

Fabry Perot detector for low coherence interferometry

Detectores para interferometría de baja coherencia con cavidades Fabry Perot

S. Cerrotta^{1,2,S*}, J.R. Torga^{1,2,S}, E.N. Morel^{1,2}

1. Grupo de Fotónica Aplicada, Facultad Regional Delta, Universidad Tecnológica Nacional, San Martín 1175, Campana, Buenos Aires, Argentina

2. Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Godoy Cruz 2290, CABA, Argentina

(*) E-mail: scerrottoa@frd.utn.edu.ar S: miembro de la Asociación de Físicos de Argentina AFA

Received: 17/02/2023

Accepted: 08/05/2023

DOI: 10.7149/OPA.56.2.51130

ABSTRACT:

Two theoretical detector have been designed for different wavelengths based on Fabry Perot cavities for application in the frequency domain low coherence interference (FD-LCI) technique. A one-dimensional axial detector consisting of a variable-width cavity with a photodiode and another radial detector with fixed cavity with a linear array or camera. Theoretical feasibility was demonstrated by performing simulations of Gaussian beams propagating through cavities with different characteristics. The parameters were optimized in order the detectors are centered at 850 nm, with ranges of 60 nm and resolution below the nanometer for waist beam of 500 μm , typical conditions of the sources and detectors used in FD-LCI. In addition, the design contemplates the possibility of using them simultaneously.

Key words: low coherence interferometry, FD-LCI, Fabry Perot cavities, spectral detectors.

RESUMEN:

Se proponen dos diseños teóricos de detectores de intensidad para distintas longitudes de onda basados en cavidades Fabry Perot para ser aplicados en la técnica de interferometría de baja coherencia en el dominio de las frecuencias (FD-LCI). Un detector axial unidimensional que consta de una cavidad variable con un fotodiodo y otro detector radial con cavidad fija y con un array lineal o cámara. Se demostró su factibilidad teórica realizando simulaciones de haces gaussianos propagándose a través de cavidades con diferentes características. Se optimizaron los parámetros para que los detectores estén centrados en 850 nm, con rangos de 60 nm y resolución por debajo del nanómetro para haces de 500 μm de cintura, condiciones típicas de las fuentes y detectores usadas en FD-LCI. Además, el diseño contempla la posibilidad de usarlos simultáneamente.

Palabras clave: interferencia de baja coherencia, FD-LCI, cavidades Fabry Perot, detectores espectrales.

REFERENCIAS Y ENLACES

- [1] C. K. Hitzengerger, "Measurement of corneal thickness by low-coherence interferometry," *Appl. Opt.*, vol. 31, no. 31, p. 6637, 1992.
- [2] W. Drexler and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography: Technology and applications, second edition," *Opt. Coherence Tomogr. Technol. Appl. Second Ed.*, pp. 1-2571.
- [3] N. R. Huber and A. Ferrero, "Advances in broad bandwidth light sources for ultrahigh resolution optical coherence tomography," 2004.
- [4] J. Fujimoto and E. Swanson, "The development, commercialization, and impact of optical coherence tomography," *Investig. Ophthalmol. Vis. Sci.*, vol. 57, no. 9, pp. OCT1-OCT13, 2016.



- [5] J. Park, J.-A. Kim, H. Ahn, J. Bae, and J. Jin, "A Review of Thickness Measurements of Thick Transparent Layers Using Optical Interferometry," *Int. J. Precis. Eng. Manuf.*, vol. 20, no. 3, pp. 463–477, 2019.
- [6] M. Kogel-Hollacher, S. Andre, and T. Beck, "Low-coherence interferometry in laser processing: a new sensor approach heading for industrial applications," *Interferom. XIX SPIE*, vol. 10749, pp. 319–329, 2018.
- [7] S. Cerrotta, E. N. Morel, F. C. Alvira, and J. R. Torga, "Large axial range frequency-domain optical low coherence interferometry," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 31, no. 2, 2019
- [8] L. J. Cusato, S. Cerrotta, J. R. Torga, and E. N. Morel, "Extending low-coherence interferometry dynamic range using heterodyne detection," *Opt. Lasers Eng.*, vol. 131, 2020.
- [9] M. Sallese, P. Tabla, S. Cerrotta, N. E. Morel, and R. J. Torga, "Desarrollo de un equipo basado en un interferómetro de baja coherencia para medición de topografía y tomografía de materiales," in *XI Corende*, 2017.
- [10] S. Kim, M. Crose, W. J. Eldridge, B. Cox, W. J. Brown, and A. Wax, "Design and implementation of a low-cost, portable OCT system," *Biomed. Opt. Express*, vol. 9, no. 3, p. 1232, 2018.
- [11] G. Liu, M. Han, and W. Hou, "High-resolution and fast-response fiber-optic temperature sensor using silicon Fabry-Pérot cavity," *Opt. Express*, vol. 23, no. 6, p. 7237, 2015.
- [12] T. Steinmetz, T. Wilken, C. Araujo-Hauck, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, and T. Udem, "Fabry-Pérot filter cavities for wide-spaced frequency combs with large spectral bandwidth," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 96, no. 2–3, pp. 251–256, 2009.
- [13] A. P. Jathoul *et al.*, "Deep in vivo photoacoustic imaging of mammalian tissues using a tyrosinase-based genetic reporter," *Nat. Photonics*, vol. 9, no. 4, pp. 239–246, 2015.
- [14] E. Zhang, J. Laufer, and P. Beard, "Backward-mode multiwavelength photoacoustic scanner using a planar Fabry-Perot polymer film ultrasound sensor.pdf," vol. 47, no. 4, 2008.
- [15] D. Hunger, T. Steinmetz, Y. Colombe, C. Deutsch, T. W. Hänsch, and J. Reichel, "A fiber Fabry-Perot cavity with high finesse," *New J. Phys.*, vol. 12, 2010.
- [16] J. Aasi *et al.*, "Advanced LIGO," *Class. Quantum Gravity*, vol. 32, no. 7, 2015.
- [17] Y. Tsujiie and Y. Kawamura, "Micro Fabry-Pérot Interferometer at Rayleigh Range," *Sci. Rep.*, vol. 8, no. 1, pp. 1–6, 2018.
- [18] J. Degallaix, "OSCAR a Matlab based optical FFT code," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 228, 2010.
- [19] M. Choma, M. Sarunic, C. Yang, and J. Izatt, "Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography," *Opt. Express*, vol. 11, no. 18, p. 2183, 2003.
- [20] T. J. Eom *et al.*, "Narrowband wavelength selective detector applicable SD-OCT based on Fabry-Perot tunable filter and balanced photoreceiver," *Coherence Domain Opt. Methods Opt. Coherence Tomogr. Biomed. XII*, vol. 6847, no. 2008, p. 68470R, 2008.
- [21] S. Cerrotta, E. N. Morel, and J. R. Torga, "Interferencia de anillos con haces gaussianos y esféricos en Cavidades Fabry Perot medianas," *Ajea*, no. 5, 2020.
- [22] H. Kogelnik and T. Li, "Laser Beams and Resonators," *Proc. IEEE*, vol. 54, no. 10, pp. 1312–1329, 1966.
- [23] T. D. Visser and E. Wolf, "The origin of the Gouy phase anomaly and its generalization to astigmatic wavefields," *Opt. Commun.*, vol. 283, no. 18, pp. 3371–3375, 2010.
- [24] D. M. Marques, J. A. Guggenheim, R. Ansari, E. Z. Zhang, P. C. Beard, and P. R. T. Munro, "Modelling Fabry-Pérot etalons illuminated by focussed beams," *Opt. Express*, vol. 28, no. 5, p. 7691, 2020.
- [25] H. Abu-Safia, R. Al-Tahtamouni, I. Abu-Aljarayesh, and N. A. Yusuf, "Transmission of a Gaussian beam through a Fabry-Perot interferometer," *Appl. Opt.*, vol. 33, no. 18, p. 3805, 1994.
- [26] Y. Bao, F. Zhou, T. W. LeBrun, and J. J. Gorman, "Concave silicon micromirrors for stable hemispherical optical microcavities," *Opt. Express*, vol. 25, no. 13, p. 15493, 2017.



1. Interferencia de baja Coherencia en el dominio de las frecuencias y cavidades Fabry Perot

La interferometría de baja coherencia en el dominio de las frecuencias (FD-LCI) [1] y la tomografía óptica coherente en el dominio de las frecuencias (FD-OCT) son técnicas establecidas hace ya varios años, ambas técnicas tienen principios similares, pero la FD-OCT se puede extender a muestreos en 2 y 3 dimensiones [2]. Ambas utilizan fuentes de luz con varias longitudes de onda que a través de sus respectivas señales de interferencias obtienen información de las diferencias de camino óptico (DCO) de la muestra de interés sin necesidad de contacto y en tiempo real, logrando realizar topografías o tomografías con resoluciones micrométricas y distancias máximas del orden de los milímetros. Las configuraciones típicas de FD-LCI emplean fuentes de luz supercontinuas o de diodos superluminiscentes centrados en longitudes de onda generalmente alrededor de los 800 nm o 1300 nm, con anchos de decenas o incluso centenas de nanómetros [3]. Para la detección se utiliza un espectrómetro, el cual está altamente optimizado para esas aplicaciones, pero no deja de tener ciertos inconvenientes como la pérdida de energía en el orden cero de la red de difracción, la introducción de dispersión cromática y la no linealidad en la señal detectada, configuraciones de uso que se apartan considerablemente del eje óptico y la limitación del máximo rango de medición debido a la cantidad y tamaño de los píxeles del array. Estas técnicas han sido y continúan siendo ampliamente usadas, investigadas, desarrolladas e incluso comercializadas en el ámbito de la Medicina en general [4], especialmente en la oftalmología en sus inicios y más recientemente en aplicaciones de endoscopias. En los últimos años, las grandes potencialidades no invasivas de FD-LCI han comenzado a despertar interés también en el ámbito industrial especialmente en el área de ensayos no destructivos [5], [6]. Este tipo de aplicaciones demandan prestaciones sutilmente diferentes a las aplicaciones médicas, es por eso que se están realizando nuevas investigaciones para extender el rango máximo de medición [7], [8], desarrollar equipos robustos, versátiles y personalizados [9] que puedan ser aplicados a las necesidades específicas de las diferentes líneas de producción y conseguir que el costo económico sea lo más bajo posible para que la aplicación sea redituable [10].

Las cavidades Fabry Perot (FP) están conformadas por dos espejos enfrentados donde múltiples reflexiones de una onda incidente interfieren, tanto de manera constructiva como destructiva. Para optimizar la resonancia se puede controlar la interferencia de las reflexiones con mucha sensibilidad modificando parámetros como: la longitud de onda incidente, la reflectividad y forma de los espejos, las dimensiones de la cavidad y la forma del haz. Esta gran potencialidad hizo que las cavidades FP sean utilizadas en diversas áreas como Astronomía, Fotónica, Metrología, Telecomunicaciones e inclusive Electrodinámica Cuántica. En torno a las cavidades FP se desarrollaron aplicaciones tecnológicas como detectores de temperatura [11], elementos seleccionadores de frecuencias [12], sensores en imágenes biomédicas [13], detectores de ultrasonido [14], intensificadores de campos electromagnéticos ultra localizados [15] e incluso son parte de detectores de ondas gravitacionales [16]. Por estas razones existen distintos métodos de fabricación [17], comercialización y simulación [18] de estas cavidades para diferentes dimensiones y reflectividades. En especial, las cavidades FP en fibra óptica abrieron nuevas posibilidades de generar micro-cavidades con alta fineza de una manera relativamente sencilla [15].

Si bien ya existe un vínculo entre las cavidades FP y FD-LCI a través las fuentes de luz llamadas de barrido (SS-LCI) [19], donde usan una cavidad FP de ancho variable para estimular la emisión de diferentes longitudes de onda y así tener láseres sintonizables como fuente de luz de baja coherencia. Este trabajo se enfoca en utilizar esta cavidad no como fuente de luz, si no en la detección, donde generalmente se utiliza un espectrómetro. Modificando controladamente las características de la cavidad es posible detectar distintas longitudes de onda y medir su intensidad tanto axialmente (sobre el eje óptico) [20] como radialmente (perpendicular al eje óptico) [21] mediante fotodiodos o arrays 2D.

En este trabajo se presenta el diseño, con sus correspondientes simulaciones, de dos formas de detección de la técnica de FD-LCI utilizando cavidades FP para rangos espectrales centrados en 850 nm y anchos de 60 nm, valores típicos de los diodos superluminiscentes ampliamente usados en esta técnica, y de resoluciones por debajo del nanómetro, típico de los espectrómetros. La primera de las formas de detección propuestas es una cavidad de ancho variable donde la intensidad asociada a la longitud resonante sobre el eje axial es detectada con un fotodiodo, denominaremos a esta modalidad "Axial". La segunda es una cavidad de ancho fijo donde la propagación radial genera diferentes intensidades espacialmente distribuidas de las diferentes longitudes de onda y la intensidad es detectada con un arreglo lineal o cámara. Denominaremos a esta modalidad "Radial".

2. Propagación de haces Gaussianos en cavidades Fabry Perot

Para poder comprender el patrón de intensidad a la salida de una cavidad FP al ser iluminada con una señal de interferencia típica de LCI se realizaron simulaciones en Python de ondas electromagnéticas propagándose a través de ella como haces Gaussianos, ver Fig. 1, para diferentes intensidades de cada longitud de onda λ . A partir de estas simulaciones se buscó optimizar el diseño de la cavidad.

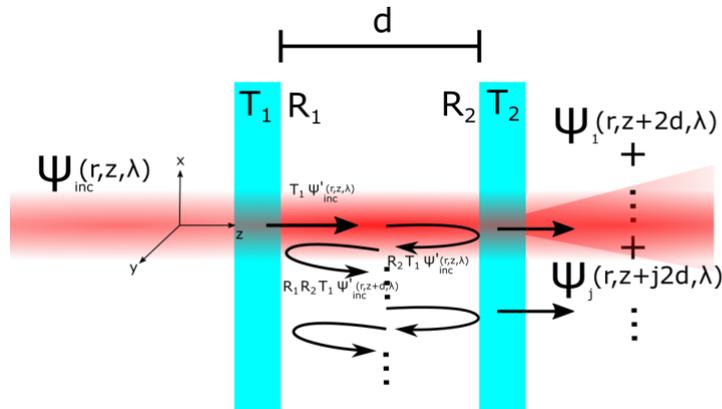


Fig. 1: Esquema de una cavidad Fabry Perot de ancho d conformada por dos espejos al ser iluminada por un haz Gaussiano, se detallan las múltiples reflexiones y sus distancias recorridas. Se desprecian las reflexiones en las caras externas de los espejos.

2.a. Haces Gaussianos

La fuente de luz se modeló como un haz gaussiano complejo Ψ cuyo campo eléctrico se propaga en la dirección z con una cintura $w(z)$ que representa el radio del haz, donde w_0 es el valor de la cintura cuando se encuentra enfocado ($z = 0$), y con radio de curvatura $C(z)$ [22]. En la Fig. 2, se pueden observar los valores característicos de estos parámetros a medida que el haz se propaga. Se eligió un $w_0 = 500 \mu\text{m}$, para valores de w_0 mas pequeños la variación de la cintura se hace más notoria. El valor elegido es típico en las fuentes colimadas y/o salidas de fibras comúnmente utilizadas en estas técnicas y además permite que el haz se propague grandes distancias sin variaciones considerables.

$$\Psi(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w(z)^2}} e^{-i\left(kz - \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) + \frac{kr^2}{2C(z)}\right)} \quad (1)$$

$$\text{Con } w(z) = \sqrt{w_0^2 \left(1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right)} \text{ y } C(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right). \quad (2)$$

Esta descripción matemática del haz modela el perfil de amplitud y el de fase de la onda. La fase está conformada por el término kz característico de una onda plana con frecuencia espacial $k = 2\pi/\lambda$. El término del arco tangente, también denominado fase de Gouy [23], que puede ser considerado constante para las características de nuestro experimento. Por último, el término de $kr^2/2C(z)$, el cual depende de las direcciones perpendiculares, x e y , a la dirección de propagación del haz con $r^2 = x^2 + y^2$. Este factor tiende a generar un frente de onda plano para z tendiendo a cero como también cuando tiende a infinito, para z intermedios se asemeja una onda esférica, con curvatura del frente de onda variable. Este último término de fase tiene gran relevancia para la formación del patrón de anillos, si el frente de onda fuese siempre plano nunca se los podría observar.

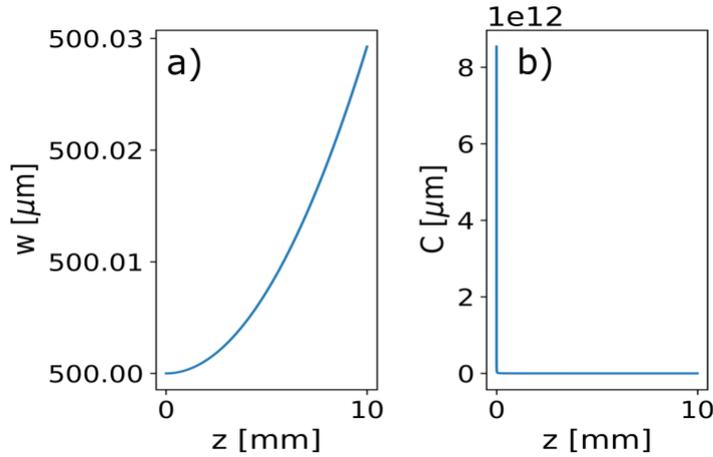


Fig. 2: Simulación de a) la cintura y b) el radio de curvatura del haz gaussiano en función de la distancia de propagación z para una cintura inicial de $500 \mu\text{m}$ y una longitud de onda de 850 nm .

2.b. Cavidad Fabry Perot

Una cavidad FP consta de dos interfases enfrentadas que generan varias reflexiones superpuestas donde sus amplitudes van a depender de los coeficientes de transmisión y reflexión de las interfases, ver Fig. 1. Si los coeficientes de reflexión $R_{1,2}$ son elevados, se suele denominarlo Etalon [24]. Una manera sencilla de generar este tipo de cavidad es colocando dos espejos paralelos separados cierta distancia d . Por lo tanto, la intensidad a la salida de la cavidad, o también denominada función de transferencia de intensidad (ITF) se puede calcular como el módulo cuadrado de la sumatoria de todas las ondas reflejadas con su correspondiente amplitud:

$$I_{ITF}(r, z, \lambda) = \left| \sum_j T'_1 T_1 T_2 T'_2 (G_1 R_1 G_2 R_2)^j \Psi_j(r, z + j2d, \lambda) \right|^2 \quad (3)$$

Donde T'_1, T_1, T_2 y T'_2 son los coeficientes de transmisión en las distintas interfases, T'_1 y T'_2 corresponden a las interfases externas de los espejos. Los coeficientes G_1 y G_2 hacen referencia al posible desfase debido a la geometría de las interfases de la cavidad, en particular si son espejos cóncavos con distancia focal f el coeficiente vale $e^{-\frac{ikr^2}{2f}}$. Las reflexiones en las caras externas de los espejos fueron despreciadas por simplicidad, suponiendo coeficientes de reflexión bajos. Debido a la simetría circular de la cavidad el modo transversal fundamental puede ser modelado con una forma gaussiana. Además, alineando adecuadamente la cavidad se puede estimular mayormente el modo fundamental respecto de los modos superiores. Por estos motivos se trabajó modelando la luz como un haz gaussiano.

Dos características importantes en las cavidades son la fineza F y el rango espectral libre FSR (por sus siglas en inglés). La fineza es el ancho característico de la resonancia, cuantas más reflexiones existan dentro de la cavidad mayor será la fineza y más concentrada se encontrará la energía. Por el otro lado, el FSR es la cantidad de longitudes de onda que pueden existir sin superponerse entre dos órdenes consecutivos de resonancia, permite saber cuántas longitudes de onda puede resolver el sistema. Estas características determinarán la resolución espectral δ_λ , que es la distancia mínima en longitudes de onda a la cual los picos se superponen a altura mitad. En la Fig. 3.a), se muestra la ITF de una cavidad FP con d variable, coeficientes de reflectividad de 0.94 que generan una $F = 50$, se ilumina con un haz gaussiano de

$w_0 = 500 \mu\text{m}$ y $\lambda = 850 \text{ nm}$. Cada vez que d se incrementa en $\lambda/2$ se observa un nuevo orden de resonancia en $x = y = 0$ y para cualquier z . Mientras que en la Fig. 3.b) se muestra el perfil de intensidad radial, conocido también como anillos de interferencia, del mismo haz de iluminación para el plano $z = 1 \text{ cm}$, un $d = 4.51 \mu\text{m}$ y una de la caras concava con $f = 25 \text{ cm}$. Las distancias radiales de las resonancias no se encuentran equiespaciadas, ya que la relación es angular y su intensidad decrece para radios mayores. Para la misma longitud de onda se pueden encontrar nuevas resonancias (u órdenes) para radios mayores, esto sucede cuando la fase acumulada debido a la propagación de la onda se incrementa en $\lambda/2$. Si d es estrictamente un múltiplo de la longitud de onda uno de las resonancias estaría en el centro de los anillos, es decir que el pixel central en la detección Radial estaría actuando como el fotodiodo de la detección Axial.

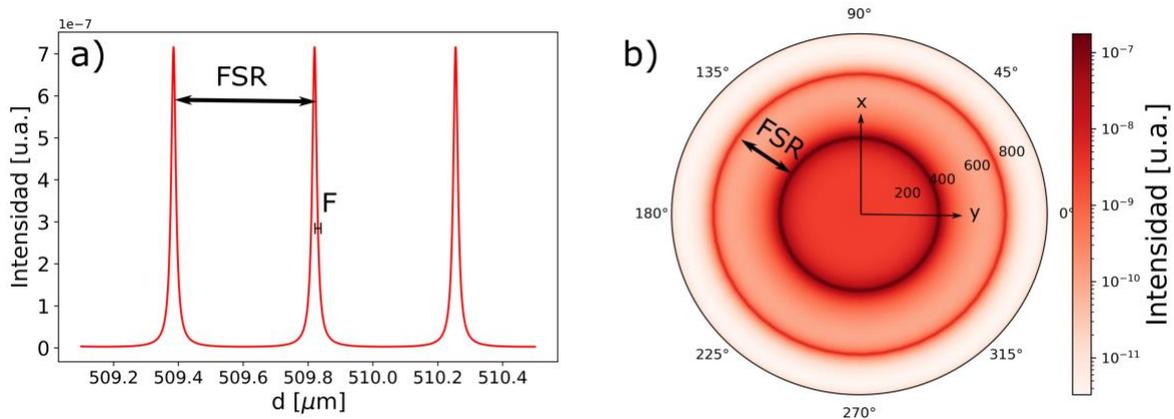


Fig. 3: a) Intensidad de la función de transferencia en el eje axial al variar el ancho de la cavidad d para una única longitud de onda de $\lambda=850 \text{ nm}$. b) Intensidad de la función de transferencia para un d y z fijo para distintos radios en micrómetros para $\lambda=850 \text{ nm}$.

Hace varias décadas que este fenómeno de resonancia fue estudiado [25] para cavidades del orden de centímetros y para ciertas aplicaciones. Con el advenimiento de nuevas tecnologías [15], [26] se han podido fabricar cavidades de algunos micrómetros, y con gran fineza, abriendo las posibilidades para nuevas aplicaciones como la explorada en este trabajo.

3. Simulaciones

En esta sección se presentan las simulaciones realizadas de las dos nuevas modalidades propuestas en este trabajo, las denominadas Axial y Radial. En el caso del modo axial la señal de interferencia se detecta con un fotodiodo mientras se hace un barrido en la distancia d entre los espejos de la cavidad FP. En el caso del modo radial se detecta con una cámara mientras d permanece fija.

Se realizaron simulaciones considerando que la iluminación estaba compuesta por haces gaussianos de varias longitudes de onda y amplitudes diferentes para tener en cuenta distintos valores de visibilidad, se variaron los anchos de la cavidad d , coeficientes de reflexión, las longitudes de onda, las curvaturas de los espejos, la distancia del detector a la cavidad y la cintura inicial del haz. Se calculó la ITF para cada longitud de onda según la Ecuación 3 para entender el comportamiento espectral de la cavidad en su totalidad. La cantidad de reflexiones simuladas se eligió como el doble del valor de la fineza [25]. Se buscó optimizar el diseño de la cavidad, tanto para la detección Axial como Radial, para obtener FSR del orden de 60 nm centradas en 850 nm y $\delta\lambda$ menores a un nanómetro que son parámetros similares a los de un espectrómetro usado convencionalmente para la técnica de FD-LCI.

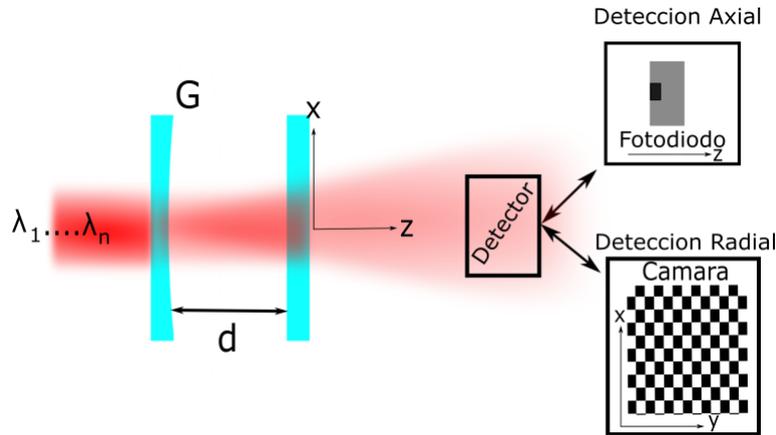


Fig. 4: Esquema de los dos métodos de detección propuestos axial y radial.

En la simulación de la detección axial para cada longitud de onda se itera para todo el rango de valores permitidos de d , se calcula su ITF para $x = y = 0$ y se vuelve a repetir para la longitud de onda siguiente hasta completar todo el rango espectral deseado. Mientras que para la simulación de la detección Radial d toma un valor fijo y se calcula la ITF de cada longitud de onda para un z fijo y para todos los x y y . En la Fig. 4 se puede observar un esquema de los dos métodos de detección. Para la detección Axial la cavidad varía su d y el detector es un fotodiodo. Para la detección Radial d esta fijo y el detector es una cámara. Siempre y cuando la tecnología asociada a la fabricación y desplazamiento de la cavidad lo permita, es posible montar un único diseño experimental en donde ambas detecciones puedan ser utilizadas. Los diseños propuestos en este trabajo apuntan en esta dirección.

Habiendo encontrado los parámetros óptimos para las cavidades, se simuló las ITF iluminando las cavidades con una señal de FD-LCI característica, en este trabajo se da por supuesta su correspondiente formación. Se tomaron pasos de λ de 0.2 nm y cada una fue representada con un color distinto, la señal obtenida por los detectores es estrictamente la suma de todas ellas. La señal posee significativas variaciones en la intensidad para cada longitud de onda, en especial la frecuencia en la oscilación está asociada a la DCO que es la información que se desea obtener. Se tomó una DCO = 200 μm que da la intensidad de iluminación de la Fig. 5, esta es la típica señal detectada.

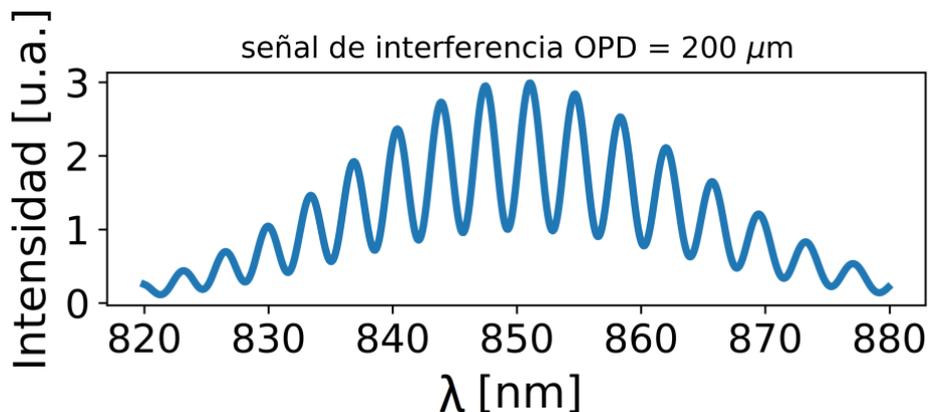


Fig. 5: Señal de interferencia de baja coherencia para una DCO de 200 μm con una fuente de luz con gaussiana centrada en 850 nm y un ancho espectral de 60 nm.

4. Resultados

4.a. Detector 1D Axial

Se calculó la ITF para la detección Axial al iluminar el detector con la señal de interferencia de la Fig. 5, variando el ancho de la cavidad d de $4.50 \mu\text{m}$ a $4.85 \mu\text{m}$ con pasos de 1.5 nm , para $R_{1,2} = 0.98$ y se obtuvo la señal de la Fig. 6. Notar que dentro de este rango de trabajo cada λ , representada con un color distinto, entra en resonancia para un único valor de d y el valor de su máximo depende de la intensidad incidente de la señal de interferencia. Por lo tanto, la ITF tiene un comportamiento oscilatorio similar a la señal de interferencia de la Fig. 5 y, con su correspondiente calibración, se puede calcular su frecuencia que es la información deseada para la técnica de LCI.

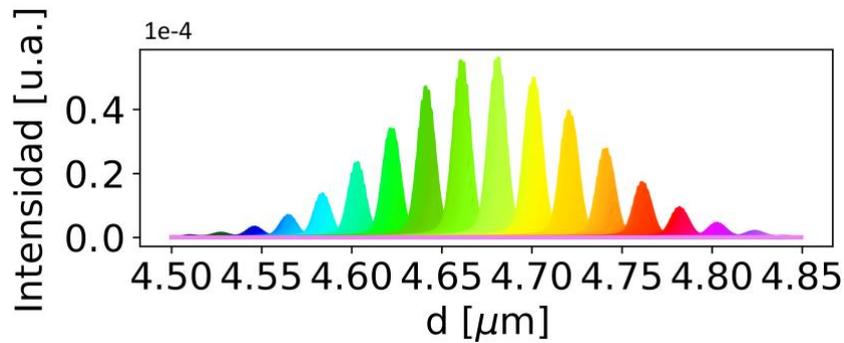


Fig. 6: Función de transferencia de la intensidad de cada longitud de onda del detector axial al iluminar con una señal de interferencia de baja coherencia con una diferencia de camino óptico de $200 \mu\text{m}$.

Un parámetro clave en este detector es el ancho de la cavidad. Esta tiene que ser lo suficientemente pequeña para conseguir FSR grandes y tiene que variar dentro de ese rango sin excederse para evitar detectar otros ordenes de las mismas longitudes de onda. Con este diseño de cavidad se obtiene un $\delta_\lambda = 0.9 \text{ nm}$. Este detector habilita la posibilidad de extender el máximo rango de medición ya que no se encuentra limitado por el tamaño y cantidad de pixeles de la cámara presente en el espectrómetro. Si bien existen cavidades FP comerciales en estos rangos, puede resultar interesante probar de utilizar espejos pequeños y controladores piezoeléctricos en forma de anillo.

La intensidad a la salida del detector axial es aproximadamente 5 ordenes menor que la intensidad incidente de la señal de interferencia. Sin embargo, los fotodiodos existentes poseen la sensibilidad suficiente para detectarlo sin grandes inconvenientes. A su vez, para implementar el sistema para una aplicación concreta es necesario realizar una calibración de qué valor del desplazamiento d corresponde a cada longitud de onda. Esto se puede realizar iluminando el sistema con fuentes de luz monocromáticas conocidas dentro del rango deseado y luego interpolar los valores intermedios.

4.b. Detector 2D Radial

La detección Radial se basa en aprovechar que la información espectral está distribuida espacialmente a lo largo de x e y , cada longitud de onda tiene la condición de resonancia para diferentes radios, por lo que para detectar la intensidad de luz se utiliza una cámara y a su vez no es necesario ningún tipo de movimiento de la cavidad. La intensidad de cada longitud de onda tiene simetría de rotación

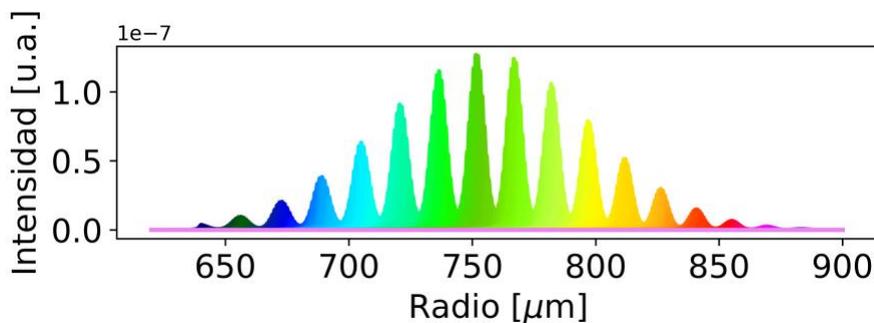


Fig. 7: Función de transferencia de la intensidad de cada longitud de onda del detector Radial para el eje $x=0$ y para el eje y entre los $600 \mu\text{m}$ a $900 \mu\text{m}$ al iluminar con una señal de interferencia de baja coherencia con una diferencia de camino óptico de $200 \mu\text{m}$.

generando anillos concéntricos con diferentes radios para un plano de z constante con una intensidad proporcional a la incidente. La Fig. 7 muestra la ITF del detector Radial para cada longitud de onda correspondiente a la línea del eje $x=0$ y el eje y entre los $620 \mu\text{m}$ a $900 \mu\text{m}$ con pasos de 10 nm al iluminar con una señal de interferencia de baja coherencia con una DCO de $200 \mu\text{m}$. Para una cavidad de $f = 25 \text{ cm}$, $R_{1,2} = 0.98$, $d = 4.51 \mu\text{m}$ y colocando la cámara a $z = 1 \text{ cm}$. Con este diseño se obtiene un $\delta_\lambda = 0.8 \text{ nm}$. Se observa un perfil de intensidades con una gran similitud a la Fig. 5. Se graficó solo un segmento del eje y para que se note con mayor claridad la separación espectral de las longitudes de onda correspondientes a ese orden. Para valores menores del eje y se observan las resonancias de las longitudes de onda del primer orden, para valores mayores del eje y las correspondientes al orden 3. Se eligió el segundo orden ya que, si bien la intensidad es menor que la del primer orden, la distribución espacial de las longitudes de onda es más homogénea.

El ancho de la cavidad continúa determinando el FSR, lo interesante es que con los parámetros G y w_0 se puede modificar la figura de los anillos. Permitiendo aumentar o achicar el patrón de la Fig. 7 pero manteniendo el FSR y la resolución espectral. Resultando interesante al momento de decidir el tamaño y cantidad de pixel de la cámara de detección. La concavidad de los espejos es de vital importancia para poder observar los anillos para cinturas de haz medianas, es decir de centenas de micrómetros como las de este trabajo. Si se usan cinturas más pequeñas no es necesario usar espejos cóncavos.

La intensidad decae cerca de 7 ordenes respecto a la señal de interferencia incidente, ver Fig. 5, pero la simetría angular presente en este sistema permite integrar los valores para radios constantes. Análogamente al detector axial, el sistema requiere una posterior calibración para saber que radio corresponde a cada longitud de onda.

5. Conclusiones

Se estudió la propagación de haces gaussianos a través de cavidades Fabry Perot y se aprovechó su capacidad de resonancia para crear dos métodos alternativos de detección del espectro para la técnica de interferencia de baja coherencia en el dominio de las frecuencias, que hemos denominado detección Axial y detección Radial. Se optimizaron los parámetros relevantes como el ancho de la cavidad d , la reflectividad y concavidad de los espejos para tener un diseño óptimo de la cavidad Fabry Perot para sistemas con haces de cinturas de $500 \mu\text{m}$ que funcionen para longitudes de onda centrados en 850 nm con anchos de 60 nm y resoluciones por debajo del nanómetro. Además, en caso de ser necesario, el diseño contempla que la cavidad pueda ser utilizada simultáneamente en ambas configuraciones: Radial y Axial. Existe un compromiso entre estos dos detectores, la detección Axial puede detectar el perfil de intensidades con mayor sensibilidad a costa de introducir un desplazamiento en la cavidad mientras que la detección Radial no posee partes móviles pero su sensibilidad es menor.

Queda pendiente implementar su aplicación experimental mediante cavidades FP comerciales, o incluso mediante cavidades fabricadas en el laboratorio con espejos o extremos de fibras ópticas enfrentadas desplazándolas con controladores piezoeléctricos. Y explotar la potencialidad de extender el rango de medición máximo especialmente en la detección Axial.

Dos grandes fortalezas de estos detectores respecto al espectrómetro son: su fácil adaptación a otros rangos de trabajo y que su configuración permite continuar trabajando sobre el eje óptico. Notar que siempre que el fotodiodo o array tenga sensibilidad en el rango que se desea trabajar y realizando las simulaciones pertinentes, sería simplemente modificar el rango de barrido del ancho de la cavidad en la detección axial y la distancia de la cámara respecto a la cavidad en la detección radial. Por el otro lado, al no usar la red de difracción presente en el espectrómetro la detección se puede realizar por transmisión y sobre el eje óptico. De esta manera se evitan configuraciones típicas como la de Czerny-Turner logrando configuraciones del equipo de LCI más compactas y pequeñas.

El estudio de estos detectores habilita nuevas posibilidades para solucionar necesidades específicas que se puedan presentar dentro del ámbito industrial, comercial o también del académico. Por ejemplo, en aplicaciones industriales donde se pretende realizar mediciones en la línea de producción donde paralelamente se están realizando diferentes procesos u otros tipos de mediciones y se cuenta con un espacio acotado para colocar el equipamiento. En aplicaciones donde se desea caracterizar muestras in situ, el tamaño y peso que ocupa el equipo es de vital importancia para la selección de las técnicas que se incorporan. Es el caso de las aplicaciones en satélites y/o sondas o el de equipos portátiles como en

aplicaciones médicas que requieren equipos como para que un médico lo pueda trasladar a la casa del paciente o incluso el paciente posea uno propio. Además, vale destacar que estos detectores pueden ser fácilmente adaptadas a sistemas de FD-LCI que ya estén funcionando o inclusive a otros sistemas donde se requiera obtener información espectral centrada prácticamente en cualquier longitud de onda y con resoluciones nanométricas.

Agradecimientos

Se agradece a la Facultad Regional Delta de la Universidad Tecnológica Nacional (FRD-UTN) y al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) por permitir y financiar las investigaciones realizadas.

Parte de este trabajo fue presentado en la 107^a Reunión de la Asociación de Física de Argentina (RAFA) en octubre de 2022.