

Uso de cavidades acopladas para la mejora de la relación señal-ruido en aplicaciones basadas en interferometría óptica realimentada

Coupled interferometric effect for the improvement of the signal-to-noise ratio in optical feedback interferometry applications

Carlos YÁÑEZ, Santiago ROYO

Centro de Desarrollo de Sensores, Instrumentación y Sistemas, Universitat Politècnica de Catalunya, Rambla Sant Nebridi 10, 08222. Terrassa, España.

Persona de contacto: Carlos YÁÑEZ (carlos.rene.yanez@upc.edu).

RESUMEN:

En este artículo, se presenta una configuración de cavidades acopladas que mejora la relación señal-ruido en un interferómetro por realimentación óptica.

Mediante un diodo láser Fabry-Perot y un divisor óptico se obtienen dos haces de luz coherentes, uno de los cuales forma un interferómetro por realimentación óptica al enfocarse y reflejarse sobre la superficie de un actuador piezoeléctrico cuando una porción es reinyectada de vuelta a la cavidad láser, formando una cavidad externa que produce una modulación en la frecuencia y potencia óptica. Al monitorizar esta modulación, es posible medir el desplazamiento del actuador con una precisión de $\lambda/2$.

Parte del segundo haz, que contiene también la información del desplazamiento del target, es reinyectada dentro de la cavidad láser utilizando un reflector estacionario, formando una segunda cavidad externa y causando un fenómeno interferométrico adicional. Utilizando esta interacción de cavidades se obtuvo experimentalmente una mejora de la relación señal-ruido de hasta ~ 9 dB.

Palabras clave: Sensores láser, sensores ópticos, interferometría por realimentación óptica, vibrometría láser Doppler.

ABSTRACT:

In this paper, a coupled interferometric effect that allows improving the signal-to-noise ratio in an optical feedback interferometer is presented.

Using a Fabry-Perot laser diode and a beam splitter, two coherent beams are obtained. When one of these beams is focused on the surface of a piezoelectric actuator and a part is reflected back into the laser cavity, it forms an external cavity that modulates the frequency and the optical output power of the source. By monitoring this modulation, it is possible to measure the displacement of the actuator with a resolution of $\lambda/2$. This type of sensor is usually known as optical feedback interferometer.

Part of the second beam, which also contains the information related to the target displacement, is reinjected into the laser cavity using a motionless reflector, forming a secondary external cavity that produces an additional interferometric phenomenon. Such interaction of cavities allowed to obtain experimentally an improvement in the signal-to-noise ratio of ~ 9 dB.

Key words: Laser sensors, optical sensors, optical feedback interferometry, laser Doppler vibrometry.

1.- Introducción

Los interferómetros basados en la modulación óptica que producen las reflexiones de una superficie sobre una fuente de luz coherente, han sido ampliamente utilizados para la medición de variables como desplazamiento [1], distancia [2], vibración [3] y velocidad [2]. Un interferómetro por realimentación óptica (IRO), o interferómetro por auto-mezcla (optical feedback interferometer o self-mixing interferometer), es una clase de interferómetro auto-alineado que prescinde de un segundo brazo de referencia y puede ser implementado simplemente con un láser y una lente de colimación/enfoque, que sirve tanto para dirigir el haz de luz coherente hacia un punto de la superficie de un target, como para recolectar la luz reflejada que posteriormente será reinyectada dentro de la cavidad láser. Este campo eléctrico, que en principio podría considerarse parasitario, se recombina con los modos internos de la cavidad modulando así la frecuencia y potencia óptica de la emisión. Cuando el target se encuentra en movimiento, esta modulación ocurre periódicamente con cada desplazamiento equivalente a $\lambda/2$ (media longitud de onda), posibilitando con ello la reconstrucción de las características del movimiento. Para medir esta modulación en el láser existen dos métodos directos: i) mediante un fotodiodo, que en el caso de los diodos láser (DL) puede venir dentro del mismo empaquetado y ii) midiendo la variación del voltaje de la unión PN en una de las patillas del DL. Para que la medición del desplazamiento del target sea efectiva, es necesario controlar la cantidad de luz que es reflejada por su superficie; por un lado, en caso de resultar excesiva, ocasiona que el láser entre en la región de salto de modo (mode hopping) imposibilitando con ello la medición interferométrica; y por otro, aunque de acuerdo a [4] los esquemas de medición por fotodiodo y voltaje de unión tienen una tolerancia a la atenuación de hasta -90 dB y -50 dB respectivamente, puede darse el caso de que la superficie del target sea excesivamente difusora y la realimentación no sea suficiente para obtener una señal IRO fiable, dificultando especialmente el conteo de franjas interferométricas. En este último caso, es necesaria una alternativa para la mejora de la relación señal-ruido (RSR) del sistema. Por ejemplo,

en [5] se implementa una desmodulación en cuadratura mediante un modulador electro-óptico, que permite una reconstrucción de desplazamiento fiable en condiciones de bajo nivel de realimentación. En [6], se utiliza una lente líquida adaptativa para evitar que la realimentación baje a niveles críticos para una adecuada medición del desplazamiento del target. Técnicas complejas de procesamiento digital de señales, como el método de descomposición de modo empírico de conjunto (Ensemble empirical mode decomposition) [7] y la transformada de Hilbert [8], han sido propuestas también para el tratamiento de señales IRO con baja RSR. En este artículo se propone una sencilla configuración de cavidades acopladas (CCA) que, en los experimentos realizados, logró una mejora en la RSR de hasta ~ 9 dB. La principal ventaja de esta técnica es que la mejora en la señal ocurre en tiempo real, por lo que la medición del desplazamiento no se ve comprometida a un posterior procesamiento de señal, incrementando con ello la fiabilidad del sistema.

En el siguiente apartado se mencionarán los fundamentos teóricos sobre los que se basan los experimentos descritos en la sección 3, los resultados de dichos experimentos son presentados en la sección 4 y, finalmente, las conclusiones son expuestas en la sección 5.

2.- Fundamentos teóricos

El fenómeno interferométrico ocasionado por la realimentación óptica proveniente de un target externo se suele explicar mediante un esquema Fabry-Perot de tres espejos, como el presentado en Fig. 1.

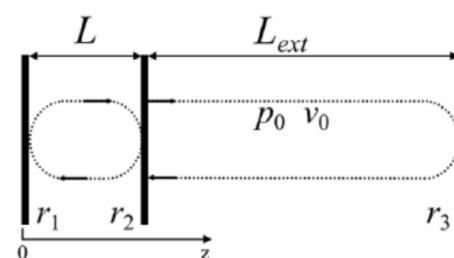


Fig. 1: Esquema de tres espejos para un semiconductor bajo realimentación óptica externa.

La cavidad láser de longitud L , formada por los espejos con coeficiente de reflexión r_1 y r_2 , amplifica un campo eléctrico hasta alcanzar el umbral de excitación estimulada. El haz láser emitido viaja a través del eje de propagación z con una potencia óptica p_0 y una frecuencia

en el vacío v_0 hasta alcanzar la superficie difusora del target que posee un coeficiente de reflexión r_3 , y que actúa como un tercer espejo formando una cavidad secundaria de longitud L_{ext} . Una porción minúscula del haz es reflejada por el tercer espejo y reinyectada dentro de la cavidad láser, donde se auto-mezcla con los modos existentes causando una variación substancial en p_0 y v_0 .

Considerando una única reflexión desde la superficie del target, el coeficiente de acoplamiento k indica la cantidad de luz reinyectada y acoplada dentro de la cavidad láser:

$$k = \frac{r_3}{r_2} (1 - |r_2|^2) \quad (1)$$

La efectividad de la realimentación óptica para cambiar el comportamiento del láser en el vacío es definida por el factor C [9]:

$$C = k \frac{\tau_{L_{ext}}}{\tau_L} \sqrt{1 + \alpha^2} \quad (2)$$

Donde $\tau_{L_{ext}} = 2L_{ext}/c$ y $\tau_L = 2L\mu_e/c$ son los tiempos de vuelo en las cavidades externa e interna respectivamente; siendo c la velocidad de la luz en el vacío, μ_e el índice de refracción efectivo dentro de la cavidad láser y α el factor de mejora del ancho de línea óptico.

Los campos reflejados por r_2 y r_3 pueden tratarse como un solo término con una reflexión equivalente r_{eq} :

$$r_{eq} = r_2 + (1 - |r_2|^2) r_3 \exp(-j2\pi v_F \tau_{L_{ext}}) \quad (3)$$

Donde v_F es la frecuencia de emisión del láser bajo los efectos de la realimentación óptica.

La condición de fase del láser es:

$$2\beta L + \varphi_r = 2\pi m \quad (4)$$

Siendo m un número entero, $\beta = 2\pi v_0 \mu_e / c$ y $\varphi_r = 0$ en ausencia de realimentación óptica.

Cuando $|r_3| \ll |r_2|$ (es decir, cuando la realimentación es muy baja), el desplazamiento de fase del coeficiente de reflexión es:

$$\varphi_r = k \sin(2\pi v_F \tau_{L_{ext}}) \quad (5)$$

Siendo $k \ll 1$.

Entonces, el coeficiente de reflexión en Ec. (1) puede escribirse como:

$$|r_{eq}| = r_2 (1 + k \cos(2\pi v_F \tau_{L_{ext}})) \quad (6)$$

El cambio de fase que ocurre por la ida y vuelta del haz desde la cavidad al target comparado con $2\pi m$, puede expresarse como:

$$\Delta\phi_L = 2\pi\tau_L(v_F - v_0) + C \sin(2\pi v_F \tau_{L_{ext}} + \arctan \alpha) \quad (7)$$

El cambio en la potencia óptica debido a la realimentación p_F , puede expresarse en función de la potencia óptica sin realimentación p_0 :

$$p_F = p_0 (1 + \delta \cos(2\pi v_F \tau_{L_{ext}})) \quad (8)$$

Siendo $\delta = \exp(-\pi\sigma v_F \tau_{L_{ext}})$ el parámetro de modulación, donde σv_F es el ancho de línea espectral del DL.

Una configuración IRO de doble canal puede considerarse como dos sistemas IRO independientes que comparten la misma fuente de luz coherente y el mismo detector. Si suponemos que ambos canales interactúan con dos superficies reflejantes, el modelo de tres espejos pasa a ser un modelo de cuatro espejos [10], como se muestra en Fig. 2.

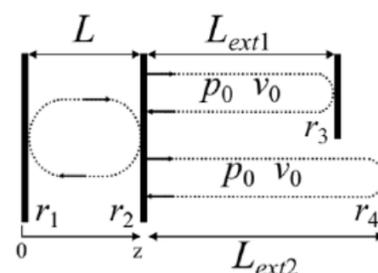


Fig. 2: Esquema de cuatro espejos para una configuración doble-IRO.

Por lo tanto, el mismo análisis permite reescribir Ec. 7 y Ec. 8 para dos canales como:

$$\Delta\phi_L = 2\pi\tau_L(v_F - v_0) + \eta_1 C_1 \sin(2\pi v_F \tau_{L_{ext1}} + \arctan \alpha) + \eta_2 C_2 \sin(2\pi v_F \tau_{L_{ext2}} + \arctan \alpha) \quad (9)$$

$$p_F = p_0 \left[(1 + \eta_1 \delta_1 \cos(2\pi v_F \tau_{L_{ext1}})) + (1 + \eta_2 \delta_2 \cos(2\pi v_F \tau_{L_{ext2}})) \right] \quad (10)$$

Donde η_1 junto con η_2 , representan la ratio de división del divisor óptico utilizado, de modo que $\eta_1 + \eta_2 = 1$.

Al realizarse una medición interferométrica en cualquiera de los dos brazos, la modulación obtenida se ve reflejada en cualquier parte del

haz, por ello, cuando las señales interferométricas en ambos canales están en fase, la suma de los términos en Ec. (10) conduce a un máximo en intensidad en p_F ; por el contrario, cuando se encuentran en fases opuestas, las señales se cancelan mutuamente y la intensidad en p_F se vuelve marginal.

3.- Experimentos

El diagrama del montaje utilizado para los experimentos se muestra en Fig. 3:

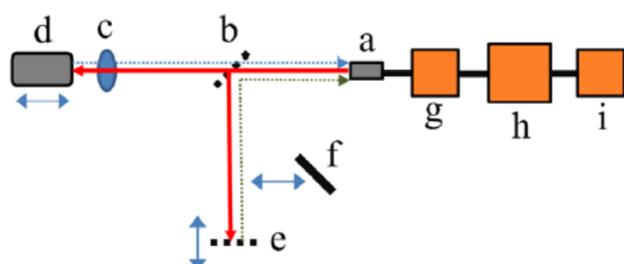


Fig. 3: Esquema del sistema doble-IRO utilizado en los experimentos: a, diodo láser colimado; b, divisor óptico 30:70; c, lente de enfoque; d, actuador piezoeléctrico; e, divisor óptico 50:50; f, trampa de luz; g, tarjeta controladora láser y de adquisición de señal IRO; h, osciloscopio; i, ordenador.

Se utilizó un DL Fabry-Perot AlGaAs de 830 nm colimado con un sistema LT220P-B de Thorlabs. El haz resultante fue dividido por un divisor óptico 30:70, a fin de simular en el camino óptico de baja intensidad las condiciones de una configuración IRO sujeta a un nivel comprometido de realimentación. Entonces, este haz de baja potencia óptica (L_{ext1}) se enfocó sobre un actuador piezoeléctrico (PI, P753.2) con una lente 35-00-02-000 de Optem, para medir el desplazamiento armónico que se le indujo. El haz restante, de mayor intensidad, forma la segunda cavidad externa (L_{ext2}) con un segundo divisor óptico 50:50 montado sobre un actuador lineal de alta resolución (PI, M-227), que permite ajustar la longitud de esta cavidad para que el campo reinyectado cumpla con la condición de fase $2\pi m$. Cabe mencionar que se utiliza el divisor óptico como reflector, en vez de un espejo, a fin de no saturar la cavidad láser con una realimentación excesiva.

La longitud de ambos caminos ópticos al inicio del experimento es trivial, ya que para que se cumpla con la condición de fase, lo importante es que se alcance una diferencia de $m\lambda/2$ entre los dos caminos. Si por el contrario, la diferencia entre L_{ext1} y L_{ext2} es

$(2m+1)\lambda/4$, ocurre una interferencia destructiva que desvanece casi por completo la señal IRO. Esta posición ideal es encontrada moviendo el reflector (elemento “e” en Fig. 3) en pasos de $0.05 \mu\text{m}$ hasta alcanzar la distancia que cumple con la condición de fase y, por consiguiente, provoca la mejora de la RSR en este esquema CCA.

4.- Resultados

Una vez calibrado el sistema para que se cumpla la condición de fase, se alimentó el actuador piezoeléctrico con una señal diente de sierra con amplitud igual a $5 \mu\text{m}$ y una frecuencia de 7 Hz. La señal IRO se registró utilizando tanto el fotodiodo interno del DL como el voltaje de unión PN; primero bajo el efecto de cavidades acopladas y posteriormente se utilizó una trampa de luz (elemento “f” en Fig. 3) para anular L_{ext2} , a fin de obtener una medición IRO tradicional y así comparar la RSR entre ambos esquemas. Como puede observarse en Fig. 4, la mejora que se obtuvo en la RSR utilizando el método de cavidades acopladas fue de ~ 9 dB respecto al esquema tradicional, midiendo en ambos casos con el fotodiodo interno, y de ~ 6 dB midiendo la señal IRO directamente en el voltaje de unión PN.

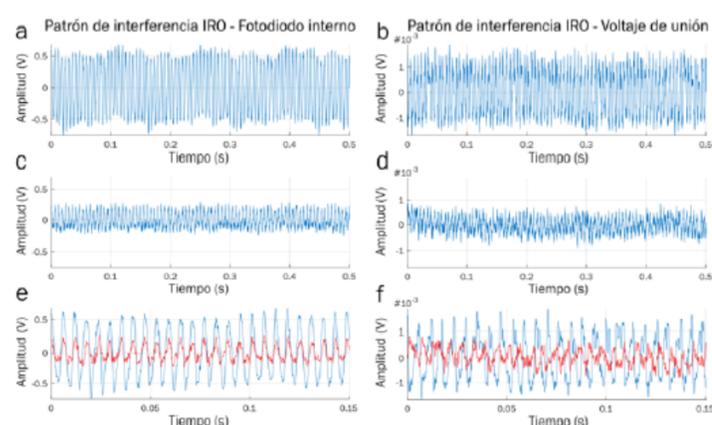


Fig. 4: Señales IRO obtenidas para un desplazamiento triangular con amplitud de $5 \mu\text{m}$ y frecuencia de 7 Hz: a y b, con el esquema de cavidades acopladas; c y d, con el esquema tradicional; e y f, comparativa donde se demuestra la mejora de la RSR de ~ 9 dB utilizando el fotodiodo interno y de ~ 6 dB para el voltaje de unión PN.

En una segunda prueba, se indujo un movimiento sinusoidal con amplitud de $5 \mu\text{m}$ y frecuencia de 7 Hz, y se registró igualmente la mejora en la RSR para los dos esquemas de medición de señal IRO con y sin el efecto de cavidades acopladas. En Fig. 5 puede compro-

barse que la mejora fue consistente con el resultado anterior: ~ 9 dB para el esquema de fotodiodo y ~ 6 dB para el voltaje de unión PN.

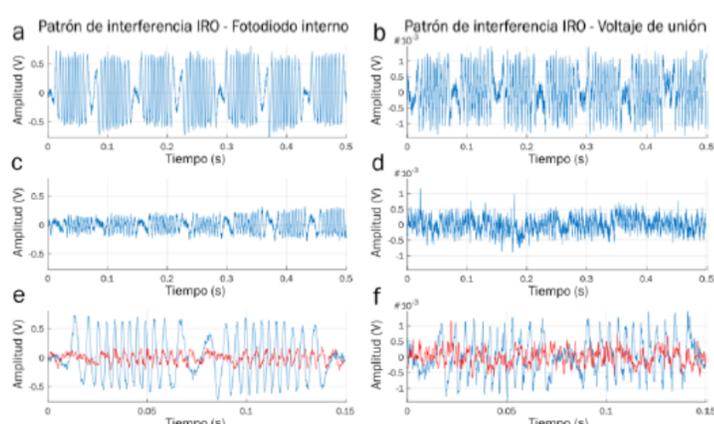


Fig. 5: Señales IRO obtenidas para un desplazamiento sinusoidal con amplitud de $5 \mu\text{m}$ y frecuencia de 7 Hz : a y b, con el esquema de cavidades acopladas; c y d, con el esquema tradicional; e y f, comparativa donde se demuestra la consistencia de la mejora en la RSR.

Como puede apreciarse en Fig. 5d, cuando se prescindió de la configuración de cavidades acopladas la RSR no fue suficiente para distinguir efectivamente las franjas interferométricas de la medición IRO para el desplazamiento sinusoidal. En contraste, en Fig. 5b puede observarse que la mejora en la señal es substancial, y permite distinguir las franjas interferométricas en tiempo real, demostrando así la efectividad del método propuesto.

5.- Conclusión

En este artículo se ha presentado un método de cavidades acopladas para la mejora de la relación señal-ruido en un interferómetro por realimentación óptica. Experimentalmente se logró una mejora de ~ 9 dB para el esquema de medición de señal IRO con fotodiodo interno, y de ~ 6 dB para el esquema de voltaje de unión PN. En este último caso, cuando se midió un desplazamiento sinusoidal la mejora en la RSR permitió que el conteo de franjas interferométricas fuese efectivo y en tiempo real, en contraste a cuando se utilizó un sistema IRO tradicional, demostrando la utilidad del método propuesto.

Agradecimientos: C. YÁÑEZ agradece al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología de México por la beca CONACYT 472102; S. ROYO agradece al Ministerio de Economía y Competitividad de España por el proyecto FIS2017-89850R.

Referencias

- [1] Y. ZHAO, B. ZHANG y L. HAN, "Laser self-mixing interference displacement measurement based on VMD and phase unwrapping", *Opt. Commun.*, 456, pp. 124588, 2020.
- [2] M. NORCIA, D. MELCHIONNI y A. PESATORI, "Self-mixing instrument for simultaneous distance and speed measurement", *Opt. Lasers Eng.*, 99, pp. 31–38, 2017.
- [3] M. USMAN, U. ZABIT, O. D. BERNAL, G. RAJA y T. BOSCH, "Detection of multimodal fringes for self-mixing-based vibration measurement", *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 69, 1, pp. 258–267, 2020.
- [4] S. DONATI, "Responsivity and noise of self-mixing photodetection schemes", *IEEE J. Quantum Electron.*, 47, 11, pp. 1428–1433, 2011.
- [5] D. GUO, "Quadrature demodulation technique for self-mixing interferometry displacement sensor", *Opt. Commun.*, 284, 24, pp. 5766–5769, 2011.
- [6] O. D. BERNAL, U. ZABIT y T. M. BOSCH, "Robust method of stabilization of optical feedback regime by using adaptive optics for a self-mixing micro-interferometer laser displacement sensor", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, 21, 4, pp. 5300108, 2015.
- [7] Y. ZHAO y H. ZHANG, "Displacement measurement method based on laser self-mixing interference in the presence of speckle", *Chin. Opt. Lett.*, 18, 5, pp. 051201, 2020.
- [8] A. L. ARRIAGA, F. BONY y T. BOSCH, "Speckle-insensitive fringe detection method based on Hilbert transform for self-mixing interferometry", *Appl. Opt.*, 53, 30, pp. 6954–6962, 2014.
- [9] G. A. ACKET, D. LENSTRA, A. J. D. BOEF y B. H. VERBEEK, "The influence of feedback intensity on longitudinal mode properties and optical noise in index-guided semiconductor lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, 20, 10, pp. 1163–1169, 1984.
- [10] C. YÁÑEZ y S. ROYO, "Improvement of the signal-to-noise ratio in a low power self-mixing interferometer using a coupled interferometric effect", *Opt. Express*, 28, 25, pp. 37708–37720, 2020.