



UNIVERSIDAD DE  
GUANAJUATO



---

# Estudio de la respuesta de un sistema de dos interferómetros Fabry-Pérot extrínsecos de fibra óptica en paralelo y en serie

---

**Israel Alejandro Gómez Pérez**

Universidad de Guanajuato

Campus León

División de Ciencias e Ingenierías

Para la obtención de grado de

**Licenciatura en Ingeniería Física**

(I.F.)

**Asesores de tesis:**

*Dr. David Monzón Hernández*

*Dr. Erick Sarmiento Gómez*

25 de Abril de 2023

# Dedicatoria

---

Dedico la redacción del presente texto a mi madre quién siempre priorizó mis estudios y destacó la importancia de salir adelante; a mi abuelo, Indalecio Gómez García, en paz descanse, por sus enseñanzas en el camino del bien, su noción de la justicia, ganas de salir adelante, y por suplir mi figura paterna adecuadamente; a mi abuela, Ma. Hilaria Pérez Pérez por todas sus atenciones, cariño incondicional, lealtad y amor; y a mi familia, quienes a pesar de todas las carencias, aportaron a mi formación y logramos juntos que esto fuera posible.

# Agradecimientos

---

Debo exclamar con júbilo el profundo agradecimiento que siento por todas las personas que aportaron a mi desarrollo personal y académico que a continuación enlistaré con orgullo; Ma. Guadalupe Gómez Pérez, mi madre, a quien con gran admiración enunció debido a su magnífico apoyo y tutela excepcional durante toda mi formación, su lealtad, confianza y valores que sin duda alguna forjaron las bases y cimientos de mi personalidad, sin su ayuda, nada de esto hubiera sido posible; mis abuelos, Ma. Hilaria Pérez Pérez e Indalecio Gómez García, por su inmenso cariño, sus inconmensurables enseñanzas de la vida, sus invaluable anécdotas y experiencias que despertaron en mi las ganas de salir adelante; a mis tías(os), Ma. Alicia Gómez Pérez y Rogelio López Vallejo, por el apoyo otorgado en tiempos difíciles brindándome un segundo hogar, Mónica Gómez Pérez, Rosa Gómez Pérez y Marisela Gómez Pérez, que contribuyeron a mi desarrollo académico de distintas, únicas e invaluable maneras cuando más los necesité y que sin el apoyo de cada uno de ellos no habría sido posible el término de mis estudios de licenciatura; Ing. Ricardo Vargas Becerra por despertar mi curiosidad científica al enseñarme la belleza de la física; Ing. Pascual Sandoval por apoyarme y motivarme enormemente en los concursos de física, además de facilitarme material didáctico para la carrera de física; Dr. José Torres Arenas por inspirarme e influir fuertemente en aspectos cruciales de la física como la formalidad en la redacción y deducción matemática; Dr. Julián Félix Valdez por enseñarme el verdadero paradigma científico partiendo de primeros principios y basado en observaciones; Dra. Lorena Berenice, Dr. Carlos Herman Wiechers, y Dr. Erick Sarmiento por brindarme su apoyo, orientación, y confianza además de despertar mi interés por la óptica; Una mención honorífica al Dr. David Monzón Hernández por su infinita paciencia, apoyo incondicional, alegría, orientación académica sin igual, comprensión y sabiduría que influyeron fuertemente en el culmen del presente texto; A la Dra. Monserrat Alonso por su paciencia y orientación en el laboratorio; Al Dr. Arturo González Vega por su contribución y orientación en el presente texto; A la futura maestra en física Rocío Irais Córdova Alfaro por estar a mi lado y apoyarme en los peores y mejores momentos del desarrollo del presente texto, por vivir esta experiencia a la par que yo y motivarme a seguir adelante.

Gracias a todos ustedes, mi sueño de ser Físico y terminar mi carrera exponiendo una tesis se ha cumplido.

# Resumen

---

Se realizó un estudio de la respuesta de un interferómetro Fabry-Pérot de dos cavidades en serie y dos interferómetros Fabry-Pérot en paralelo con el propósito de explorar la posibilidad de mejorar las técnicas actuales de medición al mejorar la resolución en la medición de los cambios en la longitud de camino óptico del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco partiendo de *primeros principios*.

Se aplicaron tres variantes del interferómetro Fabry-Pérot, a saber, simple, en serie, y en paralelo, en distintas condiciones y con diversos materiales.

Para establecer las bases conceptuales y desarrollar técnicas de medición pertinentes y necesarias en las observaciones controladas. El presente estudio se dividió en tres partes donde cada una corresponde con una variante del interferómetro.

De los resultados se pudo evidenciar que para la primera parte, correspondiente al interferómetro simple, existen algoritmos que permiten la medición precisa de la longitud de camino óptico como, el cambiar al espacio de Fourier, donde la resolución máxima es del orden de  $10\ \mu\text{m}$  (sin técnicas especializadas) además de brindar un estimado de la exactitud de los elementos del sistema.

Para la segunda parte, correspondiente al interferómetro en serie, en donde las cavidades pueden ser ambas de materiales sólidos, sólido y líquida, sólida y gas, o gas y líquido. Se determinó que en los materiales líquidos existen problemas de estabilidad y planitud en la interfaz entre los medios dieléctricos debido a la propiedad inherente de los líquidos denominada **capilaridad**. Además se pudo determinar el índice de refracción del agua desionizada en el intervalo de longitudes de onda  $\lambda = [1510\ \text{nm}, 1590\ \text{nm}]$  donde además se pudo observar los efectos de la **absorción** de la luz así como una dependencia de la longitud del medio en los parámetros del modelo relacionados con el coeficiente de pérdidas asociadas con los medios dieléctricos.

De la tercera y última parte, se pudo identificar un rango óptimo para medición automatizada y una segunda escala de medición que amplifica hasta en tres órdenes de magnitud la resolución del espacio de Fourier, logrando detectar variaciones nanométricas.

Por lo tanto, se concluye que es posible alcanzar una resolución nanométrica haciendo uso de algunas variantes del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades y que es posible desarrollar dispositivos que operen haciendo uso de dicho fenómenos bajo ciertas condiciones en los rangos especificados.

**Palabras clave**—Interferómetro, Fabry-Pérot, serie, paralelo, nanómetros, sensores, resolución, fibra óptica.

# Índice general

---

<b>Dedicatoria</b>	<b>II</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>III</b>
<b>Resumen</b>	<b>IV</b>
<b>Índice general</b>	<b>VI</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
<b>I Interferómetro Fabry-Pérot en fibra óptica</b>	<b>3</b>
<b>2 Conceptos fundamentales</b>	<b>4</b>
2.1 Fibra óptica . . . . .	10
2.2 LASER . . . . .	13
2.3 El interferómetro Fabry-Pérot . . . . .	15
<b>3 Planeación y diseño del sistema experimental</b>	<b>18</b>
3.1 Planeación . . . . .	18
3.2 Diseño . . . . .	19
<b>4 Sistema experimental</b>	<b>20</b>
4.1 Elementos del sistema . . . . .	20
4.2 Configuración . . . . .	22
<b>5 Caracterización del sistema experimental</b>	<b>23</b>
5.1 Pruebas preliminares . . . . .	23
5.2 Pre-procesamiento Digital . . . . .	25
5.3 Modelo de un interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica . . . . .	29
5.4 Procesamiento Digital . . . . .	36
5.5 Observaciones . . . . .	46
5.5.1 Procedimiento 1 . . . . .	46
5.5.2 Procedimiento 2 . . . . .	47

<b>II</b>	<b>Interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica de dos cavidades en serie</b>	<b>51</b>
<b>6</b>	<b>Conceptos fundamentales</b>	<b>52</b>
<b>7</b>	<b>Planeación y diseño de sistema experimental</b>	<b>53</b>
7.1	Planeación . . . . .	53
7.2	Diseño . . . . .	54
<b>8</b>	<b>Sistema experimental</b>	<b>57</b>
8.1	Elementos y configuración del sistema . . . . .	57
<b>9</b>	<b>Caracterización</b>	<b>59</b>
9.1	Pruebas preliminares . . . . .	59
9.2	Modelo de un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie . . . . .	61
9.3	Observaciones . . . . .	63
9.3.1	Observaciones preliminares . . . . .	64
9.3.2	Procedimiento 1 . . . . .	67
9.3.3	Procedimiento 2 . . . . .	69
9.3.4	Procedimiento 3 . . . . .	72
<b>III</b>	<b>Esquema de dos interferómetros Fabry-Pérot en paralelo</b>	<b>76</b>
<b>10</b>	<b>Conceptos fundamentales</b>	<b>77</b>
<b>11</b>	<b>Planeación y diseño del sistema experimental</b>	<b>78</b>
11.1	Planeación . . . . .	78
11.2	Diseño . . . . .	79
<b>12</b>	<b>Sistema experimental</b>	<b>81</b>
12.1	Elementos y configuración del sistema . . . . .	81
<b>13</b>	<b>Caracterización</b>	<b>82</b>
13.1	Pruebas preliminares . . . . .	82
13.2	Modelo de dos interferómetros Fabry-Pérot de fibra óptica en paralelo	86

13.3 Observaciones . . . . .	91
13.3.1 Observaciones preliminares . . . . .	91
13.3.2 Efecto Vernier . . . . .	95
<b>14 Discusión y conclusiones</b>	<b>122</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>128</b>



Con el rápido desarrollo de la tecnología en la época actual se ha fomentado la miniaturización de dispositivos hasta escala nanométrica dado que a dicha escala ya es posible interactuar con componentes esenciales de la materia como pequeños grupos de átomos y moléculas sencillas. A la par, es necesario el desarrollo y exploración de técnicas especializadas que permitan la medición de cantidades cada vez más pequeñas.

Actualmente, en la literatura, se sabe que los interferómetros son dispositivos altamente sensibles para aplicaciones a escala micrométrica [1, 2], sin embargo, una reciente y novedosa técnica permite ampliar la resolución de dichos dispositivos bajo ciertas condiciones haciendo uso de una escala de medición secundaria y fácil de medir. Esta técnica en particular permite mejorar la resolución de un interferómetro Fabry-Pérot hasta escala nanométrica [3].

En este trabajo, se pretende estudiar la respuesta de tres variantes del interferómetro Fabry-Pérot y determinar hasta que grado se puede mejorar la resolución de las técnicas clásicas de medición micrométrica de los interferómetros de este tipo con las variantes y condiciones que permiten la aparición de la segunda escala de medición que debido a sus características tienen grandes implicaciones en el ámbito académico, de investigación, medicina, e industria.

Se hará uso de tres variantes del interferómetro Fabry-Pérot, con distintas características que permiten la observación detallada de aspectos importantes para cada uno de ellos. Con el interferómetro simple Fabry-Pérot se establecerán las bases conceptuales y las herramientas de procesamiento adecuadas para las observaciones así como la optimización de diversos parámetros. Con el interferómetro Fabry-Pérot en serie se pretende analizar la respuesta de esta variante en materiales líquidos debido a sus potenciales aplicaciones en la industria e investigación, así como entender las características, ventajas o desventajas de incluir más cavidades en el modelo. Finalmente, con el interferómetro Fabry-Pérot en paralelo se identificará la segunda escala de medición así como establecer un rango óptimo para realizar observaciones detalladas y sentar las bases para posteriores mediciones automatizadas así como clarificar la ganancia en resolución al utilizar este tipo de técnicas.

El presente texto está dividido en tres partes independientes, cada una orientada a la cuidadosa observación de cada una de las tres variantes del interferómetro Fabry-Pérot.

La primera parte esta relacionada con la observación de la respuesta del interferómetro Fabry-Pérot simple en fibra óptica y establecer las bases conceptuales pertinentes desde primeros principios así como algoritmos para el procesamiento digital de las mediciones.

La segunda parte esta relacionada con la observación de la respuesta del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie en fibra óptica donde se analizan materiales solidos como referencia y se da un posterior enfoque a materiales líquidos y diversas alternativas a los problemas que inherentes de estos últimos materiales.

La tercer parte esta relacionada con la observación de la respuesta del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo con otro interferómetro de cualidades similares donde se analizan las nuevas técnicas que permiten amplificar la resolución del dispositivo hasta escala nanométrica así como identificar un rango óptimo de medición.

Dado que cada una de las partes son independientes entre sí, pero llevan un objetivo en común, cada una de ellas consta de cuatro capítulos. Un capítulo de **conceptos fundamentales** donde se discuten todos los primeros principios físicos, interrogantes, y motivaciones que sustentan la variante del interferómetro en cuestión. Otro capítulo de **planeación y diseño experimental** donde se redactan los objetivos y el arreglo observacional de cada variante del interferómetro. Un capítulo más de **sistema experimental** donde se detalla la construcción, ensamblaje, configuración, y elementos que intervienen en el funcionamiento de la variante del interferómetro correspondiente. Y, finalmente, un capítulo de **caracterización** donde se indentifican las principales particularidades y limitantes del sistema así como el concentrado de las observaciones realizados y los resultados de la respuesta de la variante del interferómetro bajo diversas condiciones.

Parte I

# Interferómetro Fabry-Pérot en fibra óptica

# 2

## Conceptos fundamentales

---

La curiosidad innata del ser humano por entender los fenómenos naturales junto con el surgimiento del método científico (a partir del siglo XVII) han propiciado la existencia de las denominadas ciencias exactas. En la física, incluida en esta clasificación, se estudia el funcionamiento del universo apelando a explicaciones basadas en primeros *principios*. Por su parte, la óptica, que es una rama de estudio de la física, es determinante en la descripción de las propiedades, el análisis de la naturaleza y las interacciones de la luz con la materia.

Una extensa serie de estudios y cuidadosas observaciones llevadas a cabo entre los siglos XVII y XIX llevaron a descubrir la naturaleza ondulatoria de la luz. Es decir, la luz puede describirse como una onda. Las *ondas clásicas* son un concepto ampliamente utilizado en diversos campos de la física; está relacionado con *sistemas oscilantes* en tiempo (oscilan en un mismo lugar del espacio) y que además pueden propagarse a través del espacio (requieren un medio para hacerlo) transportando energía y momento (cantidad de movimiento) [4].

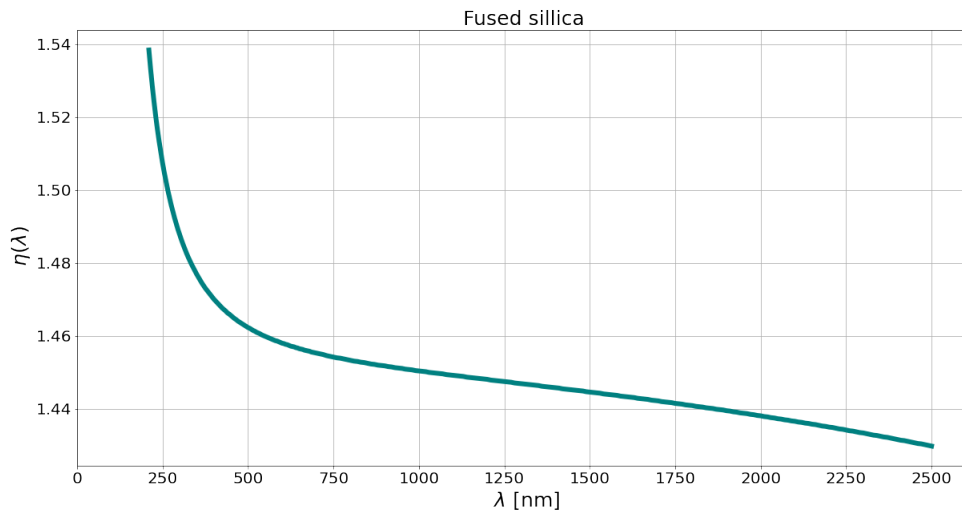
Sin embargo, no fue hasta 1865 cuando James C. Maxwell descubrió que la luz era una onda electromagnética [5]. Este radical descubrimiento revolucionó la comprensión de la misma. Pues desde ese momento, la luz se entiende como una perturbación del campo electromagnético que se propaga a través del espacio (incluso el vacío).

Es interesante discutir el fenómeno de cambio de medio de propagación de la luz. Cuando la luz se propaga por el vacío, esta lo hace a una velocidad característica  $c$  que equivale, exactamente, a  $299,792,458 \frac{m}{s}$  [6] y es una de las constantes fundamentales del universo. Si se denota la velocidad de la luz en un medio material como  $v$ , entonces se define

$$\eta \equiv \frac{c}{v}, \quad (2.1)$$

donde  $\eta$  es denominado *índice de refracción*.

El *índice de refracción* es una cantidad adimensional que cuantifica el cambio de la velocidad (comparada con el vacío) de la luz cuando se propaga por un medio material. En general, el *índice de refracción* es una función de la longitud de onda,  $\eta = \eta(\lambda)$  a este hecho se le denomina **dispersión** (figura 2.1).



**Figura 2.1:** Variación del índice de refracción para la silica fundida con respecto a la longitud de onda [7].

Un concepto crucial en este estudio es la **longitud de camino óptico** u **OPL** (por sus siglas en inglés),  $\Lambda$ , es la longitud equivalente (en el vacío) a la distancia recorrida por la luz en el medio material de propagación [8]

$$\frac{\Lambda}{\lambda_0} = \frac{L}{\lambda}, \tag{2.2}$$

donde  $\lambda_0$  representa la longitud de onda en el vacío,  $\lambda$  la longitud de onda en el medio material y  $L$  la longitud del medio recorrida por la luz.

La ecuación (2.2) puede escribirse también como

$$\Lambda = \eta L, \tag{2.3}$$

donde  $\eta$  es el *índice de refracción* del medio material.

En el **principio de Fermat** se establece que *... "el camino recorrido por la luz entre cualesquiera dos puntos en un sistema, es siempre aquél que minimiza el tiempo"* [9]. Con base en este principio, se puede deducir que cuando la luz incide sobre una

Aire	1,000 29
Hielo	1,31
Agua	1,333
Alcohol etílico (C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH)	1,36
Cuarzo fundido (SiO <sub>2</sub> )	1,458 4
Tetracloruro de carbono (CCl <sub>4</sub> )	1,46
Trementina	1,472
Benceno (C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> )	1,501
Plexiglás	1,51
Vidrio crown	1,52
Cloruro de sodio (NaCl)	1,544
Vidrio flint ligero	1,58
Poliestireno	1,59
Disulfuro de carbono (CS <sub>2</sub> )	1,628
Vidrio flint denso	1,66
Vidrio flint de lantano	1,80
Zircón (ZrO <sub>2</sub> ·SiO <sub>2</sub> )	1,923
Titanito de estroncio (SrTiO <sub>3</sub> )	2,409
Diamante (C)	2,417
Rutilo (TiO <sub>2</sub> )	2,907
Fosfuro de galio	3,50

**Figura 2.2:** La siguiente tabla muestra el valor numérico de varios índices de refracción para distintos medios materiales [8]

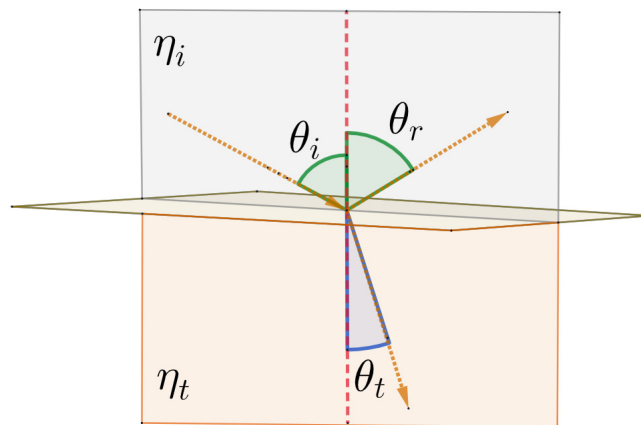
interfaz (figura 2.3) entre dos medios de distintos índices de refracción  $\eta_i$  y  $\eta_t$ , respectivamente, se obtiene que

$$\theta_i = \theta_r, \quad (2.4)$$

$$\eta_i \sin(\theta_i) = \eta_t \sin(\theta_t), \quad (2.5)$$

donde  $\theta_i$ ,  $\theta_r$  y  $\theta_t$  son los ángulos de incidencia, de reflexión y de transmisión, respectivamente, medidos respecto a la normal de la superficie de la interfaz (véase figura 2.3).

La ecuación (2.5) es conocida como **ley de Snell** en honor al astrónomo y matemático Willebrord Snellius, quien determinó por primera vez, en 1621, esta relación matemática [10]. Por su parte, la ecuación (2.4) es conocida, simplemente, como **ley de reflexión de la luz**.



**Figura 2.3:** La incidencia de un haz de luz en la interfaz de dos medios de distintos índices de refracción.

Una vez que se consolidó la teoría electromagnética, se logró abordar el fenómeno de cambio de medio de propagación de la luz de manera más precisa. De este modo, las ecuaciones (2.4) y (2.5) surgen como consecuencia de considerar una onda electromagnética plana<sup>1</sup>, monocromática<sup>2</sup> y linealmente polarizada<sup>3</sup> incidente sobre

- 1 Los campos eléctrico y magnético son perpendiculares a la dirección de propagación y tienen la misma magnitud y fase en planos perpendiculares a la misma.
- 2 Luz de frecuencia constante.
- 3 Hace referencia al hecho que el campo eléctrico oscila en una línea recta en un plano perpendicular a la dirección de propagación.

una interfaz entre dos medios materiales dieléctricos, homogéneos e isotrópicos (con distinto índice de refracción) y aplicar las condiciones de frontera pertinentes (la continuidad de las componentes tangenciales y normales en los campos eléctrico y magnético, respectivamente). A estas relaciones, se les conoce como las relaciones de fase de los campos eléctricos incidente-reflejado e incidente-transmitido.

Por otro lado, se pueden determinar relaciones de amplitud entre los campos incidente-reflejado e incidente-transmitido segmentando el análisis en dos contribuciones; la primera contribución se da considerando una onda electromagnética incidente con un campo eléctrico que oscila perpendicularmente al plano de incidencia; la segunda contribución radica en considerar una onda electromagnética cuyo campo eléctrico oscile de manera paralela al plano de incidencia. Este particular análisis tiene su fundamento en la naturaleza ondulatoria de luz, dado que es una onda transversal. Luego de aplicarse las respectivas condiciones de frontera sobre las componentes de los campos eléctrico y magnético, se puede deducir que

$$\left(\frac{E_r}{E_i}\right)_{\perp} = \frac{\frac{\eta_i}{\mu_i} \cos(\theta_i) - \frac{\eta_t}{\mu_t} \cos(\theta_t)}{\frac{\eta_i}{\mu_i} \cos(\theta_i) + \frac{\eta_t}{\mu_t} \cos(\theta_t)}, \quad (2.6)$$

$$\left(\frac{E_t}{E_i}\right)_{\perp} = \frac{2\frac{\eta_i}{\mu_i} \cos(\theta_i)}{\frac{\eta_i}{\mu_i} \cos(\theta_i) + \frac{\eta_t}{\mu_t} \cos(\theta_t)}, \quad (2.7)$$

$$\left(\frac{E_r}{E_i}\right)_{\parallel} = \frac{\frac{\eta_t}{\mu_t} \cos(\theta_i) - \frac{\eta_i}{\mu_i} \cos(\theta_t)}{\frac{\eta_t}{\mu_t} \cos(\theta_i) + \frac{\eta_i}{\mu_i} \cos(\theta_t)}, \quad (2.8)$$

$$\left(\frac{E_t}{E_i}\right)_{\parallel} = \frac{2\frac{\eta_i}{\mu_i} \cos(\theta_i)}{\frac{\eta_i}{\mu_i} \cos(\theta_t) + \frac{\eta_t}{\mu_t} \cos(\theta_i)}, \quad (2.9)$$

donde  $E$  representa la magnitud del campo eléctrico,  $\eta$  representa el *índice de refracción* y  $\mu$  representa la permeabilidad magnética<sup>4</sup> del medio material. Los subíndices  $i$ ,  $r$ , y  $t$  hacen referencia a incidente, reflejado, y transmitido.

A las ecuaciones (2.6), (2.7), (2.8), y (2.9) se les denomina *ecuaciones de Fresnel* en honor al físico Agustín J. Fresnel [11] quien fué pionero en su determinación.

Las *ecuaciones de Fresnel* relacionan los campos eléctricos incidente, reflejado, y transmitido. En general, cuando la onda electromagnética alcanza la interfaz entre ambos medios, parte de ella se refleja y parte de ella se transmite. Dichas ecuaciones pueden simplificarse si se consideran medios de propagación en materiales dieléctricos. Dando lugar a los denominados *coeficientes de Fresnel*.

Donde  $\mu_i \approx \mu_t \approx \mu_r$

4 Medida de la respuesta de un material ante un campo magnético.

$$r_{\perp} \equiv \left( \frac{E_r}{E_i} \right)_{\perp} \approx \frac{\eta_i \cos(\theta_i) - \eta_t \cos(\theta_t)}{\eta_i \cos(\theta_i) + \eta_t \cos(\theta_t)}, \quad (2.10)$$

$$t_{\perp} \equiv \left( \frac{E_t}{E_i} \right)_{\perp} \approx \frac{2\eta_i \cos(\theta_i)}{\eta_i \cos(\theta_i) + \eta_t \cos(\theta_t)}, \quad (2.11)$$

$$r_{\parallel} \equiv \left( \frac{E_r}{E_i} \right)_{\parallel} \approx \frac{\eta_t \cos(\theta_i) - \eta_i \cos(\theta_t)}{\eta_t \cos(\theta_i) + \eta_i \cos(\theta_t)}, \quad (2.12)$$

$$t_{\parallel} \equiv \left( \frac{E_t}{E_i} \right)_{\parallel} \approx \frac{2\eta_i \cos(\theta_i)}{\eta_i \cos(\theta_t) + \eta_t \cos(\theta_i)}. \quad (2.13)$$

Cabe mencionar que, en general, se utiliza únicamente el campo eléctrico en la descripción del comportamiento de una onda electromagnética. Esto es debido a que el campo magnético está relacionado con el campo eléctrico a través de las ecuaciones de Maxwell [5].

Es bien sabido que las ondas transportan energía y momento. Pero, **¿Cómo se puede medir la energía de una onda electromagnética?**

La respuesta a la interrogante yace en el *vector de Poynting* [12] denotado como  $\vec{S}$  y definido como

$$\vec{S} = c^2 \epsilon_0 \vec{E} \times \vec{B}, \quad (2.14)$$

donde  $\vec{B}$  representa el *vector de inducción magnética*<sup>5</sup>. El *vector de Poynting* es una entidad matemática relacionada con el flujo de energía electromagnética que cruza una sección de área transversal a la dirección de propagación de la onda electromagnética. Es nombrada en honor al físico J. Henry Poynting quien fue el primero en deducir dicha expresión. El *vector de Poynting* no es más que la consecuencia de haber aplicado el *principio de conservación de la energía* a los campos eléctrico y magnético junto con las ecuaciones de Maxwell (véase [13]).

La **intensidad** de la luz (o *irradiancia* de una onda electromagnética)  $I$ , se define en términos del promedio temporal del *vector de Poynting*

$$I \equiv \langle S \rangle_T. \quad (2.15)$$

Así, la **intensidad** se define como la energía electromagnética promedio que atraviesa una sección de área transversal por unidad de tiempo.

La noción de **intensidad** de la luz puede aplicarse a las ondas incidente, reflejada, y transmitida en la [figura 2.3](#) dando lugar a la **reflectancia** y **transmitancia**.

5 Esta relacionado con el vector de campo magnético  $\vec{H}$  a través de  $\vec{B} = \mu\vec{H}$ .



La **reflectancia** se define como la razón entre la intensidad de la luz reflejada y la intensidad de la luz incidente

$$R \equiv \frac{I_r}{I_i}. \quad (2.16)$$

La **transmitancia** se define como la razón entre la intensidad de la luz transmitida y la intensidad de la luz incidente

$$T \equiv \frac{I_t}{I_i}. \quad (2.17)$$

Ambas cantidades relacionan los campos eléctricos reflejado, transmitido e incidente; por lo que es posible escribirlas en términos de los coeficientes de Fresnel

$$R_{\perp} = r_{\perp}^2, \quad (2.18)$$

$$T_{\perp} = \left( \frac{\eta_t \cos(\theta_t)}{\eta_i \cos(\theta_i)} \right) t_{\perp}^2, \quad (2.19)$$

$$R_{\parallel} = r_{\parallel}^2, \quad (2.20)$$

$$T_{\parallel} = \left( \frac{\eta_t \cos(\theta_t)}{\eta_i \cos(\theta_i)} \right) t_{\parallel}^2. \quad (2.21)$$

Apelando nuevamente al *principio de conservación de la energía*, se puede deducir que la **transmitancia** y **reflectancia** satisfacen las siguientes ecuaciones

$$R_{\perp} + T_{\perp} = 1, \quad (2.22)$$

$$R_{\parallel} + T_{\parallel} = 1. \quad (2.23)$$

Es de particular interés, para este estudio, la propiedad de **superposición** de ondas.

En el *principio de superposición* queda establecido el hecho que dos ondas pueden combinarse, en una región determinada del espacio, dando lugar a una onda resultante. Con base en el principio de superposición se puede definir el fenómeno de **interferencia** de ondas. La *interferencia* es la superposición de dos o más ondas, en la misma región del espacio.

En posteriores apartados se discutirá una de las aplicaciones más importantes del fenómeno de interferencia de la luz.

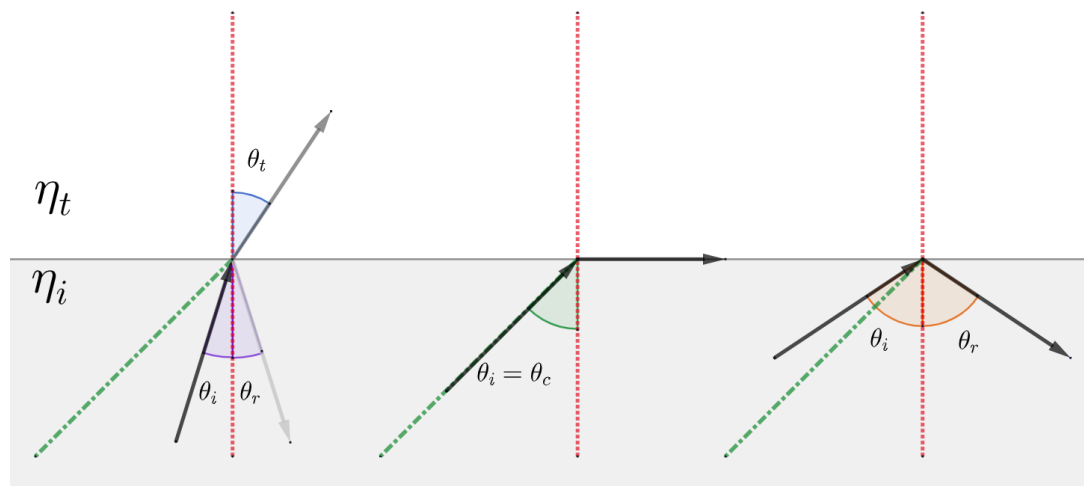
## 2.1. Fibra óptica

El fenómeno de reflexión de la luz puede clasificarse en dos tipos; *reflexión externa e interna*.

La *reflexión externa* ocurre cuando el *índice de refracción* del medio perteneciente a la onda incidente es menor que el *índice de refracción* del medio en el cual se propaga la onda transmitida, es decir,  $\eta_i < \eta_t$ .

En contraste, la *reflexión interna* ocurre cuando los índices de refracción de los medios son tales que  $\eta_i > \eta_t$ .

Existe un interesante fenómeno denominado **reflexión total interna**. Y ocurre cuando el haz de luz incidente no se refracta a través del medio material contiguo. En otras palabras, la luz no puede transmitirse al medio material contiguo, si el ángulo de incidencia supera un determinado umbral denominado *el ángulo crítico*, quedando confinada dentro del medio original mediante el fenómeno de *reflexión*.



**Figura 2.4:** Ejemplificación del fenómeno de reflexión total interna. Se puede observar un escenario donde no existe reflexión total interna (para  $\theta_i < \theta_c$ ), uno donde el haz de luz incide exactamente en el ángulo crítico ( $\theta_i = \theta_c$ ), y el último cuando se presenta el fenómeno de reflexión total interna ( $\theta_i > \theta_c$ ).

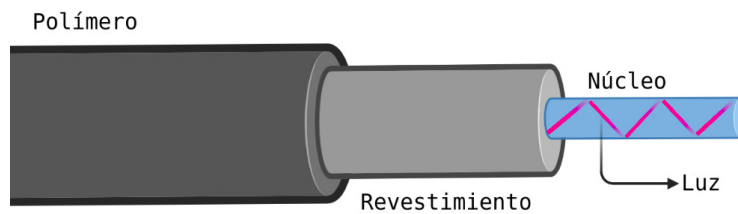
En la [figura 2.4](#) se ilustra el fenómeno de la *reflexión total interna*. Como se muestra, para ángulos de incidencia cercanos a la normal de la interfaz, la luz se puede refractar hacia el siguiente medio material. A medida que incrementamos el valor del ángulo de incidencia, el ángulo de refracción ( $\theta_t$ ) incrementa en magnitud hasta alcanzar el valor crítico de  $\theta_t = \frac{\pi}{2}$ . Haciendo uso de la **ley de Snell** ([ecuación \(2.5\)](#)) puede definirse al *ángulo crítico*  $\theta_c$  como

$$\sin(\theta_c) = \frac{\eta_t}{\eta_i}. \quad (2.24)$$

Cabe mencionar que, a medida que se incrementa el ángulo de incidencia desde valores cercanos a la normal hasta el ángulo crítico, la intensidad del haz de luz refractado disminuye, por su parte, la intensidad del haz de luz reflejado incrementa.

El confinamiento de la luz dentro de un medio material llevó, de inmediato, al desarrollo de dispositivos capaces de guiar luz de un punto a otro [14, 15, 16]. Sin embargo, la noción de fibra óptica llegaría después del invento de Larris Curtiss denominado "*Tubo transmisor de luz flexible*" [17]. Este consistía en una varilla de vidrio con alto índice de refracción dentro de un tubo de vidrio con un índice de refracción menor. Esencialmente, fué la primer fibra óptica.

La noción de **fibra óptica** hace referencia a un componente capaz de transmitir la luz de un punto del espacio a otro mediante el fenómeno de *reflexión total interna*. Consta de dos cilindros concéntricos (figura 2.5) de materiales dieléctricos denominados núcleo<sup>6</sup> y revestimiento<sup>7</sup>.



**Figura 2.5:** Estructura de una fibra óptica.

En una fibra óptica, la luz se propaga, esencialmente, por el núcleo debido al fenómeno de *reflexión total interna*. Pero, como ya se discutió anteriormente, dicho fenómeno requiere que la luz incida en determinado rango de valores del ángulo de incidencia, a saber, la luz debe incidir en ángulos mayores que el ángulo crítico,  $\theta_c$ , que definen los índices de refracción del núcleo y revestimiento, respectivamente.

Para determinar el ángulo al que la luz debe de incidir desde una fuente externa hacia dentro de la fibra, para que se quede confinada dentro del núcleo y pueda propagarse a través de él, se define la **apertura numérica** (figura 2.6) o **NA** (por sus siglas en inglés). Esta cantidad se define como el seno del *ángulo de aceptación*<sup>8</sup>

<sup>6</sup> El cilindro más interno y con un alto índice de refracción.

<sup>7</sup> El cilindro más externo con un índice de refracción más bajo que el núcleo.

<sup>8</sup> El ángulo máximo al cual la luz incidente quedará confinada en el núcleo por el fenómeno de reflexión total interna.

y se puede escribir en términos de los índices de refracción del núcleo ( $\eta_n$ ) y revestimiento ( $\eta_r$ ) de la siguiente manera

$$NA \equiv \eta \sin(\theta_a) = \eta \sqrt{\eta_n^2 - \eta_r^2}, \quad (2.25)$$

donde  $\eta$  es el índice de refracción del medio en el que se encuentra el sistema óptico.

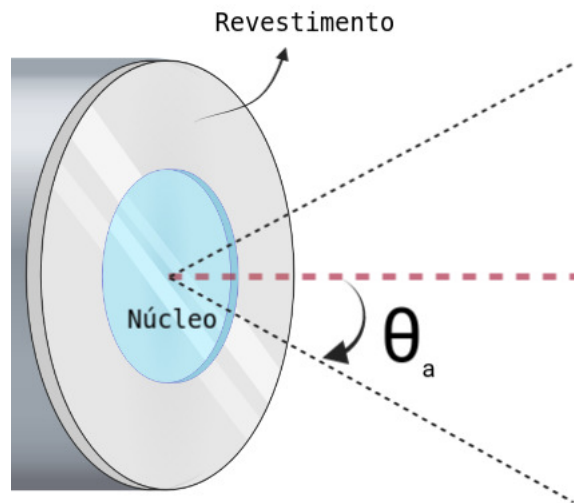


Figura 2.6: Ilustración del ángulo de aceptación en una fibra óptica.

Como en cualquier sistema físico, la luz que se propaga a través de una fibra óptica tendrá distintos tipos de pérdidas de energía. Dichas pérdidas están relacionadas con procesos físicos que disipan la energía de la onda electromagnética tales como la **absorción**, el **esparcimiento** y las **fugas**.

Las pérdidas de energía por **absorción** están relacionadas con el *principio de absorción*. El *principio de absorción* fue postulado por primera vez (de manera empírica) por el astrónomo Pierre Bouguer [18] y posteriormente reforzado por los trabajos de Heinrich Lambert [19] y August Beer [20]. En dichos trabajos y modelos se describía la manera en la que la materia absorbe la luz. Posteriormente, en el modelo atómico de Niels Bohr<sup>9</sup> se relaciona a la capacidad de los átomos de cambiar de nivel energético cuando son excitados por alguna fuente externa (como la luz) [21]. El *principio de absorción* es válido para todos los materiales y depende de cuán energética sea la luz, es decir, de la frecuencia de la onda electromagnética. Los

<sup>9</sup> Premio nobel de física (1992).

*espectros de absorción* son gráficos que permiten la visualización de las frecuencias o longitudes de onda que determinado material absorbe.

Por su parte, las pérdidas de energía por **esparcimiento** están vinculadas con el proceso físico de *absorción y emisión* de la luz. El físico Sir. C. Raman descubrió el fenómeno de **esparcimiento** [22] pero fue hasta el modelo de Niels Bohr, cuando se introdujo la justificación microscópica. Cuando la luz incide sobre un material, sus átomos absorben la energía y la emiten en una dirección aleatoria. A este proceso se le denomina *esparcimiento*.

Por otro lado, las pérdidas de energía por **fugas** están relacionadas con luz que incide a un ángulo, en la interfaz núcleo-revestimiento, tal que las condiciones de *reflexión total interna* no se satisfacen y como consecuencia, la luz se refracta al revestimiento.

Cabe destacar que este tipo de pérdidas de energía afectan directamente a la intensidad de la luz, específicamente, atenúan su intensidad.

## 2.2. LASER

En este apartado se discutirá uno de los inventos más revolucionarios de las últimas décadas, el LASER<sup>10</sup>.

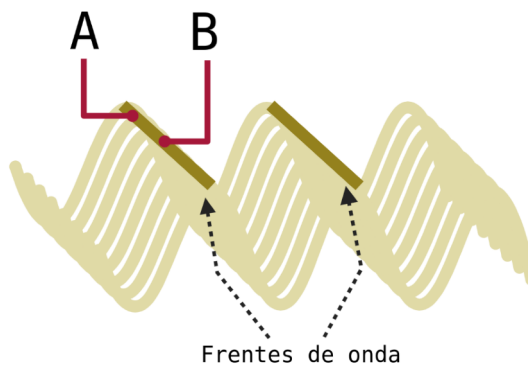
El **LASER** es el termino que se utiliza para referirse a un dispositivo emisor de luz con ciertas características; entre las cuales destacan la **coherencia**, la **monocromaticidad** y la **direccionalidad**.

La **coherencia** de la luz se clasifica en **coherencia espacial** y **coherencia temporal**. Cuando se habla de **coherencia espacial** (figura 2.7 (a)) se hace referencia al hecho de que para cualesquiera dos puntos *A* y *B* pertenecientes al mismo frente de onda (de manera perpendicular a la dirección de propagación de la onda), la diferencia de fase entre ellos se mantiene constante. En otras palabras, los frentes de onda viajan paralelos entre sí (las ondas no se desvían espacialmente, van todas en una misma dirección).

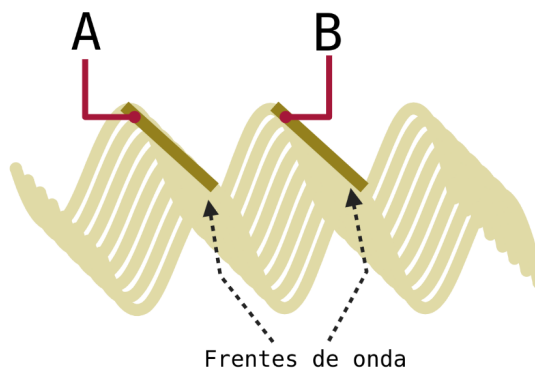
Por su parte, cuando se habla de **coherencia temporal** (figura 2.7 (b)) se hace referencia al hecho de que para cualesquiera dos puntos *A* y *B* (en la dirección de propagación de la onda) la diferencia de fase entre ellos, se mantiene constante. En otras palabras, la frecuencia de la onda no cambia, es decir, esto implica la **monocromaticidad**.

Una onda **monocromática** es una onda que oscila a una sola frecuencia específica. En el caso de las ondas electromagnéticas en el espectro visible, se correspondería

<sup>10</sup> Acrónimo de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

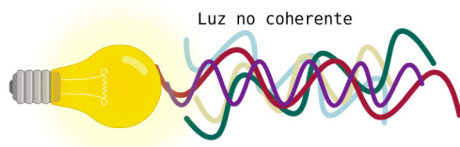


(a) La siguiente ilustración es una representación visual de la coherencia espacial.

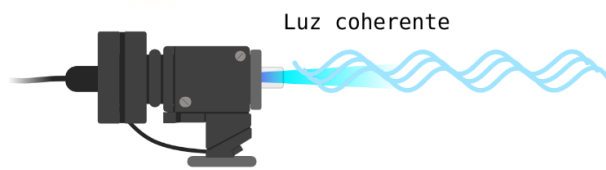


(b) La siguiente ilustración es una representación visual de la coherencia temporal.

**Figura 2.7:** En la figura se representan gráficamente la coherencia espacial y temporal.



(a) La siguiente ilustración es una representación visual de la luz no coherente. Por ejemplo, la luz producida por una bombilla incandescente.



(b) La siguiente ilustración es una representación visual de la luz coherente. Por ejemplo, la luz emitida por un LASER.

**Figura 2.8:** En la figura se muestran las principales diferencias entre la luz coherente y no coherente.

con luz de un solo color<sup>11</sup> (figura 2.8 (b)). La luz proveniente de una bombilla incandescente, por ejemplo, está compuesta de ondas electromagnéticas de todas las frecuencias en el espectro electromagnético visible (figura 2.8 (a)). Dicho de otra manera, este tipo de luz denominada *blanca*, está compuesta por luz de todos los colores.

La **direccionalidad** del LASER se refiere al hecho de que la divergencia de la onda electromagnética es muy pequeña incluso para grandes distancias de la fuente. A este hecho también se le denomina **colimación**.

El LASER fue inventado por el físico Theodore Maiman [23] en 1960. Actualmente, es uno de los desarrollos tecnológicos más utilizados y populares debido a su ingente cantidad de aplicaciones. Entre sus muchas áreas de aplicación destacan; la medicina, donde se utiliza para realizar cirugías para corregir problemas oculares como la *miopía*, *hipermetropía* y *astigmatismo* [24]; la industria, donde es útil en el corte de precisión de distintos materiales [25]; la exploración espacial con altímetros que revelan características de la superficie del planeta Marte [26]; los sistemas de comunicaciones de alta velocidad [27, 28]; y los sistemas de sensado [29, 30, 31, 32, 33] entre muchas otras aplicaciones.

## 2.3. El interferómetro Fabry-Pérot

Una de las consecuencias del *principio de superposición de ondas* es la *interferencia*. A su vez, la *interferencia* es una noción crucial que ha permitido el desarrollo de los **interferómetros**.

<sup>11</sup> El color está relacionado con la frecuencia de oscilación de la onda electromagnética.

Un **interferómetro** es un instrumento que permite relacionar modulaciones de la **intensidad** de la luz incidente, con modulaciones de la fase debidas a pequeños cambios o alteraciones de propiedades del sistema.

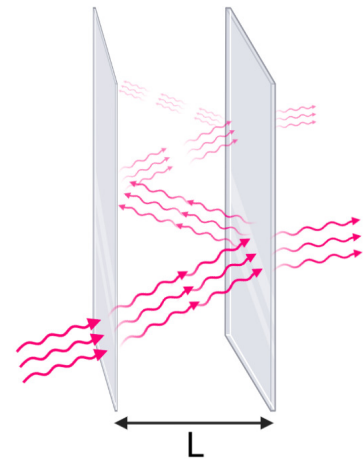
Los **interferómetros** son bien conocidos por su gran *sensibilidad*<sup>12</sup>, es decir, permiten la detección de variaciones o cambios extremadamente pequeños en el sistema.

El primer interferómetro se desarrolló en 1881 por el físico Albert A. Michelson [34] y fue implementado en 1887 como una propuesta de medición de la velocidad relativa de la luz en la atmósfera de la Tierra y el éter<sup>13</sup>. Dicha observación requería de un método ultra-sensible puesto que, los valores predichos para dicha cantidad en base a los modelos de la época, eran extremadamente pequeños.

El **interferómetro Fabry-Pérot** fue desarrollado en 1897 por los científicos Charles Fabry y Alfred Pérot [35]. Resultó ser de gran utilidad en astronomía [36]. Además, en 1913, con el uso del *interferómetro*, Charles Fabry demostró la existencia de la capa de ozono [37].

Dicho interferómetro consta, básicamente, de dos superficies plano paralelas y altamente reflectantes separadas una cierta distancia (figura 2.9). Esta disposición espacial es también conocida con el nombre de **etalón**, sin embargo, es conveniente referirnos a ella como *cavidad*. La luz que incide sobre la primer superficie reflectante, se refracta y entra a la *cavidad* (que puede no solo ser aire, sino algún material de interés). Posteriormente, la luz se propaga por el medio de la *cavidad* e incide en la segunda superficie reflectante. Nuevamente, parte de la luz se refracta y sale de la cavidad, pero otra parte se refleja y continua el proceso anteriormente descrito generando múltiples reflexiones en la cavidad y por tanto, múltiples refracciones en la última superficie reflectante.

A este tipo de interferómetros se les denomina *interferómetros de haces múltiples*. Es importante mencionar que la interferencia es generada por los haces de luz que



**Figura 2.9:** En la siguiente ilustración se muestra la cavidad de un interferómetro Fabry-Pérot. Consta de dos superficies plano paralelas y altamente reflectantes separadas una distancia  $L$ .

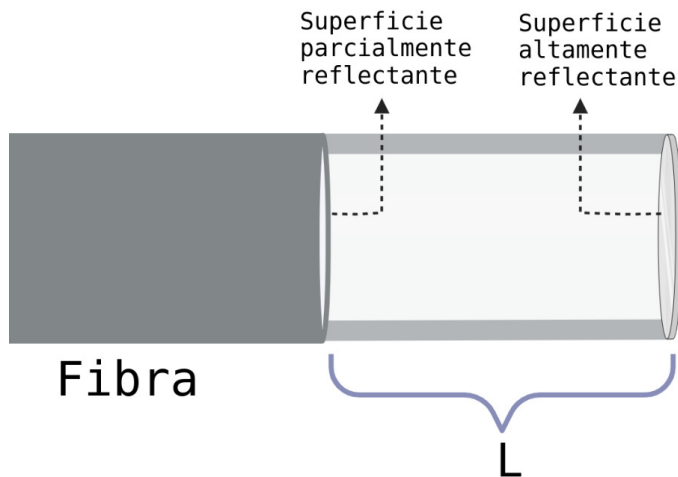
<sup>12</sup> La capacidad de detectar cambios extremadamente pequeños.

<sup>13</sup> Modelo de sustancia en la cual se propagaba la luz por el espacio vacío.



se refractan fuera de la cavidad debido a la *diferencia de camino óptico* entre la primera refracción y las consecutivas.

Gracias a que en la actualidad es posible tener acceso a la *fibra óptica* y el *LASER*, se puede implementar un interferómetro **Fabry-Pérot** (figura 2.10) ya sea *intrínseco*<sup>14</sup> o *extrínseco*<sup>15</sup>.



**Figura 2.10:** En la siguiente imagen se muestra el diseño básico de un interferómetro Fabry-Pérot en fibra óptica.

El principio de funcionamiento del interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica es idéntico al interferómetro clásico. No obstante, existen variaciones del arreglo experimental en función de si el interferómetro es *intrínseco* o *extrínseco*; así como del sistema de medición.

Con la implementación del **interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica** se ha producido una amplia gama de aplicaciones debido a su rapidez de construcción, sencillez y sensibilidad. Las aplicaciones más destacadas de este tipo de interferómetro están orientadas al sensado y medición de magnitudes físicas, por ejemplo, la temperatura, índice de refracción, presión, campo magnético, voltaje, vibraciones mecánicas, etc [38, 1].

<sup>14</sup> La cavidad del interferómetro yace dentro de la fibra óptica.

<sup>15</sup> La cavidad del interferómetro yace fuera de la fibra óptica.

En este capítulo se discutirán los objetivos y alcances correspondientes a la primera parte (de las tres que lo componen) del presente estudio enfocado al interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica, así como el diseño del sistema experimental.

## 3.1. Planeación

El principal objetivo de la primera parte del presente estudio es *caracterizar* el interferómetro simple Fabry-Pérot de fibra óptica. Es decir, con la primera parte del estudio se establecerán las particularidades y limitaciones de un interferómetro simple Fabry-Pérot de fibra óptica.

Para cumplir con el objetivo principal descrito anteriormente, se han propuesto una serie de objetivos particulares que a continuación se enuncian:

- Diseñar y construir un interferómetro simple Fabry-Pérot de fibra óptica.
- Observar y registrar los espectros obtenidos del interferómetro ante variaciones en la longitud de la cavidad.
- Desarrollar un modelo matemático.
- Procesar digitalmente los espectros obtenidos.
- Contrastar los resultados del modelo y los espectros obtenidos.
- Identificar el margen óptimo de operación.
- Estudiar la sensibilidad del interferómetro.

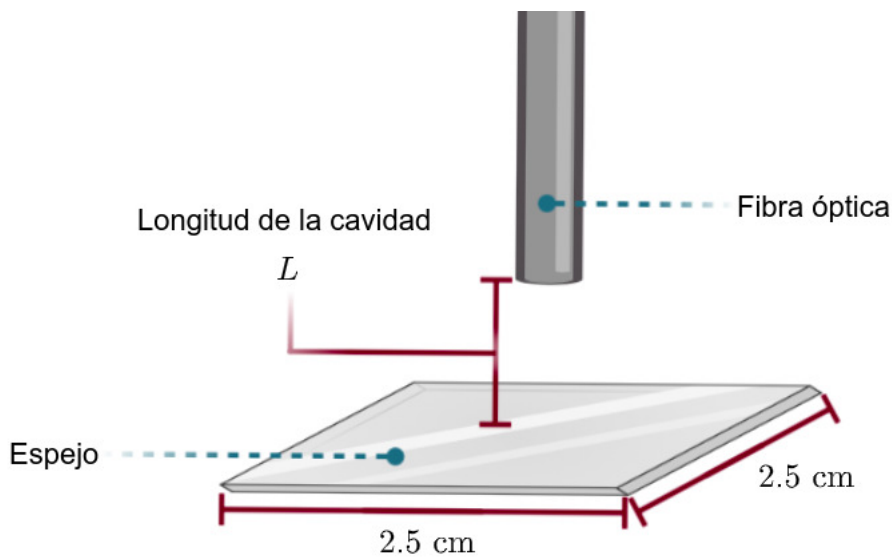
Es importante mencionar, que el diseño del sistema observacional se llevará a cabo de tal manera que satisfaga los objetivos enunciados.

## 3.2. Diseño

El diseño de un interferómetro Fabry-Pérot **extrínseco** de fibra óptica es relativamente simple. Consta de dos superficies parcialmente reflectantes separadas por una determinada longitud (en un medio dieléctrico).

La primera superficie parcialmente reflectante es la interfaz fibra-medio dieléctrico, específicamente, se ha elegido el aire como medio dieléctrico. Por lo que, la primera superficie parcialmente reflectante es, en realidad, la interfaz entre el núcleo de la fibra óptica monomodo y el aire.

En contraste, la segunda superficie parcialmente reflectante es un espejo cuadrangular de dimensiones  $2.5\text{ cm} \times 2.5\text{ cm}$  unido a una base estable (véase [figura 3.1](#)).



**Figura 3.1:** En la siguiente ilustración se muestra el diseño del interferómetro simple Fabry-Pérot de fibra óptica.

Cabe destacar que este diseño ha sido propuesto y llevado a cabo con materiales proporcionados por el laboratorio de sensores ópticos y microdispositivos en las instalaciones del Centro de Investigaciones en Óptica (CIO).

En este capítulo se discutirán los elementos necesarios para llevar a cabo las observaciones y la configuración del sistema experimental.

## 4.1. Elementos del sistema

El sistema consta de cinco dispositivos independientes.

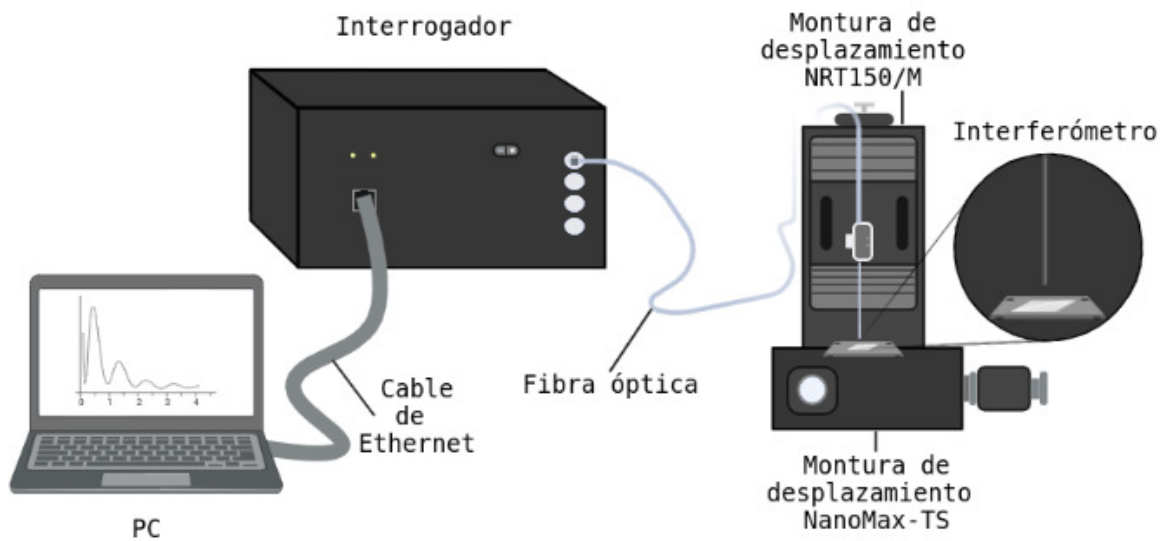
- Un **interrogador** *Micron Optics sm125* [39].
- Una **montura de desplazamiento** de alta precisión *Thorlabs NRT150/M* [40].
- Una **montura de desplazamiento** de alta precisión *Thorlabs NanoMax-TS MAX350D/M*[41].
- Una computadora.
- El interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica previamente discutido en la [figura 3.1](#).

El **interrogador** es un dispositivo que contiene un **LASER** capaz de emitir en determinado *ancho espectral* (intervalo de longitudes de onda) y que, además, contiene un fotodetector con el que se puede medir la potencia de la luz reflejada por el mismo canal. En particular, el **interrogador** *Micron Optics sm125* emite luz de longitud de onda entre 1510 nm y 1590 nm con un periodo de muestreo de aproximadamente 0,005 nm.

La distancia entre dos muestras consecutivas.

Por su parte, la **montura de desplazamiento** *Thorlabs NRT150/M* es un equipo de posicionamiento lineal de alta precisión, se puede desplazar hasta 150 mm desde su origen en etapas de longitud variable establecida por el usuario (desde milímetros hasta micrómetros), donde la unidad mínima de desplazamiento es 1  $\mu\text{m}$ .

En contraste, la **montura de desplazamiento** *Thorlabs NanoMax-TS Max350D/M* es un dispositivo de posicionamiento espacial (de tres direcciones) de alta precisión, se puede desplazar hasta 4 mm desde su origen en cualquiera de las tres direcciones



**Figura 4.1:** En la siguiente ilustración se muestran los elementos del sistema.

en etapas de longitud variable establecida por el usuario (desde milímetros hasta nanómetros), donde la unidad mínima de desplazamiento es de 10 nm.

Los dispositivos mencionados anteriormente requieren de un software controlador.

*Thorlabs* proporciona el software controlador *Kinesis*, por medio del cual, se puede establecer el desplazamiento de las **monturas** desde un ordenador.

En contraste, *Micron Optics* proporciona el software controlador *Enlight*, por medio del cual, se puede visualizar un gráfico de potencia (usualmente denominado *espectro*), medida en  $dBm$ <sup>16</sup> y longitud de onda, medido en nm en tiempo real desde un ordenador. Dicho software permite, además, la recolección de los datos de cada *espectro* así como diversas herramientas para la normalización y mejoras.

Cabe mencionar que existe una conexión especial entre el **interrogador** y el ordenador, dado que, se requiere configuración manual del puerto y de la dirección IP por medio de un cable Ethernet.

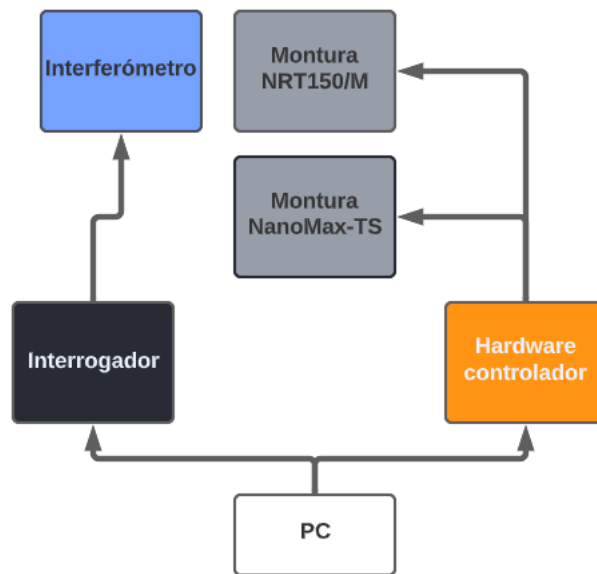
El principal objetivo del ordenador es controlar las **monturas de desplazamiento** y la *recolección de datos* del **interrogador**.

<sup>16</sup> Unidad logarítmica de potencia cuyo valor de referencia es 1 mW.

## 4.2. Configuración

La configuración del sistema consiste en un ordenador con los software controladores pertinentes, conectado directamente al **interrogador**. Mientras que, para las **monturas de desplazamiento**, el ordenador se conecta directamente a un hardware controlador de las mismas, que a su vez esta conectado directamente a ambas **monturas**.

Por otro lado, el interrogador esta conectado con el **interferómetro Fabry-Pérot** por medio de una fibra óptica por uno de sus canales (Véase [figura 4.2](#)).



**Figura 4.2:** En la siguiente ilustración se muestra un diagrama de bloques de las conexiones del sistema.

Se debe destacar que no existe conexión entre el **interferómetro** y las **monturas de desplazamiento**. Sin embargo, como puede apreciarse en la [figura 4.1](#) la fibra óptica, que conecta el **interferómetro** con el **interrogador**, esta sujeta *mecánicamente* a la montura *NRT150/M* que se dispone en posición vertical mientras que la montura *NanoMax-TS* brinda soporte y estabilidad al espejo.

# 5

## Caracterización del sistema experimental

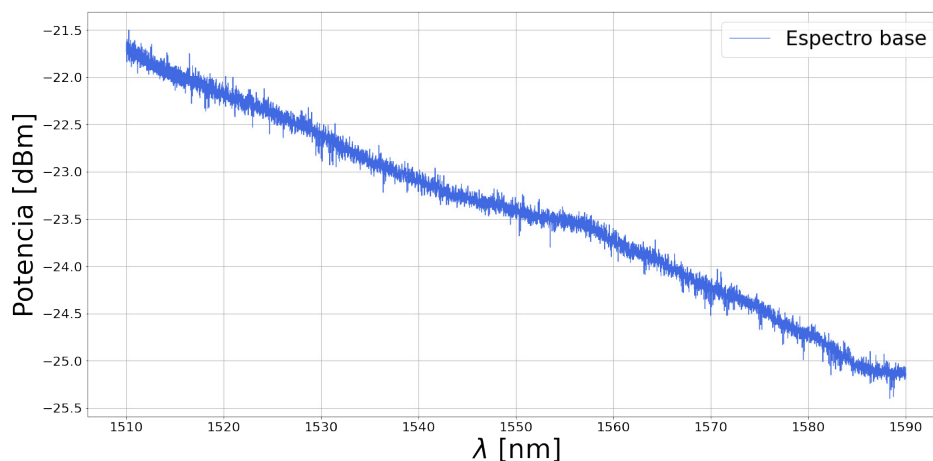
En el presente capítulo se describirán las observaciones realizadas que dan lugar al proceso de *caracterización* del sistema experimental.

Cabe destacar que el proceso de *caracterización* consiste en identificar las *peculiaridades* y las *limitantes* del interferómetro simple Fabry-Pérot de fibra óptica.

### 5.1. Pruebas preliminares

En esta sección se evidenciarán algunos aspectos relativos a la toma de datos y al sistema experimental, en general.

Para comenzar, es de suma importancia discutir el denominado *espectro de referencia*. Se le denomina *espectro de referencia* al espectro base del sistema observacional. Es decir, aquel espectro que resulta del sistema de medición en sí mismo.

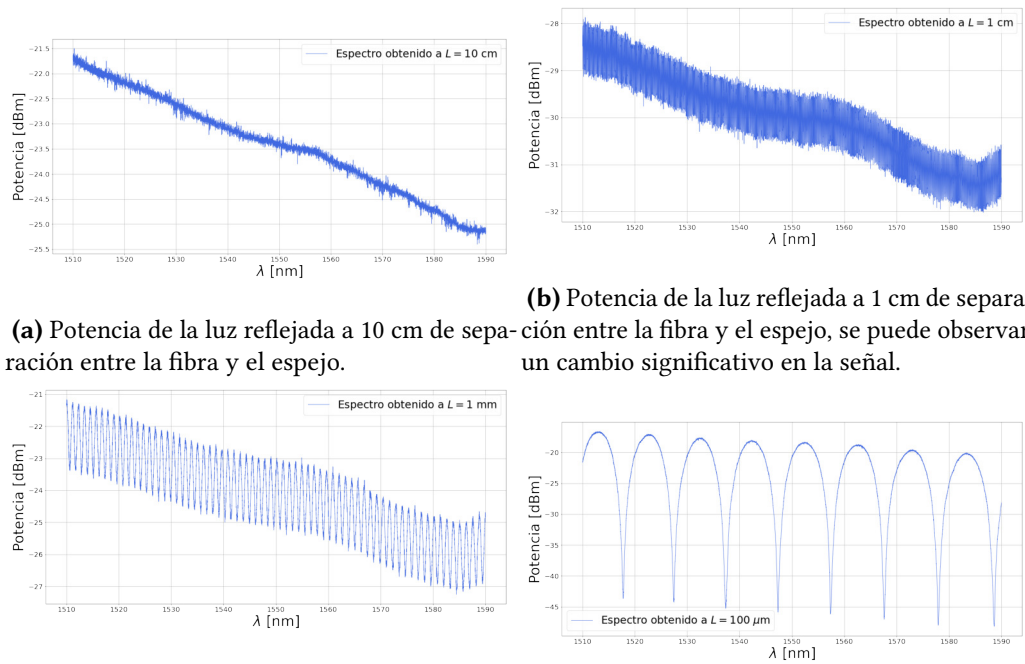


**Figura 5.1:** El espectro de referencia del sistema observacional (potencia de referencia) medido a una distancia  $L = 10$  cm de separación entre la fibra y el espejo para descartar cualquier posible interferencia producida por algún haz de luz reflejado en el espejo y que pudiese ingresar a la fibra óptica.

Como puede apreciarse en la [figura 5.1](#), el espectro base tiene una peculiar pendiente. De hecho, entre mayor sea la longitud de onda, menor será la potencia

medida por el **interrogador**. Esta caída en la potencia se debe principalmente a las características del LASER que posee el aparato de medición, puesto que, como ya se discutió en capítulos anteriores, éste LASER emite luz en determinado ancho espectral.

Dicho espectro base es crucial para la estimación de la potencia total de la luz incidente en el interferómetro simple Fabry-Pérot.



(a) Potencia de la luz reflejada a 10 cm de separación entre la fibra y el espejo, se puede observar un cambio significativo en la señal.

(b) Potencia de la luz reflejada a 1 cm de separación entre la fibra y el espejo, se puede observar un cambio significativo en la señal.

(c) Potencia de la luz reflejada a 1 mm de separación entre la fibra y el espejo, se comienza a discernir con más claridad el patrón de interferencia.

(d) Potencia de la luz reflejada a 100  $\mu\text{m}$  de separación entre la fibra y el espejo, se puede discernir totalmente el patrón de interferencia.

**Figura 5.2:** Comparativo de la potencia de la luz reflejada de vuelta por la fibra óptica en el interferómetro simple Fabry-Pérot. A medida que la punta de la fibra se acerca al espejo, el patrón de interferencia cambia. Entre menor es la cercanía entre ambos elementos, mayor es la amplitud de la señal debido a que mayor cantidad de luz reflejada puede ingresar de nuevo a la fibra para producir la interferencia.

Como se puede apreciar en la **figura 5.2**, todas las mediciones directamente adquiridas con el *interrogador* presentan dicha caída en la potencia. Lo que concuerda con la premisa anterior.



Por su parte, puede observarse también como el espectro cambia a medida que la distancia,  $L$ , del interferómetro, decrece.

Ahora bien, en todas las mediciones adquiridas directamente con el *interrogador* se muestra un gráfico donde uno de sus ejes está medido en una unidad logarítmica, específicamente en  $dBm$ . Dicha unidad es una abreviatura de  $dBmW$  que es una unidad de medida comparativa de potencia. Es decir, con esta unidad de medida se expresa la comparación (en escala logarítmica) entre la potencia de determinado sistema y una potencia de referencia de exactamente 1 mW.

Matemáticamente, se expresa como

$$P_{dBm} = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{out}}{1 \text{ mW}} \right), \quad (5.1)$$

donde  $P_{out}$  es la potencia del sistema en cuestión medida en miliwatts [mW].

## 5.2. Pre-procesamiento Digital

En esta sección se discutirá la deducción y el algoritmo para la obtención de la **reflectancia** total del sistema.

Para comenzar, debemos responder a la siguiente interrogante **¿Qué es lo que los espectros obtenidos representan?**

En física, también se puede obtener la **intensidad** como la **potencia**,  $P$ , por unidad de **área**,  $A$ . Es decir,

$$I = \frac{P}{A}. \quad (5.2)$$

Así, podemos escribir la **reflectancia** con base en la [ecuación \(2.16\)](#) como

$$R = \frac{\frac{P_r}{A_r}}{\frac{P_i}{A_i}}. \quad (5.3)$$

donde  $P_r$  y  $P_i$  son las potencias asociadas con la luz reflejada e incidente, respectivamente. Así mismo,  $A_r$  y  $A_i$  representan el área que es perpendicular a la dirección de propagación del haz de luz en cuestión.

Sin embargo, dado que el haz de luz reflejado se transmite de nuevo por la misma fibra óptica, se concluye que  $A_r = A_i$ , por lo tanto, la [ecuación \(5.3\)](#) se puede escribir como

$$R = \frac{P_r}{P_i}. \quad (5.4)$$

Dado que con el *interrogador* se mide la **potencia** de luz reflejada por la misma fibra óptica, resulta de particular interés medir la **reflectancia** de todo el sistema.

Es interesante discutir que cualquier espectro obtenido mediante el *interrogador* de el sistema experimental, es una medida de la **potencia** de la luz reflejada por la fibra óptica (en escala logarítmica) del interferómetro.

Sin embargo, de primera instancia no se conoce la **potencia** de la luz incidente. Por lo que para medir la **reflectancia** del sistema, se debe determinar.

Para ello, debemos apelar de nuevo a primeros principios. Consideremos una interfaz fibra-aire, el núcleo de la fibra está hecho, principalmente de sílica, por lo que el índice de refracción de la sílica a 1550 nm se sabe que es 1,44 [42]. En la [figura 2.2](#) se muestra que el índice de refracción del aire es de 1.00029 o aproximadamente  $\eta_a \approx 1.00$ . Por lo tanto, a incidencia normal<sup>17</sup> la **reflectancia** en esta interfaz esta dada por

$$\begin{aligned} R &\approx \left( \frac{\eta_a - \eta_f}{\eta_a + \eta_f} \right)^2 \\ &= \left( \frac{1.00 - 1.44}{1.00 + 1.44} \right)^2 \\ &\approx 0.04. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Y con el uso de la [ecuación \(5.4\)](#) se puede determinar que

$$P_r \approx 0.04P_i. \quad (5.6)$$

Es decir, que la potencia de la luz reflejada es de aproximadamente el 4 % de la potencia de la luz incidente. Este resultado, es de gran utilidad puesto que relaciona linealmente la potencia de la luz reflejada e incidente.

Ahora bien, como ya se ha discutido en apartados anteriores, el espectro de **referencia** (o base) es determinado cuando no hay efectos de interferencia. En consecuencia, la potencia de luz reflejada debe satisfacer la [ecuación \(5.6\)](#), dado que, esencialmente, solo existe la interfaz fibra-aire. No obstante, dicha ecuación está medida en una escala lineal (no es logarítmica como el espectro obtenido para la referencia).

<sup>17</sup> Discutido en posteriores capítulos.

Sea  $P_r^{\text{dBm}}$  la potencia de la luz reflejada en escala logarítmica y sea  $P_r^{\text{mW}}$  la potencia de la luz reflejada en escala lineal (miliwatts). Con base en la ecuación (5.1) se puede deducir que

$$P_r^{\text{mW}} = 10^{\frac{1}{10} \cdot P_r^{\text{dBm}}} \cdot [1 \text{ mW}]. \quad (5.7)$$

Y considerando nuevamente la ecuación (5.6) se concluye que

$$\begin{aligned} \frac{1}{25} \cdot P_i^{\text{mW}} &\approx 10^{\frac{1}{10} \cdot P_r^{\text{dBm}}} \cdot [1 \text{ mW}] \\ P_i^{\text{mW}} &\approx 25 \cdot 10^{\frac{1}{10} \cdot P_r^{\text{dBm}}} \cdot [1 \text{ mW}] \\ P_i^{\text{mW}} &\approx 25 P_r^{\text{mW}}. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Ahora, sea  $P_m^{\text{dBm}}$  la potencia de la luz reflejada, en escala logarítmica, cuyo espectro contiene potencialmente fenómenos de interferencia.

La cantidad  $R^{\text{dB}}$  definida como

$$R^{\text{dB}} \equiv P_m^{\text{dBm}} - P_r^{\text{dBm}}, \quad (5.9)$$

puede también escribirse como

$$R^{\text{dB}} = 10 \log_{10} \left( \frac{P_m^{\text{mW}}}{P_r^{\text{mW}}} \right), \quad (5.10)$$

y en escala lineal esta determinada por

$$P_m^{\text{mW}} = P_r^{\text{mW}} \cdot \left[ 10^{\frac{1}{10} \cdot R^{\text{dB}}} \right]. \quad (5.11)$$

Así, con base en la ecuación (5.4) y en la ecuación (5.8), se puede determinar que la reflectancia total del sistema esta dada por

$$\begin{aligned} R &= \frac{P_m^{\text{mW}}}{P_i^{\text{mW}}} \\ &= \frac{P_r^{\text{mW}} \cdot \left[ 10^{\frac{1}{10} \cdot R^{\text{dB}}} \right]}{25 \cdot P_r^{\text{mW}}} \\ &= \frac{1}{25} \cdot \left[ 10^{\frac{1}{10} \cdot R^{\text{dB}}} \right]. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Por lo tanto, de la ecuación (5.12) podemos deducir que la cantidad  $R^{\text{dB}}$  no es más que la **reflectancia** total del sistema en escala logarítmica.

Cabe mencionar que esta última ecuación nos permite determinar la **reflectancia** total del sistema con base en dos espectros; el espectro de **referencia** (o base) y algún otro espectro con potencial fenómeno de *interferencia*.

Directamente adquiridos del interrogador.

---

**Algoritmo 1:** Algoritmo para determinar la reflectancia del interferómetro

---

```

/* Arreglos bidimensionales de entrada */
Data: Espectro de referencia: ref
Data: Espectro medido: data
/* Arreglo unidimensional */
Result: Reflectancia: R
1 Inicio ;
2  $P_{\text{ref}}^{\text{dBm}} \leftarrow \text{ref}[:, 1]$  ; // Potencia de la referencia
3  $P_{\text{m}}^{\text{dBm}} \leftarrow \text{data}[:, 1]$  ; // Potencia de la medición
4  $\lambda_m \leftarrow \text{data}[:, 0]$  ; // Arreglo de longitud de onda (dominio)
5  $R^{\text{dB}} \leftarrow P_{\text{m}}^{\text{dBm}} - P_{\text{ref}}^{\text{dBm}}$  ;
6  $R \leftarrow \frac{1}{25} \cdot \left[ 10^{0.1 \cdot R^{\text{dB}}} \right]$  ;

```

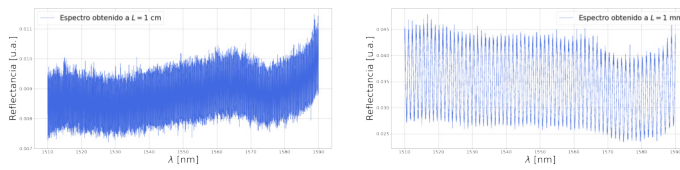
---

Utilizando el algoritmo 1 adaptado en *Python* para los mismos espectros mostrados en la figura 5.2 y tomando el espectro de la figura 5.2 (a) como referencia se obtiene

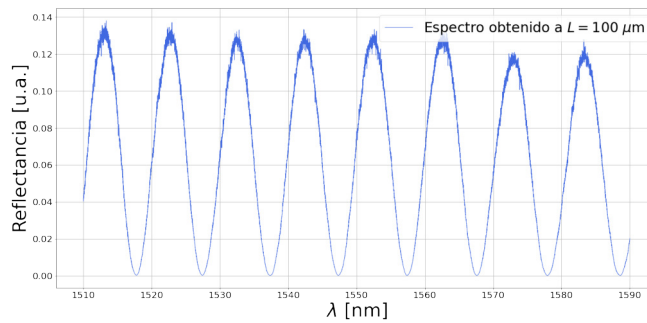
Como puede apreciarse en la figura 5.3, la *pendiente* de los espectros mostrados en la figura 5.2 ha desaparecido. Además, para los nuevos espectros, la **reflectancia** es de carácter *adimensional*<sup>18</sup> [u.a.].

En la figura 5.3 (c) se puede observar un comportamiento sinusoidal bien definido.

18 Sin unidades de medida.



(a) Reflectancia a 1 cm de separación entre la fibra y el espejo. (b) Reflectancia a 1 mm de separación entre la fibra y el espejo.



(c) Reflectancia a 100 μm de separación entre la fibra y el espejo.

**Figura 5.3:** Comparativo de la reflectancia del interferómetro simple Fabry-Pérot de fibra óptica para varias medidas de longitud. La importancia de esta figura radica en que se puede observar un cambio considerable en las señales que no han sido procesadas con el algoritmo. En particular, se observa que la señal obtenida es horizontal y no posee inclinación como en casos anteriores.

### 5.3. Modelo de un interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica

Para elaborar el modelo matemático de un **interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica** se tiene que partir de primeros principios. La luz que se propaga a través de la **fibra óptica** es la luz proveniente de un **LASER**. Debido a sus características de *monocromaticidad* y *coherencia*, este tipo de luz puede considerarse como una **onda plana**<sup>19</sup>.

Una onda plana en el espacio puede representarse matemáticamente como

$$\Psi(\vec{r}, t) = Ae^{j\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t}, \tag{5.13}$$

donde  $\vec{r}$  es el vector posición,  $\vec{k}$  es el vector de onda,  $\omega$  es la frecuencia de la onda,

Paralelo a la dirección de propagación de la onda

<sup>19</sup> Una onda de frecuencia específica cuyos frentes de onda definen planos paralelos en el espacio.

A es la amplitud de la onda,  $t$  es el tiempo y  $j$  la unidad imaginaria.

A la ecuación (5.13) se le conoce como representación compleja de la onda dado que está escrita en términos de números complejos. Cabe señalar que tal cual como está escrita, dicha ecuación tiene una parte imaginaria y otra real. Sin embargo, solo la parte real es crucial en los sistemas físicos.

Ahora bien, antes de desarrollar el modelo se debe considerar que la onda que se propaga en por la fibra óptica incide normal a la primera superficie parcialmente reflectante. Esta fuerte suposición tiene como base el hecho de que el diámetro del núcleo de la fibra óptica común es pequeño, en torno a  $9 \mu\text{m}$  de diámetro para una fibra *monomodo* [43]. Cuando la luz incide desde una fuente externa hacia una fibra óptica, esta puede propagarse a través de distintas trayectorias dentro del núcleo, especialmente si éste es lo suficientemente grande ( mayores a  $50 \mu\text{m}$  [44]), a éstas trayectorias se les denomina **modos de propagación**. En una fibra *monomodo* la trayectoria de la luz que se propaga por ella es, esencialmente, única (de allí el nombre *monomodo*).

Como se anticipó en discusiones anteriores, una onda y, en particular, una onda plana puede describirse en términos únicamente de su campo eléctrico.

Ahora bien, vamos a considerar un caso ideal, donde no existe ningún tipo de pérdidas cuando la luz se propaga en un medio y cuando cambia de medio de propagación.

Por su parte, a incidencia normal, los *coeficientes de Fresnel* (ecuación (2.10), ecuación (2.11), ecuación (2.12) y ecuación (2.13)) se reducen a

$$r = r_{\perp} \Big|_{\theta_i=0} = r_{\parallel} \Big|_{\theta_i=0} = \frac{\eta_t - \eta_i}{\eta_t + \eta_i}, \quad (5.14)$$

$$t = t_{\perp} \Big|_{\theta_i=0} = t_{\parallel} \Big|_{\theta_i=0} = \frac{2\eta_i}{\eta_t + \eta_i}. \quad (5.15)$$

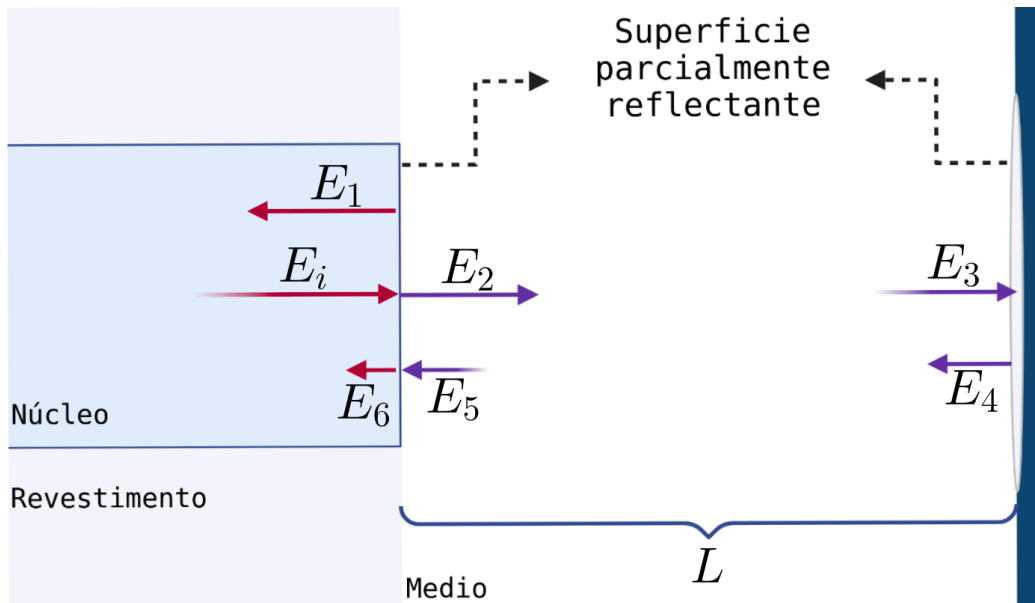
Se debe notar que, a incidencia normal ( $\theta_i = 0$ ), cualquier distinción entre las componentes perpendiculares y paralelas de los campos eléctricos carece de sentido debido a que el plano de incidencia (que debe contener las ondas incidente, reflejada y transmitida) queda indefinido. Se sigue que, la **reflectancia** (ecuación (2.18) y ecuación (2.20)) y **transmitancia** (ecuación (2.19) y ecuación (2.21)) pueden escribirse de manera única como

$$R = R_{\perp} \Big|_{\theta_i=0} = R_{\parallel} \Big|_{\theta_i=0} = r^2 = \left( \frac{\eta_t - \eta_i}{\eta_t + \eta_i} \right)^2, \quad (5.16)$$

$$T = T_{\perp}|_{\theta_i=0} = T_{\parallel}|_{\theta_i=0} = \left(\frac{\eta_t}{\eta_i}\right)t^2 = \frac{4\eta_t\eta_i}{(\eta_t + \eta_i)^2}. \quad (5.17)$$

Además, se sigue que

$$T + R = 1. \quad (5.18)$$



**Figura 5.4:** En la siguiente ilustración se muestra la configuración del sistema y los campos eléctricos de las ondas necesarias para deducir la expresión matemática del modelo de un interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica.

Con base en la [figura 5.4](#), podemos deducir la expresión matemática del modelo. Se considera una onda plana (cuyo campo eléctrico inicial tiene magnitud  $E_i$ ) sobre el núcleo de la fibra a incidencia normal en la interfaz entre el núcleo de la fibra y el medio externo. Como ya se ha discutido anteriormente, en la interfaz parte de la onda se refleja por la misma fibra óptica y parte de ella se transmite al medio adyacente. Nótese como se puede prescindir del carácter vectorial del campo eléctrico dado que el análisis puede hacerse de manera unidimensional. Luego, con base en la definición de los *coeficientes de Fresnel* se deduce que

$$E_1 = r_1 E_i, \quad (5.19)$$

$$E_2 = t_1 E_i, \quad (5.20)$$

donde  $r_1$  y  $t_1$  son los respectivos *coeficientes de Fresnel* asociados a la primer superficie reflectante.

Ahora, note como la onda descrita por el campo  $E_2$  se propaga por el medio externo una cierta longitud  $L$  hasta que incide en la siguiente superficie reflectante. En relación con la onda del campo  $E_1$ , ésta onda,  $E_2$ , se propagará por una trayectoria distinta. En consecuencia, existirá un *desfase*,  $\phi$ . Más adelante, se discutirá la importancia de este *desfase*.

En la representación compleja de ondas, es fácil introducir dicho desplazamiento de fase como un factor adicional, un número complejo de magnitud unitaria y de argumento principal  $\phi$  (el desfase). Se debe mencionar que, al ser de magnitud unitaria dicho factor no altera, en absoluto, la magnitud de la onda que se propaga. De esta manera, se obtiene

$$E_3 = e^{-j\phi} E_2 = t_1 e^{-j\phi} E_i. \quad (5.21)$$

Nuevamente, parte de esta onda se transmite y parte se refleja. Luego, la parte reflejada esta dada por,

$$E_4 = r_2 E_3 = r_2 t_1 e^{-j\phi} E_i. \quad (5.22)$$

Nuevamente, esta onda se propaga por el mismo medio material, la misma distancia  $L$ , luego, se debe de introducir nuevamente, el mismo *desplazamiento de fase*. Así,

$$E_5 = e^{-j\phi} E_4 = r_2 t_1 e^{-j2\phi} E_i. \quad (5.23)$$

Finalmente, al incidir esta onda sobre la primera superficie reflectante, se deduce que

$$E_6 = t'_1 E_5 = r_2 t_1 t'_1 e^{-j2\phi} E_i, \quad (5.24)$$

donde  $t'_1$  es el respectivo *coeficiente de Fresnel* de transmisión y el superíndice denota que ahora la onda ha incidido desde el medio externo y se ha transmitido hacia la fibra nuevamente.

Nótese como

$$t_1 = \frac{2\eta_{\text{nucleo}}}{\eta_{\text{nucleo}} + \eta_{\text{medio}}}, \quad (5.25)$$

y por su parte,



$$t'_1 = \frac{2\eta_{medio}}{\eta_{medio} + \eta_{nucleo}}, \quad (5.26)$$

de tal manera que,

$$t_1 t'_1 = \frac{4\eta_{nucleo}\eta_{medio}}{(\eta_{nucleo} + \eta_{medio})^2} = T_1. \quad (5.27)$$

Ahora bien, por el *principio de superposición* el campo eléctrico de la onda resultante que se propaga de vuelta por la fibra óptica esta dada por

$$E_T = E_1 + E_6 = E_i \left( r_1 + r_2 T_1 e^{-j2\phi} \right). \quad (5.28)$$

¿Cuál es la intensidad de esta la onda?

Dado que  $E_T$  es también un número complejo, debemos hallar su magnitud de la siguiente manera.

$$\begin{aligned} E_T^2 &= E_T E_T^* \\ &= \left[ E_i \left( r_1 + r_2 T e^{-j2\phi} \right) \right] \left[ E_i^* \left( r_1 + r_2 T_1 e^{j2\phi} \right) \right] \\ &= E_i E_i^* \left( r_1^2 + 2r_1 r_2 T_1 \cos(2\phi) + r_2^2 T_1^2 \right) \\ &= E_i^2 \left( R_1 + R_2 (1 - R_1)^2 + 2\sqrt{R_1} \sqrt{R_2} (1 - R_1) \cos(2\phi) \right). \end{aligned} \quad (5.29)$$

Así, la intensidad está dada por el promedio temporal de la magnitud del vector de Poynting de esta onda resultante. Se considerará que los campos eléctrico y magnético de dicha onda son **armónicos**<sup>20</sup>. Así,

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_T \cos(kr - wt) \\ \vec{B} &= \vec{B}_T \cos(kr - wt). \end{aligned} \quad (5.30)$$

Luego,

<sup>20</sup> El caso más simple de una onda, tiene forma sinusoidal.

$$\begin{aligned}
 I_T &= \langle |v^2 \epsilon \vec{E} \times \vec{B}| \rangle_T \\
 &= v^2 \epsilon \langle |\vec{E}_T \times \vec{B}_T| \cos^2(kr - wt) \rangle_T \\
 &= v^2 \epsilon |\vec{E}_T \times \vec{B}_T| \langle \cos^2(kr - wt) \rangle_T \\
 &= v^2 \epsilon E_T B_T \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \left(\frac{1}{2}\right) \\
 &= \frac{1}{2} v^2 \epsilon E_T \left(\frac{E_T}{v}\right) \\
 &= \frac{1}{2} v \epsilon E_T^2,
 \end{aligned} \tag{5.31}$$

donde  $\epsilon$  es la permitividad eléctrica del medio dieléctrico (núcleo de la fibra) por donde se propaga la onda y  $v$  es la velocidad de la onda en el medio dieléctrico.

De igual manera, si se realiza la suposición de que la onda incidente es proveniente de campos **armónicos**, se puede deducir que

$$I_0 = \frac{1}{2} v \epsilon E_i^2. \tag{5.32}$$

Por lo tanto, la **reflectancia** (de todo el sistema) esta determinada por la siguiente ecuación,

$$\begin{aligned}
 R &= \frac{I_T}{I_0} \\
 &= \frac{\frac{1}{2} v \epsilon E_i^2 (R_1 + R_2 (1 - R_1)^2 + 2 \sqrt{R_1} \sqrt{R_2} (1 - R_1) \cos(2\phi))}{\frac{1}{2} v \epsilon E_i^2} \\
 &= R_1 + R_2 (1 - R_1)^2 + 2 \sqrt{R_1} \sqrt{R_2} (1 - R_1) \cos(2\phi).
 \end{aligned} \tag{5.33}$$

Cabe destacar que, únicamente, se han considerado la interferencia entre dos haces de luz en el sistema. Se puede desarrollar un modelo mucho más robusto considerando la interferencia de múltiples haces en un proceso límite cuando la cantidad de haces que interfieren es infinita. Dicho modelo puede encontrarse fácilmente en la literatura. Sin embargo, para los fines del presente estudio, basta con esta aproximación.

La justificación yace en que alrededor del 4 % de la luz incidente se refleja (campo  $E_1$  en [figura 5.4](#)) en la primera interfaz (núcleo de fibra-medio externo), dicha contribución será la más prominente, sin embargo, la siguiente contribución de

interferencia (campo  $E_6$  en figura 5.4) se ha sometido a pérdidas energéticas debido a procesos físicos que se han discutido anteriormente y será considerablemente más pequeña en magnitud.

Ahora bien, el campo total de la onda resultante,  $E_T$ , es la suma algebraica de dos ondas **armónicas** individuales. Sin embargo, la onda descrita por el campo  $E_6$  se ha propagado por una trayectoria distinta que la de la onda reflejada inmediatamente en la primera superficie,  $E_1$ . Como consecuencia, existirá un desfase,  $\phi$ , entre las ondas de

$$\phi = (kr_1 + \xi_1) - (kr_6 + \xi_6), \quad (5.34)$$

donde  $k$  es el vector de onda,  $r_1$  es la posición espacial de la onda asociada con el campo  $E_1$ ,  $r_6$  es la posición espacial de la onda asociada con el campo  $E_6$ ,  $\xi_1$  y  $\xi_6$  son los desfases iniciales de las ondas.

Se puede considerar que las ondas se originaron en un punto de igual fase, de tal manera que  $\xi_1 = \xi_6 = 0$ , lo cual tiene sentido dado que ambas provienen de la misma fuente.

De la ecuación (5.34) y la ecuación (2.2) se puede deducir que

$$\begin{aligned} \phi &= k(r_6 - r_1) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda}(r_6 - r_1) \\ &= \frac{2\pi}{\left(\frac{\lambda_0}{\eta}\right)}(r_6 - r_1) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0}\eta(r_1 - r_6) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0}\eta L \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0}\Lambda. \end{aligned} \quad (5.35)$$

De esta manera, la **reflectancia** de todo el **interferómetro Fabry-Pérot** está descrita por la siguiente ecuación.

$$R = R_1 + R_2(1 - R_1)^2 + 2\sqrt{R_1}\sqrt{R_2}(1 - R_1) \cos\left(2\left[\frac{2\pi}{\lambda_0}\Lambda\right]\right). \quad (5.36)$$

Del mismo modo, se puede construir un modelo más realista considerando las pérdidas energéticas por **absorción** e **imperfecciones** en las superficies parcial-

mente reflectantes al introduciendo factores adicionales que afectan directamente a la magnitud del campo eléctrico de la onda resultante. Por ejemplo,

$$E_2 = \sqrt{1 - A_1} t_1 E_i, \quad (5.37)$$

y

$$E_6 = \sqrt{1 - A_1} t_1' E_5 = \sqrt{1 - A_1} r_2 t_1 t_1' e^{-j2\phi} E_i. \quad (5.38)$$

En estos casos, el factor  $\sqrt{1 - A_1}$  es una primera aproximación a una cuantificación de las pérdidas energéticas cuando la luz se transmite de un medio a otro. Nótese que  $0 \leq A_1 \leq 1$ . Donde  $A_1 = 1$  implicaría una pérdida total de energía mientras que  $A_1 = 0$  implicaría el caso ideal sin pérdidas.

De manera similar, también se pueden considerar las pérdidas por **absorción**, **turbulencias**, **esparcimiento** y **fugas** cuando la luz se propaga por el medio externo introduciendo otro factor adicional. Por ejemplo,

$$E_3 = \sqrt{1 - \alpha_1} e^{-j\phi} E_2 = \sqrt{1 - \alpha_1} \sqrt{1 - A_1} e^{-j\phi} t_1 E_i, \quad (5.39)$$

y

$$E_5 = \sqrt{1 - \alpha_1} e^{-j\phi} E_4 = \sqrt{1 - \alpha_1} \sqrt{1 - A_1} r_2 t_1 e^{-j2\phi} E_i. \quad (5.40)$$

Al igual que  $A_1$ ,  $\alpha_1$  es tal que,  $0 \leq \alpha_1 \leq 1$ .

Replicando el procedimiento para la obtención de la **reflectancia** de todo el **interferómetro Fabry-Pérot** de fibra óptica se obtiene la siguiente ecuación,

$$R = R_1 + (1 - A_1)^2 (1 - \alpha_1)^2 (1 - R_1)^2 R_2 + 2(1 - A_1)(1 - \alpha_1)(1 - R_1) \sqrt{R_1} \sqrt{R_2} \cos\left(2 \left[ \frac{2\pi}{\lambda_0} \Lambda \right]\right). \quad (5.41)$$

Es importante señalar como para  $A_1 = \alpha_1 = 0$  se recupera el caso ideal presentado en la [ecuación \(5.33\)](#).

## 5.4. Procesamiento Digital

En esta sección se discutirán los algoritmos y el procesamiento de las señales obtenidas con el *interrogador* tomando como base el modelo desarrollado en secciones previas.

Se ha observado que los espectros medidos para la **reflectancia** tienen una tendencia sinusoidal y con el modelo desarrollado en la sección previa, se ha podido dar sustento a las observaciones preliminares.

Como ya se ha mencionado con anterioridad, todos los algoritmos y métodos aquí se adaptarán al lenguaje de programación *Python* debido a su gran popularidad y versatilidad. Existe un potente algoritmo denominado *fft* (*fast Fourier transform*, por sus siglas en inglés)<sup>21</sup> que recibe como entrada un arreglo unidimensional de datos y devuelve un otro del mismo tipo con la información de la **serie discreta de Fourier**.

El análisis del funcionamiento del método está fuera de los objetivos del presente estudio. Sin embargo, es necesario aplicar dicho método a los espectros de la reflectancia.

En procesamiento digital de señales, los espectros que se muestran en la [figura 5.3](#) son entendidos como señales **discretas**. Es decir, este tipo de señales están formadas por *secuencias*, que no son más que, un conjunto ordenado de información. En particular, estas señales están organizadas de tal forma que la distancia entre cualesquiera par de puntos consecutivos del conjunto es la misma y es llamada **periodo de muestreo**. Como ya se discutió en capítulos anteriores, el **periodo de muestreo** de los espectros obtenidos con el *interrogador* es de aproximadamente 0.005 nm.

Ahora bien, ya se ha determinado que los espectros de la reflectancia son *discretos*. Por otro lado, dado que los mismos parecen seguir un comportamiento **sinusoidal**, se puede considerar que la señal es **periódica**.

Es bien sabido que para señales *discretas* y *periodicas* se emplea la **serie discreta de Fourier** y como resultado se obtendrá una señal que es también *discreta* y *periódica* en el espacio de las frecuencias. De esta manera, se puede justificar el uso del algoritmo *fft*.

La serie discreta de Fourier, en el procesamiento digital de señales, es bien conocida debido a que es útil para identificar las frecuencias que componen la señal de entrada.

La serie discreta de Fourier, está definida como

$$X_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-2\pi \frac{k}{N} n j}, \quad (5.42)$$

donde  $X_k$  es una señal discreta y periodica en el dominio de Fourier,  $x_n$  es la señal

<sup>21</sup> Aunque el nombre explícitamente dice *transformada*, en realidad, este método es sobre la *serie discreta de Fourier*.

de entrada,  $\frac{k}{N}$  es el análogo (discreto) a la frecuencia espacial de la señal de entrada,  $N$  es el número de muestras o longitud de la señal [45].

Con el algoritmo *fft* se realiza la ecuación (5.42) de manera rápida y eficiente.

Con dicho algoritmo, es posible identificar las frecuencias espaciales (no frecuencias angulares) que componen una señal discreta dada como entrada.

El algoritmo devuelve al usuario un arreglo unidimensional de números complejos de la misma longitud que la señal de entrada. El arreglo de números complejos contiene la información de la serie discreta de Fourier en una disposición particular. La primera mitad del arreglo corresponde a la información de las frecuencias positivas y la segunda mitad a las frecuencias negativas. La suma de las magnitudes de todo el arreglo da como resultado el número de muestras en la señal de entrada. Esta particular división del arreglo, tiene su fundamento en el **teorema de muestreo** postulado por H. Nyquist y demostrado por C. Shannon [46, 47] donde se establece que es imposible medir frecuencias más altas que la mitad del doble de la frecuencia de muestreo de la señal original.

Sin embargo, es usual, mostrar únicamente las contribuciones positivas en el espectro de magnitud del espacio de Fourier por medio de despreciar las contribuciones de frecuencias negativas (la segunda mitad del arreglo) y duplicar la magnitud de la primera mitad del arreglo para compensar que la suma de todas las contribuciones sea exactamente el número de muestras. Es también usual, normalizar dicho espectro respecto a 1, es decir, que la suma de todas las contribuciones sea exactamente 1, para ello, basta con dividir todo el arreglo por el número total de muestras. Sin embargo, esta normalización implica que el primer elemento de la serie discreta de Fourier sea exactamente, el *promedio de la señal*. A esta característica se le denominada, en el ámbito de señales, nivel de *DC* (o componente de *DC*).

Para ello, se ha construido una clase especial llamada *FFT\_support* que contiene todos los métodos necesarios para obtener el espectro en el espacio de **Fourier** o también denominado espacio de *frecuencias*. Es de particular interés el método llamado *encontrar\_fft* que requiere de dos argumentos; el primer argumento es el **periodo de muestreo** y el segundo es el arreglo unidimensional al que se pretende cambiar al espacio de Fourier.

Dicho método de la clase *FFT\_support* devuelve dos arreglos unidimensionales, el primero de ellos contiene únicamente las *frecuencias positivas* y el segundo arreglo contiene el espectro de *magnitud* en el espacio de Fourier (correspondiente a las frecuencias positivas con su debida contribución).

Con dicho método es posible identificar las frecuencias espaciales que componen la señal. De manera muy general, para una señal sinusoidal del tipo  $\cos(2\pi f_s t)$  en el espectro de magnitud se obtiene una contribución localizada en  $w = f_s$  y se debe

mencionar que las unidades de  $w$  y por tanto de  $f_s$  son el inverso de las unidades de  $t$ .

Ahora bien, notese que en la ecuación (5.41) se tiene una señal sinusoidal del tipo  $\cos\left(2\pi \cdot [2\Lambda] \cdot \frac{1}{\lambda}\right)$  y en analogía al caso anterior  $2\Lambda$  corresponde con  $f_s$  y  $\frac{1}{\lambda}$  corresponde a  $t$ .

Con base en esto, es conveniente realizar un cambio de variable  $\tau = \frac{2}{\lambda}$  tal que ahora se tiene  $\cos(2\pi\Lambda\tau)$  en esta nueva variable, es posible determinar que el resultado de aplicar el método antes mencionado será de una contribución en  $w = \Lambda$ . Pero,  $\Lambda$  no es más que la longitud de camino óptico,  $\Lambda = \eta L$ .

Por su parte, dado que  $[\lambda] = \text{nm}$  entonces  $[\tau] = \frac{1}{\text{nm}}$  así,  $[w] = \text{nm}$ . Sin embargo, es conveniente expresar las unidades de  $w$  (el espacio de frecuencias) en mm en lugar de nm. En consecuencia, se necesita reescalar por un factor de  $10^{-6}$  las unidades de  $w$ . Dado que,  $1 \text{ nm} = 10^{-6} \text{ mm}$ .

Para realizar dicho proceso, se ha desarrollado otro método de la clase *FFT\_support* donde internamente se realiza el cambio de variable y rescalamiento (como se podrá anticipar, dicho método está conectado con el método *encontrar\_fft*) además se elimina la componente de DC.

---

**Algoritmo 2:** Algoritmo para determinar la serie discreta de Fourier de la reflectancia del interferómetro

---

```

/* Longitud de onda inicial y final */
Data:  $\lambda_i$ 
Data:  $\lambda_f$ 
/* Arreglo unidimensional de la reflectancia */
Data:  $R$ 
/* Arreglos unidimensionales */
Result:  $opl$ 
Result:  $amp$ 
1 Inicio ;
2  $n \leftarrow \text{len}(R)$  ; // Longitud del arreglo de la reflectancia
3  $r \leftarrow R - \text{mean}(R)$  ; // Eliminando la componente de DC
4  $T_\tau \leftarrow \frac{\frac{1}{\lambda_f} - \frac{1}{\lambda_i}}{n}$  ; // Periodo de muestreo en la nueva variable
5  $opl, amp \leftarrow \text{encontrar\_fft}(2 \times 10^6 T_\tau, r)$  ; // Obteniendo la serie discreta
de Fourier

```

---

Con el [algoritmo 2](#) se obtienen dos arreglos unidimensionales, *opl* corresponde al dominio en el espacio de Fourier (medido en mm) y *amp* corresponde al contra-dominio de en el espacio de Fourier (medido en u.a.). Ambos arreglos forman el gráfico del espectro de amplitud en el espacio de Fourier.

Utilizando el [algoritmo 2](#) para los espectros en la [figura 5.3](#) se obtienen los gráficos mostrados en la [figura 5.5](#).

Se debe destacar que, en general, el dominio de longitudes de onda (de 1510 nm a 1590 nm) en los espectros de la reflectancia no es un múltiplo del periodo de la señal (que suponemos periódica). Este fenómeno es conocido como **fuga espectral** o *spectral leakage*. Dicho fenomenos puede ser amortiguado introduciendo una técnica llamada *windowing*. Dicha técnica consite, básicamente, en multiplicar la señal que presenta la **fuga espectral** por una función  $W(n)$  de características particulares [48, 49]. Estás funciones son comunmente llamadas *ventanas* y existen de diversos tipos y orientadas a cumplir determinados objetivos sobre la señal. En su gran mayoría, son funciones que parten de 0 e incrementan su valor hasta alcanzar 1 y simétricamente vuelven a 0 a lo largo de su dominio de definición (mismo que el de la señal a procesar).

Algunas funciones ventanas particularmente útiles son la ventana de Hann, la ventana de Hamming, la ventana de Gauss, la ventana Flat-top y la ventana Keisser-Bessel [50, 49].

Considerando que la variable física de interés para las mediciones es la longitud de camino óptico  $\Lambda$ , y de la observación que los fenómenos de interferencia desaparecen para distancias del orden de centímetros, se puede considerar útil la aplicación de un **filtro pasa-bajos** para la señal de la reflectancia con el objetivo de eliminar ruido.

Para ello, se ha diseñado desde cero un filtro **FIR** (Finite Impulse Response, por sus siglas en inglés) debido a que este tipo de filtros no modifican la fase de la señal original. Sin embargo, la atenuación en la magnitud no es tan buena como la de un filtro **IIR** (Infinite Impulse Respone, por sus siglas en inglés), en otras palabras, para conseguir atenuaciones considerablemente buenas, el orden del filtro **FIR** es mayor que el orden de un filtro **IIR** de las mismas características. Sin embargo, la desventaja de los filtros **IIR** es que generan en desplazamiento de fase de la señal original, lo cual, podría suponer un problema a la hora de obtener la señal filtrada debido a que ésta estará desplazada con respecto a la señal original (crucial para la parte 3 del presente estudio).

Al igual que para obtener la serie discreta de Fourier se ha realizado una clase en *Python*, se ha diseñado otra clase llamada *Filtro* donde se definen los métodos necesarios para elaborarlo y obtener la señal filtrada.

Cabe señalar, que el filtro **FIR** fue diseñado por el método de las *ventanas* [51],



Ventana	Definición $W(n)$	Características
<i>Gauss</i>	$\exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{n - (N - 1)/2}{\sigma(N - 1)/2}\right]^2\right)$	Versátil al depender de $\sigma$ , no es 0 en los bordes.
<i>Hann</i> (o <i>Hanning</i> )	$0,5(1 - \cos(2\pi n/N))$ donde $N$ representa el tamaño de la ventana	Satisfactoria en el 95 % de los casos, útil para suprimir efectos de vibraciones y para contenido desconocido.
<i>Flat-top</i>	$a_0 + \sum_{k=1}^4 a_k \cos\left(\frac{(2k + 1)\pi n}{N - 1}\right)$ donde $a_1 = 1.93, a_2 = 1.29,$ $a_3 = 0.388, a_4 = 0.032$	Útil para conseguir exactitud en la magnitud.
<i>Keisser-Bessel</i>	$\frac{I_0\left(\beta\sqrt{1 - (2n/(N - 1))^2}\right)}{I_0(\beta)}$ donde $I_0$ es la función de Bessel, $\beta$ es un parámetros para la forma de la ventana.	Útil para distinguir dos frecuencias muy cercanas, además, se pueden replicar las demás ventanas de acuerdo al parámetro $\alpha$ .

**Tabla 5.1:** En el presente cuadro, se muestra un comparativo de las principales funciones ventana y algunas de sus características.

por lo que es posible obtener la señal filtrada con diversos métodos. Para hacer uso de la clase, se debe de instanciar con los siguientes cuatro argumentos: la señal a filtrar, el periodo de muestreo de la señal, la frecuencia<sup>22</sup> de corte (medida en milímetros) y el orden<sup>23</sup>. Para aplicar el filtro, una vez instanciada la clase, solo hace falta referenciar el método correspondiente, por ejemplo, el método `filtrar_por_ventana_de_gauss`.

En la [figura 5.6](#) se muestra el resultado del filtrado de la señal, mientras que, en la [figura 5.7](#) se muestra la aplicación de la técnica *windowing* y su efecto en el espectro de magnitud en el espacio de Fourier.

22 Frecuencia espacial.

23 Relativo al grado de rechazo en la frecuencia de corte.

---

**Algoritmo 3:** Algoritmo para filtrado y atenuación de la fuga espectral

---

```

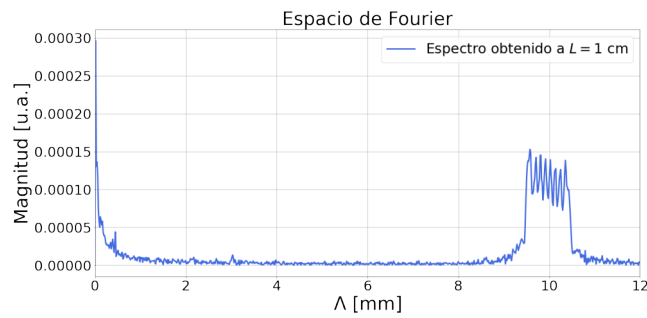
/* Reflectancia sin componente de DC, ventana, periodo de muestreo,
   frecuencia de corte y orden */
Data: r
Data:  $W_n$ 
Data:  $T_\tau$ 
Data:  $F_c$ 
Data: o
/* Reflectancia procesada */
Result:  $r_p$ 
1 Inicio ;
2  $obj \leftarrow \text{Filtro}(r, T_\tau, F_c, o)$  ; // Instancia de la clase
3  $r_f \leftarrow obj.filtrar\_por\_ventana\_de\_gauss(\sigma = 0,4)$  ; // Obteniendo señal
   filtrada
4  $r_p \leftarrow r_f W_n$  ; // Multiplicación directa de ambos arreglos (técnica
   windowing)

```

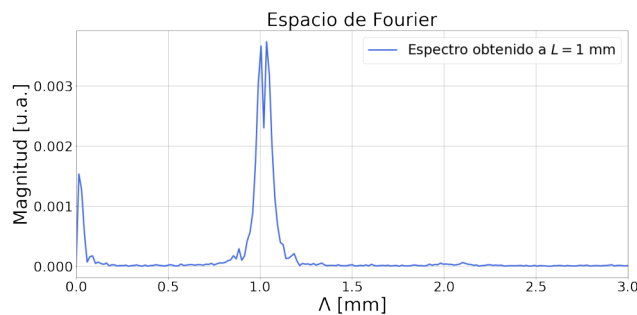
---

Como se puede observar en la [figura 5.7](#) se ha utilizado la ventana **Kaiser-Bessel** para las mediciones. Dicha elección esta vinculada al hecho de que dicha ventana posee la característica de asemejarse a las demás ventanas para distintos valores del parámetro  $\beta$ . Por ejemplo para  $\beta = 6$  se recupera la ventana de **Hann**.

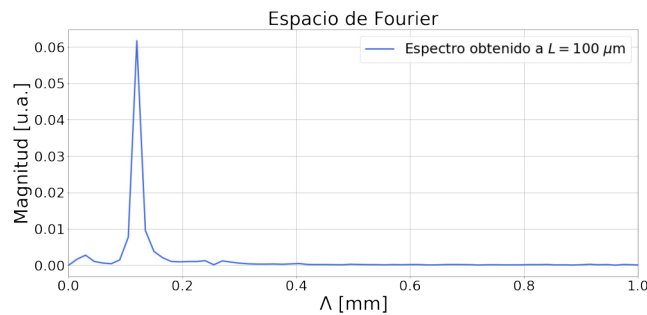
Comparando los espectros de amplitud de la [figura 5.5](#) y la [figura 5.7](#) se puede observar como con este método se puede determinar en forma única la posición del máximo local en las gráficas. Lo cuál precisa una manera de **medir** tanto distancias, o bien, índices de refracción, puesto que la posición del máximo local es la longitud de camino óptico  $\Lambda = \eta L$ . Conociendo  $\eta$  se puede medir  $L$  y viceversa.



(a) Espectro de magnitud a 1 cm de separación entre la fibra y el espejo.

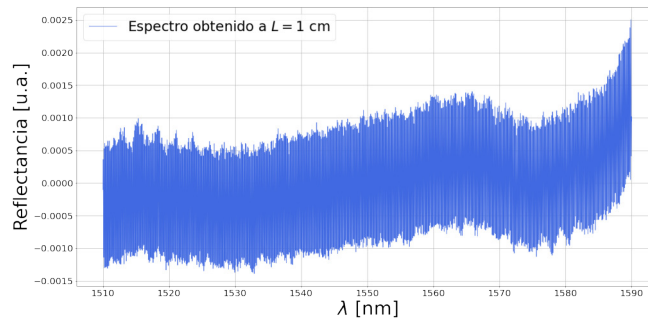


(b) Espectro de magnitud a 1 mm de separación entre la fibra y el espejo.

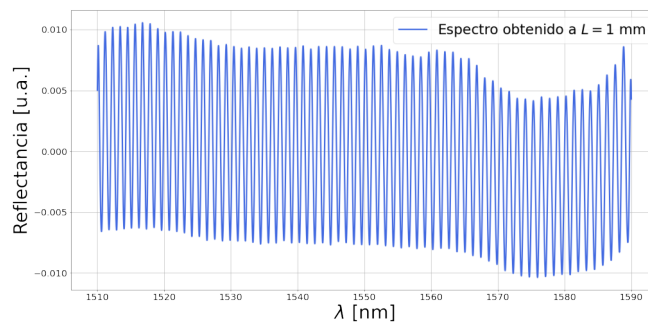


(c) Espectro de magnitud a 100  $\mu\text{m}$  de separación entre la fibra y el espejo.

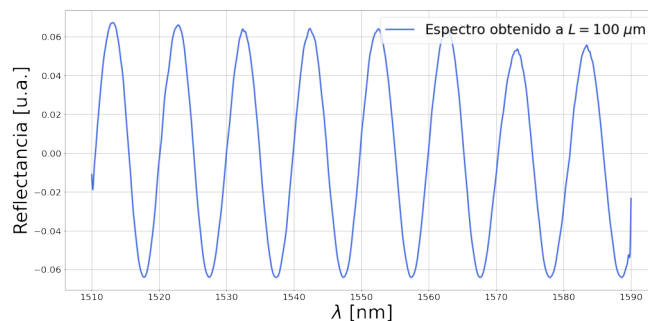
**Figura 5.5:** Comparativo de los espectros de magnitud en el espacio de Fourier de la reflectancia del interferómetro para varias distancias obtenidos al aplicar el algoritmo. Es de vital importancia observar que entre mayor es la lejanía entre el espejo y la fibra, el espectro en el espacio de Fourier presenta un ensanchamiento o *fuga espectral* haciendo cada vez más difícil identificar la posición de la contribución en cuestión.



(a) Espectro de la reflectancia a 1 cm de separación entre la fibra y el espejo con frecuencia de corte en  $\Lambda_c = 13$  mm.

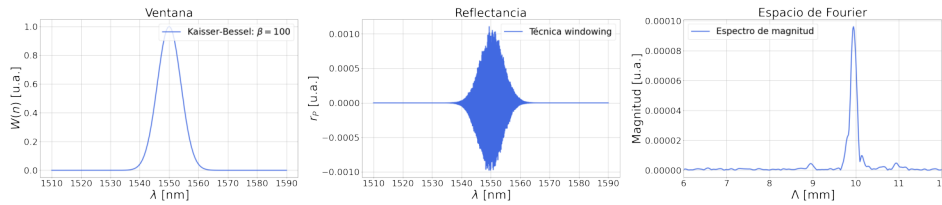


(b) Espectro de la reflectancia a 1 mm de separación entre la fibra y el espejo filtrado con frecuencia de corte en  $\Lambda_c = 3$  mm.

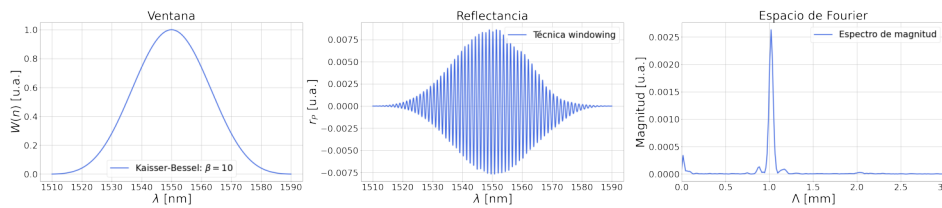


(c) Espectro de la reflectancia a 100  $\mu\text{m}$  de separación entre la fibra y el espejo con frecuencia de corte en  $\Lambda_c = 3$  mm.

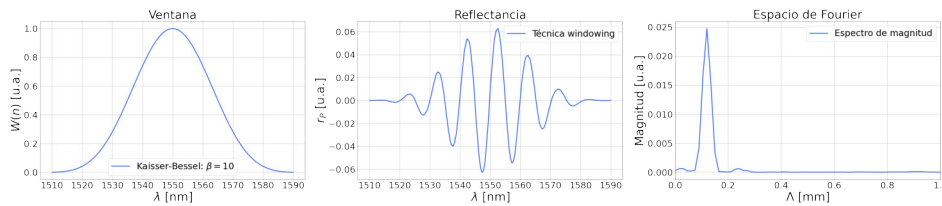
**Figura 5.6:** Comparativo de los espectros de la reflectancia del interferómetro para varias distancias después del proceso de filtrado. Es fundamental identificar como la señal ha cambiado, ahora los espectros están mejor definidos y se puede notar una prominente reducción en el ruido de la señal en el dominio óptico.



(a) Espectro de la reflectancia a 1 cm de separación entre la fibra y el espejo con frecuencia de corte en  $\Lambda_c = 13$  mm y ventana Kaiser-Bessel con  $\beta = 100$ .



(b) Espectro de la reflectancia a 1 mm de separación entre la fibra y el espejo filtrado con frecuencia de corte en  $\Lambda_c = 3$  mm y ventana Kaiser-Bessel con  $\beta = 10$ .



(c) Espectro de la reflectancia a 100  $\mu\text{m}$  de separación entre la fibra y el espejo con frecuencia de corte en  $\Lambda_c = 3$  mm y ventana Kaiser-Bessel con  $\beta = 10$ .

**Figura 5.7:** Comparativo de los espectros de la reflectancia del interferómetro para varias distancias después del proceso de filtrado y de la técnica windowing. Se puede observar una prominente mejora de la definición en el espacio de Fourier, ahora es posible identificar o localizar una contribución específica en dicho espacio aún cuando en el espectro original no.

## 5.5. Observaciones

En esta sección se discutirán las observaciones realizadas con el interferómetro Fabry-Pérot simple de fibra óptica y se identificarán sus limitantes.

Las observaciones que a continuación se describen fueron llevadas a cabo a temperatura ambiente, en la configuración descrita en la Sección 4.2 y con los elementos mostrados en la [figura 4.1](#).

### 5.5.1. Procedimiento 1

Con el uso de las monturas de desplazamiento, se ha posicionado la punta de la fibra óptica monomodo junto al espejo, tal que la distancia de separación entre ambos elementos del sistema, sea nula. A partir de este instante, se inicializa el proceso de observación. Ahora, con el uso de la montura de desplazamiento *NRT-150/M* se ha comenzado a retirar la punta de la fibra óptica del espejo incrementando así la longitud  $L$  del interferómetro (véase [figura 5.8](#)). Los incrementos son de  $50\ \mu\text{m}$  cada uno.

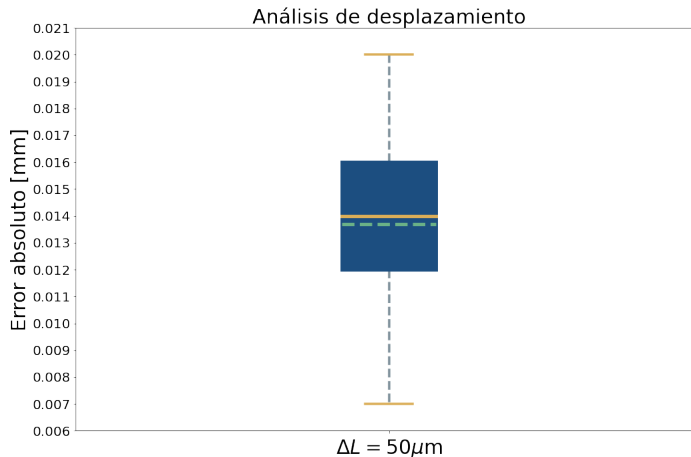


**Figura 5.8:** En la figura se muestra el procedimiento llevado a cabo en el sistema para la recolección de datos.

Con el procedimiento antes descrito se han recolectado un total de 60 archivos (uno para cada incremento) y procesado con los algoritmos discutidos en secciones previas. El intervalo de observación corresponde a  $[0, 3]$  milímetros. Ahora bien, dado que el medio dieléctrico en el interferómetro es *aire* a temperatura ambiente, entonces, podemos considerar que  $\eta_{\text{aire}} \approx 1$ . Así, con el procesamiento digital de la

señal, se puede medir la distancia desde la base del espejo hasta la punta de la fibra, detectando la posición del máximo local en el espectro de amplitud de Fourier, dado que  $\Lambda = \eta_{aire}L \approx L$ .

A continuación, se muestra un gráfico de caja con la información del error absoluto<sup>24</sup> entre la distancia medida por el procedimiento anteriormente mencionado (en el espacio de Fourier) y la distancia nominal de la montura de desplazamiento.



**Figura 5.9:** En la figura se muestra un gráfico de caja del error absoluto entre la longitud nominal de la montura de desplazamiento y la longitud medida en el espacio de Fourier.

Como se puede apreciar en la [figura 5.9](#), la diferencia promedio entre la longitud nominal y medida (línea verde del gráfico) es de aproximadamente  $\Delta\bar{L} \approx 13.5 \mu\text{m}$ . Considerando que el incremento nominal es de  $\Delta L = 50 \mu\text{m}$ , el error relativo es aproximadamente 27 %.

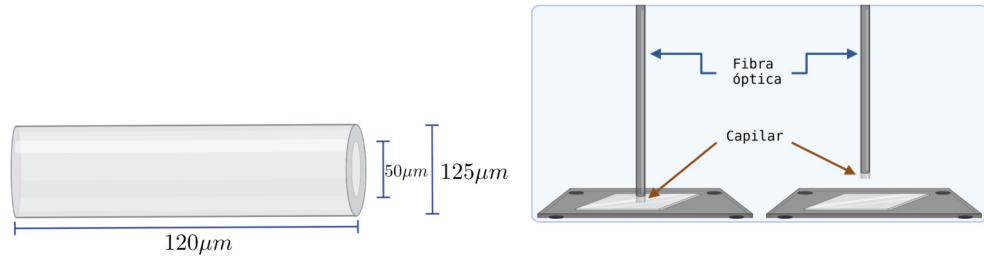
Es de particular importancia mencionar que existen diversas fuentes de error. Por ejemplo, la distancia de separación inicial entre la punta de la fibra y el espejo, así como el error sistemático de la montura de desplazamiento, etc.

### 5.5.2. Procedimiento 2

Para tener mejor control en el posicionamiento inicial entre la fibra y el espejo se ha diseñado un nuevo microdispositivo. Se trata de un tubo capilar de longitud aproximada de  $120 \mu\text{m}$ , un diámetro interno de aproximadamente  $50 \mu\text{m}$  (mayor que el del núcleo de la fibra) y diámetro externo de  $125 \mu\text{m}$  (mismo que el de la

<sup>24</sup> Es el valor absoluto de la diferencia entre el valor nominal y el valor medido.

fibra). Este capilar se unió a la punta de la fibra óptica por medio de una técnica llamada empalme por fusión y se ha unido a la punta de la fibra como se ilustra en la figura 5.10 (b).



(a) En la siguiente ilustración se muestran las dimensiones del tubo capilar.

(b) En la figura se muestra el procedimiento llevado a cabo en el sistema para la recolección de datos.

**Figura 5.10:** En la figura se muestran tanto el diseño del capilar como su implementación en el sistema.

De la misma manera que en el procedimiento anterior, se han recolectado una serie de datos para diferentes incrementos de la montura de desplazamiento.

Observación	$\Delta L$ [ $\mu m$ ]	Muestras
1	10	100
2	100	100
3	500	50

**Tabla 5.2:** Incrementos nominales en la montura de desplazamiento *NRT/150M* y número de muestras recolectadas.

Como se puede apreciar en la figura 5.11 y en la tabla 5.3, la diferencia promedio entre la longitud nominal y medida ( $\Delta \bar{L}$ ) varía conforme se incrementa  $\Delta L$ , sin embargo, el error relativo<sup>25</sup> decrece a medida que se incrementa  $\Delta L$ .

Es interesante mencionar que mediante el procedimiento 2, se puede tener mayor control sobre la longitud inicial del interferómetro. Sin embargo, aún existe el factor limitante de los errores sistemáticos de la montura de desplazamiento. Además, se ha considerado que los efectos de introducir un tubo capilar en el sistema son despreciables. Dicha suposición tiene fundamento en que el diámetro interno del capilar es mucho mayor que el diámetro del núcleo de la fibra óptica, por lo que,

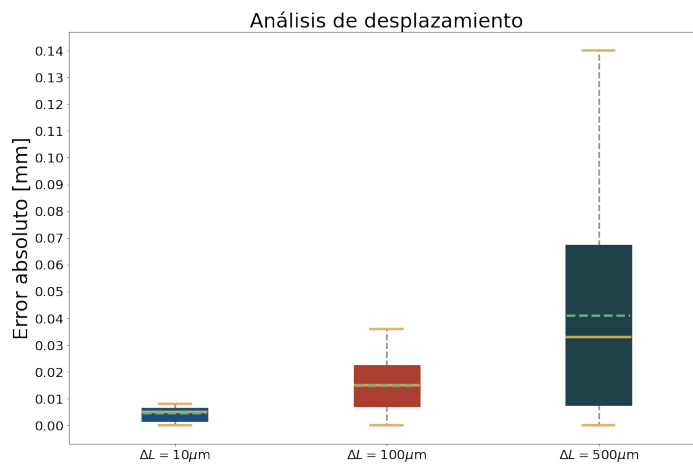
<sup>25</sup> Relativo al incremento nominal.



Observación	$\Delta L$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Delta \bar{L}$ [ $\mu\text{m}$ ]	Error relativo [%]
1	10	4	40
2	100	15	15
3	500	41	8.2

**Tabla 5.3:** En la siguiente tabla se muestra el error relativo de cada una de las observaciones.

esencialmente, se trata de una cavidad dieléctrica al igual que en el procedimiento 1.



**Figura 5.11:** En la figura se muestran los gráficos de caja del error absoluto entre la longitud nominal de la montura de desplazamiento y la longitud medida en el espacio de Fourier.

Por otro lado, la detección del máximo local en el espacio de Fourier con los algoritmos previamente mencionados puede ser automatizado para las observaciones. Empíricamente se ha determinado que valor del parámetro  $\beta = 50$  de la ventana Kaiser-Bessel en la técnica *windowing* es el adecuado para las observaciones 1,  $\beta = 100$  para las observaciones 2. Sin embargo, para las observaciones 3, el valor de  $\beta$  oscila entre [50, 500].

Con el método para medir distancias discutido con anterioridad (en el espacio de Fourier) existe otra limitante inherente a la serie discreta de Fourier. Para valores pequeños de longitud inicial en el interferómetro, del orden de  $1\mu\text{m}$ , el máximo local en el espacio de Fourier es particularmente complicado de medir y haciendo el uso de las técnicas antes mencionadas, la posición del máximo local varía en un

intervalo cuyos límites son de por lo menos 10 veces más grandes de la posición del máximo local que se intenta medir.

Para ver las implementaciones en Python de los algoritmos y códigos de automatización para detección de máximos entre otras utilidades como la extensión del dominio post-windowing para mejorar la resolución en frecuencia véase [52].

Por su parte, es interesante discutir que la técnica *windowing* afecta directamente la magnitud en el espacio de Fourier, por lo que, es difícil extraer información sobre el sistema de esta magnitud en cuestión. La amplitud del máximo local en el espacio de Fourier, también disminuye a medida que se incrementa la longitud del interferómetro debido a diversos procesos relacionados con pérdidas energéticas, de esta manera, resulta también complicado la detección de dicho máximo para distancias del orden de centímetros. Al igual que como se discutió anteriormente, para valores de  $\beta$  diferentes, el máximo local varía.

Empíricamente se ha determinado que los valores adecuados del parámetro  $\beta$  varían en función del rango de observación.

Intervalo [mm]	$\beta$
$L \in [0, 3]$	50
$L \in [3, 10]$	100
$L > 10$	$50 < \beta < 500$

**Tabla 5.4:** En la siguiente tabla se muestra el valor del parámetro  $\beta$  para distintos intervalos de medición.



Interferometro Fabry-Pérot de fibra óptica de dos cavidade

Durante la última década, se ha observado el auge en la construcción de micro-dispositivos de todo tipo con el fin de satisfacer las necesidades tecnológicas de la época actual. Como consecuencia, se ha incrementado la demanda de dispositivos capaces de detectar cambios cada vez más pequeños en determinado sistema.

Con base en lo anteriormente discutido, surge el interferómetro Fabry-Pérot de dos (o más) cavidades en serie (o en cascada) como una propuesta de dispositivo de alta sensibilidad. El interés por este tipo de dispositivos radica en que no son susceptibles a la interferencia electromagnética del medio, además de su rápida respuesta ante estímulos.

Existe evidencia en la literatura que con este tipo de interferómetros dispuestos en arreglos en serie (o en cascada) se puede aumentar la sensibilidad e incluso medir cantidades físicas como la tensión mecánica, la temperatura, la presión del aire y el nivel de humedad de determinado sistema. Véase [53, 54, 55, 56]. La mayoría de dichos estudios han sido utilizando gases y sólidos. Pocos estudios hasta el momento se han enfocado en líquidos a temperatura ambiente.

Es de particular interés el estudio de la respuesta de dichos interferómetros en líquidos a temperatura ambiente debido a sus numerosas potenciales aplicaciones que varían desde la detección de contaminantes en muestras químicas y mediciones de índices de refracción, hasta sofisticadas técnicas de medición de cambios en un sistema sin perturbarlo directamente por el dispositivo en sí mismo.

Hasta ahora, se han discutido los elementos y conceptos básicos necesarios para entender el interferómetro Fabry-Pérot simple de fibra óptica. Dichos conceptos y elementos discutidos con anterioridad se extrapolan y aplican al análisis de esta variante del interferómetro Fabry-Pérot.

El interferómetro Fabry-Pérot de dos cavidades en serie (o en cascada) es una variante del clásico y bien conocido interferómetro simple Fabry-Pérot en fibra óptica. De la misma manera, éste puede ser *extrínseco* o *intrínseco* dependiendo de si las cavidades se localizan dentro o fuera de la fibra óptica, respectivamente. Cabe mencionar que la principal característica de este interferómetro es su doble cavidad. De manera más precisa, es idéntico a un interferómetro simple Fabry-Pérot, pero, la cavidad está formada por dos medios dieléctricos consecutivos, en general distintos, de longitud conocida.

En este capítulo se discutirán los objetivos y alcances correspondientes a la segunda parte (de las tres que la componen) del presente estudio enfocado al interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica, así como el sistema experimental.

## 7.1. Planeación

El principal objetivo de la segunda parte del presente estudio es *caracterizar* un interferómetro Fabry-Pérot *extrínseco* de dos cavidades en serie de fibra óptica. En otras palabras, con esta segunda parte del estudio se establecerán las particularidades y limitaciones de esta variante del interferómetro simple Fabry-Pérot de fibra óptica.

Para lograr el objetivo principal descrito anteriormente, se han propuesto una serie de objetivos particulares que a continuación se enuncian:

- Diseñar y construir un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica de dos cavidades en serie.
- Observar y registrar los espectros obtenidos del interferómetro.
- Desarrollar un modelo matemático.
- Procesar digitalmente los espectros obtenidos.
- Contrastar los resultados del modelo y los espectros obtenidos.
- Identificar y registrar las peculiaridades del sistema.

Es crucial mencionar que el diseño del sistema observacional se llevará a cabo de tal manera que satisfaga los objetivos que se han enunciado.

## 7.2. Diseño

El diseño de un interferómetro Fabry-Pérot *extrínseco* de dos cavidades en serie de fibra óptica puede variar dependiendo de las necesidades y la aplicación hacia la cual esté orientado. Sin embargo, se debe enfatizar en la existencia de dos materiales dieléctricos distintos dispuestos consecutivamente en las inmediaciones de las dos superficies parcialmente reflectantes del interferómetro simple Fabry-Pérot. Se debe destacar que existirán tres superficies parcialmente reflectantes en este sistema.

Al igual que en el interferómetro simple, en esta variante, la primer superficie parcialmente reflectante es la interfaz del núcleo de la fibra óptica monomodo y el primer medio dieléctrico. La segunda superficie parcialmente reflectante es la interfaz entre los dos medios dieléctricos consecutivos. La tercera superficie parcialmente reflectante es la interfaz entre el segundo medio dieléctrico y un espejo.

El primer medio dieléctrico será fijo y será aire. El segundo medio dieléctrico variará en función de las observaciones.

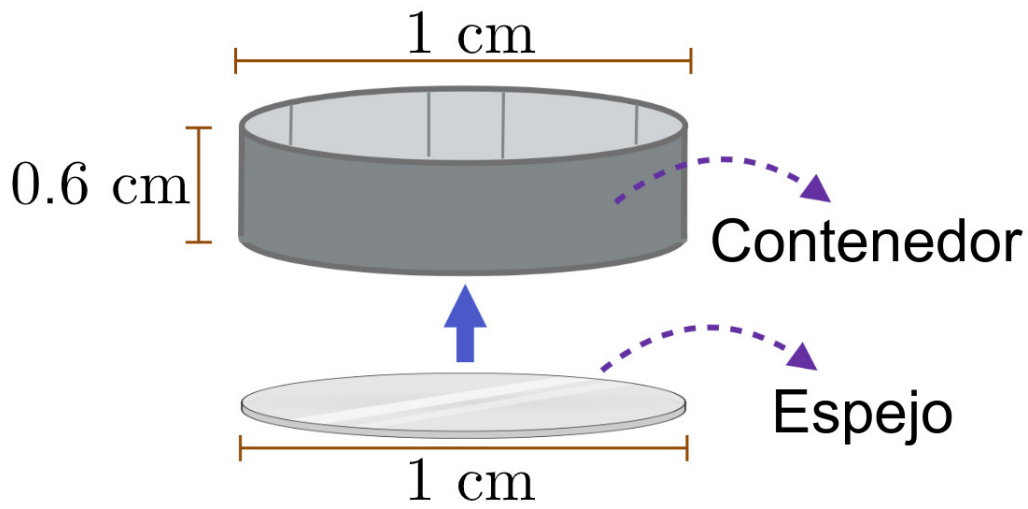
Se han diseñado dos contenedores cilíndricos. El primero de 1 cm de diámetro interno y una altura de 0.6 cm. La base es un espejo circular de 1 cm de diámetro como se ilustra en la [figura 7.1 \(a\)](#).

El segundo contenedor tiene un diámetro externo de 5 cm e interno de 4.7 cm. Además tiene una altura total de 0.6 cm y una altura de 0.3 cm desde su base. Dicho contenedor cuenta con un orificio cuadrangular de 2.5 cm de lado donde se coloca un espejo cuadrangular de 2.5 cm de lado como se ilustra en la [figura 7.1 \(b\)](#).

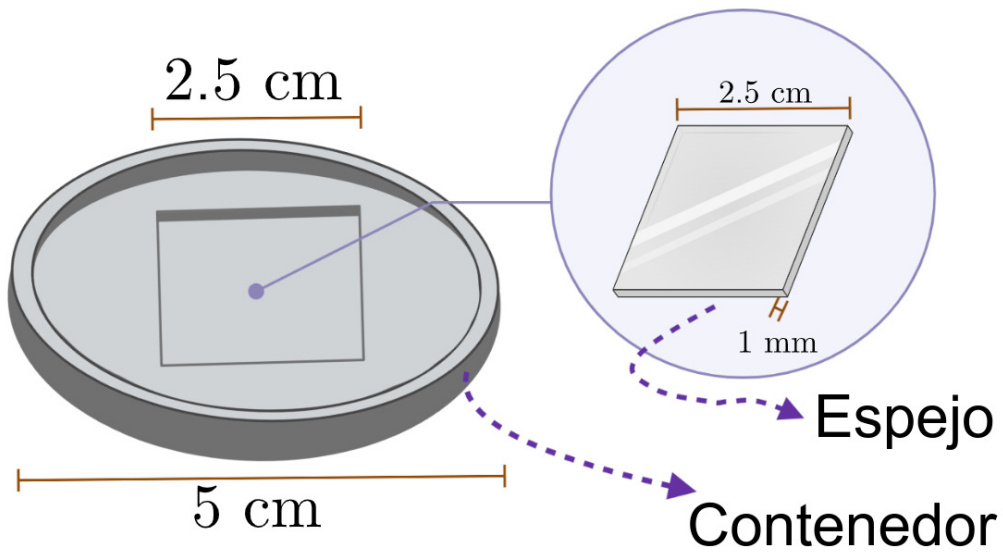
Ambos contenedores son diseñados para almacenar materiales líquidos.

Se ha cuidado bastante que en ambos contenedores, los respectivos espejos estén nivelados perfectamente. Es decir, que no exista ángulo de inclinación del espejo con respecto a la base del contenedor.

Como se ya mencionó anteriormente, el diseño del interferómetro puede variar. A continuación, se muestran algunos diagramas e imágenes de los diseños del interferómetro.

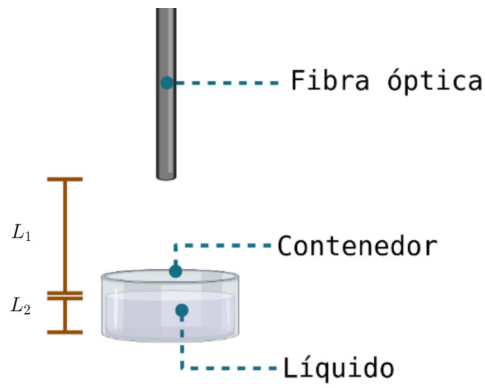


(a) En la siguiente ilustración se muestran las dimensiones y el esquema del primer contenedor cilíndrico.

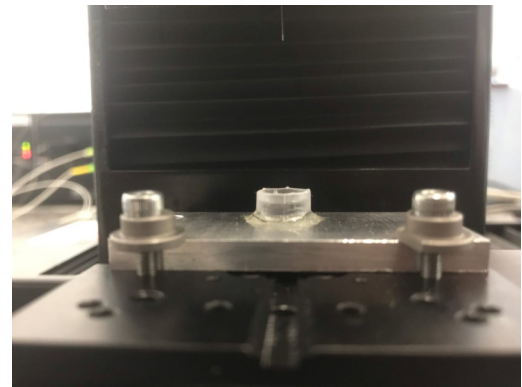


(b) En la siguiente ilustración se muestran las dimensiones y el esquema del primer contenedor cilíndrico.

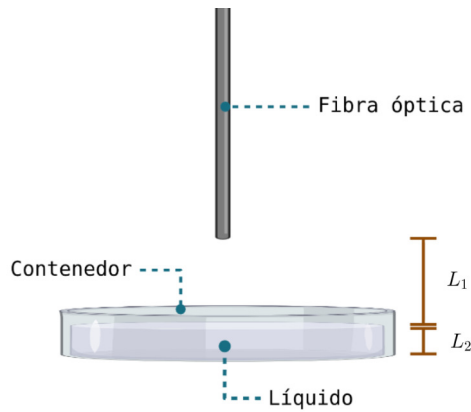
**Figura 7.1:** En la figura se muestran los esquemas y diseños de los contenedores.



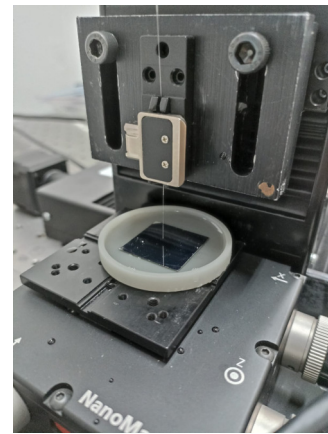
(a) En la siguiente ilustración se muestra el diseño del sistema con el contenedor 1.



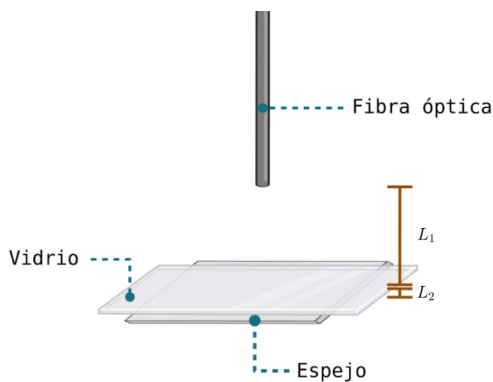
(b) En la siguiente imagen se muestra el diseño del sistema con el contenedor 1.



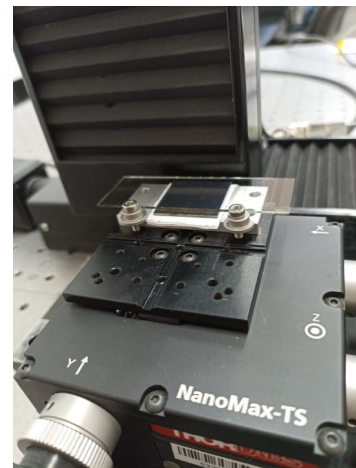
(c) En la siguiente ilustración se muestra el diseño del sistema con el contenedor 2.



(d) En la siguiente imagen se muestra el diseño del sistema con el contenedor 2.



(e) En la siguiente ilustración se muestra el diseño del sistema con un material sólido (vidrio).



(f) En la siguiente imagen se muestra el diseño del sistema con un material sólido (vidrio).

**Figura 7.2:** En la figura se muestran algunas ilustraciones e imágenes del sistema observacional.



En este breve capítulo se discutirán los elementos necesarios para llevar a cabo las observaciones y la configuración del sistema experimental.

## 8.1. Elementos y configuración del sistema

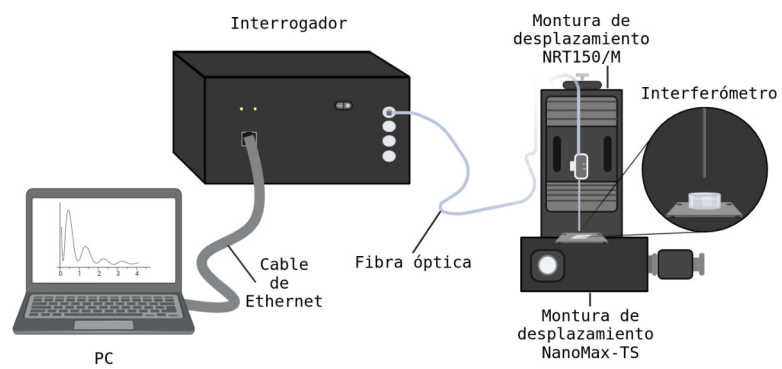
El sistema consta nuevamente de cinco dispositivos independientes.

- Un **interrogador** *Micron Optics sm125*.
- Una **montura de desplazamiento** de alta precisión *Thorlabs NRT150/M*.
- Una **montura de desplazamiento** de alta precisión *Thorlabs NanoMax-TS MAX350D/M*.
- Una computadora.
- Un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica de dos cavidades (véase [figura 7.2](#)).

Las características de todos los dispositivos son idénticas a las discutidas en la Parte 1 del presente estudio. Por lo tanto, solo se discutirán los cambios fundamentales.

A continuación, se muestra una ilustración de los elementos del sistema.

Cabe destacar que el interferómetro mostrado en la [figura 8.1](#) puede tomar la forma de cualquiera de los diseños mostrados en la [figura 7.2](#). Por su parte, la configuración de dichos elementos es idéntica a la discutida en la Primera parte del presente estudio (véase [figura 4.2](#)).



**Figura 8.1:** En la siguiente ilustración se muestran los elementos del sistema.

En este capítulo se describirán las observaciones realizadas que dan lugar a la *caracterización* del sistema experimental, que consiste en identificar las *peculiaridades* y las *limitaciones* de esta variante del interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica.

## 9.1. Pruebas preliminares

Se ha implementado un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie como se muestra en las Figuras 7.2 (e) y 7.2 (f) donde la primera cavidad es **aire** a temperatura ambiente y la segunda cavidad se trata de un **vídrío** cuyo espesor es de 1 milimetro.

Se han realizado dos mediciones en el sistema con una diferencia de  $200 \mu\text{m}$  entre sí y se han procesado los espectros con los algoritmos (1), (2) y (3) para obtener los gráficos mostrados en la figura 9.1.

	Medición 1	Medición 2
	Posición [mm]	Posición [mm]
<b>Máximo 1</b>	0.187	0.387
<b>Máximo 2</b>	1.667	1.667
<b>Máximo 3</b>	1.854	2.054
<b>Máximo 4</b>	2.041	2.441
<b>Máximo 5</b>	3.521	3.721

**Tabla 9.1:** En la siguiente tabla se identifican los máximos obtenidos en la figura 9.1.

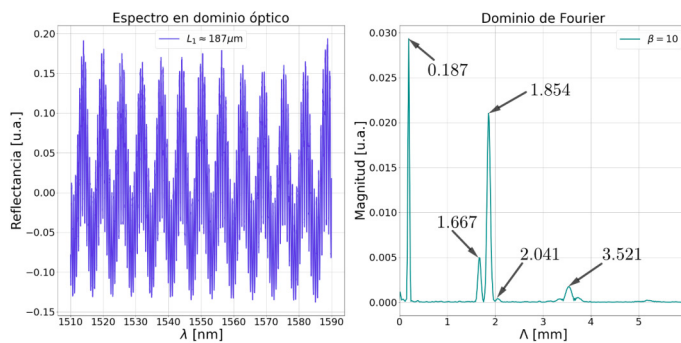
De la figura 9.1 se pueden destacar varios puntos. En primer lugar, existen múltiples máximos en el espacio de Fourier, ya no sólo uno como en los espectros obtenidos en la Parte 1, por lo que es necesario un nuevo modelo que prediga este tipo de comportamiento.

Se pueden destacar fácilmente cinco máximos en el espacio de Fourier de los cuales tres de ellos son más prominentes que los demás. Todos ellos varían al incrementar  $L_1$  (la longitud de la primera cavidad del interferómetro) sin embargo,

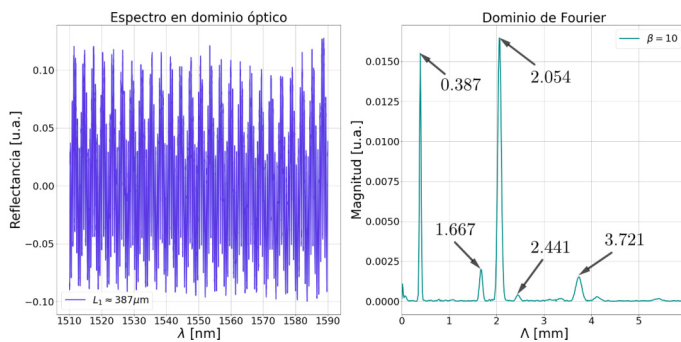
existe un máximo que no varía al incrementar  $L_1$  como se puede apreciar en la figura 9.1 (a) y la figura 9.1 (b).

Por su parte, se puede observar que existe cierta relación entre las posiciones de los máximos en el espacio de Fourier. Considerando la tabla 9.1 se puede deducir que

$$\begin{aligned}
 \text{Maximo 1} + \text{Maximo 2} &= \text{Maximo 3} \\
 \text{Maximo 1} + \text{Maximo 3} &= \text{Maximo 4} \\
 \text{Maximo 2} + \text{Maximo 3} &= \text{Maximo 5}.
 \end{aligned}
 \tag{9.1}$$



(a) Reflectancia del interferómetro y su respectivo espectro de magnitud en el espacio de Fourier para  $L_1 = 0.187$  mm y  $L_2 = 1$  mm.



(b) Reflectancia del interferómetro y su respectivo espectro de magnitud en el espacio de Fourier para  $L_1 = 0.387$  mm y  $L_2 = 1$  mm.

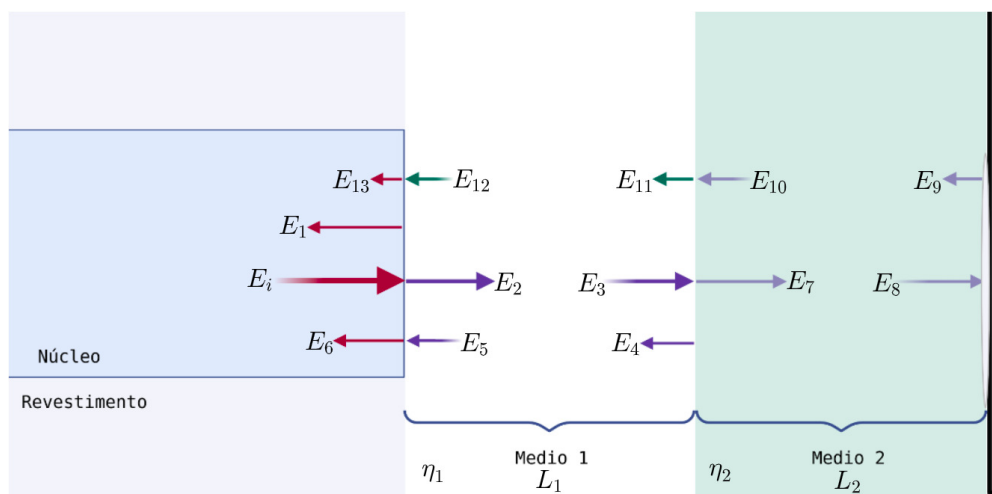
**Figura 9.1:** En la figura se muestran dos mediciones consecutivas en el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie (aire-vidrio) con variación en  $L_1$  de  $200 \mu\text{m}$ .

## 9.2. Modelo de un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie

Para elaborar el modelo matemático de un **interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie en fibra óptica** se tiene que partir de primeros principios.

Al igual que para la Parte 1 del presente estudio, se considera que la luz que se propaga a través de la **fibra óptica** puede describirse como una **onda plana** (véase [ecuación \(5.13\)](#)) y que la incidencia es **normal** a todas las superficies parcialmente reflectantes (véase [ecuación \(5.16\)](#), [ecuación \(5.17\)](#) y [ecuación \(5.18\)](#)).

Ahora bien, se propone un sistema como el que se ilustra en la [figura 9.2](#).



**Figura 9.2:** En la siguiente ilustración se muestra la configuración del sistema y los campos eléctricos de las ondas necesarias para deducir la expresión matemática del modelo de un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie en fibra óptica.

Con base en la [figura 9.2](#), podemos deducir la expresión matemática del modelo.

Ahora bien, en el modelo realizado en la Parte 1 del presente estudio se ha considerado el **aire** como medio dieléctrico en el interferómetro por lo que en la interfaz núcleo-aire siempre se satisface que  $\eta_{nucleo} > \eta_{aire}$ . Sin embargo, para realizar un modelo aún más general se debe contemplar la contraparte de este particular ejemplo.

Dentro de los *principios* de la mecánica ondulatoria<sup>26</sup> y en particular de la *reflexión* se establece que para una armónica puede presentarse, ó no, una **inversión**

<sup>26</sup> Rama de la física destacada en el estudio general de las ondas.

de la onda incidente además del evidente cambio de dirección dependiendo de las propiedades del medio adyacente y del medio de propagación.

En el caso de interés, se sabe que cuando el índice de refracción del medio de propagación,  $\eta_i$ , es mayor que el índice de refracción del medio adyacente,  $\eta_{i+1}$ , la onda reflejada no se invierte, solo cambia de dirección. Caso contrario, se presenta una inversión en la onda reflejada. Este hecho puede sintetizarse como un factor adicional de  $e^{-j\theta_k}$  en la onda reflejada donde

$$\theta_k = \begin{cases} 0 & \text{si } \eta_k > \eta_{k+1} \\ \pi & \text{si } \eta_k < \eta_{k+1}, \end{cases} \quad (9.2)$$

y  $k$  varia desde 0 hasta el número de cavidades.

De esta manera y teniendo en cuenta el procedimiento llevado a cabo en la Parte 1, se puede deducir que

$$E_1 = \sqrt{R_1} e^{-j\theta_0} E_i, \quad (9.3)$$

$$E_2 = \sqrt{1 - A_1} \sqrt{1 - R_1} E_i, \quad (9.4)$$

$$E_3 = \sqrt{1 - \alpha_1} e^{-j\phi_1} E_2, \quad (9.5)$$

$$E_4 = \sqrt{R_2} e^{-j\theta_1} E_3, \quad (9.6)$$

$$E_5 = \sqrt{1 - \alpha_1} e^{-j\phi_1} E_4, \quad (9.7)$$

$$E_6 = \sqrt{1 - A_1} \sqrt{1 - R_1} E_5, \quad (9.8)$$

$$E_7 = \sqrt{1 - A_2} \sqrt{1 - R_2} E_3, \quad (9.9)$$

$$E_8 = \sqrt{1 - \alpha_2} e^{-j\phi_2} E_7, \quad (9.10)$$

$$E_9 = \sqrt{R_3} e^{-j\theta_2} E_8, \quad (9.11)$$

$$E_{10} = \sqrt{1 - \alpha_2} e^{-j\phi_2} E_9, \quad (9.12)$$

$$E_{11} = \sqrt{1 - A_2} \sqrt{1 - R_2} E_{10}, \quad (9.13)$$

$$E_{12} = \sqrt{1 - \alpha_1} e^{-j\phi_1} E_{11}, \quad (9.14)$$

$$E_{13} = \sqrt{1 - A_1} \sqrt{1 - R_1} E_{12}. \quad (9.15)$$

Y este caso, existen tres ondas armónicas que se superponen para dar lugar al fenómeno de interferencia. A saber,  $E_1$ ,  $E_6$  y  $E_{13}$ . De esta manera, la onda resultante, por el principio de superposición, estará dada por

$$E_T = E_1 + E_6 + E_{13}. \quad (9.16)$$

Y dado que el procedimiento matemático, a partir de este punto, es idéntico al utilizado para la deducción de la expresión matemática de la **reflectancia** de todo el sistema, se puede prescindir de escribir todas las operaciones y escribir simplemente la ecuación resultante. Por lo tanto, la **reflectancia** de todo el sistema interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie esta dada por la siguiente ecuación

$$\begin{aligned}
 R &= R_1 + \xi_1 R_2 (1 - R_1)^2 + \xi_1 \xi_2 (1 - R_1)^2 (1 - R_2)^2 R_3 \\
 &= +2\sqrt{\xi_1} (1 - R_1) \sqrt{R_1 R_2} \cos(2\phi_1 - [\theta_0 - \theta_1]) \\
 &= +2\xi_1 \sqrt{\xi_2} (1 - R_1)^2 (1 - R_2) \sqrt{R_2 R_3} \cos(2\phi_2 - [\theta_1 - \theta_2]) \\
 &= +2\sqrt{\xi_1 \xi_2} (1 - R_1) (1 - R_2) \sqrt{R_1 R_3} \cos(2[\phi_1 + \phi_2] - [\theta_0 - \theta_2]),
 \end{aligned} \tag{9.17}$$

donde

$$\begin{aligned}
 \xi_1 &= (1 - A_1)^2 (1 - \alpha_1)^2 \\
 \xi_2 &= (1 - A_2)^2 (1 - \alpha_2)^2 \\
 \phi_1 &= \frac{2\pi \Lambda_1}{\lambda} \\
 \phi_2 &= \frac{2\pi \Lambda_2}{\lambda} \\
 \Lambda_1 &= \eta_1 L_1 \\
 \Lambda_2 &= \eta_2 L_2.
 \end{aligned} \tag{9.18}$$

### 9.3. Observaciones

En esta sección se discutirán las observaciones realizadas para cada una de las configuraciones del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie en fibra óptica y se identificarán algunas de sus limitantes.

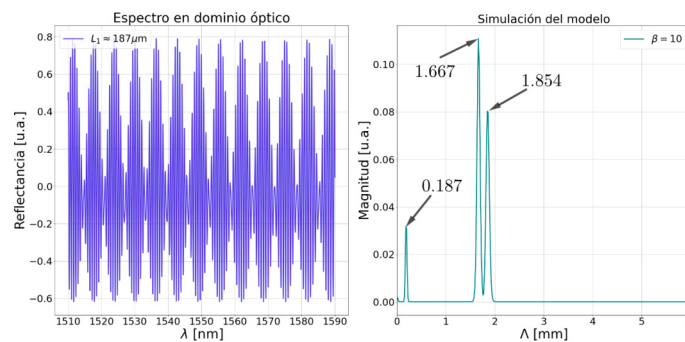
Las observaciones que a continuación se describirán fueron llevadas a cabo bajo las mismas condiciones de temperatura (temperatura ambiente) y presión (1 atm), y con los elementos mostrados en la [figura 8.1](#).

### 9.3.1. Observaciones preliminares

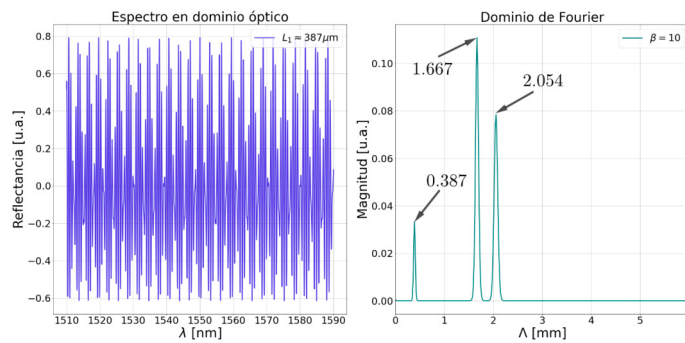
Con base en el modelo matemático del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie (véase ecuación (9.17)) se puede entender las pruebas preliminares.

En la ecuación (9.17) se puede observar como la **reflectancia** es una suma algebraica de tres ondas armónicas cuyos argumentos están relacionados con la **longitud de camino óptico** de cada uno de los medios dieléctricos ( $\Lambda_1$  y  $\Lambda_2$ ) presentes en el sistema y la total ( $\Lambda_1 + \Lambda_2$ ).

Aplicando los mismos algoritmos (1), (2) y (3) para el procesamiento de las mediciones, se pueden obtener los gráficos mostrados en la figura 9.3.



(a) Reflectancia obtenida con el modelo desarrollado y su respectivo espectro de magnitud en el espacio de Fourier para  $L_1 = 0.187$  mm,  $L_2 = 1$  mm,  $\eta_1 = 1$  y  $\eta_2 = 1.667$ .



(b) Reflectancia obtenida con el modelo desarrollado y su respectivo espectro de magnitud en el espacio de Fourier para  $L_1 = 0.387$  mm,  $L_2 = 1$  mm,  $\eta_1 = 1$  y  $\eta_2 = 1.667$ .

**Figura 9.3:** En la figura se muestran dos espectros consecutivos obtenidos por medio del modelo del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie (aire-vidrio) con variación en  $L_1$  de  $200 \mu\text{m}$  y en el caso ideal (sin pérdidas)  $A_1 = A_2 = \alpha_1 = \alpha_2 = 0$ .



Como se puede apreciar en la [figura 9.3](#), existen únicamente 3 máximos en el espectro de Fourier para los espectros simulados y que corresponden con exactamente la longitud de camino óptico de la primera cavidad,  $\Lambda_1$ , la longitud de camino óptico de la segunda cavidad,  $\Lambda_2$ , y la longitud de camino óptico total,  $\Lambda_1 + \Lambda_2$ . Lo cual puede anticiparse de la expresión matemática del modelo en la [ecuación \(9.17\)](#).

Ahora, se puede entender parte de las pruebas preeliminarias. En particular, la observación de la relación entre las posiciones de los máximos más prominentes del espectro, a saber, los máximos 1, 2 y 3, mostradas en la [ecuación \(9.1\)](#), puede ser predicha por el modelo.

Sin embargo, la primera de las **limitantes** del modelo es que no predice, en absoluto, las relaciones entre las posiciones de los máximos 1, 3 y 4 ni las relaciones entre las posiciones de los máximos 2, 3 y 5.

Por otro lado, dado que todas las relaciones discutidas tienen exactamente la misma forma (la posición de un máximo es la suma algebraica de los otros dos) se puede pensar que todas ellas deben ser consecuencia de un mismo fenómeno, es decir, deben ser producto de distintas reflexiones que en el modelo actual no se han considerado. No obstante, se necesitaría un modelo más robusto que incluya más reflexiones en las interfaces para verificar dicha suposición, lo cual, se encuentra fuera del alcance de los objetivos del presente estudio.

Ahora bien, al comparar la [figura 9.1](#) con la [figura 9.3](#) se puede observar como en los espectros simulados la relación entre las **magnitudes** de cada contribución se mantiene. Sean  $M_{\Lambda_1}$ ,  $M_{\Lambda_2}$  y  $M_{\Lambda_{12}}$  la magnitud del primero, segundo y tercer máximo en los espectro.

Entonces, en los espectros simulados, se mantiene la relación  $M_{\Lambda_2} > M_{\Lambda_{12}} > M_{\Lambda_1}$ .

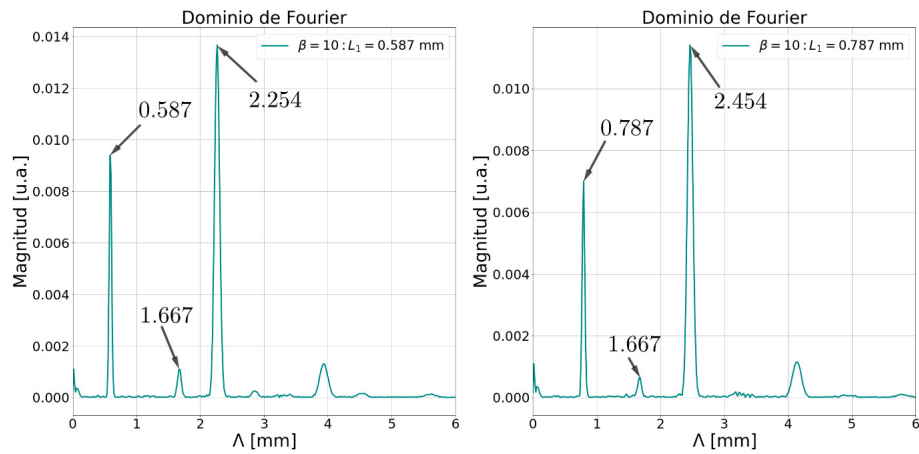
Pero, en los espectros de las mediciones, dicha relación no se satisface. Sin embargo, los factores de pérdidas en el modelo ( $A_1$ ,  $A_2$ ,  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$ ) pueden también predecir el comportamiento mostrado en la [figura 9.1](#) para las magnitudes de tales máximos.

Más aún, es interesante discutir como el primer máximo decrece notoriamente en magnitud cuando la longitud del primer medio dieléctrico (o cavidad) aumenta, mientras que, los otros dos máximos mantienen su posición relativa entre ellos. Con base en dicha observación, se puede argumentar que a mayor longitud  $L_1$  mayor atenuación de la magnitud en el espacio de Fourier del máximo relacionado con  $\Lambda_1$ .

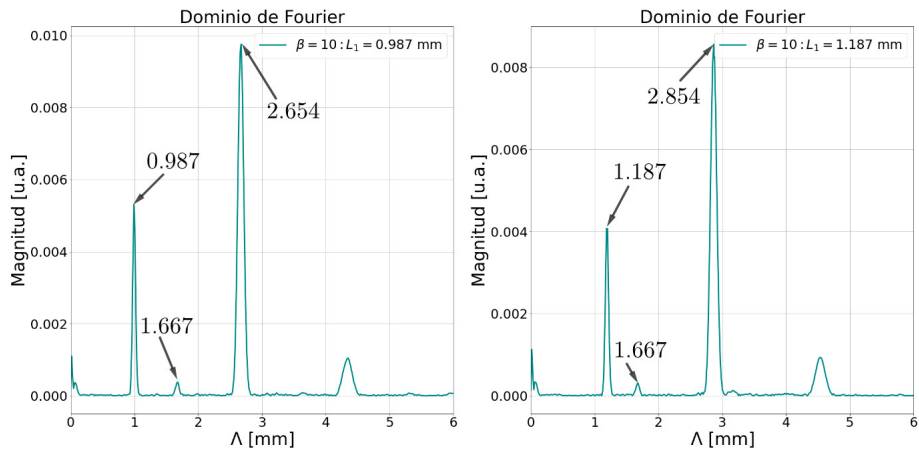
Dicha observación puede ser interpretada como: *las pérdidas relacionadas al medio de propagación dependen de la longitud del medio.*

Para dar sustento a dicha premisa, se muestran a continuación en la [figura 9.4](#), algunos espectros en el espacio de Fourier de las mediciones recolectadas.

Cabe mencionar que la magnitud de cada uno de los máximos en el espacio de Fourier depende de las amplitudes de las ondas armónicas que componen la señal.



(a) Espectros de magnitud en el espacio de Fourier de la reflectancia del interferómetro para  $L_1 = 0.587$  mm y  $L_1 = 0.787$  mm.



(b) Espectros de magnitud en el espacio de Fourier de la reflectancia del interferómetro para  $L_1 = 0.987$  mm y  $L_1 = 1.187$  mm.

**Figura 9.4:** Espectros de magnitud en el espacio de Fourier de mediciones consecutivas en el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie (aire-vidrio) con variación en  $L_1$  de  $200 \mu\text{m}$ .

Lo cual, proporcionaría información sobre la reflectancia de las interfaces y los coeficientes de pérdidas.

No obstante, dicha señal se ha procesado con diversas técnicas que afectan en gran medida la amplitud de los máximos, como lo son las técnicas de **filtrado** y **wind-wing**, aunque es posible encontrar relaciones entre la magnitud *post-procesamiento*

con la amplitud de la onda armónica, dicho proceso requiere particular cuidado y técnicas más especializadas que se encuentran fuera del alcance de los objetivos del estudio.

### 9.3.2. Procedimiento 1

Esta sección está destinada para las observaciones de la respuesta del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica de dos cavidades en serie cuando uno de los medios es agua.

Es bien sabido que el agua con sales disueltas, es conductora de la corriente eléctrica.

Las observaciones que a continuación se presentarán, se han realizado empleando agua desionizada que, a diferencia del agua común, se ha sometido a un proceso que elimina los iones presentes. En consecuencia, el agua desionizada es un mal conductor de la corriente eléctrica y puede ser considerado como material dieléctrico.

Para las observaciones realizadas a continuación se han vertido  $70 \mu\text{L}$  de agua desionizada sobre el contenedor 1. Utilizando argumentos geométricos se puede deducir una expresión matemática con la cual es posible predecir la altura de la columna de agua vertida sobre el contenedor cilíndrico. Entonces,

$$h = \frac{1}{25\pi}V, \quad (9.19)$$

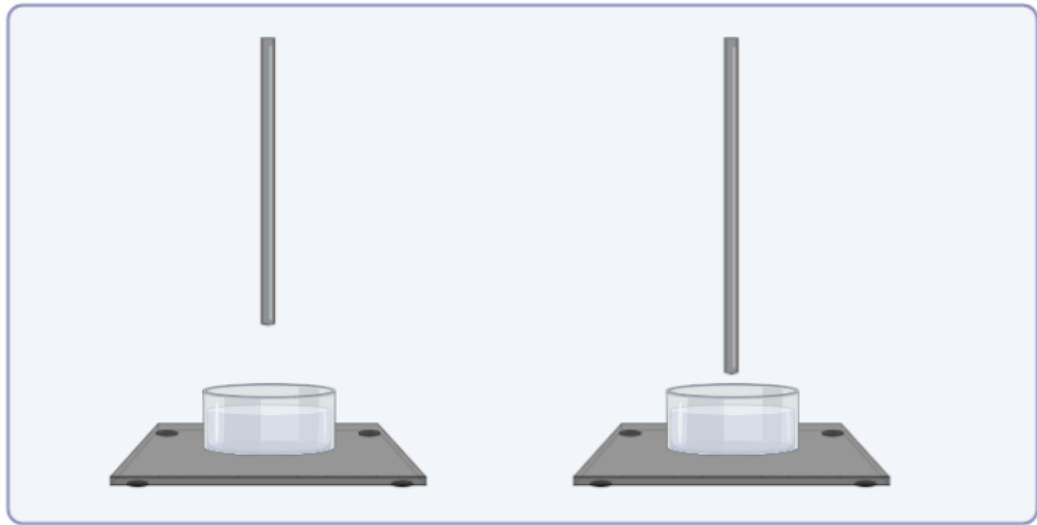
donde  $h$  es la altura de la columna de agua (medido en milímetros) y  $V$  es el volumen de agua introducido en el contenedor (medido en microlitros).

Como se puede observar en la [figura 7.2 \(b\)](#), se ha posicionado la fibra óptica sobre el eje de simetría del contenedor cilíndrico 1 de tal manera que la punta de la fibra no esté inmersa en el agua. A partir de este punto, se ha comenzado a descender la fibra óptica en intervalos regulares de  $50 \mu\text{m}$  como se ilustra en la [figura 9.5](#). De esta manera se consigue variar  $L_1$  mientras  $L_2$  está fijo.

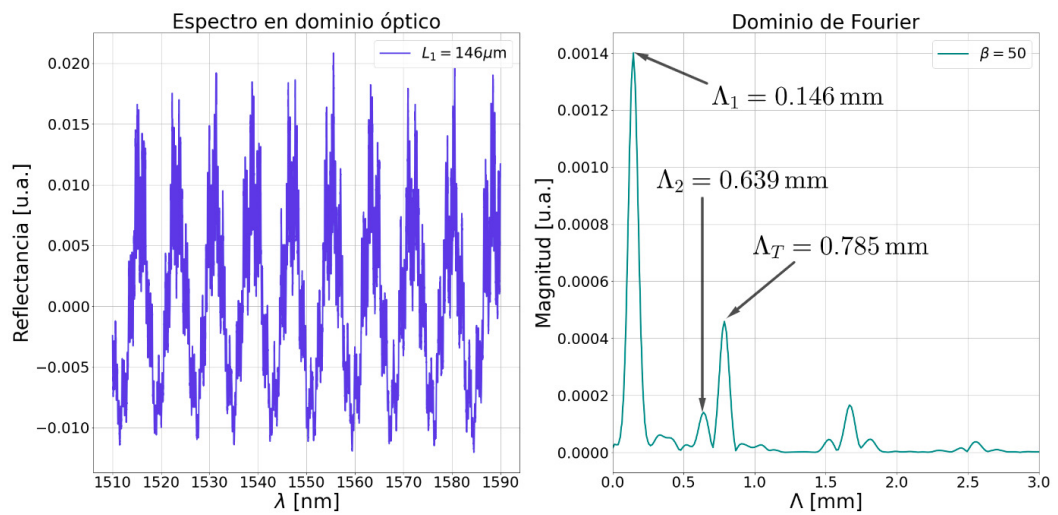
En la [tabla 9.2](#) se muestra un comparativo entre la altura de la columna de agua medida<sup>27</sup> y la predicha por la [ecuación \(9.19\)](#). Para la medición de  $L_2$ , se ha considerado el índice de refracción medio del agua para el rango de longitudes de onda  $\lambda = [1500, 1600]$  nm el cual es  $\eta = 1.3154 \pm 0.0004$  (véase [57]).

Como se puede apreciar en la [tabla 9.2](#), existe gran diferencia entre ambos valores para la columna de agua, no obstante, se debe recordar que los materiales líquidos

<sup>27</sup> Usando 10 espectros y promediando  $\Lambda_2$ .



**Figura 9.5:** En la siguiente ilustración se muestra el procedimiento para la adquisición de datos.



**Figura 9.6:** En la siguiente imagen se muestra el espectro en el dominio óptico y en el dominio de Fourier adquirido con el procedimiento 1 donde  $\Lambda_1$  y  $\Lambda_2$  son los caminos ópticos de la luz en el medio 1 y 2, respectivamente.

tienen propiedades interesantes como la **tensión superficial** que da lugar a la **capilaridad**<sup>28</sup>.

28 Movimiento del agua en las inmediaciones de un material poroso.

	$L_2$ [mm]
<b>Modelo</b>	0.891
<b>Medición</b>	0.494 $\pm$ 0.005

**Tabla 9.2:** En la siguiente tabla se muestra la altura de la columna de agua medida versus la predicha por la ecuación (9.19).

Con base en la evidencia discutida anteriormente para la longitud de la columna de agua, y de acuerdo a las dimensiones del recipiente 1 y a la cantidad de agua vertida en el, se puede deducir que el efecto de **capilaridad** no es despreciable.

Se debe hacer incapie que en el desarrollo del modelo para la presente variante del interferómetro Fabry-Pérot, se considera que todas las interfaces entre medios dieléctricos son perfectamente **planas**. Si la interfaz entre los medios no es plana, los haces de luz reflejados se desviarán lo que producida que se reduzcan e incluso desaparezca cualquier efecto de interferencia, lo cuál, se ha constatado observacionalmente realizando un barrido sobre la superficie del agua con las monturas de desplazamiento a una altura fija.

El efecto producido debido a la curvatura de interfaces entre medios dieléctricos es mejor estudiada en la rama de *óptica geométrica* y no es relevante para el presente estudio.

Considerando las observaciones, se puede deducir que la interfaz entre el aire y agua en el recipiente 1 es convexa (o cóncava hacia arriba).

### 9.3.3. Procedimiento 2

Al igual que en la sección anterior, esta sección está destinada para observar la respuesta del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica de dos cavidades en serie cuando uno de los medios es agua.

En el *Procedimiento 1* se ha variado  $L_1$  (longitud de la cavidad de aire) mientras que  $L_2$  (longitud de la cavidad de agua) se ha mantenido fijo.

En dicho *procedimiento* se observó que una de las **limitantes** era la cantidad de agua que se puede vertir en el contenedor debido a las propiedades mismas de los líquidos (como la *capilaridad* que afecta la planitud de las interfaces) y a la geometría del contenedor.

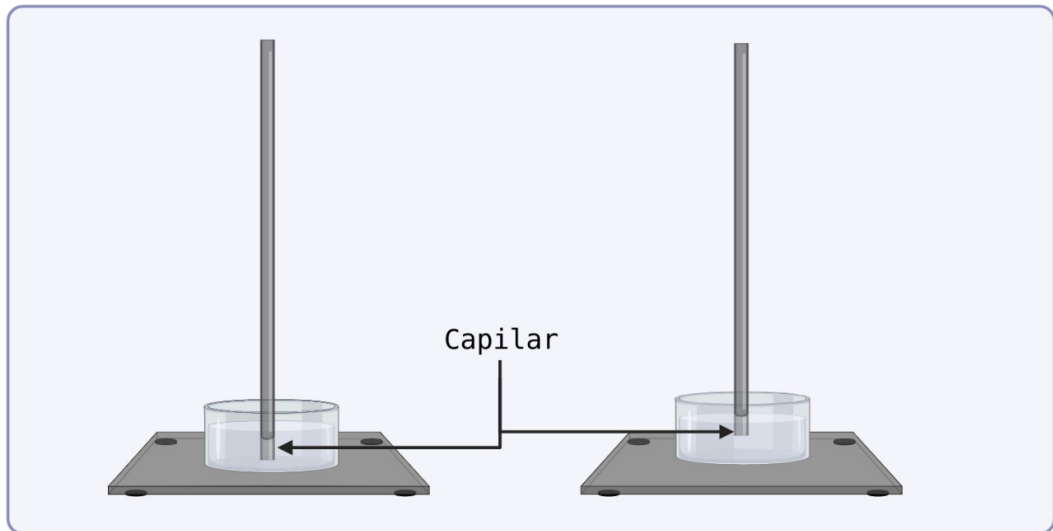
En contraste, en el *procedimiento 2*, se mantendrá  $L_1$  fijo, mientras que,  $L_2$  varía. Para ello, se requiere una columna de aire constante, durante todas las observaciones, mientras se varía la cantidad de agua. Para ellos se han elaborado 4 capilares cuyas longitudes se muestran en la [tabla 9.3](#). Y cuyos diseños e implementación son idénticos a los mostrados en la [figura 5.10](#).

Capilar	Longitud [mm]
1	$0.127 \pm 0.005$
2	$0.314 \pm 0.003$
3	$0.940 \pm 0.005$
4	$1.892 \pm 0.006$

**Tabla 9.3:** En la siguiente tabla se muestran las longitudes de los capilares construidos en el laboratorio.

Dado que los tubos capilares se encuentran obstruidos por uno de sus extremos (aquél unido a la fibra óptica), cuando se introduzca el capilar dentro del contenedor con agua, la columna de aire contenida en su interior permanecerá de manera constante.

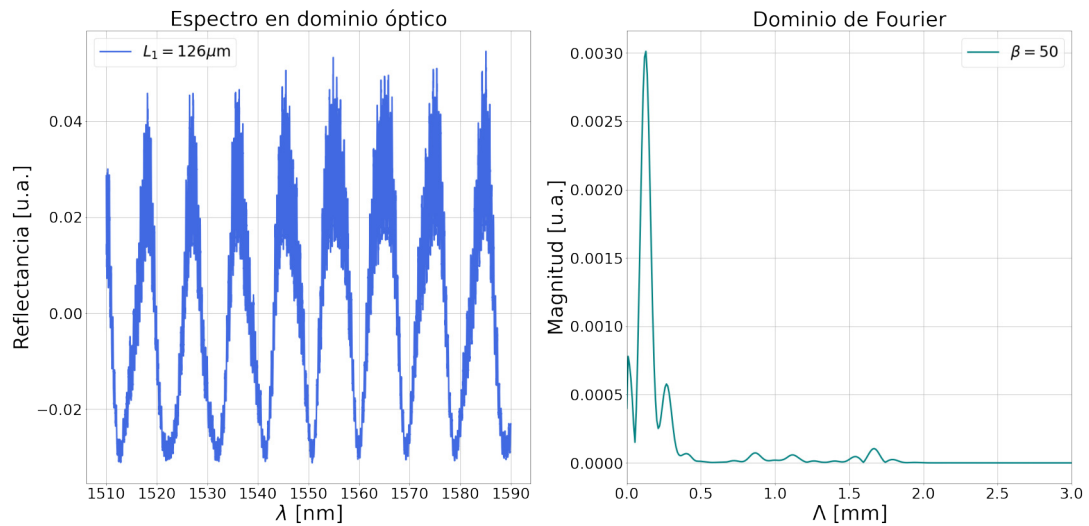
Luego, para la recolección de datos, se ha posicionado la punta del capilar junto al espejo que se encuentra en el fondo del recipiente 1 y se han vertido  $130 \mu\text{L}$  de agua. A partir de este punto se han recolectado dos series de 30 mediciones para desplazamiento verticales de  $10 \mu\text{m}$  y  $100 \mu\text{m}$ .



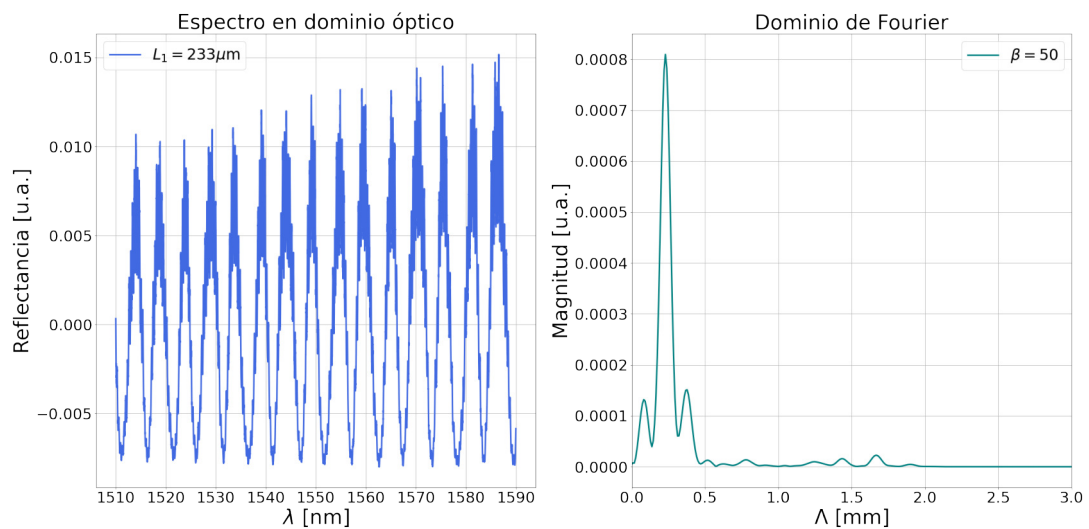
**Figura 9.7:** En la siguiente ilustración se muestra el procedimiento para la adquisición de datos.

El resultado de las observaciones son espectros similares a los obtenidos en la primera parte del estudio, como se muestra en la [figura 9.8](#). Con base en dichos

resultados, se puede dar seguimiento a la posición del único máximo prominente en el espectro de Fourier de las observaciones.

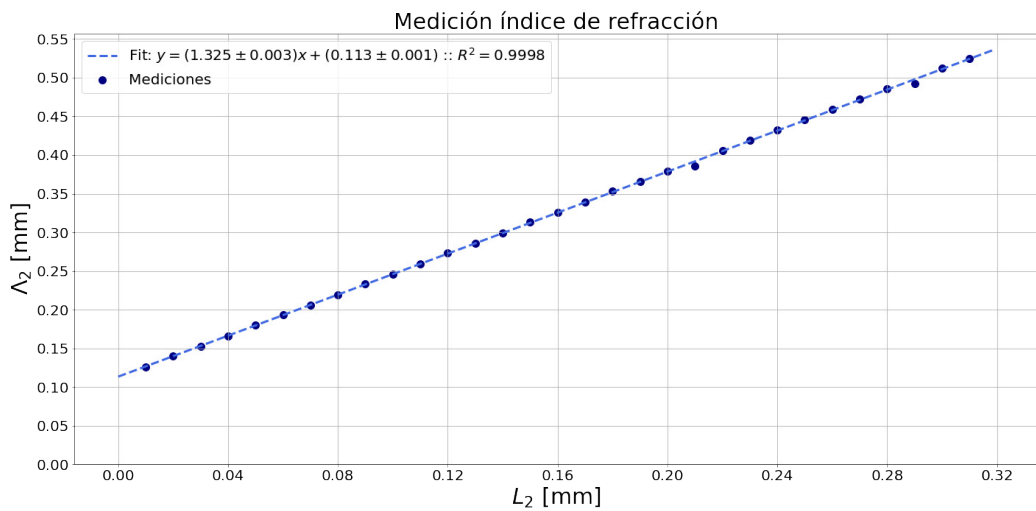


(a) Espectro de la reflectancia en dominio óptico y de Fourier para  $L_1 = 126 \mu\text{m}$ .



(b) Espectro de la reflectancia en dominio óptico y de Fourier para  $L_1 = 233 \mu\text{m}$ .

**Figura 9.8:** En la figura se muestran dos espectros del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie (aire-agua).



**Figura 9.9:** En el siguiente gráfico se muestra la posición del máximo en el espacio de Fourier  $\Lambda_2$  vs. el desplazamiento vertical  $L_2$ .

De la [figura 9.9](#) se puede concluir que el índice de refracción del medio en cuestión es de  $n_2 = 1.325 \pm 0.003$  lo cual concuerda con el índice de refracción del agua [57]. En otras palabras, el capilar se ha llenado completamente de agua.

Se ha replicado la observación con cada uno de los capilares de la [tabla 9.3](#) y se ha observado que el agua permea completamente los capilares 1, 2 y 3, mientras que para el capilar 4 los efectos de interferencia son demasiado débiles como para extraer información útil.

Se han realizado más pruebas cuidando la planitud de la superficie del agua dentro del recipiente 1 cuando se introduce la punta del capilar y variando la velocidad con la que se introduce el mismo, sin embargo, el agua siempre permea el capilar en su totalidad obstruyendo las observaciones pertinentes. También se han realizado pruebas disminuyendo el volumen de agua a  $100\mu\text{L}$ ,  $70\mu\text{L}$  y  $50\mu\text{L}$  para los capilares 1 y 2, sin embargo, los resultados no distan demasiado del caso discutido con anterioridad.

### 9.3.4. Procedimiento 3

En esta sección se observará la respuesta del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica de dos cavidades en serie cuando uno de los medios dieléctricos es agua.

En el *procedimiento 2* se han llevado a cabo observaciones empleando el recipiente



cilíndrico 1 y se han logrado identificar algunas de las principales limitantes del sistema como lo son la planitud de la superficie entre las interfaces de los medios dieléctricos que viene determinada fuertemente por la geometría del contenedor y la tensión superficial del agua por medio de la **capilaridad** de los líquidos.

En este *procedimiento*, se llevarán a cabo observaciones con el contenedor cilíndrico 2 (véase [figura 7.2 \(d\)](#)). Las dimensiones de dicho contenedor son propicias para que, en la parte central y paralela al eje de simetría del cilindro, la interfaz aire-agua sea plana.

Al ser dicho contenedor más grande, es necesario vertir mayor cantidad de agua. En particular, volúmenes de agua del orden de *mililitros*. El mínimo volumen de agua aceptable para tener una interfaz aire-agua lo suficientemente plana es de 1.5 mL.

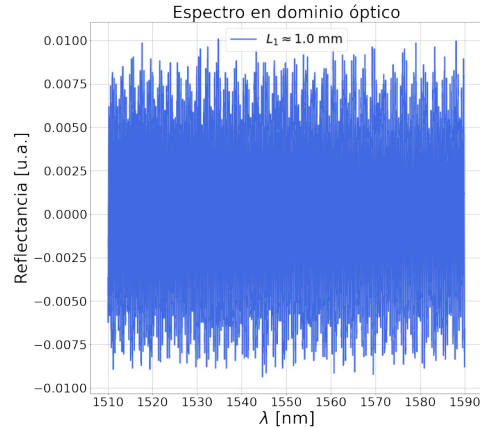
Se han repetido las observaciones del *procedimiento 2* con esta nueva configuración y volúmenes de agua de 1.5 mL, 2 mL y 2.5 mL, respectivamente. Sin embargo, las complicaciones discutidas anteriormente persisten, además, la cantidad de agua en el contenedor se vuelve otro factor importante a considerar dificultando así, las observaciones de la respuesta del interferómetro.

No obstante, dentro de las pruebas realizadas se ha observado que *a mayor cantidad de agua, los efectos de interferencia en determinada banda de longitudes de onda se amortiguan*. Dicho intervalo de longitudes de onda abarca aproximadamente la mitad del intervalo de observación, es decir,  $\lambda \in [1510, 1550]$  como se puede apreciar en la [figura 9.12](#).

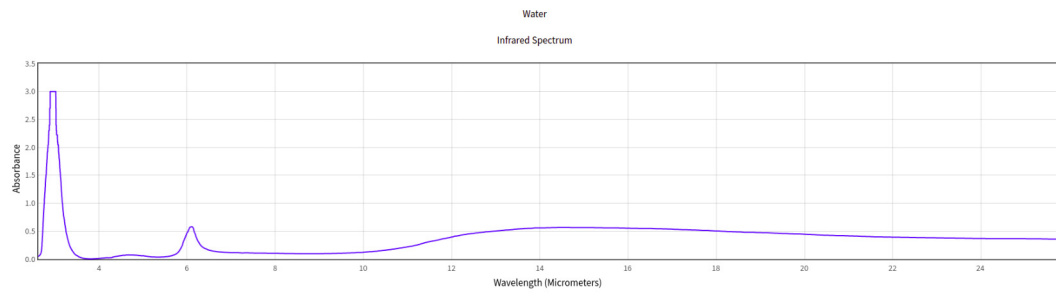
Es importante mencionar como este efecto de *amortiguamiento* en la señal es inherente al agua, dado que, en otros líquidos como la glicerina (véase [figura 9.10](#)) o incluso el vidrio (véase [figura 9.1](#)) dicho efecto no es observado.

Por su parte, es bien sabido que el agua tiene una prominencia de absorción en la banda de longitudes de onda correspondientes al infrarrojo más cercano al espectro visible. Para medir la cantidad de luz absorbida por determinada solución se define la **absorbancia** que no es más que la relación entre la intensidad de la luz incidente y la intensidad de la luz después de atravesar la muestra.

De la [figura 9.11](#) se puede observar como existe una prominente absorción

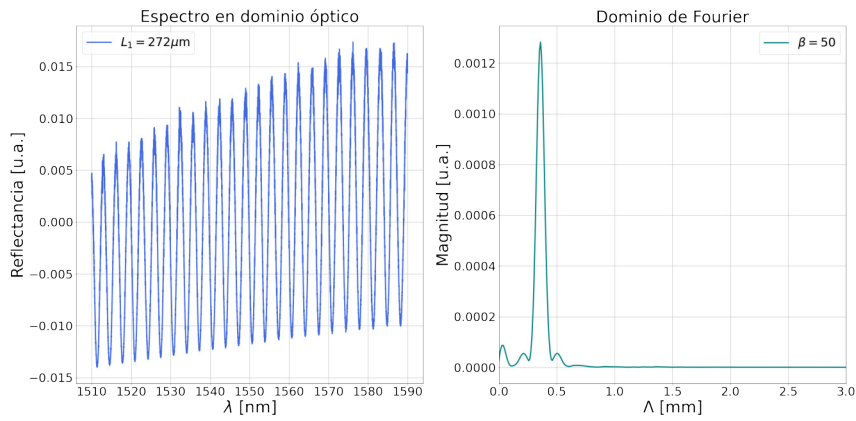


**Figura 9.10:** En la figura se muestran un espectro del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie (aire-glicerina) con 2.5 mL de glicerina en el contenedor 2.

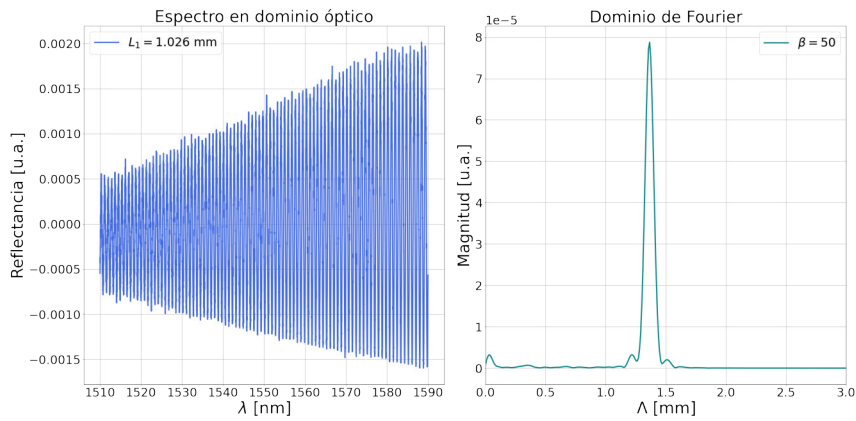


**Figura 9.11:** En la siguiente ilustración se muestra la magnitud de la **absorbancia** del agua a temperatura ambiente como función de la longitud de onda. Imágen recuperada del NIST [58].

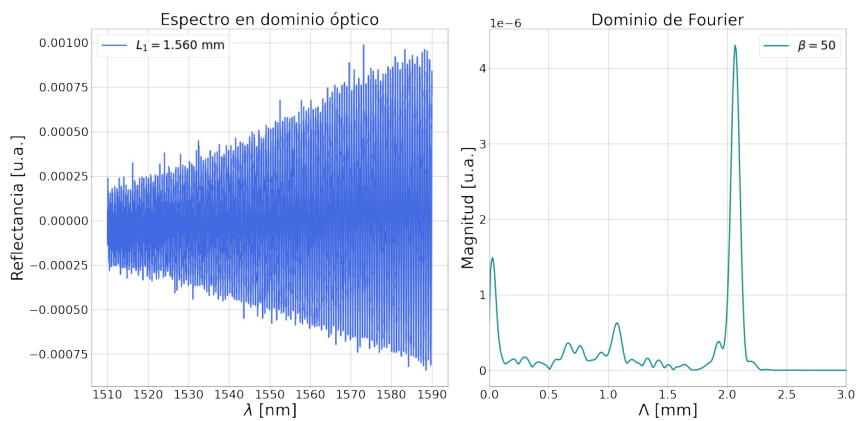
de luz para el rango en el que se han recolectado las mediciones, a saber,  $\lambda \in [1.5\mu\text{m}, 1.6\mu\text{m}]$ . Además a mayor longitud de onda en dicho intervalo, menor es la magnitud de la **absorbancia** lo cual concuerda con la observación hecha previamente del *amortiguamiento* de los espectros.



(a) Espectro de la reflectancia en dominio óptico y de Fourier para  $L_1 = 272 \mu\text{m}$ .



(b) Espectro de la reflectancia en dominio óptico y de Fourier para  $L_1 = 1.026 \text{ mm}$ .



(c) Espectro de la reflectancia en dominio óptico y de Fourier para  $L_1 = 1.560 \text{ mm}$ .

**Figura 9.12:** En la figura se muestran varios espectros del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie (aire-agua) con 2.5 mL de agua desionizada en el contenedor 2.

Parte III

Esquema de dos interferómetros Fabry-Pérot en paralelo

En la actualidad, el interés por la nanotecnología está incrementado considerablemente debido a sus potenciales aplicaciones en todas las áreas del conocimiento. A escala nanométrica<sup>29</sup> ya es posible la interacción con los constituyentes esenciales de la materia, a saber, los átomos y las moléculas. En retrospectiva, el tamaño<sup>30</sup> aproximado de un átomo de Hidrógeno es de apenas 0.05 nm por lo que se puede deducir que el tamaño de un grupo de átomos no muy extenso (una molécula), en general, ya es de escala nanométrica. De allí el gran interés por desarrollar tecnología que permita interactuar a dicha escala con la materia.

Como ya se ha discutido con anterioridad, la demanda de dispositivos de alta sensibilidad y con capacidades de medición cada vez más altas ha propiciado la aparición de técnicas especializadas que mejoran en gran medida la resolución de los interferómetros convencionales.

Existe una reciente y novedosa técnica de medición para interferómetros como el Fabry-Pérot conocida como **efecto Vernier**.

El *efecto Vernier* en sí mismo, es nombrado debido a la similitud con los instrumentos que usan doble escala de medición para mejorar la resolución del dispositivo. En otras palabras, el *efecto Vernier* consiste en utilizar una escala secundaria de medición, tras satisfacer determinadas condiciones en el sistema, de manera que se permita amplificar la sensibilidad del dispositivo.

Escala vernier

La primera aparición de dicho fenómeno en un dispositivo de fibra óptica fue a finales del año 2012 en un estudio de anillos de fibra óptica en cascada [3], sin embargo, hasta los últimos años es que se ha popularizado y visto un gran auge debido a su gran potencial para incrementar la resolución de los interferómetros y en particular del *interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica* [59]. Al día de hoy, numerosas investigaciones se han llevado a cabo utilizando este fenómeno para medir extremadamente pequeños cambios (del orden de nanómetros) en magnitudes físicas y químicas de interés tales como la temperatura [60], índices de refracción [61], presión [62], etc.

La observación de dicho efecto en un interferómetro del tipo Fabry-Pérot requiere una particular configuración denominada *interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica de dos cavidades en paralelo*.

<sup>29</sup> Entre 1 nm y 100 nm.

<sup>30</sup> El radio de Bohr.

En este capítulo se discutirán los objetivos y alcances correspondientes a la tercera y última parte del presente estudio enfocado al interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo así como el sistema experimental.

## 11.1. Planeación

El principal objetivo de la tercera parte del presente estudio es *caracterizar* un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en paralelo de fibra óptica. Es decir, en esta última parte se establecerán las particularidades y limitantes de esta variante del interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica que permite la observación del efecto Vernier.

Para lograr el objetivo principal, se han propuesto una serie de objetivos particulares que se enuncian a continuación:

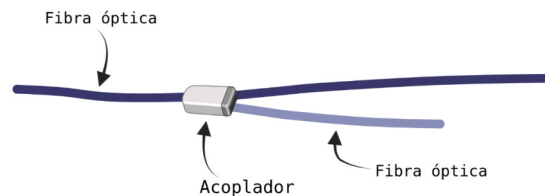
- Diseñar y construir un sistema de dos interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica en paralelo.
- Observar y registrar los espectros obtenidos del interferómetro y del efecto Vernier.
- Desarrollar un modelo matemático.
- Procesar digitalmente los espectros obtenidos.
- Contrastar los resultados del modelo y los espectros obtenidos.
- Identificar y registrar las peculiaridades del sistema.

Cabe mencionar que el diseño del sistema observacional se llevará a cabo de tal manera que satisfaga los objetivos enunciados anteriormente.

## 11.2. Diseño

La observación del denominado *efecto Vernier* requiere de una configuración especial que aplicada al interferómetro Fabry-Pérot puede nombrarse como interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en paralelo de fibra óptica.

El diseño consta de dos fibras monomodo independientes de longitudes no idénticas unidas por medio de un acoplador de fibra óptica como se ilustra en la [figura 11.1](#).



**Figura 11.1:** En la siguiente ilustración se muestra la unión de dos fibras mediante un acoplador de fibra óptica.

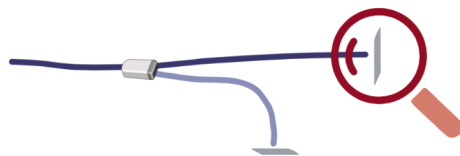
Uno de los extremos (al lado izquierdo del acoplador) se conectará al interrogador, mientras que, en los otros dos extremos (al lado derecho del acoplador) se implementarán dos interferómetros simples Fabry-Pérot extrínsecos de fibra óptica (uno en cada extremo).

El diseño de cada uno de estos interferómetros es idéntico al mostrado en la [figura 3.1](#) correspondiente a la primera parte del presente estudio. Recapitulando, cada uno de estos interferómetros simples, consta de un único medio dieléctrico (aire) y dos superficies parcialmente reflectantes.

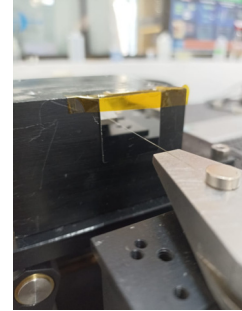
Uno de estos interferómetros tiene una configuración espacial fija (sin variaciones de longitud) y se puede nombrar a éste como *referencia*. Con el interferómetro restante se podrá realizar la configuración para la observación del *efecto Vernier*.

Por consiguiente, la primera interfaz del interferómetro de referencia está localizada entre el núcleo de la fibra óptica y el aire, mientras que la segunda interfaz es un espejo de 1 mm de grosor y de dimensiones 2.5 cm × 2.5 cm. De manera similar, para el interferómetro restante, la primera interfaz es idéntica al del interferómetro de referencia, sin embargo, la segunda interfaz puede ser variable dependiendo del medio dieléctrico que se elija (véase [figura 11.2](#)).

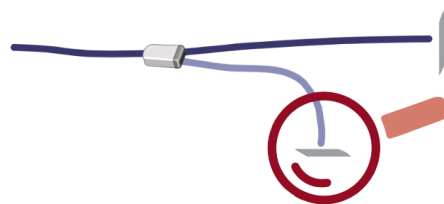
También es importante mencionar las características del acoplador de fibra óptica. Se trata de un *acoplador de doble ventana fusionada* (Dual window fused coupler) con número de serie 50541 proporcionado por el laboratorio de sensores ópticos y microdispositivos (CIO). Dicho acoplador es denominado 50/50 dado que, distribuye el 50 % de la luz incidente a cada una de las fibras ópticas de salida.



(a) En la siguiente imagen se ilustra el interferómetro de referencia.



(b) En la siguiente imagen se muestra el diseño del interferómetro de referencia.



(c) En la siguiente imagen se ilustra el diseño del interferómetro simple Fabry-Pérot.



(d) En la siguiente imagen se muestra el diseño del interferómetro simple Fabry-Pérot donde la segunda interfaz es vidrio perteneciente a un portaobjetos de laboratorio.

**Figura 11.2:** En la figura se muestran algunas ilustraciones e imágenes del sistema observacional.



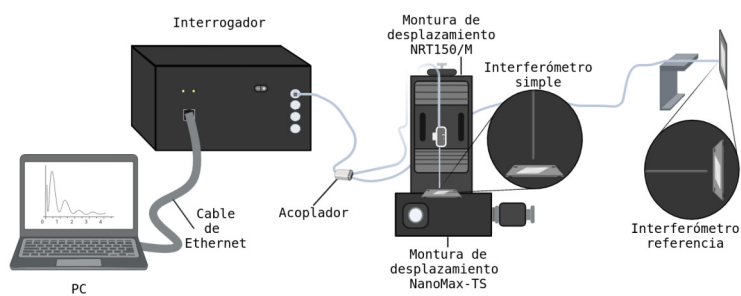
En este breve capítulo se discutirán los elementos necesarios para llevar a cabo las observaciones del *efecto Vernier* con el *interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en paralelo de fibra óptica* y la configuración del sistema experimental.

## 12.1. Elementos y configuración del sistema

El sistema consta de seis dispositivos.

- Un **interrogador** *Micron Optics sm125*.
- Una **montura de desplazamiento** de alta precisión *Thorlabs NRT150/M*.
- Una **montura de desplazamiento** de alta precisión *Thorlabs NanoMax-TS MAX350D/M*.
- Una computadora.
- Un acoplador 50/50 de fibra óptica.
- Un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica de dos cavidades en paralelo (véase [figura 11.2](#)).

Las características de todos los dispositivos son idénticas a las discutidas en la Parte 1 y 2 del presente estudio.



**Figura 12.1:** En la siguiente ilustración se muestran los elementos del sistema.

En este capítulo se describirán las observaciones realizadas que dan lugar a la *caracterización* del sistema experimental y que consisten en identificar las *peculiaridades* y *limitaciones* de esta particular configuración de interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica.

### 13.1. Pruebas preliminares

Para la observación del fenómeno denominado *efecto Vernier* es necesario que se satisfaga la siguiente condición

$$\Lambda_1 = n\Lambda_2 \pm \delta, \quad (13.1)$$

donde  $n$  es un número entero,  $\delta$  es un número positivo tal que  $\delta \ll 1$ ,  $\Lambda_1$  y  $\Lambda_2$  son la longitud de camino óptico de cada uno de los interferómetros simples Fabry-Pérot que componen el sistema.

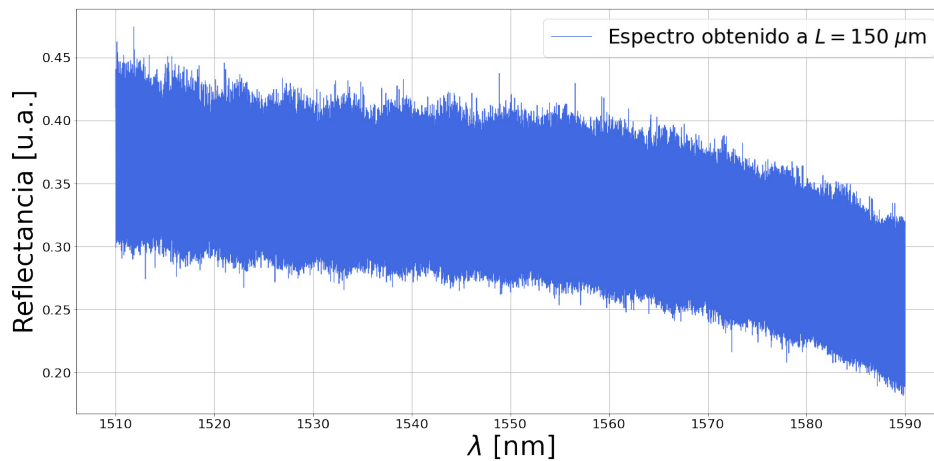
En otras palabras, el *efecto Vernier* ocurre cuando la longitud de camino óptico de uno de los interferómetros Fabry-Pérot simple es ligeramente diferente de un múltiplo entero de la longitud de camino óptico del otro interferómetro.

Con esta condición en particular, es posible determinar una escala de medición alternativa en el espectro óptico mismo sin necesidad de realizar la transformada de Fourier. La determinación de dicha escala secundaria requiere la localización precisa y el seguimiento de determinados puntos del espectro en cuestión.

Se ha implementado un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica de dos cavidades en paralelo como se ilustra en las Figuras 12.1 y 11.2 donde cada una de las cavidades de los interferómetros simples que lo componen son de **aire** a temperatura ambiente, utilizando un acoplador de fibra óptica 50/50 y con una diferencia de longitudes de las fibras respecto al acoplador de aproximadamente  $60 \mu\text{m}$ .

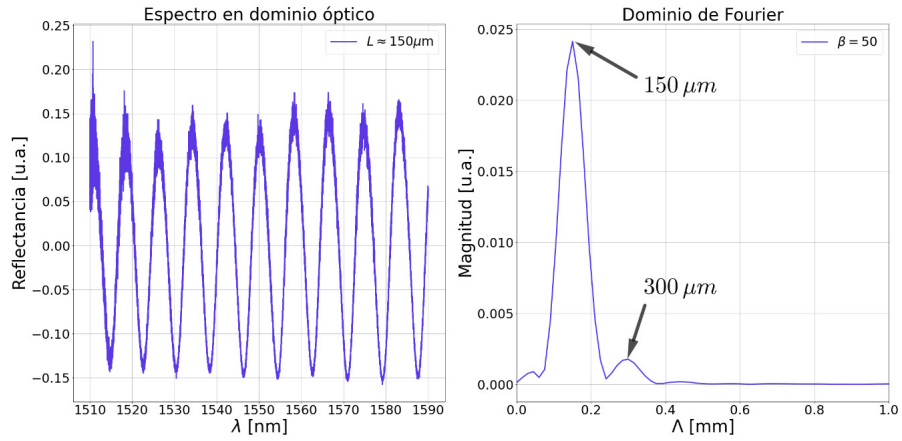
En el interferómetro de referencia (véase [figura 11.2 \(a\)](#) y [figura 11.2 \(b\)](#)) se ha colocado la punta de la fibra óptica separada del espejo por una distancia de aproximadamente  $140 \mu\text{m}$ . En el interferómetro restante se ha igualado la longitud de camino óptico al del interferómetro de referencia. No obstante, los espectros obtenidos en dicha configuración son similares al mostrado en la [figura 13.1](#). Es

importante mencionar que dicha respuesta del interferómetro imposibilita el análisis del efecto Vernier. Posteriormente, se realizaron pruebas con una diferencia más significativa en cuanto a la diferencia entre las longitudes de las fibras, en esta ocasión la diferencia fue de aproximadamente 3 cm y se observó una reducción considerable en el grosor del espectro. Con base en esta observación se ha decidido que la longitud de ambas fibras sea lo más diferente posible, por lo que se ha recortado aproximadamente 5 cm adicionales a una de las fibras y las demás observaciones serán realizadas con una diferencia de longitud de las fibras del orden de 8 cm.

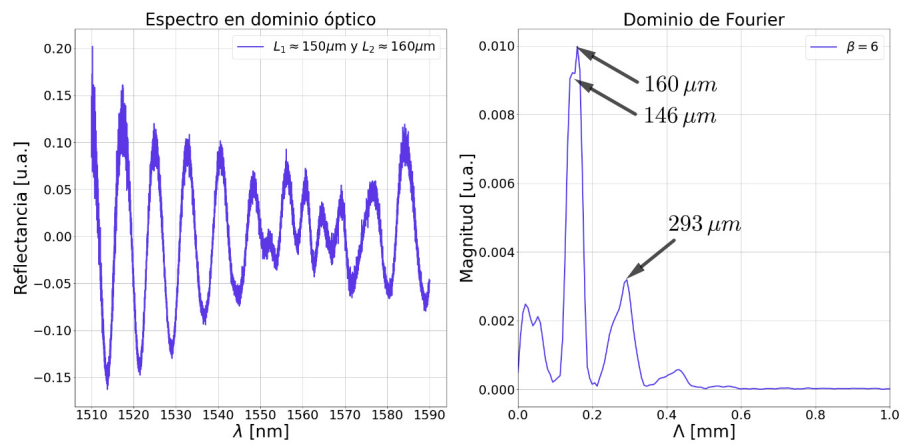


**Figura 13.1:** En la siguiente imagen se muestra el espectro de reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando la diferencia de longitud entre las fibras ópticas que emergen del acoplador es de aproximadamente  $60 \mu\text{m}$ .

La respuesta del interferómetro con los cambios antes mencionados relacionados a la longitud de las fibras ópticas se muestra en la 13.2 y en la 13.3.

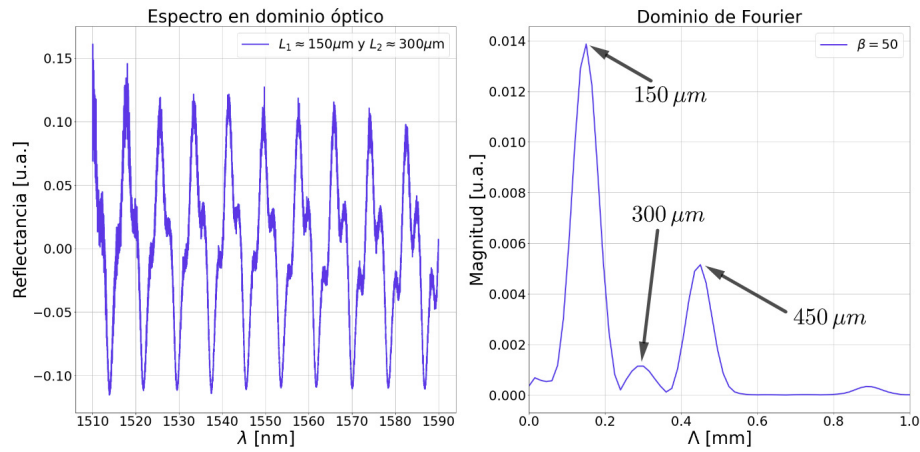


(a) Reflectancia del interferómetro cuando ambas cavidades son idénticas a  $L = 150 \mu\text{m}$ .

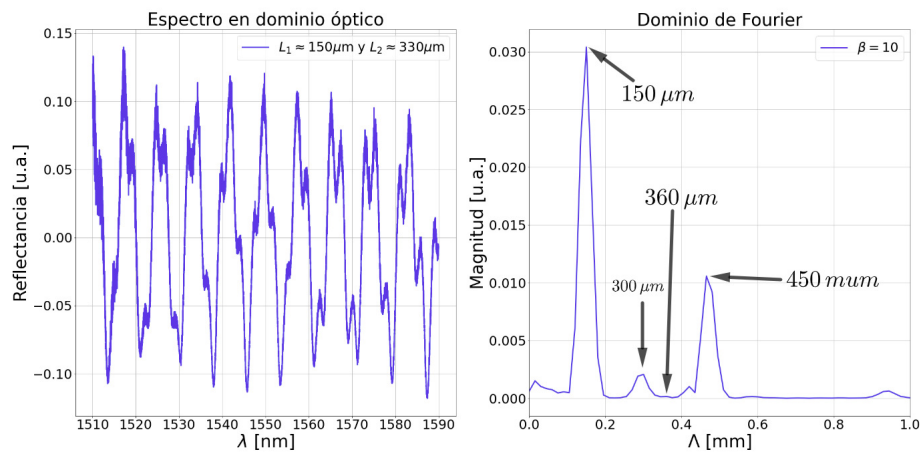


(b) Reflectancia del interferómetro cuando ambas cavidades son ligeramente diferentes  $L_1 \approx 150 \mu\text{m}$  y  $L_2 \approx 160$ . En este espectro se ha aplicado una extensión del dominio en el espectro óptico para mejorar la resolución en el espacio de Fourier.

**Figura 13.2:** En la figura se muestra la respuesta del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica de dos cavidades cuando la longitud de camino óptico de ambas cavidades es idéntica a  $150 \mu\text{m}$  y cuando es ligeramente diferente.



(a) Reflectancia del interferómetro cuando una de las cavidades es el doble de la otra,  $L_1 = 150 \mu\text{m}$  y  $L_2 = 300 \mu\text{m}$ .



(b) Reflectancia del interferómetro cuando  $L_1 \approx 150 \mu\text{m}$  y  $L_2 \approx 330 \mu\text{m}$ .

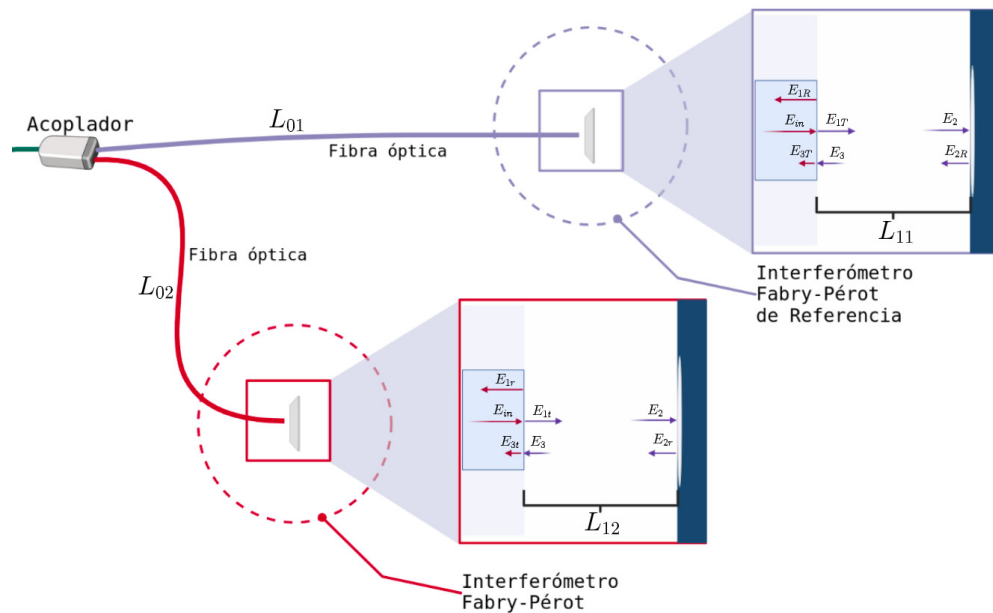
**Figura 13.3:** En la figura se muestra la respuesta del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades cuando la longitud de camino óptico de una de las cavidades es el doble y cuando es ligeramente diferente.

### 13.2. Modelo de dos interferómetros Fabry-Pérot de fibra óptica en paralelo

Nuevamente, para elaborar el modelo matemático de un **interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en paralelo de fibra óptica** se tiene que partir de *primeros principios*.

Como ya se ha discutido anteriormente, la luz que se propaga por ambas fibras ópticas será considerada como una **onda plana** y que incide normalmente a todas las superficies parcialmente reflectantes.

Se considerará un sistema como el que se muestra en la [figura 13.4](#). Con base en las observaciones preliminares y en anteriores partes del estudio, para este modelo, se considerará también la longitud de cada una de las fibras unidas al acoplador.



**Figura 13.4:** En la siguiente ilustración se muestra la configuración del sistema y los campos eléctricos de las ondas necesarias para deducir la expresión matemática del modelo de un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en paralelo en fibra óptica.

Se puede notar gran diferencia en comparación con los esquemas anteriores de las otras variantes de este interferómetro. Sin embargo, se debe notar que, luego del acoplador, cada una de las fibras ópticas de longitud  $L_{01}$  y  $L_{02}$ , respectivamente, están conectadas con un **interferómetro Fabry-Pérot simple** de una sola cavidad, como el que se muestra en mayor detalle en la [figura 5.4](#), por lo que no

será necesario detallar el procedimiento para obtener la magnitud de los campos eléctricos pertinentes a dichos interferómetros.

De manera general, se considera una onda inicial, proveniente de la fuente, cuyo campo eléctrico es denotado por  $E_0$ . Dicha onda incide sobre el **acoplador 50/50** donde la mitad de la energía asociada a la onda se distribuye por cada una de las fibras ópticas a la salida del acoplador. El campo eléctrico asociado a estas ondas se denota por  $E_{in}$ . De este modo se obtiene que para el **interferómetro de referencia**

La intensidad de la onda se divide.

$$E_{in} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{-\alpha_{01} L_{01}} e^{-j\phi_{01}}, \quad (13.2)$$

donde el factor  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  en el campo inicial se debe a que la intensidad se divide en dos al pasar por el acoplador, por otro lado,  $\alpha_{01}$  es el coeficiente de pérdidas asociadas con el medio por el cual la luz se propaga y finalmente  $\phi_{01}$  es el desplazamiento de fase asociado a este medio en particular.

Es importante mencionar que ahora las pérdidas asociadas con la propagación de la luz en el medio dependen de la longitud del mismo como se observó en la parte dos del presente estudio.

Ahora bien, usando el mismo análisis que en la primer parte, el campo eléctrico asociado a la onda reflejada del interferómetro de referencia (como se observa en la [figura 13.4](#)) denotado por  $E_{FPI1} = E_{1R} + E_{3T}$  está dado por

$$E_{FPI1} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left( \sqrt{R_{11}} e^{-\alpha_{01} L_{01}} e^{-j(\phi_{01} + \theta_{01})} + \sqrt{R_{21}} (1 - A_{11}) (1 - R_{11}) e^{-(\alpha_{01} L_{01} + 2\alpha_{11} L_{11})} e^{-j(\phi_{01} + 2\phi_{11} + \theta_{11})} \right). \quad (13.3)$$

De manera similar, el campo eléctrico asociado a la onda reflejada del interferómetro restante denotado por  $E_{FPI2} = E_{1r} + E_{3t}$  está dado por

$$E_{FPI2} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left( \sqrt{R_{12}} e^{-\alpha_{02} L_{02}} e^{-j(\phi_{02} + \theta_{02})} + \sqrt{R_{22}} (1 - A_{12}) (1 - R_{12}) e^{-(\alpha_{02} L_{02} + 2\alpha_{12} L_{12})} e^{-j(\phi_{02} + 2\phi_{12} + \theta_{12})} \right). \quad (13.4)$$

Ahora bien, las ondas asociadas a los campos  $E_{FPI1}$  y  $E_{FPI2}$  se propagaran nuevamente por su respectiva fibra óptica de tal manera que antes de incidir de nuevo por el acoplador se tiene que

$$\begin{aligned}
 E_{F1} &= e^{-\alpha_{01}L_{01}} e^{-j\phi_{01}} E_{FPI1} \\
 &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left( \sqrt{R_{11}} e^{-2\alpha_{01}L_{01}} e^{-j(2\phi_{01}+\theta_{01})} \right. \\
 &\quad \left. + \sqrt{R_{21}}(1 - A_{11})(1 - R_{11}) e^{-2(\alpha_{01}L_{01}+\alpha_{11}L_{11})} e^{-j(2\phi_{01}+2\phi_{11}+\theta_{11})} \right),
 \end{aligned} \tag{13.5}$$

para la onda proveniente del interferómetro de referencia y además

$$\begin{aligned}
 E_{F2} &= e^{-\alpha_{02}L_{02}} e^{-j\phi_{02}} E_{FPI2} \\
 &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left( \sqrt{R_{12}} e^{-2\alpha_{02}L_{02}} e^{-j(2\phi_{02}+\theta_{02})} \right. \\
 &\quad \left. + \sqrt{R_{22}}(1 - A_{12})(1 - R_{12}) e^{-2(\alpha_{02}L_{02}+\alpha_{12}L_{12})} e^{-j(2\phi_{02}+2\phi_{12}+\theta_{12})} \right),
 \end{aligned} \tag{13.6}$$

para la onda proveniente del interferómetro restante.

Posteriormente, ambas ondas inciden sobre el acoplador 50/50, debido al mismo mecanismo de funcionamiento. Entonces, la energía de ambas ondas vuelve a dividirse por la mitad de tal manera que el campo eléctrico que será medido por el interrogador se puede escribir como

$$\begin{aligned}
 E_{out} &= \frac{E_{F1}}{\sqrt{2}} + \frac{E_{F2}}{\sqrt{2}} \\
 &= \frac{E_0}{2} \left( \sqrt{R_{11}} e^{-2\alpha_{01}L_{01}} e^{-j(2\phi_{01}+\theta_{01})} \right. \\
 &\quad + \sqrt{R_{21}}(1 - A_{11})(1 - R_{11}) e^{-2(\alpha_{01}L_{01}+\alpha_{11}L_{11})} e^{-j(2\phi_{01}+2\phi_{11}+\theta_{11})} \\
 &\quad + \sqrt{R_{12}} e^{-2\alpha_{02}L_{02}} e^{-j(2\phi_{02}+\theta_{02})} \\
 &\quad \left. + \sqrt{R_{22}}(1 - A_{12})(1 - R_{12}) e^{-2(\alpha_{02}L_{02}+\alpha_{12}L_{12})} e^{-j(2\phi_{02}+2\phi_{12}+\theta_{12})} \right).
 \end{aligned} \tag{13.7}$$

El procedimiento matemático para la obtención de la reflectancia ya se ha detallado en la parte 1 del presente estudio. Por lo tanto, la **reflectancia**, de todo el sistema interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica de dos cavidades en paralelo, está dada la siguiente expresión matemática



$$\begin{aligned}
R = & \bar{R} + \sqrt{R_{11}R_{21}}\xi_{11}\kappa_{01}^2 \cos\left(2\phi_{11} + \theta_{11} - \theta_{01}\right) \\
& + \sqrt{R_{12}R_{22}}\xi_{12}\kappa_{02}^2 \cos\left(2\phi_{12} + \theta_{12} - \theta_{02}\right) \\
& + \sqrt{R_{11}R_{22}}\kappa_{01}\kappa_{02} \cos\left(2(\phi_{02} - \phi_{01}) + \theta_{02} - \theta_{01}\right) \\
& + \sqrt{R_{11}R_{22}}\xi_{12}\kappa_{01}\kappa_{02} \cos\left(2(\phi_{12} + \phi_{02} - \phi_{01}) + \theta_{12} - \theta_{01}\right) \\
& + \sqrt{R_{12}R_{21}}\xi_{11}\kappa_{01}\kappa_{02} \cos\left(2(\phi_{11} + \phi_{01} - \phi_{02}) + \theta_{11} - \theta_{02}\right) \\
& + \sqrt{R_{21}R_{22}}\xi_{11}\xi_{12}\kappa_{01}\kappa_{02} \cos\left(2(\phi_{12} - \phi_{11} + \phi_{02} - \phi_{01}) + \theta_{12} - \theta_{11}\right),
\end{aligned} \tag{13.8}$$

donde

$$\begin{aligned}
\bar{R} &= \frac{1}{4} \left[ R_{11}\kappa_{01}^2 + R_{12}\kappa_{02}^2 + 4R_{21}\xi_{11}^2\kappa_{01}^2 + R_{22}\xi_{12}\kappa_{02}^2 \right] \\
\xi_{11} &= \frac{1}{2} (1 - A_{11})(1 - R_{11})e^{-2\alpha_{11}L_{11}} \\
\xi_{12} &= \frac{1}{2} (1 - A_{12})(1 - R_{12})e^{-2\alpha_{12}L_{12}} \\
\kappa_{01} &= e^{-2\alpha_{01}L_{01}} \\
\kappa_{02} &= e^{-2\alpha_{02}L_{02}}.
\end{aligned} \tag{13.9}$$

En general, las cantidades presentes en la [ecuación \(13.8\)](#) tienen dos subíndices, por ejemplo,  $B_{ij}$ , con el subíndice  $i$  se identifica la cantidad física y con el subíndice  $j$  se identifica el interferómetro al cual pertenece, por ejemplo con  $\phi_{01}$  se especifica el desplazamiento de fase de la onda cuando se propaga por la fibra óptica correspondiente al primer interferómetro y con  $R_{22}$  se especifica la reflectancia de la segunda superficie parcialmente reflectante en el segundo interferómetro.

Asímismo, las cantidades  $\phi$  y  $\theta$  se pueden encontrar para cada uno de los interferómetros de fibra óptica ( $j = 1$  y  $j = 2$ ) por medio de

$$\begin{aligned}
\theta_{ij} &= \begin{cases} 0 & \text{si } \eta_i > \eta_{i+1} \\ \pi & \text{si } \eta_i < \eta_{i+1} \end{cases} \\
\phi_{ij} &= \frac{2\pi\Lambda_i}{\lambda}.
\end{aligned} \tag{13.10}$$

Como ya se ha discutido anteriormente, la observación del **efecto Vernier** requiere que se satisfaga la **ecuación (13.1)**.

Es posible determinar una expresión matemática equivalente a partir de la condición de observación del efecto Vernier. Para ello, es necesario considerar el caso ideal donde no existen pérdidas en el modelo, es decir,  $A_{ij} = 0$  y  $\alpha_{ij} = 0$ , además se considerará que ambos interferómetros son construidos idénticamente (mismos materiales y mismas superficies reflectantes) por lo que únicamente puede variar la longitud de camino óptico. Por lo tanto,  $\rho = R_{11} = R_{21} = R_{12} = R_{22}$  y  $\theta = \theta_{11} = \theta_{12}$ . Y dado que el medio dieléctrico en ambos interferómetros es aire, entonces,  $\theta_{01} = \theta_{02} = 0$ . Finalmente, se despreciarán los términos relacionados con la cantidad  $\phi_{01} - \phi_{02}$  debido a que están relacionados con la diferencia de longitud entre las fibras ópticas.

De este modo, se puede deducir que

$$\begin{aligned}
 R &\simeq \frac{\rho}{2}(1 - \rho) \left[ \cos(2\phi_{11} + \theta) + \cos(2\phi_{12} + \theta) \right] \\
 &= \frac{\rho}{2}(1 - \rho) \left[ \cos\left(\frac{4\pi\Lambda_1}{\lambda} + \theta\right) + \cos\left(\frac{4\pi\Lambda_2}{\lambda} + \theta\right) \right] \\
 &= \frac{\rho}{2}(1 - \rho) \left[ \cos\left(\frac{4\pi\Lambda_1}{\lambda} + \theta\right) + \cos\left(\frac{4\pi(n\Lambda_1 + \delta)}{\lambda} + \theta\right) \right] \\
 &= \frac{\rho}{2}(1 - \rho) \left[ \sin\left(\frac{4\pi\Lambda_1}{\lambda} + \theta + \frac{\pi}{2}\right) + \sin\left(\frac{4\pi(n\Lambda_1 + \delta)}{\lambda} + \theta + \frac{\pi}{2}\right) \right].
 \end{aligned} \tag{13.11}$$

Y usando que  $\sin(x) + \sin(y) = 2 \sin\left(\frac{x+y}{2}\right) \cos\left(\frac{x-y}{2}\right)$ , se obtiene

$$R \simeq \rho(1 - \rho) \left[ \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\Lambda_1(1+n) + \delta) + \theta + \frac{\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\Lambda_1(1-n) - \delta)\right) \right]. \tag{13.12}$$

Esta última expresión matemática es similar (en su forma funcional) a la de una onda estacionaria por lo que es común referirse a los valores de  $n$  (valores enteros) como *armónicos*. De esto modo para  $n = 1$  se puede referir como el caso *fundamental* y para  $n = 2$  como *primer armónico*, y así sucesivamente.

Dado que en el efecto Vernier, es de vital interés el seguimiento y localización de puntos estratégicos en el espectro, es necesario deducir una expresión que relacione al menos un punto del espectro con las cantidades que se pueden medir en el laboratorio, es decir,  $\Lambda$  y  $\delta$ .

Es fácil notar que, algunos ceros de la función estarán localizados de tal manera que

$$\begin{aligned} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\Lambda_1(1+n) + \delta) + \theta + \frac{\pi}{2}\right) &= 0 \\ \frac{2\pi}{\lambda}(\Lambda_1(1+n) + \delta) + \theta + \frac{\pi}{2} &= m\pi, \end{aligned} \quad (13.13)$$

que se puede escribir también como

$$\lambda = \frac{4(1+n)}{2(m-\bar{\theta})-1}\Lambda_1 + \frac{4}{2(m-\bar{\theta})-1}\delta, \quad \bar{\theta} = \frac{\theta}{\pi}. \quad (13.14)$$

De la ecuación (13.14) se puede observar como la longitud de onda del espectro varía linealmente con el desplazamiento  $\delta$  para valores específicos de  $n$  y  $\Lambda_1$ . Esta deducción nos permite extrapolar el fenómeno a cualquier punto del espectro tal que  $\lambda = a\delta + b$  con  $a$  y  $b$  constantes.

### 13.3. Observaciones

En esta sección se discutirán las observaciones realizadas con el *interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica de dos cavidades en paralelo* y se identificarán sus peculiaridades y limitantes.

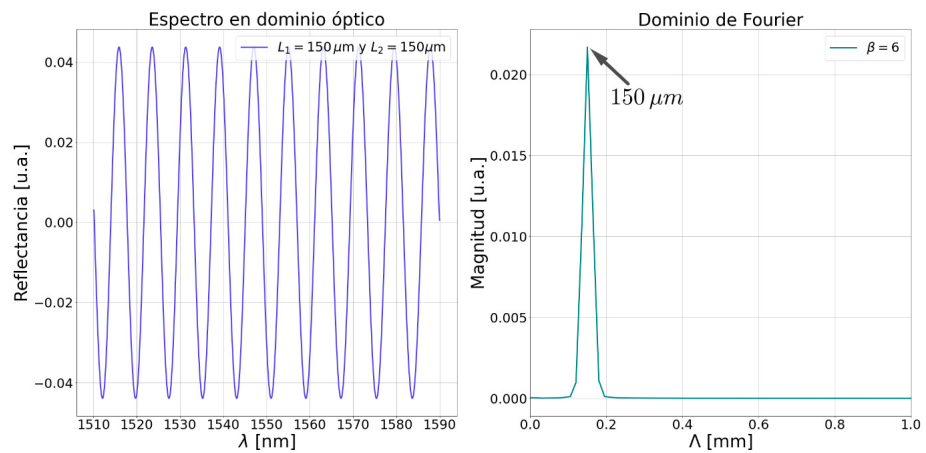
Cabe destacar que todas las observaciones fueron realizadas bajo las mismas condiciones de temperatura (temperatura ambiente) y presión (1 atm), y con los elementos mostrados en la figura 12.1.

#### 13.3.1. Observaciones preliminares

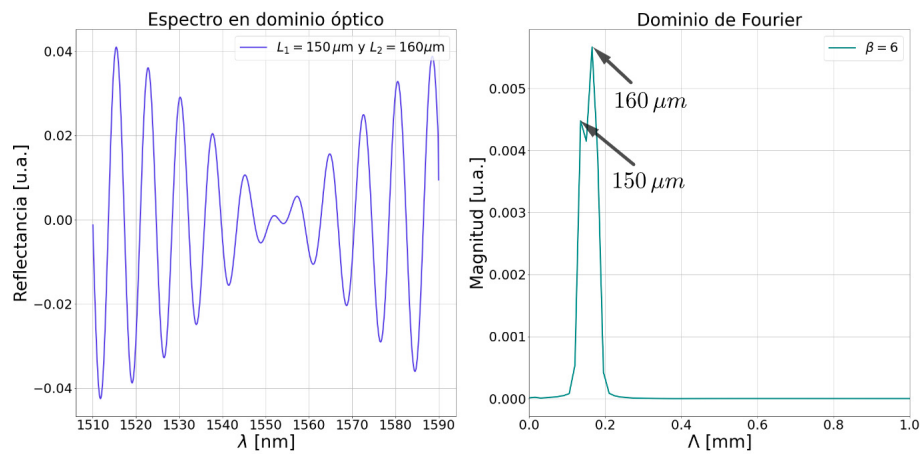
Con el modelo desarrollado para el *interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica de dos cavidades en paralelo* (ecuación (13.8)) se pueden justificar varios aspectos de las pruebas preliminares.

Como se puede observar en las figuras 13.5 y 13.6 y en comparación con las figuras 13.2 y 13.3 los espectros son bastante similares en el dominio óptico. Por su parte, con el modelo desarrollado se puede predecir la localización de algunos de los máximos en el espacio de Fourier los cuales están relacionados con  $\phi_{11}$  y  $\phi_{12}$ .

Además, el modelo predice también la existencia de varias contribuciones (en el espacio de Fourier) en, y alrededor de la diferencia de longitudes entre las fibras del



(a) Reflectancia del interferómetro obtenida con el modelo desarrollado en el caso ideal donde  $\alpha_{ij} = A_{ij} = 0$  y cuando ambas cavidades son idénticas a  $L = 150 \mu\text{m}$ .

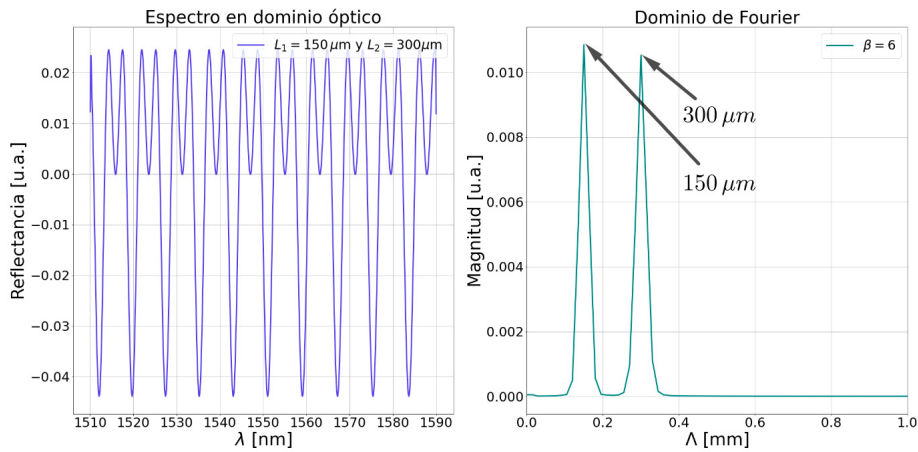


(b) Reflectancia del interferómetro obtenida con el modelo desarrollado en el caso ideal donde  $\alpha_{ij} = A_{ij} = 0$  y cuando ambas cavidades son  $L_{11} = 150 \mu\text{m}$  y  $L_{12} = 160$ .

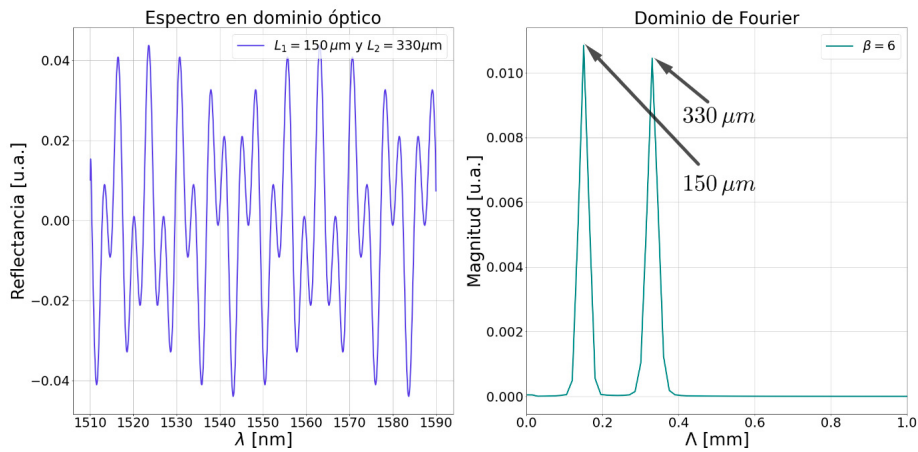
**Figura 13.5:** En la figura se muestran dos casos específicos del modelo del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en paralelo cuando la longitud de camino óptico de ambas cavidades es idéntica a  $150 \mu\text{m}$  y cuando es ligeramente diferente.

interferómetro. Es decir, en  $\Lambda = \Lambda_{02} - \Lambda_{01}$  (asociado a la diferencia de longitudes de las fibras),  $\Lambda = \Lambda_{12} + (\Lambda_{02} - \Lambda_{01})$ ,  $\Lambda = \Lambda_{11} - (\Lambda_{02} - \Lambda_{01})$  y  $\Lambda = \Lambda_{12} - \Lambda_{11} + (\Lambda_{02} - \Lambda_{01})$ .

En la [figura 13.7](#) se muestra la predicción del modelo comparado con las mediciones. Se puede notar gran discrepancia en el espectro en dominio óptico. Se



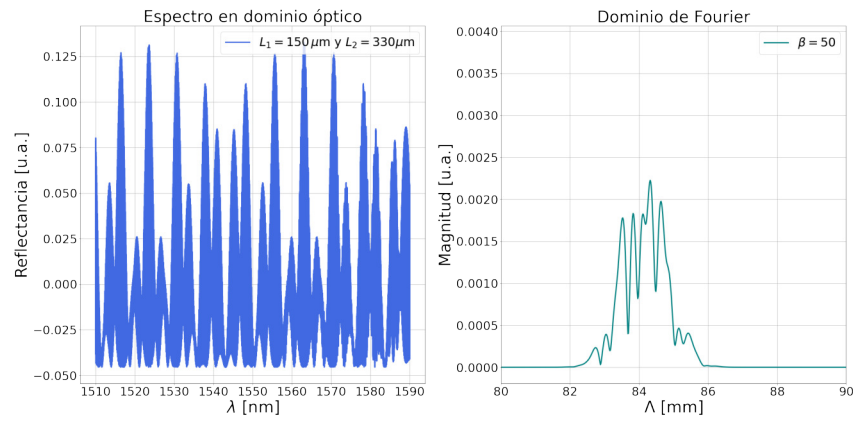
(a) Reflectancia del interferómetro obtenida con el modelo desarrollado en el caso ideal donde  $\alpha_{ij} = A_{ij} = 0$  y cuando una de las cavidades es el doble de la otra,  $L_{11} = 150 \mu\text{m}$  y  $L_{12} = 300 \mu\text{m}$  y donde  $L_{01} - L_{02} = 8.5 \text{ cm}$ .



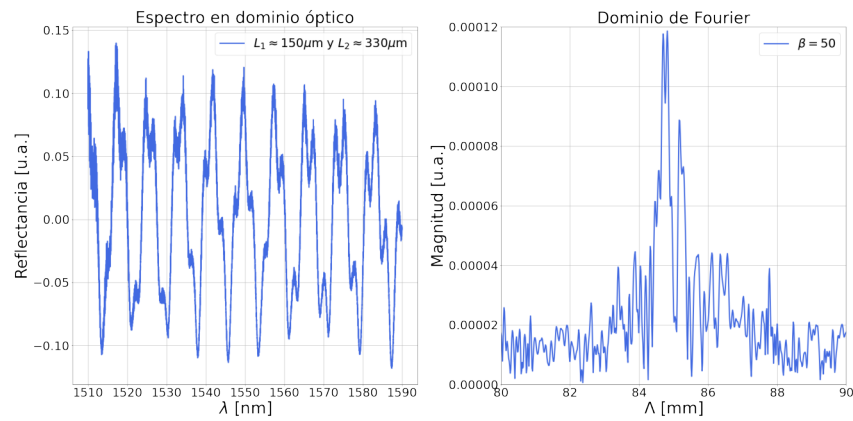
(b) Reflectancia del interferómetro obtenida con el modelo desarrollado en el caso ideal donde  $\alpha_{ij} = A_{ij} = 0$  y cuando  $L_{11} = 150 \mu\text{m}$  y  $L_{12} = 330 \mu\text{m}$  y donde  $L_{01} - L_{02} = 8.5 \text{ cm}$ .

**Figura 13.6:** En la figura se muestran dos casos específicos del modelo del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en paralelo cuando la longitud de camino óptico de una cavidade es el doble y cuando es ligeramente diferente.

debe notar como dichas contribuciones en el espectro medido en el laboratorio son pequeñas y difícilmente se puede extraer información útil además de aproximar la diferencia entre las longitudes de las fibras del interferómetro.



(a) Reflectancia del interferómetro obtenida con el modelo desarrollado en el caso ideal donde  $\alpha_{ij} = A_{ij} = 0$  y cuando una de las cavidades es diferente a el doble de la otra,  $L_{11} = 150 \mu\text{m}$  y  $L_{12} = 330 \mu\text{m}$  y donde  $L_{02} - L_{01} = 8.5 \text{ cm}$ .



(b) Reflectancia del interferómetro cuando  $L_{11} \approx 150 \mu\text{m}$  y  $L_{12} \approx 330 \mu\text{m}$ .

**Figura 13.7:** En la figura se muestra la comparación del modelo contra un espectro particular medido en el laboratorio en las mismas condiciones

Con base en la figura 13.7 también se puede justificar la necesidad de un filtro pasa bajos, notese que la figura 13.7 (a) y la figura 13.6 (b) a pesar de ser idénticas en cuanto a parámetros, la figura 13.6 (b) es más parecida a la medición obtenida en el laboratorio dado que ha pasado por un filtro pasa bajos que elimina las contribuciones discutidas anteriormente.

Además, dado que se suprimen dichas contribuciones denominadas de *alta frecuencia*, se puede justificar las aproximaciones (de considerar unicamente dos fun-

Frecuencia espacial

ciones senoidales en las condiciones del efecto Vernier) realizadas para la deducción de la ecuación (13.14).

### 13.3.2. Efecto Vernier

Esta sección esta orientada a observar cuidadosamente la respuesta del interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica de dos cavidades en paralelo bajo las condiciones del **efecto Vernier**.

Todas las observaciones que a continuación se presentarán fueron realizadas bajo las mismas condiciones de temperatura (ambiente) y presión (1 atm) con los elementos y la configuración discutida en secciones anteriores.

Primeramente, se identificará la segunda escala de medición que caracteriza el efecto Vernier. Dicha escala se encuentra enteramente en el dominio óptico, por lo que no será necesario cambiar los espectros al espacio de Fourier, sin embargo, como ya se discutió anteriormente, si es necesario realizar el filtrado de la señal.

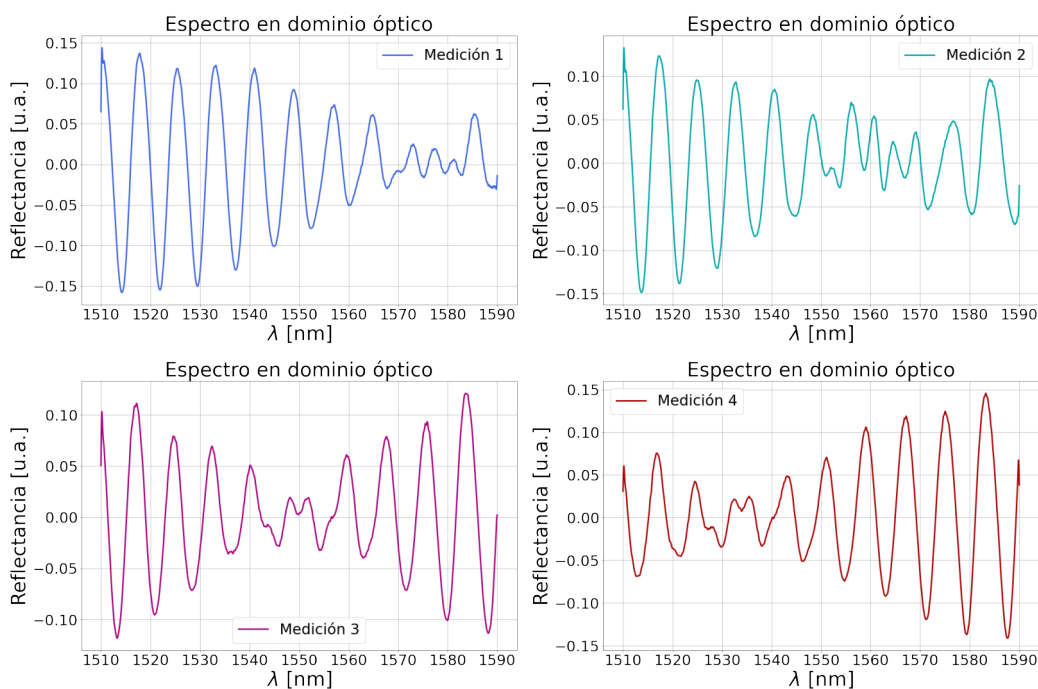
#### Fundamental

Para comenzar, se ha posicionado el *interferómetro de referencia* tal que la longitud de su cavidad sea de aproximadamente  $150 \mu\text{m}$ , y además, cuidadosamente se ha configurado el otro interferómetro (que de ahora en adelante se denotará como **interferómetro dinámico**) tal que la longitud de su cavidad sea también  $150 \mu\text{m}$ , es decir, cuando  $\Lambda_{11} = \Lambda_{12}$ . A esta condición en particular, se le puede denotar como **fundamental** en analogía con la teoría ondulatoria para las ondas estacionarias. Ahora bien, a partir de esta condición, se ha desplazado la longitud de la cavidad del interferómetro dinámico en tres intervalos regulares de  $10 \mu\text{m}$  y para cada una de estas configuraciones, se ha utilizado la montura de desplazamiento *NanoMax* para realizar diez desplazamientos en intervalos regulares de  $100 \text{ nm}$  acortando así, la longitud de la cavidad, es decir, a partir de la condición  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 10 \mu\text{m}$ , en la primera medición se satisface que  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 10 \mu\text{m} - 0.1 \mu\text{m}$ .

Como se puede apreciar en la [figura 13.8](#), la respuesta del interferómetro tiene una forma particular, de manera más precisa, se observa una **envolvente superior** y una **envolvente inferior**. Para este caso en específico, es posible desarrollar un algoritmo con el cual se puedan encontrar automáticamente los puntos de mínima amplitud o también denominados **nodos** (véase código en [52]). Lo cual es de vital importancia dado que, esencialmente, dicha envolvente es la *segunda escala de medición del efecto Vernier*.

Cabe destacar que de las diez mediciones realizadas para este caso en particular (véase [tabla 13.1](#)), en únicamente cuatro de ellas se ha podido determinar el punto

Una curva suave que pasa por todos los máximos o mínimos de una función oscilante.



**Figura 13.8:** En la siguiente imagen se muestran cuatro espectros consecutivos, variando el parámetro  $\epsilon$  en intervalos regulares de 100 nm, de la reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 10\mu m - \epsilon$ .

de mínima amplitud debido a que en las restantes, dicho punto se encontraba fuera del intervalo de medición o era indistinguible (denotado como ND).

Y finalmente, con los datos disponibles en la [tabla 13.1](#) se puede realizar un ajuste como en la [figura 13.9](#). Se puede observar un comportamiento que varía linealmente con el desplazamiento realizado por la montura tal como se había predicho con base en el modelo mediante la [ecuación \(13.14\)](#). Sin embargo, es más interesante aún, analizar las diferencias de desplazamiento  $\Delta\lambda$  con respecto a los desplazamientos realizados en la montura  $\Delta\epsilon$  como se muestra en la [figura 13.10](#)

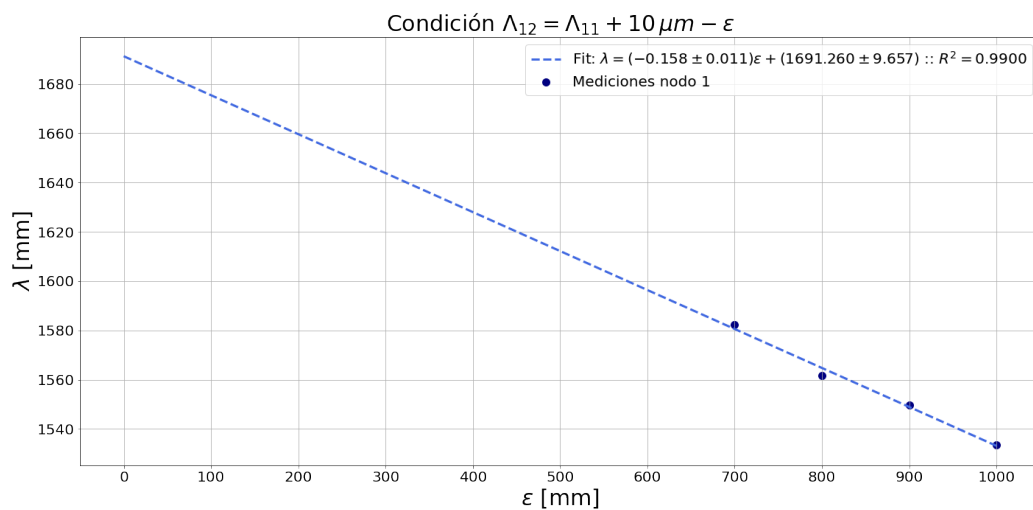
De la misma manera, se ha efectuado el mismo procedimiento para la condición  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 20\mu m - \epsilon$  donde los espectros ahora tienen la forma mostrada en la [figura 13.11](#) y la posición de los nodos potencialmente rastreables se muestran en la [tabla 13.2](#) y satisfacen el comportamiento de la [figura 13.12](#).

Finalmente, usando el mismo procedimiento para la condición  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 30\mu m - \epsilon$  ahora los espectros tienen la forma mostrada en la [figura 13.13](#) y la posición de



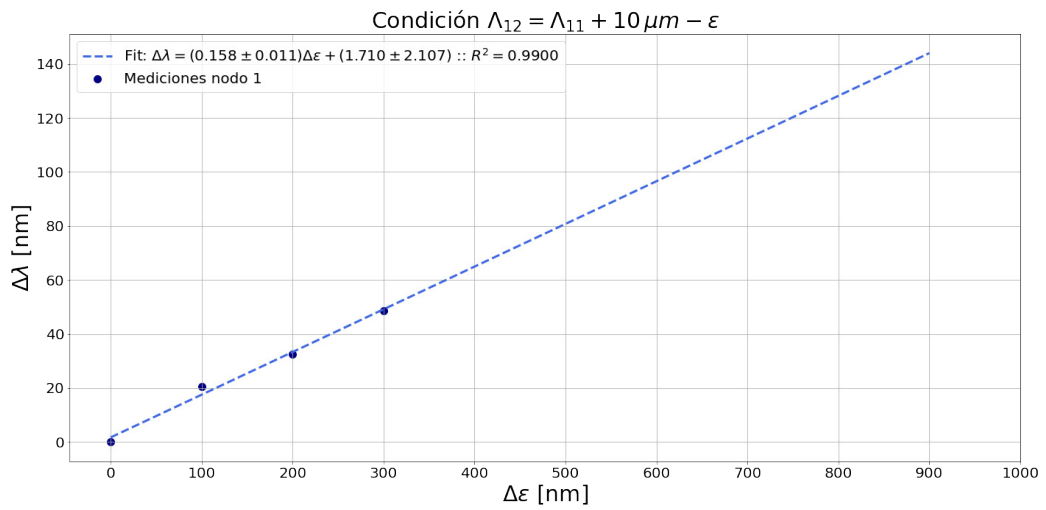
$\epsilon$ [ nm ]	$\lambda$ [nm]
100	ND
200	ND
300	ND
400	ND
500	ND
600	ND
700	1582.3
800	1561.8
900	1549.8
1000	1533.6

**Tabla 13.1:** En la tabla se muestra la posición del nodo en las envolventes de los espectros para la condición  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 10\mu m - \epsilon$ .



**Figura 13.9:** En la siguiente imagen se muestra el seguimiento del único nodo discernible en las mediciones de la condición  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 10\mu m - \epsilon$  de la **fundamental** en el efecto Vernier.

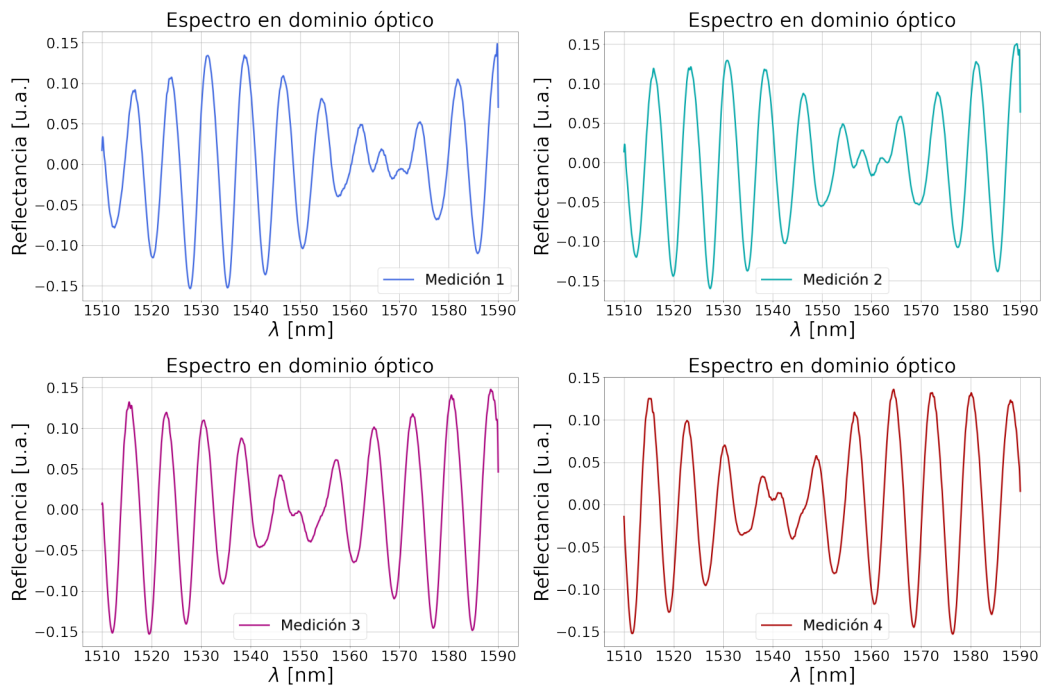
los nodos potencialmente rastreables se muestran en la [tabla 13.3](#) que satisfacen el comportamiento de la [figura 13.14](#).



**Figura 13.10:** En la siguiente imagen se muestra el desplazamiento de la longitud de onda con respecto al desplazamiento realizado por la montura en la condición  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 10 \mu m - \epsilon$  de la **fundamental** en el efecto Vernier.

$\epsilon$ [nm]	$\lambda$ [ nm ]
100	ND
200	1587.1
300	1582.1
400	1575.2
500	1569.5
600	1559.7
700	1551.6
800	1540.7
900	1531.8
1000	1523.6

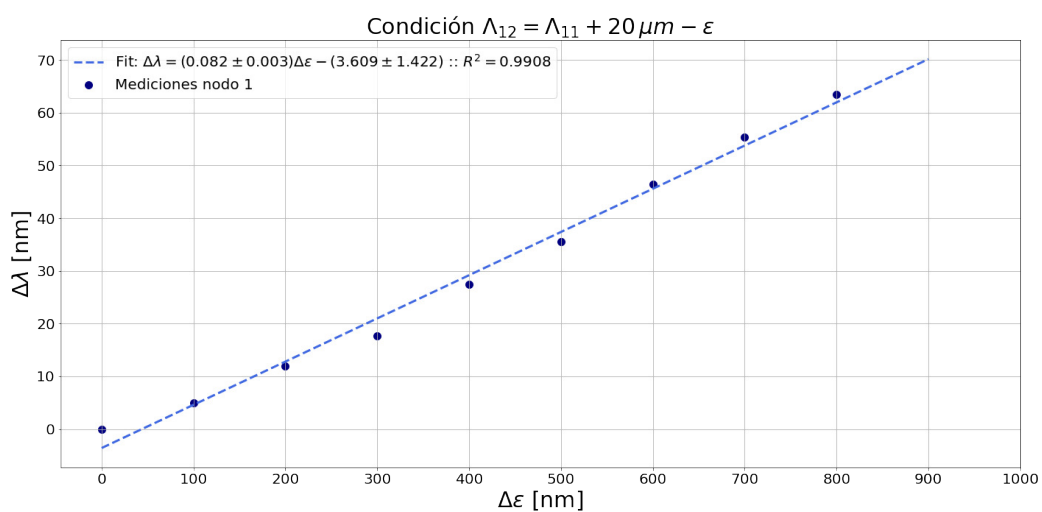
**Tabla 13.2:** En la tabla se muestra la posición del nodo en las envolventes de los espectros para la condición  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 20 \mu m - \epsilon$



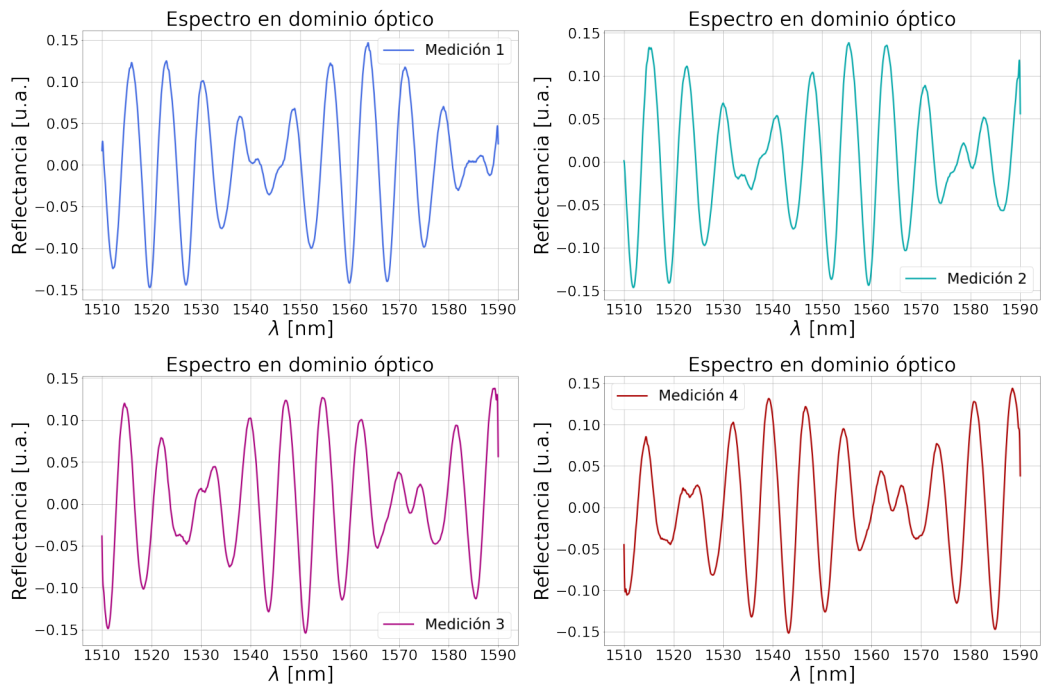
**Figura 13.11:** En la siguiente imagen se muestran cuatro espectros consecutivos, variando el parámetro  $\epsilon$  en intervalos regulares de 100 nm, de la reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 20 \mu\text{m} - \epsilon$ .

	Nodos	
	Central 1	Central 2
$\epsilon$ [nm]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]
100	1553.4	ND
200	1548.6	ND
300	1545.4	1589.9
400	1543.7	1586.6
500	1535.8	1580.6
600	1529.5	1573.3
700	1523.1	1565.2
800	1515.5	1559.3
900	ND	1553.5
1000	ND	1548.2

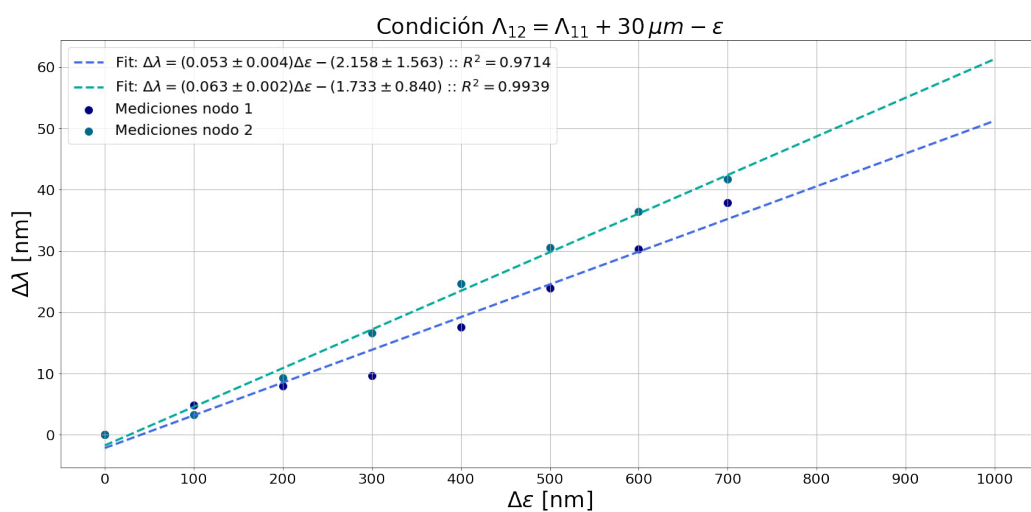
**Tabla 13.3:** En la tabla se muestra la posición de dos nodos en las envolventes de los espectros para la condición  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 30 \mu\text{m} - \epsilon$ .



**Figura 13.12:** En la siguiente imagen se muestra el seguimiento del único nodo discernible en las mediciones de la condición  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 20 \mu m - \epsilon$  de la **fundamental** en el efecto Vernier.



**Figura 13.13:** En la siguiente imagen se muestran cuatro espectros consecutivos, variando el parámetro  $\epsilon$  en intervalos regulares de 100 nm, de la reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 30 \mu m - \epsilon$ .

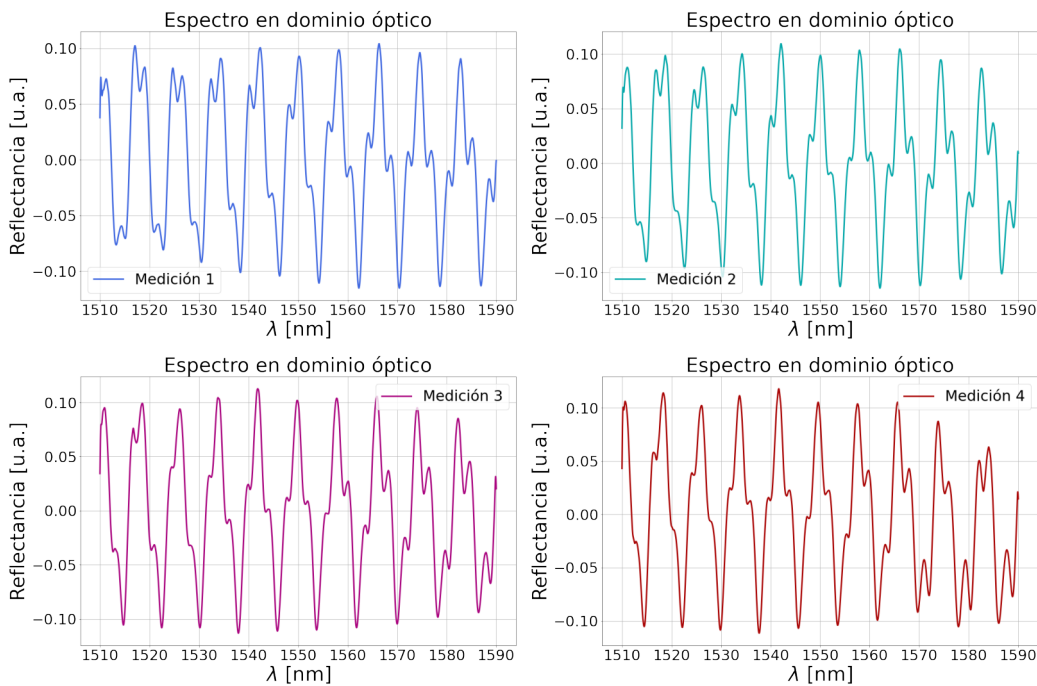


**Figura 13.14:** En la siguiente imagen se muestra el seguimiento del único nodo discernible en las mediciones de la condición  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 30 \mu m - \epsilon$  de la **fundamental** en el efecto Vernier.

### Primer armónico

Ahora, se ha configurado todo el arreglo observacional para que se satisfaga la siguiente condición  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11}$ . A esta condición en particular, se le puede denotar como **primer armónico**. Al igual que antes, se realizan tres desplazamientos en intervalos regulares de  $10\ \mu\text{m}$  y por cada una, se realizan otros diez desplazamientos en intervalos regulares de  $100\ \text{nm}$ .

De esta manera, para la condición  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 10\ \mu\text{m} - \epsilon$  los espectros resultantes varían como se muestra en la [figura 13.15](#), los nodos rastreables se muestran en la [tabla 13.4](#) y satisfacen el comportamiento mostrado en la [figura 13.16](#).



**Figura 13.15:** En la siguiente imagen se muestran cuatro espectros consecutivos, variando el parámetro  $\epsilon$  en intervalos regulares de  $100\ \text{nm}$ , de la reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 10\ \mu\text{m} - \epsilon$ .

Del mismo modo, para la condición  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 20\ \mu\text{m} - \epsilon$  los espectros resultantes varían como se muestra en la [figura 13.17](#), los nodos rastreables se muestran en la [tabla 13.5](#) y satisfacen el comportamiento mostrado en la [figura 13.18](#).

Finalmente, para la condición  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 30\ \mu\text{m} - \epsilon$  los espectros resultantes varían como se muestra en la [figura 13.19](#), los nodos rastreables se muestran en la [tabla 13.6](#) y satisfacen el comportamiento mostrado en la [figura 13.20](#).

	Nodos			
	Central 1	Central 2	Inferior	Superior
$\epsilon$ [nm]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]
100	1527.6	ND	1571.8	ND
200	1520.2	ND	1566.4	1574.6
300	1514.1	ND	1558.2	1566.2
400	1511.6	1590	1545.9	1553.9
500	ND	1583.1	1533.6	1541.6
600	ND	1582.8	1525.7	1533.6
700	ND	1574.4	1518	1529.3
800	ND	1557.8	ND	1511.4
900	ND	1549.6	ND	1510.7
1000	ND	1540	ND	ND

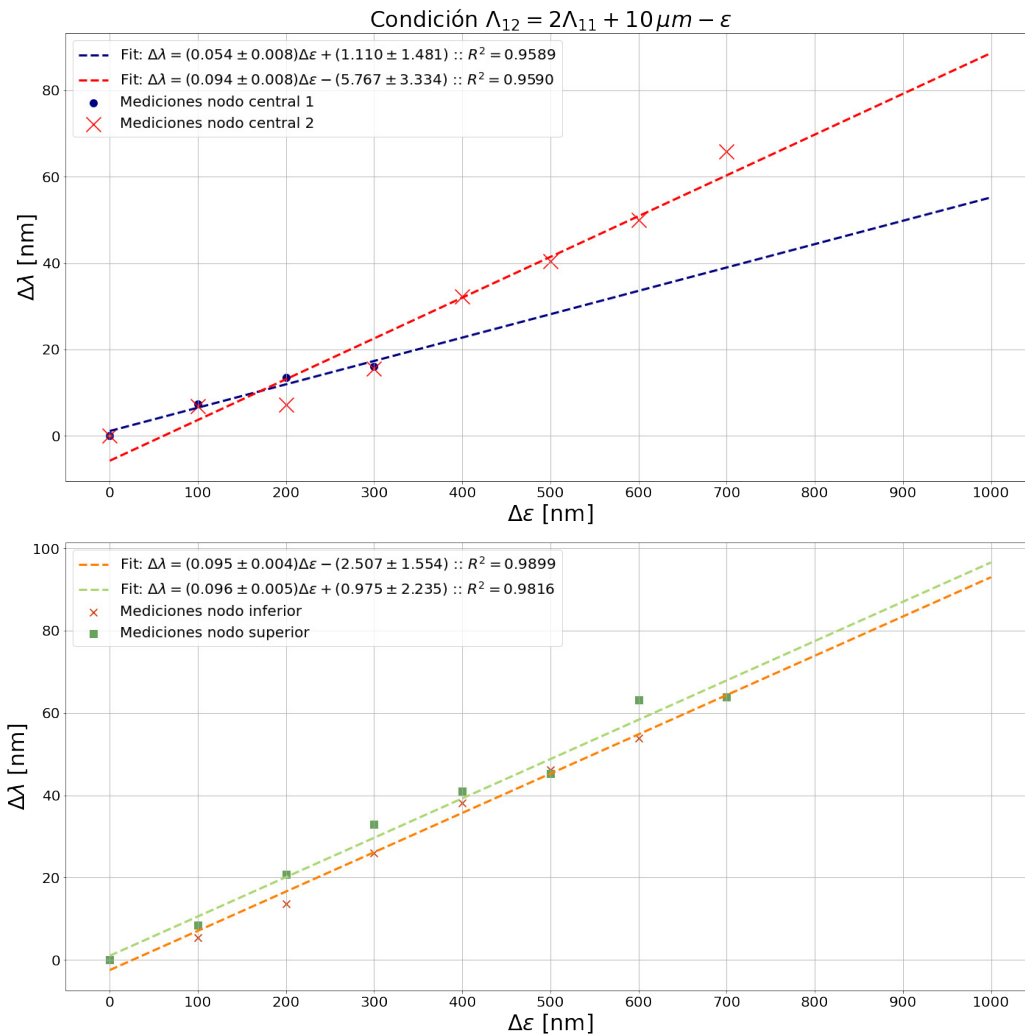
**Tabla 13.4:** En la tabla se muestra la posición de los nodos en las envolventes de los espectros para la condición  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 10 \mu m - \epsilon$ .

	Nodos					
	Central 1	Central 2	Inferior 1	Inferior 2	Superior 1	Superior 2
$\epsilon$ [nm]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]
100	1578.4	ND	1545.7	ND	1552.2	ND
200	1572.6	ND	1541.4	ND	1541.4	ND
300	1564.5	ND	1529.9	ND	1533.7	ND
400	1556	ND	1521.8	1583.1	1528.5	1584.4
500	1547.9	ND	1515.1	1574.8	1517.6	1581.5
600	1531.6	ND	ND	1557.8	ND	1561.9
700	1525.4	1587	ND	1553.5	ND	1557.7
800	1514.1	1576.4	ND	1541.5	ND	1549
900	1511.6	1570.9	ND	1537.6	ND	1541.4
1000	ND	1560.8	ND	1525.6	ND	1528.9

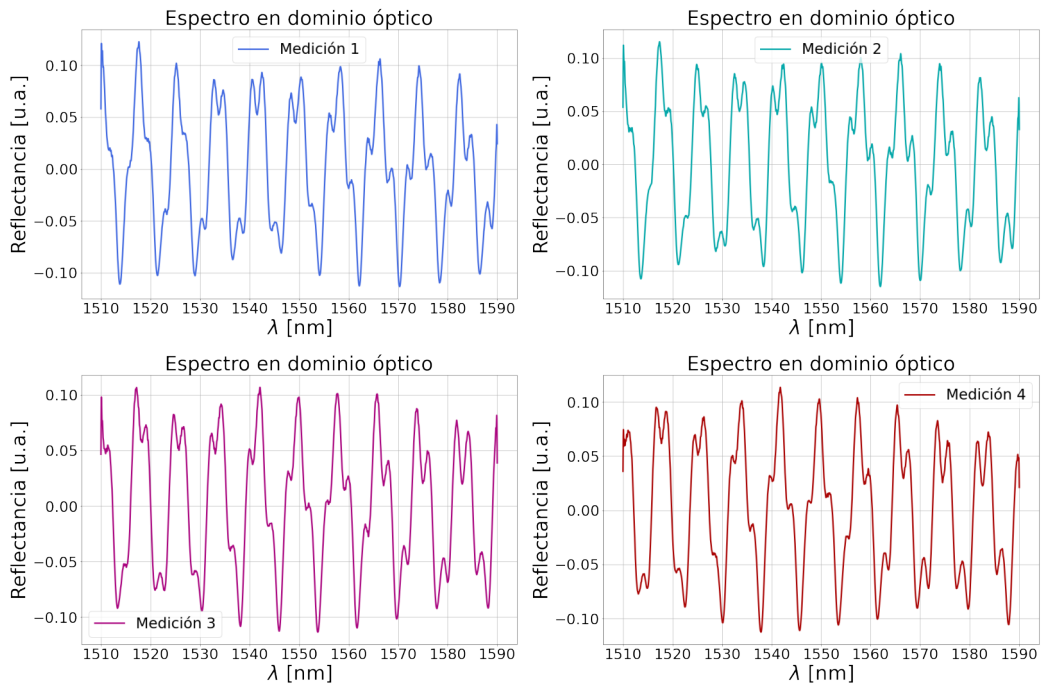
**Tabla 13.5:** En la tabla se muestra la posición de los nodos en las envolventes de los espectros para la condición  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 20 \mu m - \epsilon$ .

Cabe mencionar que en este primer armónico, todavía es posible rastrear automáticamente los nodos al restringir el rango del espectro original a solo una sección donde la señal sea similar a la forma funcional de los espectros observados en la condición **fundamental** (dicha programa se encuentra disponible en [52]).





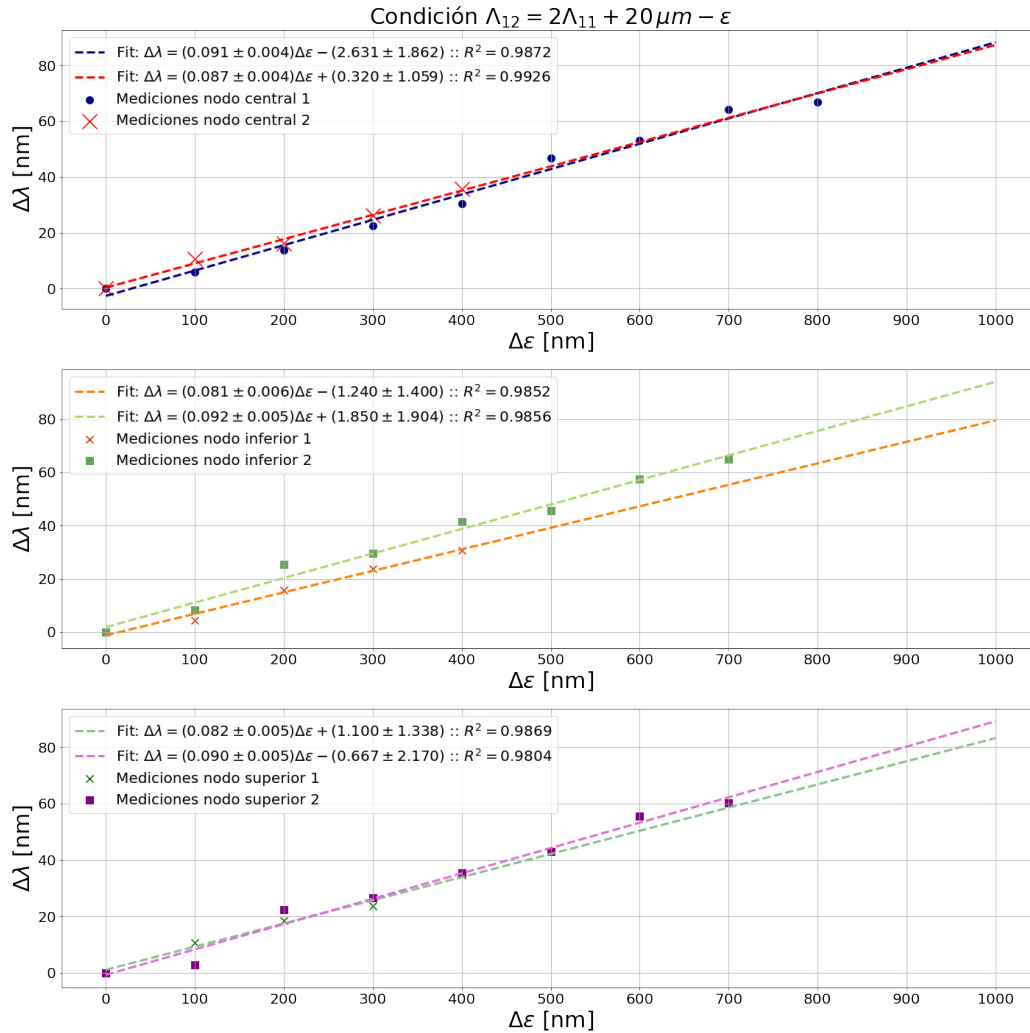
**Figura 13.16:** En la siguiente imagen se muestra el seguimiento de los nodos discernibles en las mediciones de la condición  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 10\mu\text{m} - \epsilon$  del **primer armónico** en el efecto Vernier.



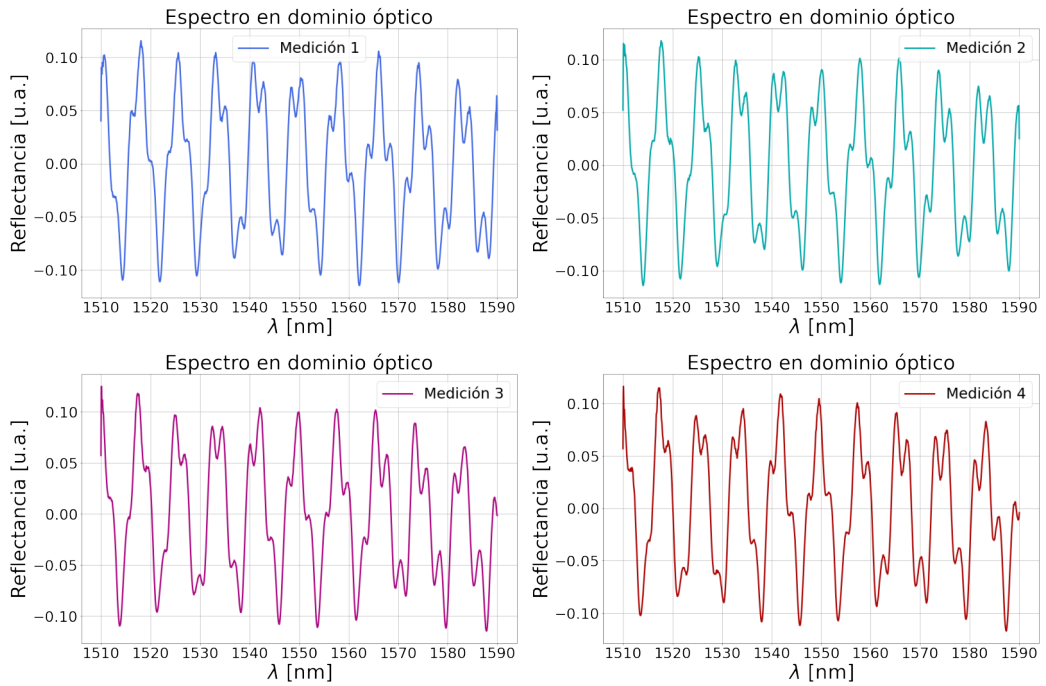
**Figura 13.17:** En la siguiente imagen se muestran cuatro espectros consecutivos, variando el parámetro  $\epsilon$  en intervalos regulares de 100 nm, de la reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 20 \mu\text{m} - \epsilon$ .

	Nodos					
	Central 1	Central 2	Inferior 1	Inferior 2	Superior 1	Superior 2
$\epsilon$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]
100	1565.9	ND	1541.4	ND	1545.7	ND
200	1559.5	ND	1537.4	1580.8	1541.2	ND
300	1553.9	ND	1529.8	1571.7	1533.5	1578.3
400	1549.3	1589.5	1525.8	1567.5	1529.7	1572.4
500	1539.9	1584.4	1516.8	1558.7	1522.6	1567.1
600	1537.7	1578.5	1513.8	1558.4	1517.6	1559.2
700	1531.5	1576.2	ND	1551.6	1510.7	1555
800	1527.8	1572.8	ND	1547.1	ND	1552.3
900	1523.9	1567.6	ND	1543	ND	1545.6
1000	1519.5	1564.1	ND	1539.1	ND	1543.7

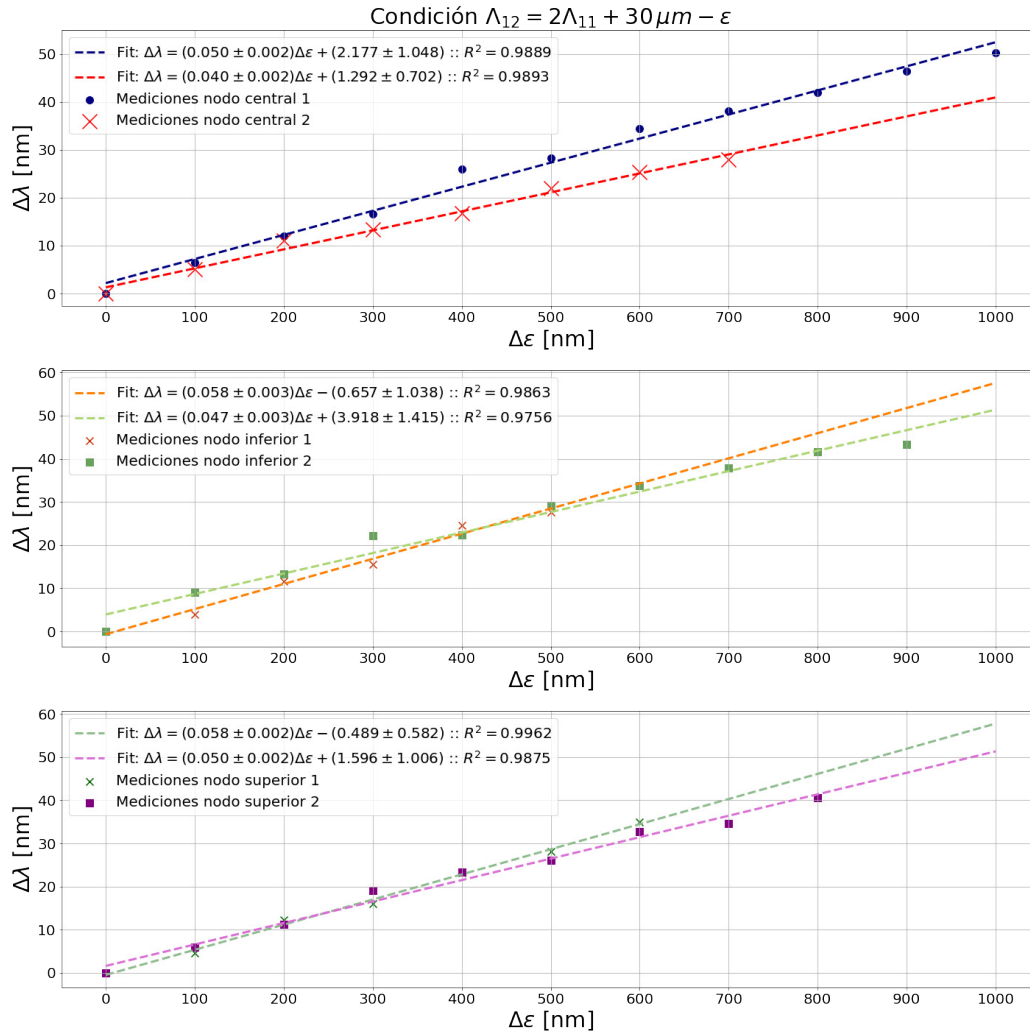
**Tabla 13.6:** En la tabla se muestra la posición de los nodos en las envolventes de los espectros para la condición  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 30 \mu\text{m} - \epsilon$ .



**Figura 13.18:** En la siguiente imagen se muestra el seguimiento de los nodos discernibles en las mediciones de la condición  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 20\mu\text{m} - \epsilon$  del **primer armónico** en el efecto Vernier.



**Figura 13.19:** En la siguiente imagen se muestran cuatro espectros consecutivos, variando el parámetro  $\epsilon$  en intervalos regulares de 100 nm, de la reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 30 \mu\text{m} - \epsilon$ .

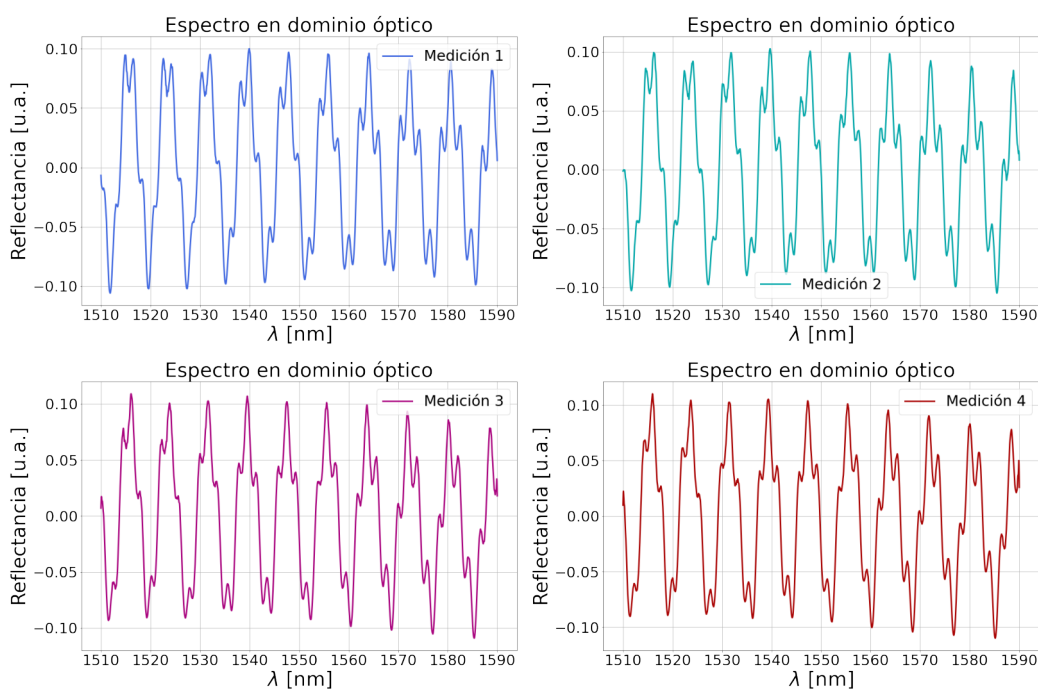


**Figura 13.20:** En la siguiente imagen se muestra el seguimiento de los nodos discernibles en las mediciones de la condición  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + 30\mu\text{m} - \epsilon$  del **primer armónico** en el efecto Vernier.

### Segundo armónico

Posteriormente, se ha configurado todo el arreglo observacional para que se satisfaga la siguiente condición  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11}$ . A esta condición en particular, se le puede denotar como **segundo armónico**. Al igual que antes, se realizan tres desplazamientos en intervalos regulares de  $10 \mu\text{m}$  y por cada una, se realizan otros diez desplazamientos en intervalos regulares de  $100 \text{ nm}$ .

De esta manera, para la condición  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 10 \mu\text{m} - \epsilon$  los espectros resultantes varían como se muestra en la [figura 13.21](#), los nodos rastreables se muestran en la [tabla 13.7](#) y satisfacen el comportamiento mostrado en la [figura 13.22](#).



**Figura 13.21:** En la siguiente imagen se muestran cuatro espectros consecutivos, variando el parámetro  $\epsilon$  en intervalos regulares de  $100 \text{ nm}$ , de la reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 10 \mu\text{m} - \epsilon$ .

Del mismo modo, para la condición  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 20 \mu\text{m} - \epsilon$  los espectros resultantes varían como se muestra en la [figura 13.23](#), los nodos rastreables se muestran en la [tabla 13.8](#) y satisfacen el comportamiento mostrado en la [figura 13.24](#).

Asímismo, para la condición  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 30 \mu\text{m} - \epsilon$  los espectros resultantes varían como se muestra en la [figura 13.25](#), los nodos rastreables se muestran en la [tabla 13.9](#) y satisfacen el comportamiento mostrado en la [figura 13.26](#).

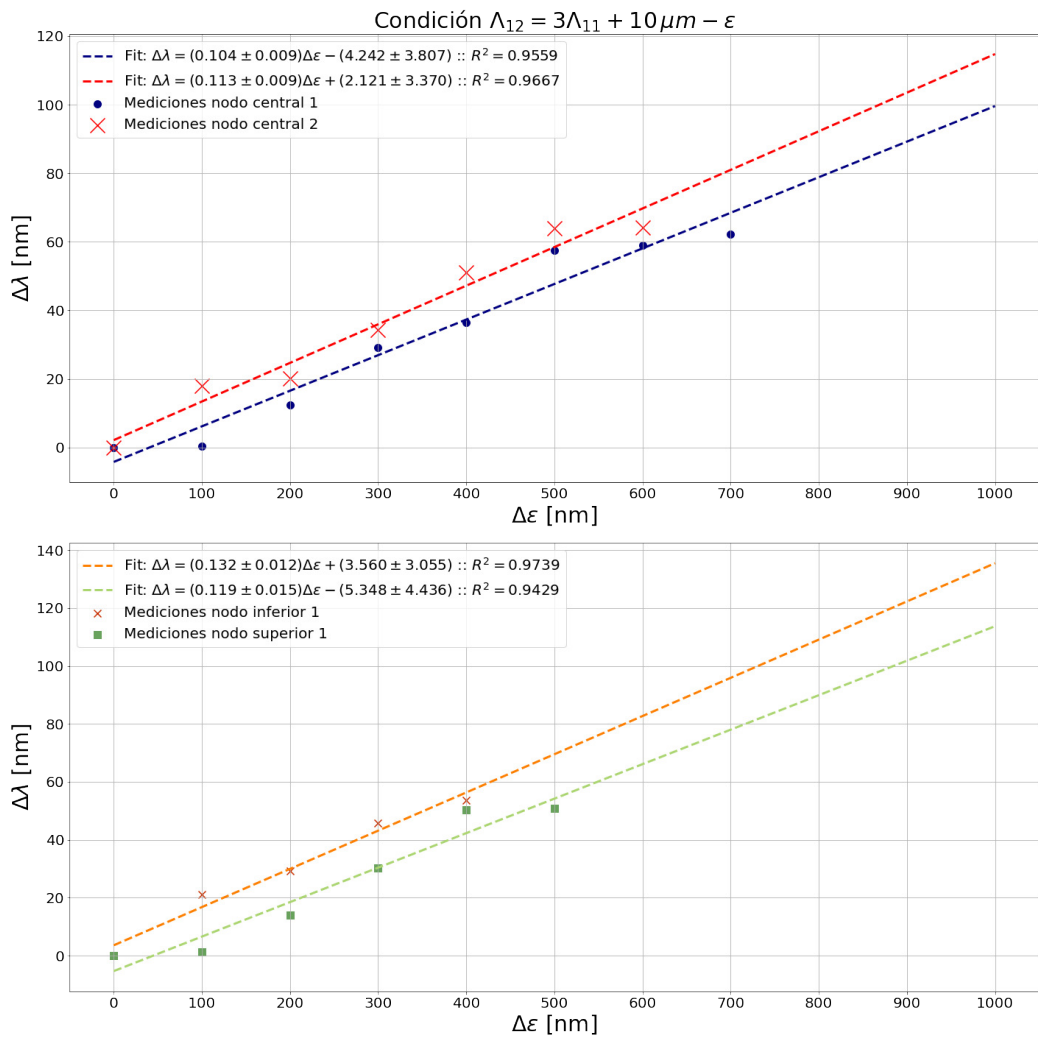
	Nodos			
	Central 1	Central 2	Inferior 1	Superior 1
$\epsilon$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]
100	1579.8	ND	1584.9	ND
200	1579.5	ND	1563.8	ND
300	1567.5	ND	1555.7	ND
400	1550.7	ND	1539.1	ND
500	1543.4	1590	1531.3	ND
600	1522.4	1572.1	ND	1581.8
700	1520.8	1569.8	ND	1580.4
800	1517.5	1555.8	ND	1567.9
900	ND	1539	ND	1551.6
1000	ND	1526.1	ND	1531.6

**Tabla 13.7:** En la tabla se muestra la posición de los nodos en las envolventes de los espectros para la condición  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 10\mu m - \epsilon$ .

	Nodos				
	Central 1	Central 2	Inferior 1	Inferior 2	Superior 1
$\epsilon$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]	$\lambda$ [nm]
100	1559.7	ND	1550.4	ND	ND
200	1551.4	ND	1546.9	ND	ND
300	1540.2	ND	1535.1	ND	1574.9
400	1530.2	1588.1	1526.3	ND	1562.8
500	1524.5	1582.7	1518.4	1583.7	1556.4
600	ND	1576.1	ND	1570.9	1547.2
700	ND	1562.3	ND	1555.3	1530.2
800	ND	1553.9	ND	1547	1524
900	ND	1548.7	ND	1542.4	1515.5
1000	ND	1531	ND	1526.8	ND

**Tabla 13.8:** En la tabla se muestra la posición de los nodos en las envolventes de los espectros para la condición  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 20\mu m - \epsilon$ .

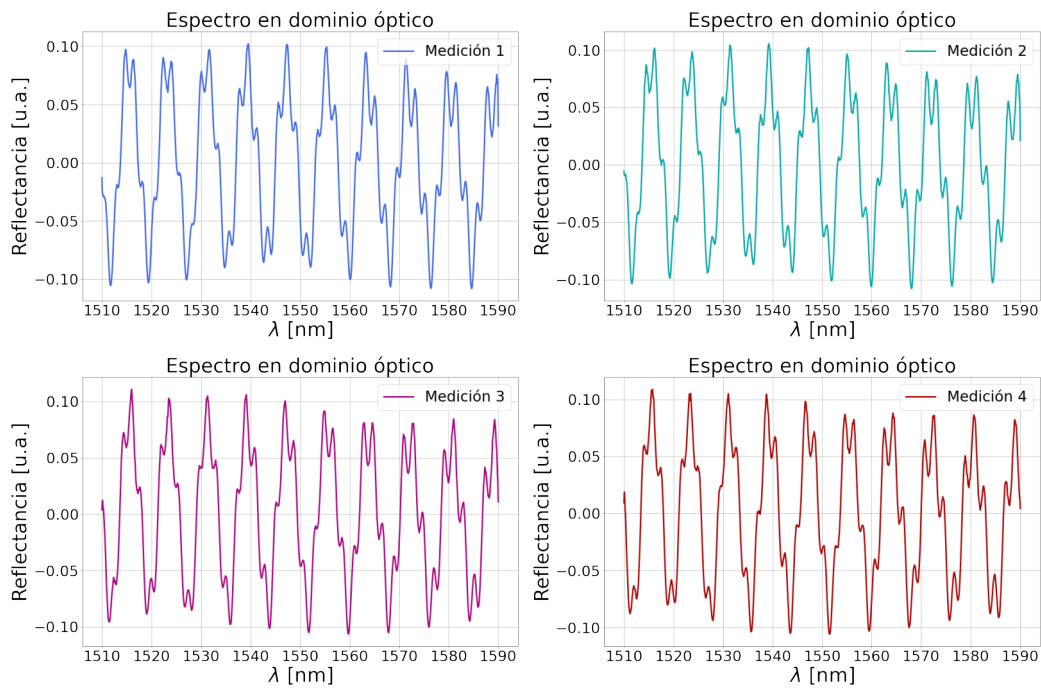
En este caso, es importante mencionar que la forma funcional del espectro es mucho más compleja y sutil, y por lo tanto, aunque manualmente se puede dar seguimiento a los nodos, un algoritmo de computadora, será menos eficiente y más



**Figura 13.22:** En la siguiente imagen se muestra el seguimiento de los nodos discernibles en las mediciones de la condición  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 10\mu m - \epsilon$  del **segundo armónico** en el efecto Vernier.

susceptible a errores. En esta condición y en adelante, el seguimiento de los nodos se realizará manualmente.

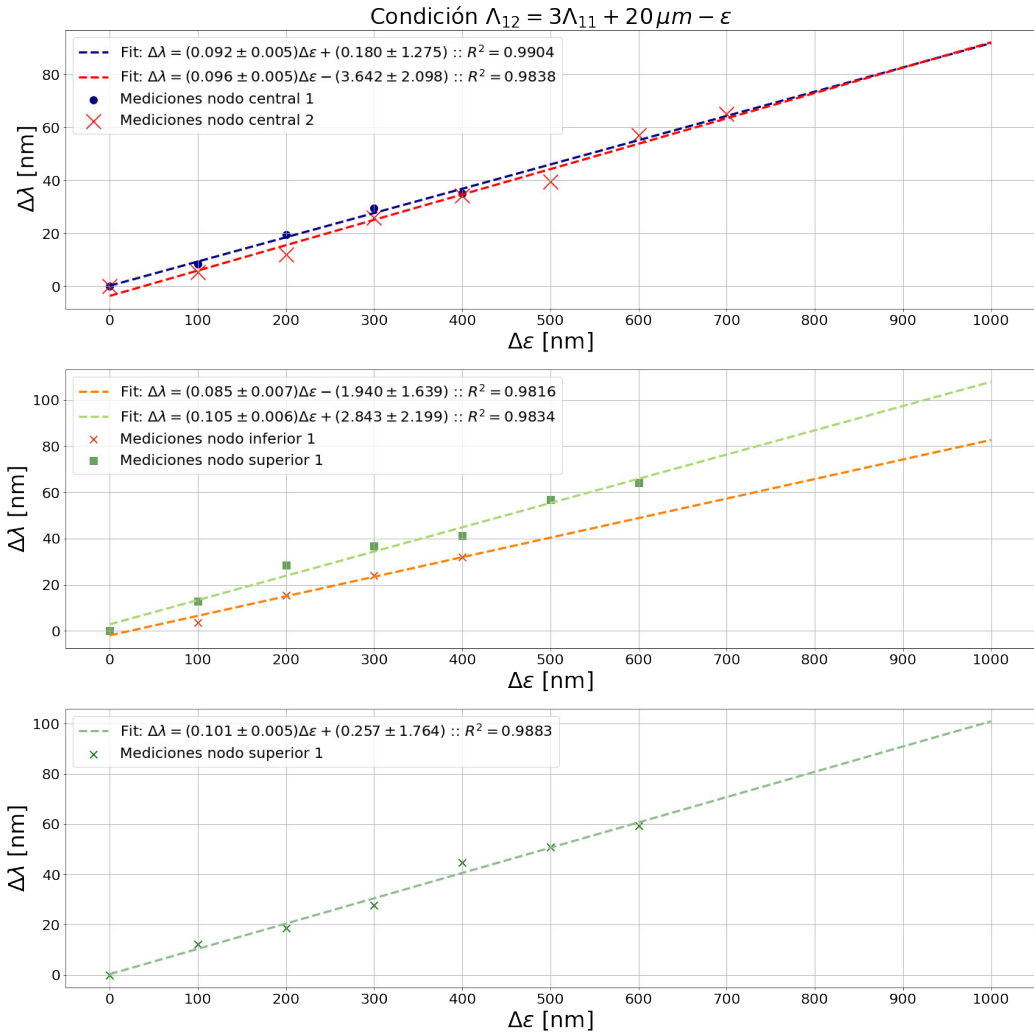




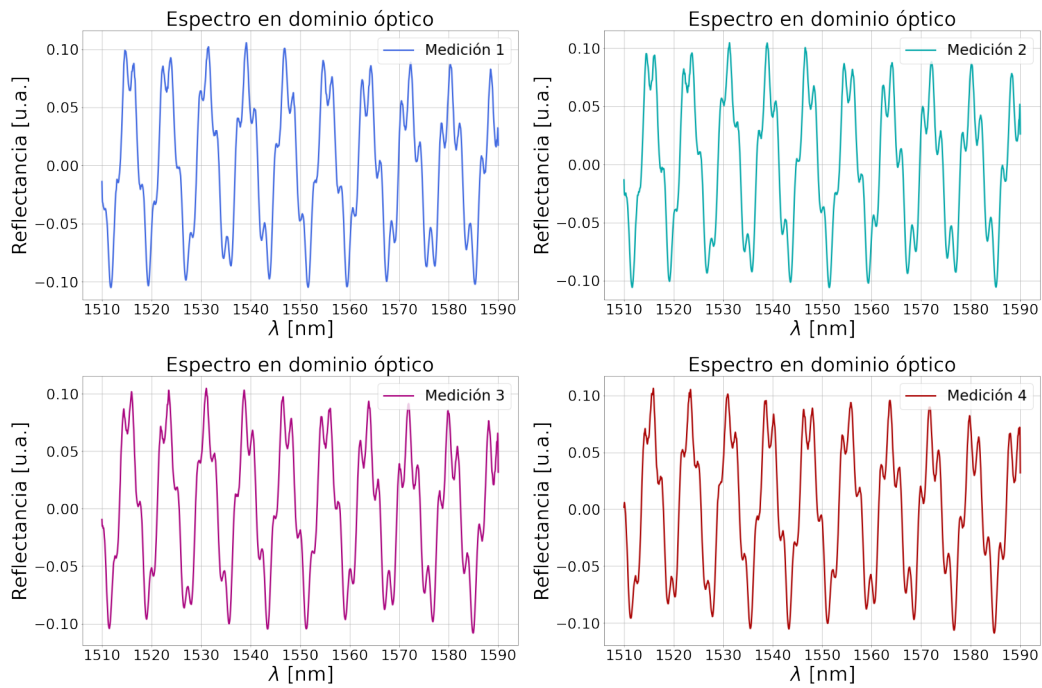
**Figura 13.23:** En la siguiente imagen se muestran cuatro espectros consecutivos, variando el parámetro  $\epsilon$  en intervalos regulares de 100 nm, de la reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 20 \mu\text{m} - \epsilon$ .

$\epsilon$ [nm]	Nodos					
	Central 1 $\lambda$ [ nm ]	Central 2 $\lambda$ [ nm ]	Inferior 1 $\lambda$ [ nm ]	Inferior 2 $\lambda$ [ nm ]	Superior 1 $\lambda$ [ nm ]	Superior 2 $\lambda$ [ nm ]
100	1559.2	ND	1555.4	ND	1539.9	1580.3
200	1551.2	1587.9	1548.5	ND	1531.1	1572.8
300	1540.4	1581.7	1536.3	1579.8	1523.2	1563
400	1538	1581.4	1534.5	1577.2	1519.9	1559.4
500	1534.7	1579.1	1531.5	1572.9	1515.3	1556.2
600	1529.8	1571.9	1527.2	1568.6	ND	1552.4
700	1524.3	1564.8	1518.5	1560.6	ND	1547.1
800	1523	1563.2	1519.4	1559.4	ND	1543.1
900	1516.8	1559.8	1514.1	1555.7	ND	1539.1
1000	1519.6	1558.4	1512.5	1556.3	ND	1538.8

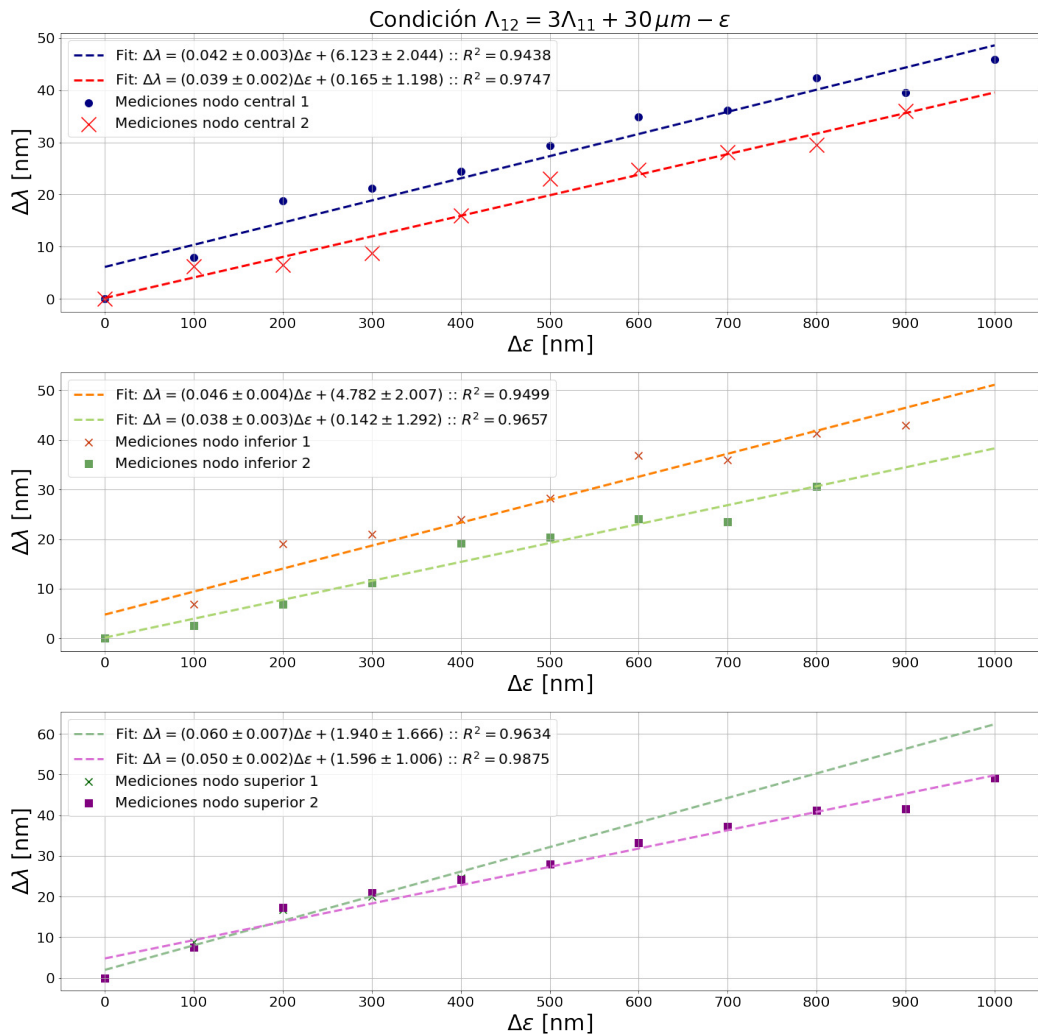
**Tabla 13.9:** En la tabla se muestra la posición de los nodos en las envolventes de los espectros para la condición  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 30 \mu\text{m} - \epsilon$ .



**Figura 13.24:** En la siguiente imagen se muestra el seguimiento de los nodos discernibles en las mediciones de la condición  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 20\mu m - \epsilon$  del **segundo armónico** en el efecto Vernier.



**Figura 13.25:** En la siguiente imagen se muestran cuatro espectros consecutivos, variando el parámetro  $\epsilon$  en intervalos regulares de 100 nm, de la reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 30 \mu\text{m} - \epsilon$ .

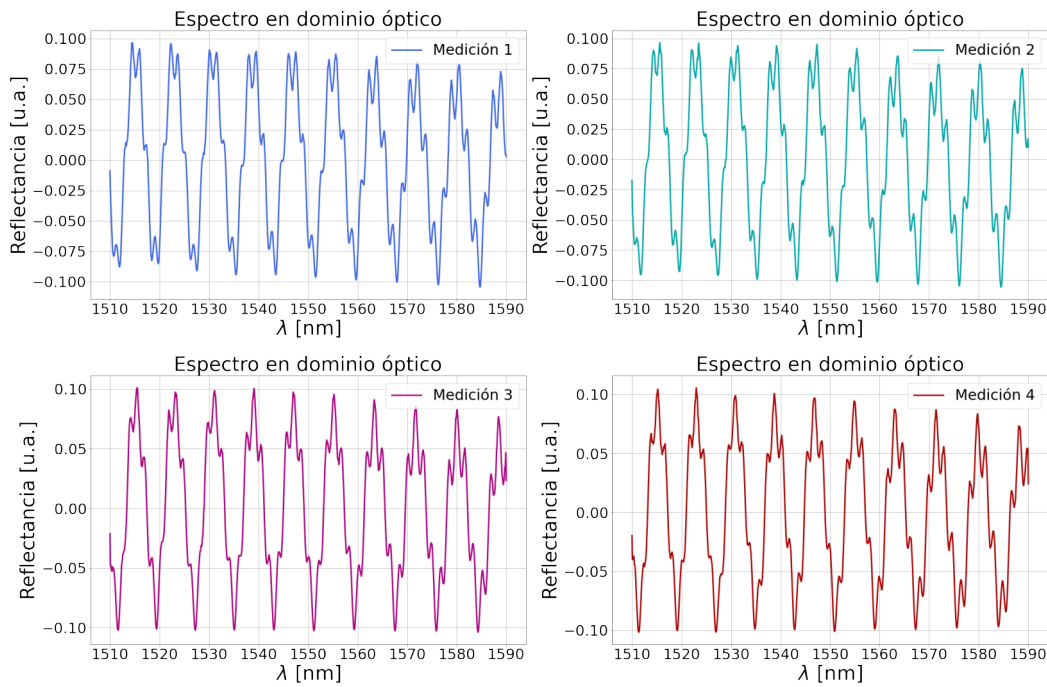


**Figura 13.26:** En la siguiente imagen se muestra el seguimiento de los nodos discernibles en las mediciones de la condición  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + 30\mu m - \epsilon$  del **segundo armónico** en el efecto Vernier.

### Tercer armónico

Finalmente, se ha configurado todo el arreglo observacional para que se satisfaga la siguiente condición  $\Lambda_{12} = 4\Lambda_{11}$ . A esta condición en particular, se le puede denotar como **tercer armónico**. Al igual que antes, se realizan tres desplazamientos en intervalos regulares de  $10\ \mu\text{m}$  y por cada una, se realizan otros diez desplazamientos en intervalos regulares de  $100\ \text{nm}$ .

De esta manera, para la condición  $\Lambda_{12} = 4\Lambda_{11} + 10\ \mu\text{m} - \epsilon$  los espectros resultantes varían como se muestra en la [figura 13.27](#), los nodos rastreables se muestran en la [tabla 13.10](#) y satisfacen el comportamiento mostrado en la [figura 13.28](#).



**Figura 13.27:** En la siguiente imagen se muestran cuatro espectros consecutivos, variando el parámetro  $\epsilon$  en intervalos regulares de  $100\ \text{nm}$ , de la reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando  $\Lambda_{12} = 4\Lambda_{11} + 10\ \mu\text{m} - \epsilon$ .

Nuevamente, para la condición  $\Lambda_{12} = 4\Lambda_{11} + 20\ \mu\text{m} - \epsilon$  los espectros resultantes varían como se muestra en la [figura 13.29](#), los nodos rastreables se muestran en la [tabla 13.11](#) y satisfacen el comportamiento mostrado en la [figura 13.30](#).

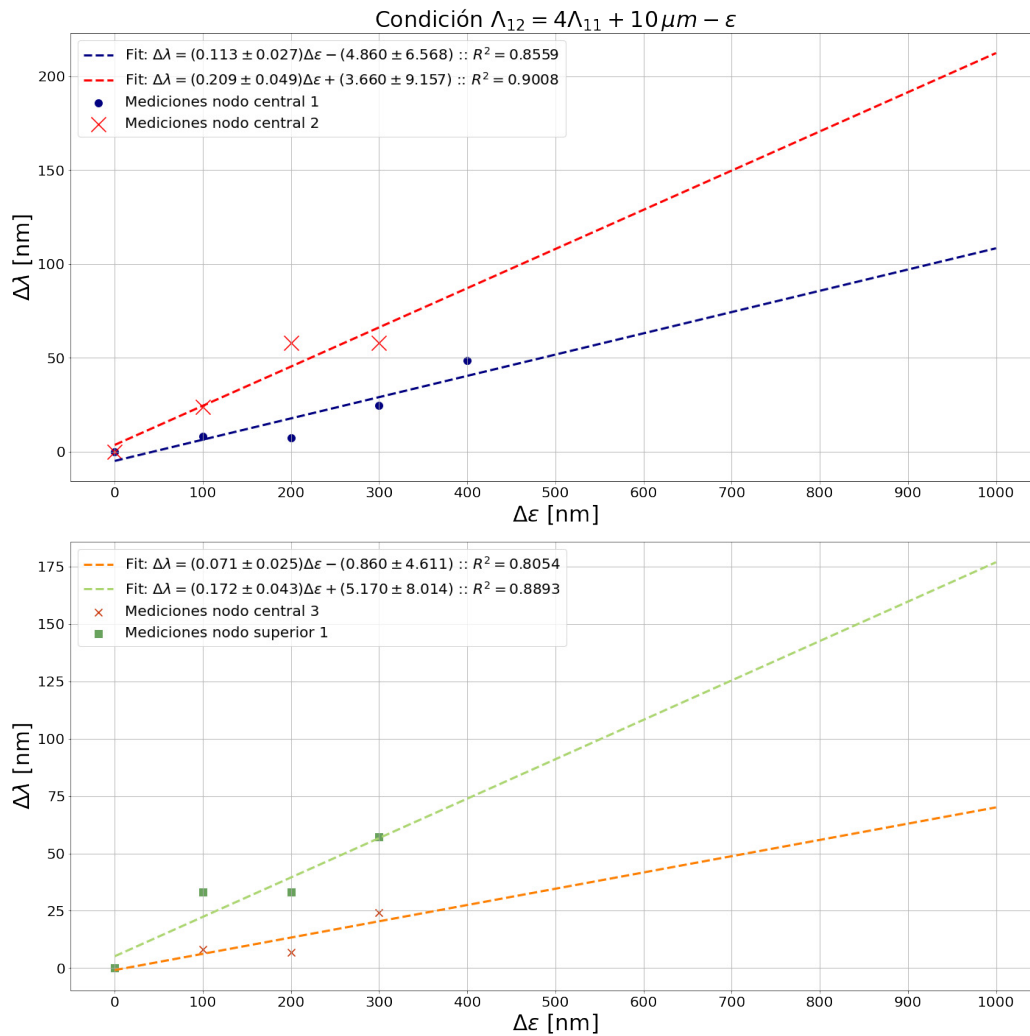
Como se puede observar, en la [13.30](#) en esta condición es bastante complicado extraer información y registrar las observaciones como en los armónicos anteriores.

	Nodos			
	Central 1	Central 2	Central 3	Inferior 1
$\epsilon$ [nm]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]
100	1563.4	ND	1543.1	ND
200	1555.1	ND	1534.9	ND
300	1555.9	ND	1536.3	ND
400	1538.7	ND	1519	ND
500	1515	1587	ND	ND
600	ND	1563.3	ND	1580
700	ND	1529	ND	1546.8
800	ND	1528.9	ND	1546.7
900	ND	ND	ND	1522.8
1000	ND	ND	ND	ND

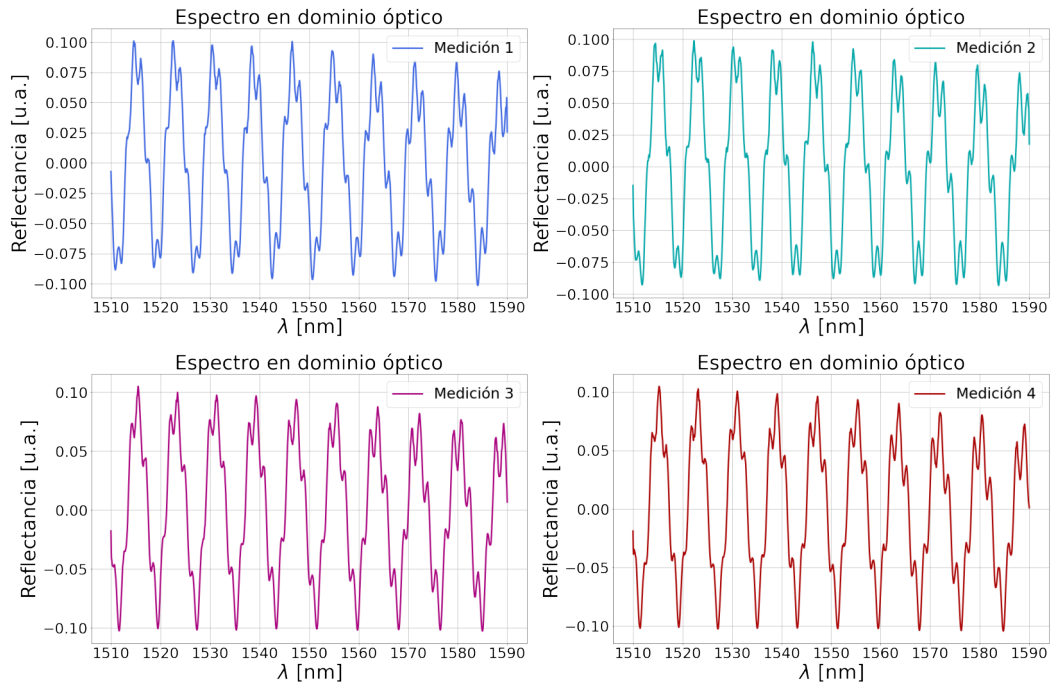
**Tabla 13.10:** En la tabla se muestra la posición de los nodos en las envolventes de los espectros para la condición  $\Lambda_{12} = 4\Lambda_{11} + 10 \mu m - \epsilon$ .

	Nodos	
	Central 1	Central 2
$\epsilon$ [nm]	$\lambda$ [ nm ]	$\lambda$ [ nm ]
100	1579.9	ND
200	1571.2	ND
300	1589.1	ND
400	1587.9	ND
500	ND	ND
600	ND	ND
700	ND	1533.9
800	ND	1567.7
900	ND	1582.6
1000	ND	ND

**Tabla 13.11:** En la tabla se muestra la posición de los nodos en las envolventes de los espectros para la condición  $\Lambda_{12} = 4\Lambda_{11} + 20 \mu m - \epsilon$ .

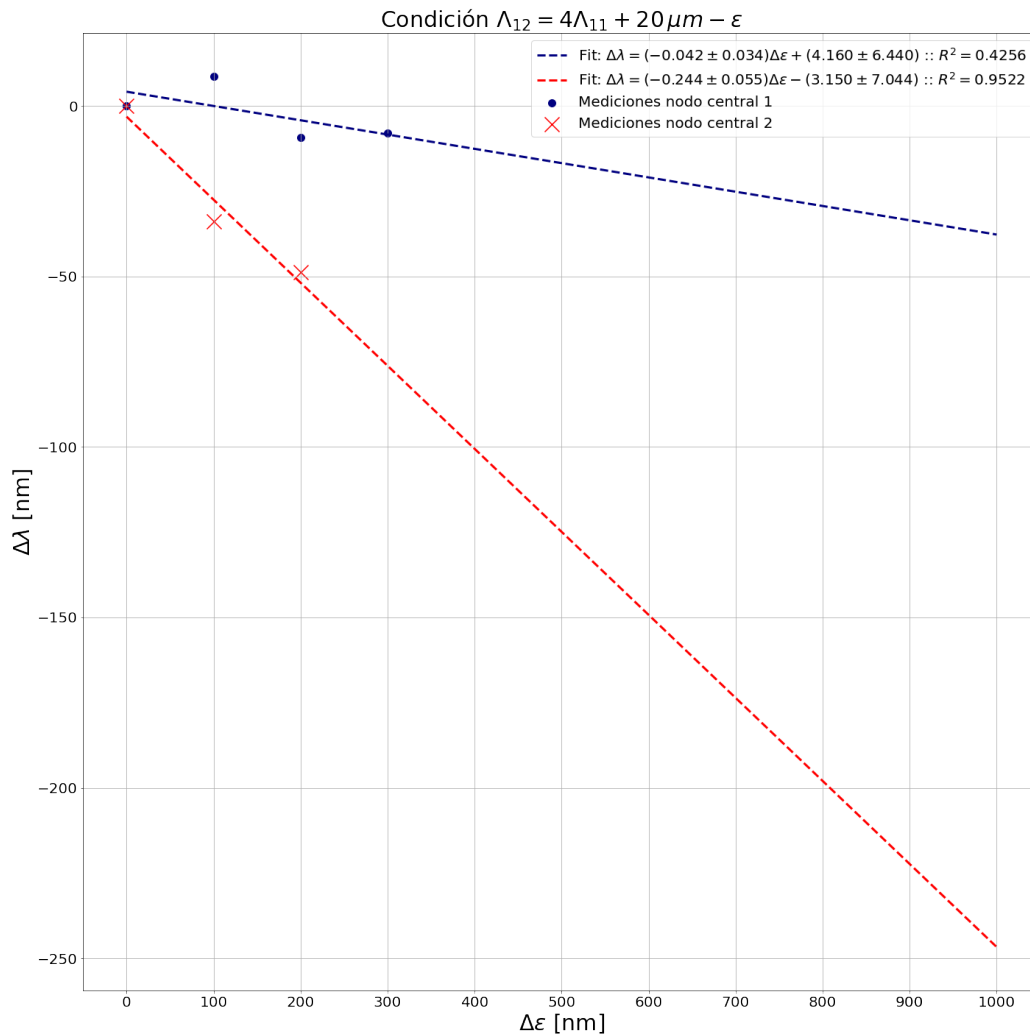


**Figura 13.28:** En la siguiente imagen se muestra el seguimiento de los nodos discernibles en las mediciones de la condición  $\Lambda_{12} = 4\Lambda_{11} + 10\mu\text{m} - \epsilon$  del **tercer armónico** en el efecto Vernier.



**Figura 13.29:** En la siguiente imagen se muestran cuatro espectros consecutivos, variando el parámetro  $\epsilon$  en intervalos regulares de 100 nm, de la reflectancia para el interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de fibra óptica en paralelo cuando  $\Lambda_{12} = 4\Lambda_{11} + 20 \mu\text{m} - \epsilon$ .





**Figura 13.30:** En la siguiente imagen se muestra el seguimiento de los nodos discernibles en las mediciones de la condición  $\Lambda_{12} = 4\Lambda_{11} + 20\mu m - \epsilon$  del **tercer armónico** en el efecto Vernier.

La parte 1 del presente estudio se destinó al desarrollo de los algoritmos necesarios para la observación y medición de las cantidades físicas cruciales determinantes en un interferómetro del tipo Fabry-Pérot extrínseco simple de fibra óptica como lo es el cambio al espacio de Fourier y diversas técnicas para la mejora de la señal medida como el filtrado y el *windowing* así como los parámetros óptimos para dichos algoritmos. Además, se construyó la metodología pertinente para la obtención de un modelo matemático que prediga las observaciones registradas en el laboratorio partiendo desde *primeros principios*. Por su parte, se ha podido determinar, en buena aproximación, las limitantes de los aparatos y técnicas de medición utilizadas como se muestra en la [figura 5.9](#) y en la [figura 5.11](#) donde se puede apreciar un incremento en la *exactitud* de las mediciones comparadas con los valores nominales (o de referencia) conforme el incremento (o tamaño de paso) en la montura de desplazamiento  $NRT150/M$  es mayor, variando desde un error relativo de aproximadamente 10 % para incrementos de 500  $\mu\text{m}$  hasta un error relativo del 40 % para incrementos de apenas 10  $\mu\text{m}$ . Aunque el enfoque de dicha parte no era analizar a detalle dichas variaciones ni mucho menos realizar un análisis estadístico, es fundamental tenerlas en cuenta.

Aunque dichas variaciones son prominentes para valores pequeños de los incrementos en la montura, con la tendencia general de los datos se puede concluir fácilmente, mediante una regresión lineal, que el incremento nominal de la montura concuerda con el incremento medido, es por esto que se toman varias muestras para cada escenario. En otras palabras, existe una prominente variación entre mediciones nominal y medida, sin embargo, dicha discrepancia se ve compensada con la tendencia general.

Por otro lado, con el modelo matemático desarrollado se puede predecir en gran medida la forma funcional en el dominio óptico y de Fourier los aspectos esenciales del espectro de la reflectancia del interferómetro simple Fabry-Pérot, sin embargo, existen pequeñas discrepancias que el modelo no predice y aparacen como múltiplos enteros de la longitud de camino óptico en cuestión.

Uno de las propuestas interesantes para esta parte es la optimización de parámetros de los algoritmos para integrarse en un único programa que automatice y minimice el error en las mediciones de la longitud de camino óptico en el espacio de Fourier, en el presente estudio se logró determinar empíricamente rangos

funcionales de estos valores para una única ventana (en la técnica windowing), la ventana *Kaiser-Bessel* debido a su generalidad y dinamismo mediante el parámetro  $\beta$ . Sin embargo, existen muchas más ventanas con más variedad de parámetros por analizar.

Una vez establecidas todas las bases, algoritmos, y técnicas especializadas para la correcta medición e interpretación de los espectros medidos en el laboratorio, se continuó a la segunda parte del presente estudio donde se analiza la respuesta de un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en serie de fibra óptica. La premisa de partida es sencilla, existen bastantes aplicaciones en el mundo de la industria, la medicina, y la investigación sobre diminutas moléculas o dispositivos inmersos en materiales líquidos. Dichas moléculas o dispositivos, en general, se podrían considerar como un segundo medio dieléctrico tal que se formaría un arreglo en serie de dos materiales dieléctricos consecutivamente.

Para desarrollar el modelo, y realizar observaciones preliminares se utilizaron materiales sólidos debido a la estabilidad que se proporciona con ellos al sistema.

Como ya se discutió anteriormente, dicho modelo, predice correctamente las observaciones esenciales en materiales sólidos de la respuesta del interferómetro tanto en el dominio óptico como en el de Fourier, no obstante, aparecen discrepancias que el modelo no predice y que, de nuevo, están relacionadas con múltiplos enteros de la longitud de camino óptico de los materiales y sus combinaciones (véase [figura 9.1](#) y [9.3](#)).

Cuando materiales líquidos son considerados en el sistema como uno de los medios dieléctricos, observaciones interesantes surgen. La primera de ellas es la inherente inestabilidad de los materiales líquidos en las interfaces de los medios dieléctricos. Al ser dispositivos altamente sensibles (los interferómetros Fabry-Pérot), pequeñas perturbaciones en el ambiente de trabajo tales como susurros, respiraciones, vibraciones de aparatos, dan lugar a deformaciones abruptas repentinas en el dominio óptico en las mediciones.

Por otro lado, el material líquido, necesariamente, debe colocarse en un recipiente contenedor. Se pudo determinar la formación de un menisco concavo hacia arriba en las mediciones realizadas con el contenedor 1 o contenedor pequeño. Dicho menisco está estrechamente relacionado con la propiedad de **capilaridad** de los líquidos. Además, se debe mencionar que la forma de la interfaz entre los medios dieléctricos debe ser plana para la correcta interpretación de los resultados, lo cual, fue bastante difícil de conseguir en el recipiente contenedor pequeño debido a sus dimensiones. Incluso, se pudo determinar la pérdida abrupta en la señal al realizar barridos sobre toda la superficie del recipiente contenedor. Existen alternativas interesantes para reducir la tensión superficial de los líquidos (que está relacionado con la **capilaridad** y por lo tanto con el menisco detectado) como ampliar las dimensiones del recipiente

(lo cuál fue considerado con el recipiente contenedor 2) y manipular químicamente el líquido para reducir su tensión superficial (método que también fue utilizado en las observaciones y cuya substancia fue obtenida en las instalaciones de la División de Ciencias e Ingenierías). Se observó la respuesta cuidadosamente con ambos métodos. Con el método de tratar el agua químicamente no se mostraron resultados muy distintos de los inicialmente discutidos y el problema del menisco y la planitud de la superficie persistía. Por su parte, con el método de utilizar un contenedor más grande tal que en la parte central de este la superficie fuera lo más plana posible, se consiguió mayor efectividad en cuanto a la reducción de la curvatura superficial. No obstante, otro problema más, se presentó y el cuál consistía en que, al ser un recipiente más grande, se necesita mucho más material líquido para llenarse y que se satisfagan las condiciones de planitud, pero, al mismo tiempo, la cantidad de agua entre la superficie altamente reflectante y la interfaz entre los medios dieléctricos, era difícil de controlar y por lo tanto, de medir. Se logró medir en ambos casos la respuesta del sistema e incluso la medición del índice de refracción del agua desionizada (véase [figura 9.9](#)) para el intervalo de longitudes de onda cercanas al infrarrojo y cuyo valor esta dentro de los reportados en la literatura para esa franja de longitudes de onda.

Por su parte, se logró detectar y observar los efectos de la **absorción** del agua con longitudes de onda cercanas al infrarrojo [1550, 1590] que se identifican como una atenuación de la señal en el dominio óptico en el intervalo mencionado (véase [figura 9.12](#)).

Además, también se pudo determinar que las pérdidas relacionadas a la propagación de la luz en un medio dieléctrico dependen de la longitud del medio lo cuál fue considerado en la última parte del estudio.

Es también de vital importancia esclarecer el hecho que la técnica de medición que consiste en cambiar al espacio de Fourier y que se utilizó en las primeras dos partes tiene una potente limitante que esta relacionada con el cambio al espacio de Fourier y el procesamiento digital de señales. Es bien sabido que el tiempo de grabación o espacio muestral de una señal digital es determinante en la obtención de la máxima resolución en el espacio de Fourier. Pues bien, para una señal digital se espacio muestral  $T = 80$  nm para la variable  $\lambda$ , la máxima resolución en el espacio de Fourier es del orden de 0.015 mm, es decir, de aproximadamente  $15 \mu\text{m}$ . Por lo que, aunque es posible determinar variaciones más sutiles que esta resolución en el espacio de Fourier mediante técnicas especializadas, esta restricción representa un aspecto importante a considerar.

Finalmente, con un interferómetro Fabry-Pérot extrínseco de dos cavidades en paralelo en fibra óptica y bajo las condiciones para la observación del **efecto**

**Vernier** se ha podido romper la barrera de medición discutida anteriormente en el espacio de Fourier.

En la parte 3 del presente estudio, se analizó la respuesta de esta variante del interferómetro con resultados prometedores. Para comenzar, se desarrolló un modelo matemático tomando en cuenta algunas de las observaciones realizadas en partes anteriores y además, se consideró las longitudes de las fibras del interferómetro para realizar predicciones más precisas. Nuevamente, el modelo predice gran parte de las observaciones esenciales tanto en el espacio de Fourier como en el dominio óptico. Con el modelo, además de predecir la localización de cantidades fundamentales en el espacio de Fourier como las clásicas longitudes de caminos ópticos, también se puede predecir la diferencia de longitudes entre ambas fibras ópticas y la parte crucial es que, con el mismo modelo se pueden predecir los resultados observados en el **efecto Vernier**. Con la [ecuación \(13.14\)](#) es posible determinar la variación de la longitud de onda en una configuración particular ante desplazamientos  $\delta$  del orden de nanómetros y asociar los resultados con una nueva manera de medir desplazamientos en el sistema únicamente rastreando la posición de puntos estratégicos en el espectro óptico.

Es de vital importancia reconocer la esencia del efecto Vernier, que no es más que un caso límite, cuando las frecuencias de dos ondas sinusoidales son extremadamente similares, por lo que, en principio, el efecto Vernier, puede ser observado en cualquier dispositivo que cumpla la característica de tener en un modelo matemático la suma algebraica de dos o más ondas sinusoidales. El efecto Vernier también se puede observar, bajo condiciones especiales en el interferómetro Fabry-Pérot de fibra óptica de dos cavidades en serie logrando así resultados similares. Sería interesante analizar más a fondo las posibles diferencias o similitudes, ventajas o desventajas de un arreglo experimental en serie contra uno en paralelo, pero dicho análisis está fuera del alcance del presente estudio.

En esta última parte del estudio, se determinó que bajo las condiciones del efecto Vernier es posible determinar una relación lineal entre el desplazamiento (o corrimiento) de todo el espectro en el dominio óptico y el desplazamiento realizado por la montura *NANOMax* que es completamente controlable en un laboratorio. Dichas condiciones permiten el desarrollo de sensores nanométricos puesto que se puede elegir un rango y condiciones especiales para caracterizar a fondo la respuesta y resolución de dichas variaciones en el espectro e incluso automatizar con un software.

Por otra parte, se ha podido determinar el que el rango óptimo para la observación, extracción de información útil, y automatización sencilla en un programa de computadora para la condición **fundamental** es cuando se satisface  $\Lambda_{12} = \Lambda_{11} + 20 \mu m \pm \delta$ . Cabe destacar que existe una relación observable donde entre más lejos de la condi-

ción **fundamental** la relación  $\frac{\Delta\lambda}{\Delta\epsilon}$  decrece. En otras palabras, entre más lejos de la condición de observación **fundamental**, más lento se desplaza todo el espectro con respecto al desplazamiento de la montura. En dicha condición se pueden rastrear hasta dos puntos.

Cabe destacar que ante un desplazamiento de la montura *NANOMax* todo el espectro en el dominio óptico se desplaza uniformemente. Sin embargo, la detección de algunos puntos cruciales para el seguimiento, no es lo suficientemente precisa debido a que se tiene que interpolar valores en ocasiones, por lo tanto, pueden presentarse variaciones de pendientes entre dos puntos distintos del espectro cuando está siendo rastreado en un conjunto de mediciones.

No obstante, se puede notar que cuando se cuenta con los suficientes datos, ambas pendientes son bastante similares lo cual concuerda con la premisa de que el espectro se desplaza uniformemente como una sola entidad y no presenta desplazamiento diferencial.

Por otro lado, para la condición **primer armónico** o bien  $\Lambda_{12} = 2\Lambda_{11} + \delta$ . Se logra diferenciar varias escalas de medición en el mismo espectro óptico, lo cual es de vital importancia puesto que amplía aún más el panorama de la resolución. Nuevamente, se observa la relación donde entre más lejos de la condición **primer armónico** la relación  $\frac{\Delta\lambda}{\Delta\epsilon}$  decrece y ahora, se pueden rastrear hasta seis puntos distintos.

Para la condición del **segundo armónico** o bien  $\Lambda_{12} = 3\Lambda_{11} + \delta$  se pueden rastrear hasta cinco puntos. Sin embargo se comienza a notar discrepancias más grandes entre las pendientes de las rectas de regresión lineal que sustentan la relación  $\frac{\Delta\lambda}{\Delta\epsilon}$ . Además, la idea de automatización comienza a ser difusa al presentarse variaciones más abruptas y de mayor cuidado. No obstante la relación  $\frac{\Delta\lambda}{\Delta\epsilon}$  decrece a medida que se aleja el dispositivo de la condición del **segundo armónico**.

Finalmente, en la condición del **tercer armónico** es bastante complicado rastrear puntos debido a la forma funcional del espectro en dominio óptico, por lo que, dicha condición es descartada para observaciones más especializadas.

Por lo tanto, se puede concluir que la condición ideal para el seguimiento automático con un software en la **fundamental**. Y las condiciones en donde mejor resolución se consigue son la de **primer armónico** que es bastante estable pero con menor resolución y la de **segundo armónico** donde la resolución es mayor pero la estabilidad es inferior.

Es fundamental discutir la importancia de la cantidad  $\frac{\Delta\lambda}{\Delta\epsilon}$  puesto que, dicha relación es una medida de la **resolución** para un dispositivo que opere en ese rango. Por ejemplo, la mejor resolución que se obtuvo con esta técnica fue de aproximadamente de 0.050 es decir, por cada 100 nm de desplazamiento de la montura, el espectro en

el dominio óptico se desplaza por  $\Delta\lambda \approx 0.050 \cdot 100 = 5 \text{ nm}$  que se puede entender como una resolución de 5 nm en esta escala en el dominio óptico.

Se necesitan observaciones más cuidadosas para caracterizar un dispositivo nanométrico que opere en estas escalas.

Finalmente, comparados con la técnica del espacio de Fourier con una resolución de aproximadamente  $15 \mu\text{m}$  con la técnica del efecto Vernier, se ha logrado ampliar la resolución hasta aproximadamente 5 nm, un aumento de tres ordenes de magnitud.

# Bibliografía

---

- [1] T. Yoshino, K. Kurosawa, K. Itoh y T. Ose. **Fiber-Optic Fabry-Perot Interferometer and its Sensor Applications**. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 30:10 (1982), 1612-1621. DOI: [10.1109/TMTT.1982.1131298](https://doi.org/10.1109/TMTT.1982.1131298) (vid. págs. 1, 17).
- [2] Nikolai Ushakov y Leonid Liokumovich. **Resolution limits of extrinsic Fabry-Perot interferometric displacement sensors utilizing wavelength scanning interrogation**. *Appl. Opt.* 53:23 (ago. de 2014), 5092-5099. DOI: [10.1364/AO.53.005092](https://doi.org/10.1364/AO.53.005092). URL: <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-53-23-5092> (vid. pág. 1).
- [3] Rongrong Xu, Shuang Liu, Qizhen Sun, Ping Lu y Deming Liu. **Experimental characterization of a Vernier strain sensor using cascaded fiber rings**. *IEEE Photonics Technology Letters* 24:23 (2012), 2125-2128 (vid. págs. 1, 77).
- [4] Matthew Sands Richard Feynman Robert Leighton. **The Feynman Lectures on Physics**. Vol. 1. Addison-Wesley, 1964 (vid. pág. 4).
- [5] J. Clerk Maxwell. **A dynamical theory of the electromagnetic field**. Royal Society (London), 1865 (vid. págs. 4, 8).
- [6] NIST. *Fundamental physical constants: Speed of light in vacuum*. 2018. URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?c> (vid. pág. 4).
- [7] I. H. Malitson. **Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica\***, †. *J. Opt. Soc. Am.* 55:10 (oct. de 1965), 1205-1209. DOI: [10.1364/JOSA.55.001205](https://doi.org/10.1364/JOSA.55.001205). URL: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josa-55-10-1205> (vid. pág. 5).
- [8] Eugene Hecht. **Óptica**. 3 Ed. Addison-Wesley, 2000 (vid. pág. 5).
- [9] Oxford University. **A dictionary of Physics**. 6 Ed. Oxford University Press, 2009 (vid. pág. 5).
- [10] Klaus Hentschel. **Das Brechungsgesetz in der Fassung von Snellius**. *Archive for History of Exact Sciences* (2001) (vid. pág. 6).
- [11] Britannica. **Agustin-Jean Fresnel**. Vol. 11. Encyclopedia Britannica, 2022 (vid. pág. 7).
- [12] Poynting John Henry. **On the transfer of energy in the electromagnetic field**. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 1884 (vid. pág. 8).
- [13] Matthew Sands Richard Feynman Robert Leighton. **The Feynman Lectures on Physics**. Vol. 2. Addison-Wesley, 1964 (vid. pág. 8).



- [14] William Wheeler. «Apparatus for lighting dwellings or other structures». 247229. 1881 (vid. pág. 11).
- [15] Hans Limberger. **Jean-Daniel Colladon symposium "milestones in light guiding"**. En: *2011 37th European Conference and Exhibition on Optical Communication*. 2011, 1-1 (vid. pág. 11).
- [16] Clarence W Hansell. «Picture transmission». US1751584A. 1927 (vid. pág. 11).
- [17] Larris Curtiss Brasil L. Hirschowitz. «Flexible light transmitting tube». 3010357. 1961 (vid. pág. 11).
- [18] Pierre Bouguer. **Essai D'Optique, Sur La Gradation De La Lumiere**. Kessinger Publishing, LLC, 1729 (vid. pág. 12).
- [19] Johan Heinrich Lambert. **Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae**. Augustae Vindelicorum : sumptibus viduae Eberhardi Klett typis Chistophori Petri Detleffsen, 1760 (vid. pág. 12).
- [20] August Beer. **Einleitung in die höhere Optik**. Braunschweig, F. Vieweg und Sohn, 1853 (vid. pág. 12).
- [21] Niels Bohr. **Nuevos ensayos sobre física atómica y conocimiento humano**. Madrid : Aguilar, 1970 (vid. pág. 12).
- [22] Sir Chandrasekhara V. Raman. *The molecular scattering of light. Nobel Lecture*. 1930 (vid. pág. 13).
- [23] Theodore H. Maiman. **The Laser Inventor**. Vol. 1. Springer Cham, 2018 (vid. pág. 15).
- [24] Tohru Sakimoto, Mark I Rosenblatt y Dimitri T Azar. **Laser eye surgery for refractive errors**. *The Lancet* 367:9520 (2006), 1432-1447. ISSN: 0140-6736. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0140-6736\(06\)68275-5](https://doi.org/10.1016/S0140-6736(06)68275-5). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0140673606682755> (vid. pág. 15).
- [25] Johannes Stock, Michael F. Zaeh y Markus Conrad. **Remote Laser Cutting of CFRP: Improvements in the Cut Surface**. *Physics Procedia* 39 (2012). Laser Assisted Net shape Engineering 7 (LANE 2012), 161-170. ISSN: 1875-3892. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.10.026>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389212025539> (vid. pág. 15).
- [26] Richard A. Schultz, Chris H. Okubo, Cheryl L. Goudy y Scott J. Wilkins. **Igneous dikes on Mars revealed by Mars Orbiter Laser Altimeter topography**. *Geology* 32:10 (oct. de 2004), 889-892. ISSN: 0091-7613. DOI: [10.1130/G20548.1](https://doi.org/10.1130/G20548.1). eprint: <https://pubs.geoscienceworld.org/gsa/geology/article-pdf/32/10/889/3527231/i0091-7613-32-10-889.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1130/G20548.1> (vid. pág. 15).

- [27] Ching-Hung Chang, Chung-Yi Li, Hai-Han Lu, Che-Yu Lin, Jian-Hua Chen, Zhi-Wei Wan y Chun-Jen Cheng. **A 100-Gb/s Multiple-Input Multiple-Output Visible Laser Light Communication System**. *J. Lightwave Technol.* 32:24 (dic. de 2014), 4121-4127. URL: <http://opg.optica.org/jlt/abstract.cfm?URI=jlt-32-24-4121> (vid. pág. 15).
- [28] F.E. Goodwin. **A review of operational laser communication systems**. *Proceedings of the IEEE* 58:10 (1970), 1746-1752. DOI: [10.1109/PROC.1970.7998](https://doi.org/10.1109/PROC.1970.7998) (vid. pág. 15).
- [29] Kurt Konolige, Joseph Augenbraun, Nick Donaldson, Charles Fiebig y Pankaj Shah. **A low-cost laser distance sensor**. En: *2008 IEEE International Conference on Robotics and Automation*. 2008, 3002-3008. DOI: [10.1109/ROBOT.2008.4543666](https://doi.org/10.1109/ROBOT.2008.4543666) (vid. pág. 15).
- [30] Marlen A. Gonzalez-Reyna, Edgar Alvarado-Mendez, Julian M. Estudillo-Ayala, Everardo Vargas-Rodriguez, Maria E. Sosa-Morales, Juan M. Sierra-Hernandez, Daniel Jauregui-Vazquez y Roberto Rojas-Laguna. **Laser Temperature Sensor Based on a Fiber Bragg Grating**. *IEEE Photonics Technology Letters* 27:11 (2015), 1141-1144. DOI: [10.1109/LPT.2015.2406572](https://doi.org/10.1109/LPT.2015.2406572) (vid. pág. 15).
- [31] Y. Zaatar, J. Bechara, A. Khoury, D. Zaouk y J.-P. Charles. **Diode laser sensor for process control and environmental monitoring**. *Applied Energy* 65:1 (2000), 107-113. ISSN: 0306-2619. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0306-2619\(99\)00090-2](https://doi.org/10.1016/S0306-2619(99)00090-2). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306261999000902> (vid. pág. 15).
- [32] Z. L. Ran, Y. J. Rao, W. J. Liu, X. Liao y K. S. Chiang. **Laser-micromachined Fabry-Perot optical fiber tip sensor for high-resolution temperature-independent measurement of refractive index**. *Opt. Express* 16:3 (feb. de 2008), 2252-2263. DOI: [10.1364/OE.16.002252](https://doi.org/10.1364/OE.16.002252). URL: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-16-3-2252> (vid. pág. 15).
- [33] Zengling Ran, Yunjiang Rao, Jian Zhang, Zhiwei Liu y Bing Xu. **A Miniature Fiber-Optic Refractive-Index Sensor Based on Laser-Machined Fabry-Perot Interferometer Tip**. *Journal of Lightwave Technology* 27:23 (2009), 5426-5429. DOI: [10.1109/JLT.2009.2031656](https://doi.org/10.1109/JLT.2009.2031656) (vid. pág. 15).
- [34] Albert Abraham Michelson y Edward W. Morley. **On the relative motion of the Earth and the luminiferous ether**. *American Journal of Science* s3-34 (), 333-345 (vid. pág. 16).
- [35] Charles Fabry y Alfred Pérot. **Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air**. *Ann. Chim. Phys.* 12 (), 459-501 (vid. pág. 16).
- [36] J. Ring. **The Fabry-Perot interferometer in Astronomy**. *Astronomical Optics and Related Subjects* 1 (1956), 381-388 (vid. pág. 16).
- [37] C. Fabry y H. Bulsson. **L'absorption de l'ultraviolet par l'ozone et la limite du spectre solaire**. *J. Phys* 3 (1913), 196-206 (vid. pág. 16).

- [38] Md. Rajibul Islam, Muhammad Mahmood Ali, Man-Hong Lai, Kok-Sing Lim y Harith Ahmad. **Chronology of Fabry-Perot Interferometer Fiber-Optic Sensors and Their Applications: A Review**. *Sensors* 14:4 (2014), 7451-7488. ISSN: 1424-8220. DOI: 10.3390/s140407451. URL: <https://www.mdpi.com/1424-8220/14/4/7451> (vid. pág. 17).
- [39] Micron Optics Inc. *Optical Sensing Interrogator: Datasheet*. 2008. URL: <https://lunainc.com/sites/default/files/assets/files/resource-library/sm130%5C%20Drawing.pdf> (vid. pág. 20).
- [40] Thorlabs. *150 mm Motorized Linear Translation Stage, Stepper Motor, M6 Taps:User Guide*. 2019. URL: [https://www.thorlabs.com/drawings/9f9684969e6d3ea9-63655F8E-C2ED-4C06-D9961C3031559F6D/NRT150\\_M-Manual.pdf](https://www.thorlabs.com/drawings/9f9684969e6d3ea9-63655F8E-C2ED-4C06-D9961C3031559F6D/NRT150_M-Manual.pdf) (vid. pág. 20).
- [41] Thorlabs. *NanoMax-TS Max350D/M:User Guide*. 2018. URL: [https://www.thorlabs.com/drawings/9f9684969e6d3ea9-63655F8E-C2ED-4C06-D9961C3031559F6D/MAX350D\\_M-Manual.pdf](https://www.thorlabs.com/drawings/9f9684969e6d3ea9-63655F8E-C2ED-4C06-D9961C3031559F6D/MAX350D_M-Manual.pdf) (vid. pág. 20).
- [42] Gerd Keiser. **Optical Fiber Communications**. 3 Ed. Section 2.2. McGraw Hill, 2000 (vid. pág. 26).
- [43] Paul A. Williams. *NIST Artifact standards for fiber optic metrology*. 200 (vid. pág. 30).
- [44] The fiber optic association. *Optical Fiber*. 2018. URL: <https://www.thefoa.org/tech/ref/basic/fiber.html> (vid. pág. 30).
- [45] Press W. Teukolsky S. Vetterline W.T y Flannery B.P. **Numerical Recipes**. Cambridge University Press, 2007 (vid. pág. 38).
- [46] H. Nyquist. *Certain topics in telegraph transmission theory*. 1928 (vid. pág. 38).
- [47] C. Shannon. *Communication in the presence of noise*. 1949 (vid. pág. 38).
- [48] Fredric J. Harris. **On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform**. En: *Proceedings of the IEE*. Vol. 66. 1. 1978, 51-83 (vid. pág. 40).
- [49] SIEMENS. *Windows and Spectral Leakage*. 2019. URL: <https://community.sw.siemens.com/s/article/windows-and-spectral-leakage> (vid. pág. 40).
- [50] Brian McFee. **Digital Signals Theory**. Brian McFee, 2020 (vid. pág. 40).
- [51] R.W. Schafer A.V. Oppenheim. **Tratamiento de señales en tiempo discreto**. 3.<sup>a</sup> ed. Prentice Hall, 2009 (vid. pág. 40).
- [52] Israel Alejandro Gómez Pérez. *Codigos Tesis*. 2022. URL: [https://github.com/AlejandroGoper/Codigos\\_Tesis](https://github.com/AlejandroGoper/Codigos_Tesis) (vid. págs. 50, 95, 104).

- [53] Mao-qing Chen, Yong Zhao, He-ming Wei y Sridhar Krishnaswamy. **Cascaded FPI/LPFG interferometer for high-precision simultaneous measurement of strain and temperature**. *Optical Fiber Technology* 53 (2019), 102025. ISSN: 1068-5200. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2019.102025>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S106852001930505X> (vid. pág. 52).
- [54] Qin Tian, Guoguo Xin, Kok-Sing Lim, Yudong He, Ji Liu, Harith Ahmad, Xiaochong Liu y Hangzhou Yang. **Cascaded Fabry-Perot interferometer-regenerated fiber Bragg grating structure for temperature-strain measurement under extreme temperature conditions**. *Opt. Express* 28:21 (oct. de 2020), 30478-30488. DOI: 10.1364/OE.403716. URL: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-28-21-30478> (vid. pág. 52).
- [55] Cheng Zhou, Yanjun Song, Qian Zhou, Jiajun Tian y Yong Yao. **Ultra-High-Sensitivity Humidity Fiber Sensor Based on Harmonic Vernier Effect in Cascaded FPI**. *Sensors* 22:13 (2022). ISSN: 1424-8220. DOI: 10.3390/s22134816. URL: <https://www.mdpi.com/1424-8220/22/13/4816> (vid. pág. 52).
- [56] Zhigang Li, Jiajun Tian, Yuzhu Jiao, Yunxu Sun y Yong Yao. **Simultaneous Measurement of Air Pressure and Temperature Using Fiber-Optic Cascaded Fabry-Perot Interferometer**. *IEEE Photonics Journal* 11:1 (2019), 1-10. DOI: 10.1109/JPHOT.2018.2884776 (vid. pág. 52).
- [57] S. Kedenburg, M. Vieweg, T. Gissibl y H. Giessen. **Linear refractive index and absorption measurements of nonlinear optical liquids in the visible and near-infrared spectral region**. *Opt. Mater. Express* 2:11 (nov. de 2012), 1588-1611. DOI: 10.1364/OME.2.001588. URL: <https://opg.optica.org/ome/abstract.cfm?URI=ome-2-11-1588> (vid. págs. 67, 72).
- [58] NIST. *Liquid water IR spectrum*. 2021. URL: <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C7732185&Units=SI&Type=IR-SPEC&Index=1#IR-SPEC> (vid. pág. 74).
- [59] Peng Zhang, Ming Tang, Feng Gao, Benpeng Zhu, Songnian Fu, Jun Ouyang, Perry Ping Shum y Deming Liu. **Cascaded fiber-optic Fabry-Perot interferometers with Vernier effect for highly sensitive measurement of axial strain and magnetic field**. *Optics express* 22:16 (2014), 19581-19588 (vid. pág. 77).
- [60] Jin Zhang, Hao Liao, Ping Lu, Xinyue Jiang, Xin Fu, Wenjun Ni, Deming Liu y Jianghan Zhang. **Ultrasensitive Temperature Sensor With Cascaded Fiber Optic Fabry-Perot Interferometers Based on Vernier Effect**. *IEEE Photonics Journal* 10:5 (2018), 1-11. DOI: 10.1109/JPHOT.2018.2865449 (vid. pág. 77).
- [61] Jiewen Li, Meng Zhang, Minggui Wan, Chunli Lin, Shihong Huang, Cuihong Liu, Qingping He, Xiaozhong Qiu y Xiaohui Fang. **Ultrasensitive refractive index sensor based on enhanced Vernier effect through cascaded fiber core-offset pairs**. *Opt. Express* 28:3 (feb. de 2020), 4145-4155. DOI: 10.1364/OE.384815. URL: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-28-3-4145> (vid. pág. 77).

- [62] Hongfeng Lin, Fufei Liu, Huiyong Guo, Ai Zhou y Yutang Dai. **Ultra-highly sensitive gas pressure sensor based on dual side-hole fiber interferometers with Vernier effect.** *Opt. Express* 26:22 (oct. de 2018), 28763-28772. DOI: 10.1364/OE.26.028763. URL: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-26-22-28763> (vid. pág. 77).



Asunto: Carta aval de Sinodal

León, Gto., 8 de Junio, 2023

**Dr. David Yves Ghislain Depeline**  
**Director de la División de Ciencias e Ingenierías**

**Presente**

Por medio de la presente hago constar que he revisado la tesis titulada: “*Estudio de la respuesta de un sistema de dos interferómetros Fabry-Pérot extrínsecos de fibra óptica en paralelo y en serie*” que presente el C. Israel Alejandro Gómez Pérez para obtener el grado de Licenciado en Ingeniería Física.

Le comunico que he discutido cuidadosamente dicha tesis con el sustentante, a quien le he hecho llegar mis comentarios y correcciones. Le expreso además que en lo general me parece un buen trabajo por lo que avalo su presentación.

Sin otro particular, quedo de Uds. Para cualquier asunto relacionado con este documento.

Atentamente

A handwritten signature in blue ink, appearing to read "Miguel Angel Vallejo Hernández".

Dr. Miguel Angel Vallejo Hernández

**Profesor Investigador**

**DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA FÍSICA,**  
**DIVISION DE CIENCIAS E INGENIERÍAS, CAMPUS LEÓN**

Loma del Bosque 103, Fracc. Lomas del Campestre, C.P. 37150 León, Gto., México. Tel. (477) 788-5100, Fax: (477) 788-5100 ext. 8411, <http://www.fisica.ugto.mx>



León, Gto., 29 de mayo del 2023

DR. DAVID DELEPINE  
DIVISIÓN DE CIENCIAS E INGENIERÍAS, CAMPUS LEÓN  
DIRECTOR

P R E S E N T E

Por medio de la presente, como miembro del jurado calificador designado para revisar el trabajo de grado con título ***“Estudio de la respuesta de un sistema de dos interferómetros Fabry-Pérot extrínsecos de fibra óptica en paralelo y en serie”*** que sustenta el ***C. Israel Alejandro Gómez Pérez*** con el fin de obtener el grado de ***Licenciatura en Ingeniería Física***, hago constar que he leído el trabajo y que avalo el contenido y calidad del mismo como un trabajo de Tesis de Licenciatura.

Sin más por el momento le envío saludos cordiales, quedando de usted para cualquier aclaración.

Atentamente,

Lorena Velázquez I.

Dra. Lorena Velázquez Ibarra

Profesora Asociada C



León, Gto., a 24 de mayo de 2023  
Asunto: **Revisión de Tesis**

**DR. DAVID YVES GHISLAIN DELEPINE**  
**DIRECTOR**  
**DIVISIÓN DE CIENCIAS E INGENIERIAS**  
**CL -UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO**

A través de la presente constato que he revisado la tesis del C. **Israel Alejandro Gómez Pérez** con el fin de obtener el grado de Licenciatura en Ingeniería Física. El trabajo de tesis se titula “**Estudio de la respuesta de un sistema de dos interferómetros Fabry-Pérot extrínsecos de fibra óptica en paralelo y en serie.**”. En este estudio realizado por Alejandro desarrolla analítica, numérica y experimentalmente el estudio de interferómetros Fabry-Pérot basados en fibra óptica de una y dos cavidades, analizando la estabilidad y mostrando aplicaciones de estas configuraciones. El trabajo de titulación satisface con la completez y solidez de un proyecto de titulación a nivel licenciatura. También se han hecho las correcciones pertinentes al documento de la tesis. Además, he cuestionado a Alejandro en los temas relacionados a su trabajo de tesis, demostrando su amplio dominio en los temas abordados en su trabajo de tesis. Por lo que considero que ya se puede proceder con la disertación de tesis.

Sin más por el momento le envío saludos cordiales.

Atentamente

Una firma manuscrita en tinta azul que parece decir "Carlos Wiechers Medina".

Dr. Carlos Herman Wiechers Medina  
Profesor-Investigador

Tel. +52 (477) 7885100 Ext. 3867  
Cel. +52 (477) 1080605  
e-mail 1: [carherwm@fisica.ugto.mx](mailto:carherwm@fisica.ugto.mx)  
e-mail 2: [ch.wiechers@ugto.mx](mailto:ch.wiechers@ugto.mx)



**Oficio número: AGV-06-001**

**Asunto:** Carta conformidad

Tesis de Licenciatura en Ingeniería Física del estudiante Israel Alejandro Gómez Pérez.  
León Gto., junio 15, 2023.

**DR. DAVID YVES GHISLAIN DELEPINE  
DIRECTOR DE LA DIVISIÓN DE CIENCIAS E INGENIERÍAS  
CAMPUS LEÓN  
PRESENTE**

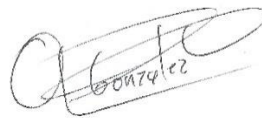
Estimado Dr. Delepine:

Sirva la presente para hacer de su conocimiento que he revisado el trabajo titulado **“Estudio de la respuesta de un sistema de dos interferómetros Fabry-Pérot extrínsecos de fibra óptica en paralelo y en serie”** que para obtener el grado de Licenciado en Ingeniería Física pone a consideración el **C. Israel Alejandro Gómez Pérez**.

Le comunico que en mi opinión el trabajo reúne las características de nivel y calidad necesarias para una tesis de licenciatura. Asimismo, he discutido con el **C. Gómez** algunos aspectos de su trabajo y le he indicado las correcciones que considero pertinentes, las cuales ha incluido en la versión final del trabajo. De esta manera no tengo objeciones para la presentación del mismo de acuerdo a la reglamentación respectiva.

Agradeciendo la atención prestada a la presente, me despido

**A T E N T A M E N T E.**  
**“LA VERDAD OS HARÁ LIBRES”**



---

Dr. Arturo González Vega  
Profesor del DIQEB

C.c.p Israel Alejandro Gómez Pérez  
C.c.p. Archivo AGV.

**DEPARTAMENTO DE INGENIERÍAS QUÍMICA, ELECTRÓNICA Y BIOMÉDICA**

Lomas del Bosque #103,

Lomas de Campestre, León Gto.

C.P. 37150

(477) 788 5100 Ext. 8435, Fax. Ext. 8410

[www.diqeb.ugto.mx](http://www.diqeb.ugto.mx)