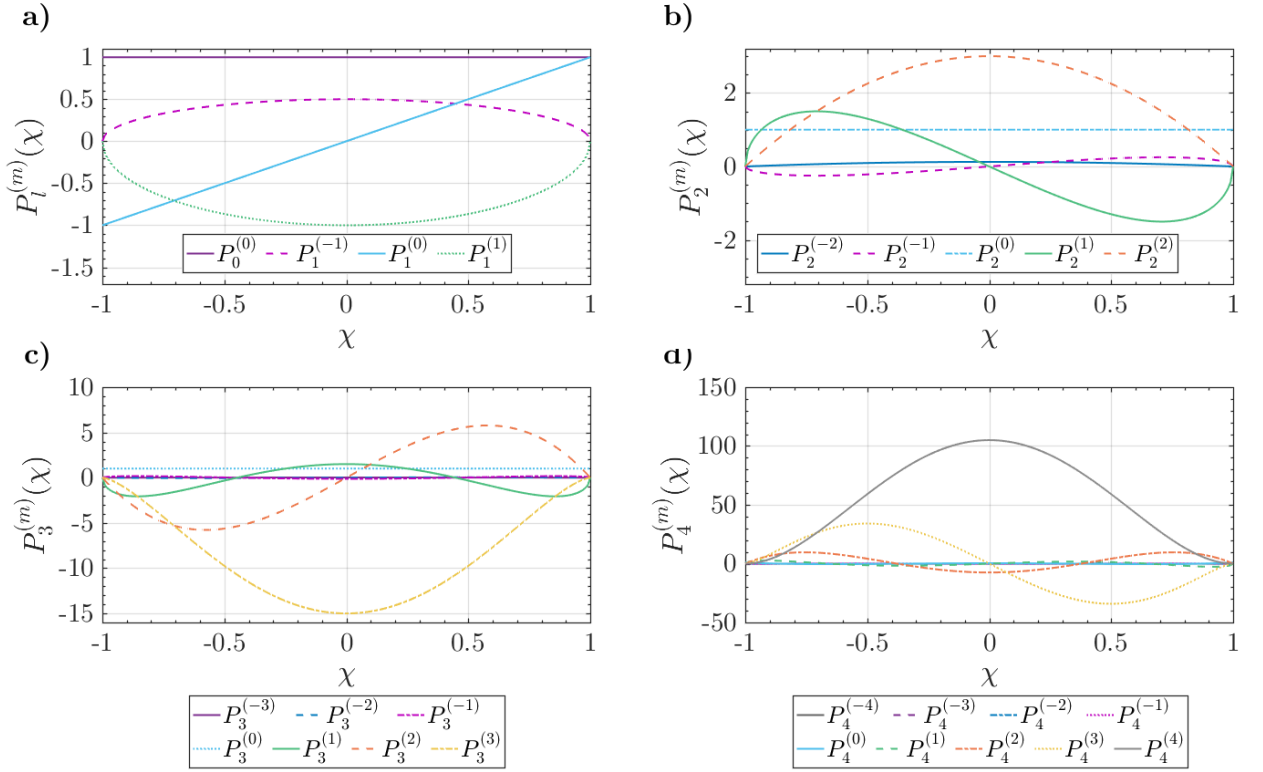


Fig. F.4. Polinomios asociados de Legendre P_l^m , de grado l , orden m y de argumento χ :
a) grado cero y uno, b) grado dos, c) grado tres, y d) grado cuatro.

Las funciones dadas por las Ecs. (F.31) y (F.33) se combinan para formar un armónico esférico:

$$W_l^m(\theta, \phi) = [A \cos(m\phi) + B \sen(m\phi)] P_l^m(\cos \theta). \quad (\text{F.34})$$

En cuanto a la primera ecuación del conjunto (F.30) puede definirse una función Z a través de:

$$R(r) = \frac{Z(r)}{\sqrt{k r}}, \quad (\text{F.35})$$

de modo que se transforma en:

$$r^2 \frac{d^2}{dr^2} Z + r \frac{d}{dr} Z + \left[k^2 r^2 - \left(l + \frac{1}{2} \right)^2 \right] \cdot Z = 0, \quad (\text{F.36})$$

la cual es la Ecuación de Bessel de orden $l + \frac{1}{2}$ y tiene como solución las funciones de Bessel $J_{l+1/2}(k \cdot r)$ y $Y_{l+1/2}(k \cdot r)$ mostradas en la Fig. B.3. Lo que significa que las soluciones para la

función $R(r)$ son las funciones esféricas de Bessel definidas a partir J y Y por:

$$R(r) = C \sqrt{\frac{\pi}{2k \cdot r}} J_{l+1/2}(k \cdot r) + D \sqrt{\frac{\pi}{2k \cdot r}} Y_{l+1/2}(k \cdot r), \quad (\text{F.37})$$

con C y D constantes.

Para el interior de la esfera hueca, $r < a$, resulta que el medio tiene índice de refracción n_2 , se puede suponer que la solución es finita en el origen descartando así la dependencia con $Y_{l+1/2}$. En el cascaron dieléctrico, $a < r < b$, de índice n_1 , se puede expresar la solución a partir de $J_{l+1/2}$ y $Y_{l+1/2}$ o bien empleando las funciones de Hankel dadas por:

$$\begin{aligned} H_{l+1/2}^{(1)}(k \cdot r) &= J_{l+1/2}(k \cdot r) + i Y_{l+1/2}(k \cdot r), \\ H_{l+1/2}^{(2)}(k \cdot r) &= J_{l+1/2}(k \cdot r) - i Y_{l+1/2}(k \cdot r). \end{aligned} \quad (\text{F.38})$$

Por último, en el exterior de la esfera hueca, $r < b$, nuevamente el medio tiene índice n_2 , y su dependencia funcional será con las funciones de Hankel. Expresando el número de onda en función de $k_0 = \omega/c$ como

$$k = \omega \cdot \sqrt{\varepsilon\mu} = \frac{\omega}{c} \cdot n = k_0 \cdot n, \quad (\text{F.39})$$

se llega a que la distribución radial del campo del WGM está dada por:

$$R(r) = \begin{cases} C_i \sqrt{\frac{\pi}{2k_0 \cdot n_2 \cdot r}} J_{l+1/2}(k_0 \cdot n_2 \cdot r) & r \leq a \\ C_d \sqrt{\frac{\pi}{2k_0 \cdot n_1 \cdot r}} J_{l+1/2}(k_0 \cdot n_1 \cdot r) + D_d \sqrt{\frac{\pi}{2k_0 \cdot n_1 \cdot r}} H_{l+1/2}^{(1)}(k_0 \cdot n_1 \cdot r) & a < r \leq b, \\ D_e \sqrt{\frac{\pi}{2k_0 \cdot n_1 \cdot r}} H_{l+1/2}^{(1)}(k_0 \cdot n_1 \cdot r) & r > b \end{cases} \quad (\text{F.40})$$

donde C_i , C_d , D_d y D_e son constantes que a determinar empleando las condiciones de contorno que establecen que las componentes tangenciales de los campos, tanto eléctrico como magnético, deben ser continuas en las superficies. Por lo tanto los WGM en las micro-esferas pueden obtenerse utilizando software de cálculos, que por el método de elementos finitos discretizan un dominio continuo, creando una malla que aproxima el dominio y facilita su resolución.

Es posible demostrar que los modos radiales de número alto penetran más profundamente en el interior de la esfera, evidenciando entonces gran sensibilidad a cambios en el índice de refracción

del material. Asimismo, como la cantidad de luz en el interior de la esfera depende del espesor de la pared, para que el WGM tenga la capacidad de detección la pared debe ser de unos pocos micrómetros [112]. Si la pared es lo suficientemente fina, el campo puede llegar a la zona vacía interior, siendo entonces sensible a cualquier cambio que se produzca en el canal microfluídico.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Maiman T.H. (1960). Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*. 187(4736), 493–4.
- [2] Kao K.C., Hockham G.A. (1966). Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. *Proc Iee*. 113(7), 1151–8.
- [3] Kapron F.P., Keck D.B., Maurer R.D. (1970). Radiation losses in glass optical waveguides. *Applied Physics Letters*. 17(10), 423–5.
- [4] Corning ®. (2014). SMF-28e+® [Internet: https://www.corning.com/media/worldwide/coc/documents/PI1463_07-14_English.pdf].
- [5] Udd E., Spillman Jr W.B. (2024). Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists. John Wiley & Sons, .
- [6] Hisham H.K. (2018). Optical Fiber Sensing Technology: Basics, Classifications and Applications. *American Journal of Remote Sensing*. 6(1), 1–5.
- [7] Paschotta R. (2010). Guide to Optical Fiber Technology. Vol. 59, International Journal of Electronics and Telecommunications. 131–140 p.
- [8] Sanghera J.S., Shaw L.B., Aggarwal I.D. (2002). Applications of chalcogenide glass optical fibers. *Comptes Rendus Chimie*. 5(12), 873–83.
- [9] Abrate S., Gaudino R., Perrone G., others. (2013). Step-index PMMA fibers and their applications. In: Current Developments in Optical Fiber Technology. InTech Rijeka, Croatia, 177–202.
- [10] Agrawal G.P. (2001). Nonlinear fiber optics. Third Edit. 466 p.
- [11] Agrawal G.P. (2002). Fiber-Optic Communications Systems. Third Edit. John Wiley & Sons, Inc., 546 p.
- [12] Ding M., Fan D., Wang W., Luo Y., Peng G.D. (2019). Basics of Optical Fiber Measurements. Handbook of Optical Fibers. 1099–1137 p.

- [13] Pendão C., Silva I. (2022). Optical Fiber Sensors and Sensing Networks: Overview of the Main Principles and Applications. *Sensors*. 22(19).
- [14] Lee D.C., Lee J.J., Kwon I.B. (2000). Monitoring of fatigue crack growth in steel structures using intensity-based optical fiber sensors. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*. 11(2), 100–7.
- [15] Sahota J.K., Gupta N., Dhawan D. (2020). Fiber Bragg grating sensors for monitoring of physical parameters: a comprehensive review. *Optical Engineering*. 59(06).
- [16] Miliou A. (2021). In-fiber interferometric-based sensors: Overview and recent advances. *Photonics*. 8(7).
- [17] Bao X., Wang Y. (2021). Recent Advancements in Rayleigh Scattering-Based Distributed Fiber Sensors. *Advanced Devices & Instrumentation*. 2021.
- [18] Caucheteur C., Guo T., Albert J. (2017). Polarization-Assisted Fiber Bragg Grating Sensors: Tutorial and Review. *Journal of Lightwave Technology*. 35(16), 3311–22.
- [19] Culshaw B. (1984). Optical fibre signal processing. *Proceedings SPIE, Fibre Optics*. 468, 167–73.
- [20] Sabri N., Aljunid S.A., Salim M.S., Fouad S. (2015). Fiber Optic Sensors: Short Review and Applications. In: Gaol FL, Shrivastava K, Akhtar J, editors. *Recent Trends in Physics of Material Science and Technology*. Springer Singapore (Singapore), 299–311.
- [21] N’cho J.S., Fofana I. (2020). Review of fiber optic diagnostic techniques for power transformers. *Energies*. 13(7).
- [22] Senior J.M., Cusworth S.D. (1990). Wavelength division multiplexing in optical fibre sensor systems and networks: a review. *Optics and Laser Technology*. 22(2), 113–26.
- [23] Girard S., Alessi A., Richard N., Martin-Samos L., De Michele V., et al. (2019). Overview of radiation induced point defects in silica-based optical fibers. *Reviews in Physics*. 4(February), 100032.

- [24] Morana A., Marin E., Lablonde L., Blanchet T., Robin T., et al. (2022). Radiation Effects on Fiber Bragg Gratings: Vulnerability and Hardening Studies. *Sensors*. 22(21).
- [25] Wu B., Shastri B.J., Prucnal P.R. (2013). Secure Communication in Fiber-Optic Networks. *Emerging Trends in ICT Security*. Elsevier Inc., 173–183 p.
- [26] Culshaw B., Kersey A. (2008). Fiber-Optic Sensing: A Historical Perspective. *Journal of Lightwave Technology*. 26(9), 1064–78.
- [27] Culshaw B. (2002). Advanced Optoelectronics in Optical Fibre Sensors. In: Martellucci S, Chester AN, Mignani AG, editors. *Optical Sensors and Microsystems: New Concepts, Materials, Technologies*. Springer US (Boston, MA), 3–14.
- [28] Culshaw B., Giles I.P. (1983). Fibre optic gyroscopes. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 16(5), 5–15.
- [29] Merzbacher C.I., Kersey A.D., Friebele E.J. (1996). Fiber optic sensors in concrete structures: A review. *Smart Materials and Structures*. 5(2), 196–208.
- [30] Moyo P., Brownjohn J.M.W., Suresh R., Tjin S.C. (2005). Development of fiber Bragg grating sensors for monitoring civil infrastructure. *Engineering Structures*. 27(12 SPEC. ISS.), 1828–34.
- [31] Zhong Z.Y., Zhi X.L., Yi W.J. (2007). Oil well real-time monitoring with downhole permanent FBG sensor network. *2007 IEEE International Conference on Control and Automation, ICCA*. 00, 2591–4.
- [32] Iodice M., Striano V., Cappuccino G., Palumbo A., Cocorullo G. (2005). Fiber Bragg grating sensors based system for strain measurements. *Proceedings of WFOPC2005 - 4th IEEE/LEOS Workshop on Fibres and Optical Passive Components*. 2005, 307–12.
- [33] Graupner A., Hurtig E., Trostel A. (2001). Distributed fibre optical temperature sensing technique a variable tool for monitoring tasks. *8th International Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science*. (June), 9–17.
- [34] Juarez J.C., Taylor H.F. (2005). Distributed fiber optic intrusion sensor system. *Optics*

InfoBase Conference Papers. 23(6), 2081–7.

- [35] Altug H., Oh S.H., Maier S.A., Homola J. (2022). Advances and applications of nanophotonic biosensors. *Nature Nanotechnology. 17(1)*, 5–16.
- [36] Dhote C., Singh A., Kumar S. (2022). Silicon Photonics Sensors for Biophotonic Applications—A Review. *IEEE Sensors Journal. 22(19)*, 18228–39.
- [37] Stepustchenko O.A., Morozov O.G., Sadykov I.R., Morozov G.A., Denisenko P.E., et al. (2010). Optical refractometric FBG biosensors: Problems of development and decision courses. *Optical Technologies for Telecommunications 2010. 7992, 79920D-79920D – 6*.
- [38] Chen Liu X.C. (2015). EDC-Mediated Oligonucleotide Immobilization on a Long Period Grating Optical Biosensor. *Journal of Biosensors & Bioelectronics. 06(02)*.
- [39] Delgado-Pinar M., Shi Q., Poveda-Wong L., Delgado-Pinar E.E., Xu B., et al. (2017). Oligonucleotide-Hybridization Fiber-Optic Biosensor using a Narrow Bandwidth Long Period Grating. *IEEE Sensors Journal. 17(17)*, 5503–9.
- [40] Juste-Dolz A., Delgado-Pinar M., Avella-Oliver M., Fernández E., Pastor D., et al. (2021). BIO bragg gratings on microfibers for label-free biosensing. *Biosensors and Bioelectronics. 176*(October 2020).
- [41] Chiavaioli F., Baldini F., Tombelli S., Trono C., Giannetti A. (2017). Biosensing with optical fiber gratings. *Nanophotonics. 6(4)*, 663–79.
- [42] Wei Y., Hu J., Wu P., Su Y., Liu C., et al. (2019). Optical fiber cladding SPR sensor based on core-shift welding technology. *Sensors (Switzerland). 19(5)*.
- [43] Singh L., Singh R., Zhang B., Cheng S., Kumar Kaushik B., et al. (2019). LSPR based uric acid sensor using graphene oxide and gold nanoparticles functionalized tapered fiber. *Optical Fiber Technology. 53*(August), 102043.
- [44] Liu W., Liu Z., Zhang Y., Li S., Zhang Y., et al. (2022). Specialty optical fibers and 2D materials for sensitivity enhancement of fiber optic SPR sensors: A review. *Optics and Laser*

- Technology*. 152, 108167.
- [45] Zhang S., Wan H., Xiong J., Wan C., Lu Y., et al. (2022). A High-Q, Hollow-Core Micro-Bottle Cavity Biosensor for DNA Detection With Low Detection Limit. *Journal of Lightwave Technology*. 40(15), 5345–51.
- [46] Subramanian S., Vincent S., Vollmer F. (2020). Effective linewidth shifts in single-molecule detection using optical whispering gallery modes. *Applied Physics Letters*. 117(15), 3–8.
- [47] Socorro A.B., Santamaria E., Fernandez-Irigoyen J., Villar I. Del, Corres J.M., et al. (2017). Fiber-Optic Immunosensor Based on an Etched SMS Structure. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*. 23(2).
- [48] Ji P., Jiang S., Lee S.-S. (2019). Fiber Reshaping-Based Refractive Index Sensor Interrogated through Both Intensity and Wavelength Detection. *Sensors*. 19(2477), 1–14.
- [49] San Fabian N., Socorro-Leranz A.B., Del Villar I., Diaz S., Matias I.R. (2019). Multimode-Coreless-Multimode Fiber-Based Sensors: Theoretical and Experimental Study. *Journal of Lightwave Technology*. 37(15), 3844–50.
- [50] Vicente A., Santano D., Zubiate P., Urrutia A., Del Villar I., et al. (2020). Lossy mode resonance sensors based on nanocoated multimode-coreless-multimode fibre. *Sensors and Actuators, B: Chemical*. 304(August 2019), 126955.
- [51] Ermatov T., Skibina J.S., Tuchin V. V, Gorin D.A. (2020). Functionalized Microstructured Optical Fibers: Materials, Methods, Applications. *Materials*. 13(921).
- [52] Chen K.C., Li Y. Le, Wu C.W., Chiang C.C. (2018). Glucose sensor using U-shaped optical fiber probe with gold nanoparticles and glucose oxidase. *Sensors (Switzerland)*. 18(4), 1–11.
- [53] Castro Martinez A.N., Komanec M., Nemecek T., Zvanovec S., Khotiaintsev S. (2016). Fiber optic refractometric sensors using a semi-ellipsoidal sensing element. *Applied Optics*. 55(10), 2574.
- [54] Zhang Y., Lei M., Hu H., Zhao Y., Li J., et al. (2018). Determination of refractive index by a

- U-shaped multimode fiber sensor. *Instrumentation Science and Technology*. 46(5), 490–501.
- [55] Yan H., Zhang C., Zhao X., Zhen Z., Li Q., et al. (2015). Experimental study of liquid refractive index sensing based on a U-shaped micro-fiber. *Optik*. 126(11–12), 1254–7.
- [56] Tan A.J.Y., Ng S.M., Stoddart P.R., Chua H.S. (2020). Theoretical Model and Design Considerations of U-Shaped Fiber Optic Sensors: A Review. *IEEE Sensors Journal*. 20(24), 14578–89.
- [57] Reyes M., Monzón-Hernández D., Martínez-Ríos A., Silvestre E., Díez A., et al. (2013). A refractive index sensor based on the resonant coupling to cladding modes in a fiber loop. *Sensors (Switzerland)*. 13(9), 11260–70.
- [58] Reyes Hurtado M. (2017). Análisis modal de fibras ópticas curvadas: aplicaciones de sensor. PhD thesis. Universitat de València (Estudi General).
- [59] Kiiveri P., Kuusisto M., Koponen J., Kimmelma O., Aallos V., et al. (2022). Refractive index profiles and propagation losses in bent optical fibers. *Optical Engineering*. 61(12), 1–15.
- [60] Wang P., Semenova Y., Wu Q., Farrell G., Ti Y., et al. (2009). Macrobending single-mode fiber-based refractometer. *Applied Optics*. 48(31), 6044–9.
- [61] White I.M., Fan X. (2008). On the performance quantification of resonant refractive index sensors. *Opt Express*. 16(2), 1020–8.
- [62] Thorlabs ®. (2014). Manual Fiber Polarization Controllers [Internet: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=343].
- [63] Leviton D.B., Frey B.J. (2006). Temperature-dependent absolute refractive index measurements of synthetic fused silica. *Optomechanical Technologies for Astronomy*. 6273, 62732K.
- [64] Ghoreyshi A.A., Farhadpour F.A., Soltanieh M., Bansal A. (2003). Transport of small polar molecules across nonporous polymeric membranes: I. Experimental procedures and data analysis. *Journal of Membrane Science*. 211(2), 193–214.

- [65] Topală T., Bodoki A., Oprean L., Oprean R. (2014). Bovine serum albumin interactions with metal complexes. *Clujul Medical*. 87(4), 5.
- [66] Indyk H.E., Gill B.D., Woollard D.C. (2015). An optical biosensor-based immunoassay for the determination of bovine serum albumin in milk and milk products. *International Dairy Journal*. 47, 72–8.
- [67] Yu C.H., Al-saadi A., Shih S., Qiu L., Tam K.Y., et al. (2009). Immobilization of BSA on Silica-Coated Magnetic Iron Oxide Nanoparticle. , 537–43.
- [68] Song H., Yang C., Yohannes A., Yao S. (2016). Acidic Ionic Liquid-modified Silica Gel for Adsorption and Separation of Bovine Serum Albumin (BSA). *RSC Advances*. 6(109).
- [69] Kopac T., Bozgeyik K., Yener J. (2008). Effect of pH and temperature on the adsorption of bovine serum albumin onto titanium dioxide. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 322(1–3), 19–28.
- [70] Juste-Dolz A., Delgado-Pinar M., Avella-Oliver M., Fernández E., Cruz J.L., et al. (2022). Denaturing for Nanoarchitectonics: Local and Periodic UV-Laser Photodeactivation of Protein Bilayers to Create Functional Patterns for Biosensing. *ACS Applied Materials and Interfaces*. 14(36), 41640–8.
- [71] Norde W., Macritchie F., Nowicka G., Lyklema J. (1986). Protein Adsorption at Solid-Liquid Interfaces: Reversibility and Conformation Aspects. *Journal of Colloid and Interface Science*. 112(2).
- [72] Bandyopadhyay S., Del Villar I., Basumallick N., Biswas P., Dey T.K., et al. (2018). Long Period Fiber Grating for Biosensing: An Improved Design Methodology to Enhance Add-Layer Sensitivity. *Journal of Lightwave Technology*. 36(4), 1178–84.
- [73] Wu S., Yin S., Yu F.T.S. (1991). Sensing with fiber specklegrams. *Applied Optics*. 30(31), 4468.
- [74] Yu F.T.S., Wen M., Yin S., Uang C.-M. (1993). Submicrometer displacement sensing using inner-product multimode fiber speckle fields. *Applied Optics*. 32(25), 4685.

- [75] Wang B., Huang C., Guo R., Yu F.T.S. (2003). A novel fiber chemical sensor using inner-product multimode fiber speckle fields. *Photorefractive Fiber and Crystal Devices: Materials, Optical Properties, and Applications IX*. 5206, 299.
- [76] Galindez C., Lomer M., Rodriguez-Cobo L., Lopez-Higuera J.M. (2012). Influence of the refractive index of liquids in the speckle pattern of multimode fibers. *Speckle 2012: V International Conference on Speckle Metrology*. 8413, 84131Q.
- [77] Fujiwara E., Wu Y.T., Suzuki C.K. (2012). Vibration-based specklegram fiber sensor for measurement of properties of liquids. *Optics and Lasers in Engineering*. 50(12), 1726–30.
- [78] Liu Y., Qin Q., Liu H. huan, Tan Z. wei, Wang M. guang. (2018). Investigation of an image processing method of step-index multimode fiber specklegram and its application on lateral displacement sensing. *Optical Fiber Technology*. 46(August), 48–53.
- [79] Kekre H., Thepade S.D., Sarode, Tanuja K Suryawanshi V. (2010). Image Retrieval using Texture Features extracted from GLCM, LBG and KPE. *International Journal of Computer Theory and Engineering*. 2(5), 695–700.
- [80] Wang J.J., Yan S.C., Xu F. (2017). Speckle-based fiber sensor for temperature measurement. *ICOON 2017 - 16th International Conference on Optical Communications and Networks*. 2017-Janua, 1–3.
- [81] Li J., Xu B., Pan Y. (2016). OPTICAL REFRACTIVE INDEX MEASURING SYSTEM BASED ON SPECKLE CORRELATION (patent).
- [82] Socorro A.B., Santamaria E., Fernandez-Irigoyen J., Villar I. Del, Corres J.M., et al. (2017). Fiber-Optic Immunosensor Based on an Etched SMS Structure. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 23(2), 314–21.
- [83] Yadav T.K., Narayanaswamy R., Abu Bakar M.H., Kamil Y.M., Mahdi M.A. (2014). Single mode tapered fiber-optic interferometer based refractive index sensor and its application to protein sensing. *Optics Express*. 22(19), 22802.

- [84] Kaushik S., Pandey A., Tiwari U.K., Sinha R.K. (2018). A label-free fiber optic biosensor for Salmonella Typhimurium detection. *Optical Fiber Technology*. 46(August), 95–103.
- [85] Fujiwara E., Da Silva L.E., De Freitas H.E., Wu Y.T., Cordeiro C.M.B. (2019). Optical Fiber Chemical Sensor Based on the Analysis of Fiber Specklegrams Characteristics. *2018 SBFoton International Optics and Photonics Conference, SBFoton IOPC 2018*. 2, 1–5.
- [86] Federico A., Kaufmann G.H., Galizzi G.E., Rabal H., Trivi M., et al. (2006). Simulation of dynamic speckle sequences and its application to the analysis of transient processes. *Optics Communications*. 260(2), 493–9.
- [87] Organización Mundial de la Salud. (2018). Sacarosa - ICSC: 1507 [Internet].
- [88] Basker D. (1992). Comparison of taste quality between organically and conventionally grown fruits and vegetables. *American Journal of Alternative Agriculture*. 7(3), 129–36.
- [89] Rayleigh, Lord. (1910). CXII. The problem of the whispering gallery. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 20(120), 1001–4.
- [90] Richtmyer R.D. (1939). Dielectric resonators. *Journal of applied physics*. 10(6), 391–8.
- [91] Garrett C.G.B., Kaiser W., Bond W.L. (1961). Stimulated emission into optical whispering modes of spheres. *Physical Review*. 124(6), 1807–9.
- [92] Cai L., Pan J., Zhao Y., Wang J., Xiao S. (2020). Whispering Gallery Mode Optical Microresonators: Structures and Sensing Applications. *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*. 217(6), 1–18.
- [93] Zhang Y., Song Q., Zhao D., Tang X., Zhang Y., et al. (2023). Review of different coupling methods with whispering gallery mode resonator cavities for sensing. *Optics and Laser Technology*. 159(November 2022), 108955.
- [94] Righini G.C., Soria S. (2016). Biosensing by WGM microspherical resonators. *Sensors (Switzerland)*. 16(6), 1–25.
- [95] Lin G., Diallo S., Henriët R., Jacquot M., Chembo Y.K. (2014). Barium fluoride whispering-

- gallery-mode disk-resonator with one billion quality-factor. *Optics Letters*. 39(20), 6009.
- [96] Su J., Goldberg A.F.G., Stoltz B.M. (2016). Label-free detection of single nanoparticles and biological molecules using microtoroid optical resonators. *Light: Science and Applications*. 5(March 2015), 2–7.
- [97] Jiang X., Qavi A.J., Huang S.H., Yang L. (2018). Whispering gallery microsensors: a review.
- [98] Park M.K., Kee J.S., Quah J.Y., Netto V., Song J., et al. (2013). Label-free aptamer sensor based on silicon microring resonators. *Sensors and Actuators, B: Chemical*. 176, 552–9.
- [99] Kazanskiy N.L., Khonina S.N., Butt M.A. (2023). A Review of Photonic Sensors Based on Ring Resonator Structures: Three Widely Used Platforms and Implications of Sensing Applications. *Micromachines*. 14(5).
- [100] Zhao X., Guo Z., Zhou Y., Guo J., Liu Z., et al. (2022). Optical Whispering-Gallery-Mode Microbubble Sensors. *Micromachines*. 13(4).
- [101] Zain H.A., Batumalay M., Haris H., Saad I., Muhammad A.R., et al. (2023). Review of Microbottle Resonators for Sensing Applications. *Micromachines*. 14(4).
- [102] Heebner J., Grover R., Ibrahim T. (2008). Optical Microresonators: Theory, Fabrication, and Applications. Springer Science+Business Media (London), 263 p.
- [103] Sumetsky M. (2004). Whispering-gallery-bottle microcavities: the three-dimensional etalon. *Optics Letters*. 29(1), 8.
- [104] Zhang E.J., Sacher W.D., Poon J.K.S. (2010). Hydrofluoric acid flow etching of low-loss subwavelength-diameter biconical fiber tapers. *Optics Express*. 18(21), 22593.
- [105] Gangopadhyay T.K., Halder A., Das S., Paul M.C., Pal M., et al. (2010). Fabrication of tapered single mode fiber by chemical etching and used as a chemical sensor based on evanescent field absorption. *Photonics 2010: Tenth International Conference on Fiber Optics and Photonics*. 8173, 817321.
- [106] Kbashi H.J. (2012). Fabrication of Submicron-Diameter and Taper Fibers Using Chemical

- Etching. *Journal of Materials Science and Technology*. 28(4), 308–12.
- [107] Burns W.K., Villarruel C.A., Moeller R.P., Abebe M. (1986). Loss Mechanisms in Single-Mode Fiber Tapers. *Journal of Lightwave Technology*. 4(6), 608–13.
- [108] Goodman J.W. (1976). Some fundamental properties of speckle*. *Journal of the Optical Society of America*. 66(11), 1145.
- [109] Fricke-Begemann T. (2002). Optical Measurement of Deformation Fields and Surface Processes with Digital Speckle Correlation - PhD thesis. University of Oldenburg.
- [110] Fujiwara E., Marques dos Santos M.F., Suzuki C.K. (2017). Optical fiber specklegram sensor analysis by speckle pattern division. *Applied Optics*. 56(6), 1585.
- [111] Ward J.M., Dhasmana N., Nic Chormaic S. (2014). Hollow core, whispering gallery resonator sensors. *European Physical Journal: Special Topics*. 223(10), 1917–35.
- [112] White I.M., Oveys H., Fan X. (2006). Liquid-core optical ring-resonator sensors. *Optics Letters*. 31(9), 1319.