



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.

“ TÉCNICAS DE SPECKLE EN LA ESPECTROSCOPIA ”



Tesis que para obtener el grado de Doctor en Ciencias (Óptica)

Presenta: M. en C. Bruno Saucedo Orozco

Director de Tesis: Dr. Abundio Dávila Álvarez

León · Guanajuato · México
Enero de 2023



Técnicas de Speckle en la Espectroscopía

M. en C. Bruno Saucedo Orozco

Trabajo de grado presentado como requisito para optar al título de:

Doctor en Ciencias (Óptica)

Director de Tesis:

Dr. Abundio Dávila Álvarez

Área de Investigación:

Departamento de Metrología Óptica

Grupo de Investigación:

Metrología Óptica

Centro de Investigaciones en Óptica, A.C.

León, Guanajuato, México

2023

Soy de las que piensan que la ciencia tiene una gran belleza. Un científico en su laboratorio no es sólo un técnico: también es un niño colocado ante fenómenos naturales que lo impresionan como un cuento de hadas.

Marie Curie

Dedico este trabajo

A MI FAMILIA

**La música es la aritmética de los sonidos,
como la óptica es la geometría de la luz.**

Claude Debussy

Agradecimientos

A mi familia; seres queridos benefactores de importancia inimaginable en mis circunstancias de humano. No podría sentirme más ameno con la confianza puesta sobre mi persona, especialmente cuando he contado con su apoyo desde que siquiera tengo memoria. Quisiera dedicar mi tesis a ustedes; personas de bien, seres que ofrecen amor, bienestar y los finos deleites de la vida.

De igual manera quisiera agradecer sinceramente a mi Director de Tesis **Dr. Abundio Dávila Álvarez** y al **Dr. Juan Antonio Rayas Álvarez** por su persistencia, su paciencia y su motivación que han sido fundamentales para mi formación, inculcándome en mí un sentido de seriedad, responsabilidad y rigor académico, sin los cuales no podría tener una formación completa como estudiante.

A mis amigos, y a todas aquellas personas que durante cuatro años estuvieron presentes apoyando y logrando para que esta etapa culminara. Al **Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT)** y el Centro de Investigaciones en Óptica (CIO), un agradecimiento cordial por su apoyo (No. de Beca 734438) y patrocinio para la realización de éste proyecto de tesis titulado: “Técnicas de Speckle en la Espectroscopía”.

Lista de Figuras

1-1. <i>ECDL en configuración Littrow.</i>	24
1-2. <i>ECDL en configuración Littman/Metcalf.</i>	25
1-3. <i>a) Diseño de un espectrómetro espacial heterodino (SHS) y b) diseño de un interferómetro de Michelson (MI). Ambos son idénticos, aunque la diferencia es que los espejos en el MI se reemplazan por rejillas de difracción inclinadas por el ángulo Littrow en el SHS.</i>	29
2-1. <i>Los cuatro pasos principales en el análisis de interferogramas de speckle.</i> .	33
2-2. <i>Diagrama correspondiente a la posición angular de los puertos de entrada y salida, así como los rayos incidente y reflejado en el disco de vidrio integrador.</i>	39
2-3. <i>Interferómetro de holografía digital para monitoreo de estabilidad de fase: láser sintonizable TL, disco integrador, divisor de haz no polarizado BS1, filtro espacial SF, etapa de rotación RS para soportar y rotar el divisor de haz BS2, espejo M1 y cámara CCD</i>	39
2-4. <i>a) Espectro de frecuencia 2D del patrón de speckle y b) mapa de fase después del método de Takeda.</i>	40
2-5. <i>Inestabilidad de fase con una longitud de onda constante para cuatro píxeles diferentes, utilizando el disco integrador de menor diámetro 30 mm para las líneas de color azul y el de mayor diámetro 100 mm para las líneas rojas.</i> 41	
2-6. <i>Voltaje aplicado al PZT vs diferencia de fase producida para escaneo de un conjunto de longitudes de onda, a) disco de diámetro de 30 mm y b) disco de diámetro de 100 mm.</i>	42
2-7. <i>Estabilización de fase, a) disco de diámetro de 30 mm y b) disco de diámetro de 100 mm.</i>	43

- 3-1.** *Interferómetro de holografía digital para detección de cambio de longitud de onda: láser sintonizable TL, esfera integradora IS, divisor de haz no polarizante BS1, filtro espacial SF, etapa de rotación RS para soportar y girar el divisor de haz BS2, espejo M y cámara C. La luz láser produce múltiples dispersiones de luz y reflejos dentro de la esfera integradora, la luz de salida se transmite a través de una apertura circular CA, iluminando BS2 y se combina con un haz de luz uniforme inclinado un pequeño ángulo, siendo finalmente recolectada en la cámara C.* 47
- 3-2.** *Transformada de Fourier del patrón de speckle que se muestra en la Fig. 3-3, donde los tres componentes de la Ecuación 3-4 pueden identificarse como lóbulos circulares.* 48
- 3-3.** *Patrón de speckle obtenido en la configuración óptica explanation. Las franjas de interferencia en la esquina superior izquierda se atribuyen a los reflejos internos de nuestro cubo divisor de haz. Se muestra un área ampliada desde una pequeña sección limitada por un círculo blanco que representa el típico patrón de franjas de interferencia que se produce cuando un haz de referencia se combina con el patrón de speckle.* 49
- 3-4.** *Trazo de rayos 3D del software Trace-Pro © que muestra la cantidad reducida de rayos recolectados interceptados por un objetivo circular (CT) de los rayos emitidos del puerto de salida (EP) de la esfera integradora. Los rayos de luz de entrada se dirigen hacia el puerto de entrada (IP) y algunos se reflejan hacia atrás.* 53
- 3-5.** *Diferencias de trayectoria óptica encontradas en el objetivo circular que se muestra en la Fig. 3-4 de acuerdo con nuestra simulación de trazo de rayos de la configuración óptica propuesta.* 54
- 3-6.** *Efectos en los OPDs en cuatro pares de gráficas que utilizan diferentes coeficientes de reflexión interna: $R = 0,45, 0,70, 0,80, \text{ y } 0,90$. Cada par se produce trazando los máximos del OPD para 4 diámetros diferentes: $D = 30, 40, 50, \text{ y } 60 \text{ mm}$ de la esfera de vidrio simulada, incluidos 2 índices de refracción $1,6426$ (línea continua) y $1,8127$ (línea discontinua) para cada diámetro. Cada dato de diámetro está representado por un marcador de punto.* 55

- 3-7.** *Esqueleto de un vórtice aplicando (a) voltaje constante y (b) estabilización de voltaje. 57*
- 3-8.** *(a) Diferencia de fase envuelta (Eq. 3-8) de dos tiempos consecutivos. (b) Las singularidades de los vórtices de fase se muestran como píxeles negros en una máscara binaria con valores cero (representados en negro) para $s = \pm 1$ y uno (representado en blanco) para $s = 0$ que permite calcular la diferencia de fase libre de singularidades en Eq. 3-10. 58*
- 3-9.** *(a) Diferencias de fase multiplicadas con la máscara binaria de la Fig. 3-8(b) (Eq. 3-10) para mostrar los valores de fase válidos. La máscara de singularidades se representa visualmente en color negro, pero su valor real en la barra de escala corresponde al cero rad. (b) Histograma de (a) que muestra dos picos, el más grande para las singularidades enmascaradas y el más pequeño de los píxeles no enmascarados correspondientes a la distribución experimental de fase de OPD relacionada por Eq. 3-6. La fase dominante de esta distribución se muestra como $\delta\varphi_D$ en el gráfico y representa la mayor cantidad de píxeles (N) con el mismo cambio de fase. . . 59*
- 3-10.** *Diferencias de fase no envueltas de 1000 frames consecutivos de valores de fase correspondientes a la fase dominante $\delta\varphi_D$ (representada en la Fig. 3-9b) mostrada en una línea continua. El $\delta\varphi_s$ es el cambio de fase obtenido cuando se aplica un voltaje de escaneo y se muestra en una línea de puntos y guiones. La línea discontinua muestra el cambio de fase $\delta\varphi_c$ para un voltaje constante. Tras una aproximación lineal a la línea continua, el error de desviación estándar fue de 0,0022 rad, con un intervalo de confianza del 99%. 60*

- 4-1.** *Esquemático del montaje experimental. Un láser sintonizable proporciona una fuente controlada para la calibración y la caracterización. Una fibra monomodo (SMF, por sus siglas en Inglés “Single Mode Fiber”) proporciona acoplamiento fijo a la fibra multimodo (MMF, por sus siglas en Inglés “Multimode Fiber”). El patrón de speckle producido al final del MMF es captado por una lente formando una imagen en el detector de la cámara. Los patrones de speckle registrados en la cámara en varias longitudes de onda de la luz laser de entrada producen patrones de speckle diferentes, lo que permite una alta resolución espectral [1].* 62

Índice General

Agradecimientos	4
Lista de Figuras	9
Resumen	11
Abstract	13
Justificación	15
Introducción	17
1. Fundamentos de Interferencia	19
1.1. Interferencia de dos frentes de onda	20
1.2. Longitud de coherencia	21
1.3. Propiedades del láser	22
1.4. Holografía	25
1.5. Espectroscopía	26
2. Análisis de interferogramas de speckle	31
2.1. Detección de fase	32
2.2. Método de transformada de Fourier de Takeda y método de Kreis	35
2.3. Estabilidad de fase usando un disco integrador	37
3. Interferometría de speckle estacionaria	45
3.1. Detección de fase mediante interferometría holográfica digital	46
3.2. Diferencias de fase del cambio de longitud de onda	50
3.3. Sensibilidades de fase de los OPD mediante trazo de rayos	52

3.4. Resultados Experimentales	55
4. Speckle en la espectroscopía	61
4.1. Espectroscopía de speckle utilizando fibras ópticas	62
4.2. Aplicaciones de speckle en la espectroscopía	64
Discusión y Conclusiones	67

Resumen

La interferometría estacionaria de speckle de sensibilidad de fase para la detección de cambios de longitud de onda en la escala femtométrica depende de las diferencias de trayectoria óptica (OPD, por sus iniciales en inglés de “Optical Path Difference”) producidas por las múltiples reflexiones dentro de una esfera integradora (IS, por sus iniciales en inglés de “Integrating Sphere”). En este trabajo de tesis, las OPD se calculan utilizando un programa de trazo de rayos de una esfera de vidrio recubierta con pintura blanca, lo que muestra que los OPD resultantes se distribuyen aleatoriamente sobre el campo de visión de speckle pero con una curva característica que depende en gran medida de las dimensiones de la configuración óptica, el coeficiente de reflexión interna y el diámetro de la esfera integradora que combinados producen la sensibilidad de fase de la configuración óptica. También se muestra que la eliminación de las singularidades de los vórtices es necesaria para el cálculo del cambio de fase. Las simulaciones de trazo de rayos de la configuración óptica propuesta se confirman con los resultados experimentales de la implementación óptica. Esta técnica de interferometría de speckle estacionaria, describe una configuración óptica para la espectroscopía espacial, en la cual se muestra el uso de una esfera integradora para obtener la frecuencia espacial en un interferómetro tipo Mach-Zehnder. Se ha desarrollado una teoría que muestra el uso potencial de este enfoque con el fin de evitar los fenómenos de difracción y dispersión no lineal de los espectrómetros espaciales tradicionales basados en la difracción de las rejillas. Esta misma teoría, se puede utilizar para obtener la sensibilidad de nuevos diseños de interferómetros de speckle que mejoren las capacidades de detección para una aplicación particular en el campo de la espectroscopía.

Abstract

Phase sensitivity single-shot speckle interferometry for detection of wavelength changes in the femtometric scale depends on the optical path differences (OPDs) produced by the multiple reflections inside an integrating sphere (IS). In this thesis work the OPDs are calculated using a ray-tracing program of a glass sphere coated with white paint, which shows that the resulting OPDs are distributed randomly over the speckle field-of-view but with a characteristic curve that depends strongly on the dimensions of the optical setup, the internal reflection coefficient, and the diameter of the integrating sphere that combined produce the final phase sensitivity of the optical setup. It is also shown that singularities removal of vortices is necessary for the phase-change calculation. The ray-tracing simulations of the proposed optical setup are confirmed by the experimental results of the optical implementation. This stationary speckle interferometry technique describes an optical setup for spatial spectroscopy, showing the use of an integrating sphere to obtain spatial frequency in a Mach-Zehnder type interferometer. A theory has been developed showing the potential use of this approach in order to avoid the non-linear diffraction and scattering phenomena of traditional grating-based space spectrometers. This same theory can be used to obtain the sensitivity of new designs of speckle interferometers that improve detection capabilities for a particular application in the field of spectroscopy.

Justificación

Se ha utilizado una esfera integradora como medio aleatorio para la detección y medición de longitudes de onda. Cuando se ilumina con luz láser, el patrón de speckle emitido se puede utilizar como un espectrómetro complejo y altamente sensible que genera un patrón de speckle diferente para cada longitud de onda del láser.

El control de la longitud de onda de la luz es fundamental para muchos campos de la ciencia. Es bien sabido que los patrones de speckle (moteado) resultante de la interferencia de múltiples reflexiones en medios desordenados mezclan el contenido de información de la luz mediante procesos complejos pero lineales. Sin embargo, estos patrones son, de hecho, excepcionalmente ricos en información sobre la fuente de iluminación. Los trabajos anteriores sobre este tema utilizan una esfera integradora acoplada a fibra para generar patrones de moteado, combinados con algoritmos basados en el análisis de componentes principales, para realizar medidores de onda sensibles y de banda ancha [2].

Objetivos

El objetivo principal de este trabajo de tesis consiste en investigar, diseñar y montar un arreglo óptico experimental, basado en la Interferometría Holográfica Digital, que permita detectar cambios de longitud de onda del orden de femtometros.

Dentro de los objetivos específicos se encuentran:

1. Realizar un estudio bibliográfico sobre la técnica de Interferometría Holográfica Digital, sus fundamentos teóricos y su aplicación a la interferometría de speckle.
2. Proponer y montar un arreglo óptico experimental, basado en dicha técnica, que permita obtener sensibilidades de fase para calcular longitudes de onda del orden de femtometros.

3. Diseñar y programar un algoritmo que nos permita obtener primeros resultados de visualización del dicho proceso.

4. Dejar una primera investigación teórica y experimental sobre la Interferometría Holográfica Digital aplicada interferencia de speckle para investigaciones futuras.

Introducción

La espectroscopia es una herramienta esencial que se utiliza en muchos campos de la investigación científica, como la detección biológica [3], la monitorización ambiental [4, 5], la astronomía [6, 7], las aplicaciones médicas [8, 9] y la comunicación óptica [10]. Los espectrómetros convencionales difractan los componentes espectrales de la onda de luz a diferentes posiciones de la matriz de fotodetectores mediante el uso de una rejilla. La resolución espectral de los espectrómetros basados en rejillas se puede escalar inversamente con la longitud del camino óptico entre la matriz del fotodetector y la rejilla. Con una longitud de camino óptico más larga, es más fácil distinguir dos longitudes de onda adyacentes que se miden con diferentes fotodetectores y se puede lograr una resolución espectral más alta. Para lograr un espectrómetro de rejilla de alta resolución, el sistema se vuelve muy voluminoso. Motivados por las amplias aplicaciones, la realización de un espectrómetro compacto de alto rendimiento siempre ha sido un tema de investigación importante y los investigadores han desarrollado muchos tipos de espectrómetros novedosos sin utilizar rejillas. El espectrómetro de transformada de Fourier (FT) es un sistema compacto [11], pero aún es un desafío lograr una alta resolución espectral con la limitada diferencia de camino óptico del interferómetro de Mach-Zehnder para este tipo de espectrómetros [12].

Recientemente, los analizadores de espectro basados en speckle (en esta tesis se usa el término en inglés speckle, ya que técnicamente el término en español, moteado, da la impresión errónea del fenómeno óptico en la variabilidad del tamaño y en su intensidad) han llamado la atención de los investigadores debido a sus características: compactos y de alta resolución. La onda de luz que se transmite a través de un medio aleatorio producirá un patrón de speckle con una distribución de intensidad aleatoria. El medio aleatorio común puede ser una superficie rugosa [13, 14], una esfera integradora [15]

y una fibra multimodo [1]. El principio de la generación de speckle es la interferencia múltiple de la onda de luz dispersa o por la interferencia entre modos guiados en un medio aleatorio. Los patrones de speckle se pueden utilizar para aplicaciones de detección, debido a que el speckle es sensible al cambio de estructura del sistema además de la perturbación ambiental. Además de medir la estructura y el entorno, se puede adquirir cierta información de la onda de luz incidente del speckle. Después de propagarse a través del medio aleatorio, el espectro y la información de polarización se ocultan en el speckle que tiene una distribución de intensidad aleatoria. El speckle generado correspondiente varía con la onda de luz incidente, y se puede recuperar el espectro de la onda de luz incidente del patrón de speckle. Como una longitud de onda corresponde a un speckle espacial con una relación de mapeo de distribución de intensidad especial, se utiliza para la recuperación del espectro en el espectrómetro o medidor de ondas basado en speckle.

En este trabajo, nos enfocamos en un espectrómetro basado en speckle que demuestra que la sensibilidad de fase en la interferometría de speckle para la detección de cambios de longitud de onda femtométrica utilizando esferas integradoras depende de tres parámetros básicos: las dimensiones de la configuración óptica, el coeficiente de reflexión interna y el diámetro y el índice de vidrio de la esfera integradora. Es importante mencionar que para el correcto procesamiento de las diferencias de fase en este tipo de interferómetro, es necesario evitar las singularidades de los vórtices ópticos. Además se muestra que la OPD (de la configuración óptica) producida por la luz que emerge de una esfera integradora de vidrio y combinada con un haz de referencia, se puede elegir para producir estabilidad para detectar cambios de longitud de onda de decenas de femtómetros y sensibilidad de fase que depende de los OPD del haz de referencia y se pueden personalizar simplemente cambiando el coeficiente de reflexión del IS.

Capítulo 1

Fundamentos de Interferencia

Interferometría es un término amplio utilizado para describir cualquier técnica en la que las ondas electromagnéticas se someten a interferencias para extraer información sobre una fuente de energía radiante. La herramienta utilizada para causar la interferencia de luz es el interferómetro.

Existe una gran familia de interferómetros. De interés en esta investigación es el subconjunto de interferómetros llamados espectrómetros de transformada de Fourier (FTS por sus siglas en Inglés “Fourier Transform Spectroscopy”). Como se explica en las siguientes secciones, un FTS mide una fila horizontal del patrón de interferencia que crea desde el haz de luz de entrada. Esta medida es la parte real de la Transformada de Fourier (FT, por sus iniciales en Inglés “Fourier Transform”) del espectro fuente. Tanto el espectrómetro dispersivo como el FTS se pueden usar para medir el espectro de una fuente. El FTS tiene las siguientes ventajas sobre el espectrómetro dispersivo: ventaja de Fellgett [16]: el FTS obtiene una medición múltiple en lugar de una directa medición de espectros, lo que resulta en un aumento de la relación señal/ruido (SNR). Ventaja de Jacquinot [17]: El FTS tiene un rendimiento óptico notablemente alto debido a sus aberturas circulares (a diferencia de las ranuras lineales utilizadas en los sistemas de redes de difracción normales), lo que también aumenta la SNR.

La señal de salida de un interferómetro, llamada interferograma, es una sola fila del patrón de interferencia producido por los frentes de onda recombinantes en el detector. El interferograma es una medida de la intensidad como una función de OPD, que consiste en información de todas las frecuencias contribuyentes en la señal de entrada [18]. Si

consideramos la interferencia de dos frentes , x y x_0 , podemos calcular su intensidad combinada de la siguiente manera:

$$I = I_0 + I_1 + 2\sqrt{I_0 I_1} \gamma \cos [(x - x_0) + (\Phi_0 - \Phi_1)], \quad (1-1)$$

donde I_1 y I_0 son las magnitudes de intensidad individuales, Φ_0 y Φ_1 son las fases de los frentes de onda correspondientes a x y x_0 , γ es el grado complejo de coherencia respectivamente. Si $x = x_0$ (como es cierto en el interferómetro ya que los dos haces interferentes son de la misma fuente) y $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$, $I_1 = I_0$ entonces

$$I = 2I_1(1 + \gamma \cos[(x - x_0)]), \quad (1-2)$$

específicamente, el argumento del coseno es la diferencia de fase entre las dos ondas que se recombinan en el detector. Usando la relación $\Delta\Phi = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda}$ se tiene

$$I(\Lambda) = \frac{1}{2}W(\sigma) [1 + \cos(2\pi\sigma \cdot \Lambda)], \quad (1-3)$$

donde σ es el número de onda:

$$\sigma = \frac{1}{\lambda}, \quad (1-4)$$

y $W(\sigma)$ es el resplandor espectral de la fuente en un número de onda particular. El término $\frac{1}{2}$ se debe al hecho de que solo la mitad de la energía se mide en el detector, ya que los haces de cada brazo deben viajar a través del divisor de haz una segunda vez, la mitad de la luz regresa a través de la entrada, mientras que la otra mitad viaja hacia el detector.

1.1. Interferencia de dos frentes de onda

La superposición de dos o más ondas de luz coherente es llamada interferencia. Se consideran dos ondas emitidas por la misma fuente, y que difieren en direcciones k_1 y k_2 y en las fases φ_1 y φ_2 además tienen la misma frecuencia angular w y están linealmente

polarizadas en la misma dirección en un punto r . Las amplitudes complejas de las ondas son:

$$\begin{aligned} A_1(r) &= a_1 \exp(i[k_1 \cdot r + \varphi_1]) \\ A_2(r) &= a_2 \exp(i[k_2 \cdot r + \varphi_2]). \end{aligned} \tag{1-5}$$

Donde a_1 y a_2 representan la magnitud del desplazamiento de las dos ondas. La amplitud compleja resultante se calcula con la suma de amplitudes individuales:

$$A(r) = A_1(r) + A_2(r). \tag{1-6}$$

En términos de la intensidad de la luz de las ondas individuales, la ecuación anterior se puede expresar como:

$$\begin{aligned} I &= |A_1 + A_2|^2 = (A_1 + A_2)(A_1 + A_2)^* \\ &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta\varphi. \end{aligned} \tag{1-7}$$

La intensidad resultante es la suma de las intensidades individuales más el término de interferencia $2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta\varphi$, que depende de la diferencia de fase entre las ondas. La intensidad alcanza sus valores máximos en todos los puntos que cumplan $\Delta\varphi = 2n\pi$ para $n = 0, 1, 2, \dots$. A esto se le llama interferencia constructiva. Por otro lado, la intensidad alcanza sus valores mínimos, a este caso se le llama interferencia destructiva, cuando $\Delta\varphi = (2n + 1)\pi$ para $n = 0, 1, 2, \dots$. En donde n es entero de orden de interferencia.

1.2. Longitud de coherencia

Un patrón de interferencia consiste en franjas brillantes y oscuras como resultado de interferencia constructiva y destructiva. Para generar franjas de interferencia es necesario que las ondas individuales estén correlacionadas de una forma especial. A esta propiedad de correlación se llama coherencia. La coherencia es la habilidad de la luz para interferir. Los dos aspectos de la coherencia espacio-temporal son la coherencia temporal y la

espacial. La coherencia temporal describe la correlación de una onda consigo misma a diferentes tiempos. La coherencia tiene un aspecto temporal y otro espacial [19, 20].

Cuando un frente de ondas de luz tiene una longitud finita, se debe a que es la superposición de infinitas frente de ondas que abarcan un rango de longitud de onda $\delta\lambda$ que generalmente está centrado en λ , por lo tanto, la longitud de coherencia de un frente de ondas finito se calcula como:

$$\delta l = \lambda^2 / \Delta\lambda. \quad (1-8)$$

Cualquier OPD mayor que esta longitud de coherencia anulará el efecto de interferencia entre dos frentes de ondas finitas. La longitud de coherencia de ida y vuelta se define como la mitad de la longitud de coherencia en el aire y se utiliza como una medida de resolución de profundidad en los interferómetros que, en la forma más general, se puede expresar como:

$$\delta z = \frac{\delta l}{2n}, \quad (1-9)$$

donde n es el índice de refracción y δl la frecuencia.

1.3. Propiedades del láser

En el caso más simple de un láser con una cavidad lineal y dos espejos, el ancho de banda de la longitud de onda del láser dependerá del ancho de banda del medio de ganancia. Como ejemplo típico, el láser HeNe tiene una longitud de onda central λ_0 con un ancho de banda de ganancia de 1.5 GHz, lo que provoca una dispersión de longitudes de onda dada por la siguiente ecuación:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2 \Delta\nu}{c}, \quad (1-10)$$

siendo c la velocidad de la luz; por lo tanto, la emisión de HeNe a $\lambda_0 = 633$ nm tiene un ancho de $\delta\lambda = 0,002$ nm. Otro ejemplo es el láser Ti:sapphire, que tiene un ancho de banda medio de ganancia de $\Delta\nu = 128$ THz, lo que provoca una dispersión de longitud

de onda de 273 nm a 800 nm, que es mucho más amplia que la del HeNe. Como la interferencia se puede muestrear utilizando una relación de número de onda constante, una relación de muestreo conveniente viene dada por

$$\delta k = 2\pi \frac{\delta \lambda}{\lambda_0^2}. \quad (1-11)$$

Ahora, dentro de la gran extensión de longitud de onda del láser Ti:sapphire, existen modos de emisión que dependen solo de la longitud de la cavidad del láser. En el caso de una cavidad lineal, hay modos dados en la frecuencia

$$\Delta \nu = \frac{c}{2L}, \quad (1-12)$$

donde L es la longitud de la cavidad. Por ejemplo, una longitud de cavidad de 30 cm producirá modos a una frecuencia de $\Delta \nu = 0,5$ GHz, cada modo usando la ecuación 1-10 con una extensión de 1 pm. Cuando muchos modos de la cavidad interfieren debido a los cambios de fase inducidos por los cambios térmicos, el láser se denomina onda continua [21]. Otro ejemplo es el láser semiconductor de cavidad externa sintonizable Littrow TEC 100 con una fuente de luz continuamente sintonizable con una longitud de onda central de $\lambda_0 = 633$ nm. Ha sido diseñado para tener un máximo de estabilidad mecánica y un máximo de potencia óptica. Tiene un amplio rango manual grueso de $10 \text{ nm} < \Delta \lambda < 90 \text{ nm}$ y un rango de sintonía piezoeléctrico moderado de $0,3 \text{ nm} < \Delta \lambda < 0,5 \text{ nm}$ con grandes secciones libres de saltos de modos, con una sintonización libre de salto de modo de 8 GHz sin compensación y 40 GHz con compensación. Utilizando la ecuación 1-10 se tiene un rango espectral libre de sintonía de $1,068 \exp -11$ sin compensación y $5,3 \exp -11$ con compensación.

Desde su aparición en 1962, los láseres semiconductores han encontrado aplicaciones en muchos sistemas ópticos, incluidos lectores de códigos de barras, impresoras láser, sistemas de telecomunicaciones, reproductores de discos compactos y sensores ópticos [22, 23, 24]. Sin embargo, para la espectroscopía de absorción atómica de alta precisión o el análisis de gases, el ajuste de la longitud de onda y las características espectrales de los diodos láser (LD, por sus iniciales en inglés de “Laser Diode”) estándar disponibles en el mercado suelen estar lejos de ser ideales [25]. Las estrategias comunes para superar aplicación

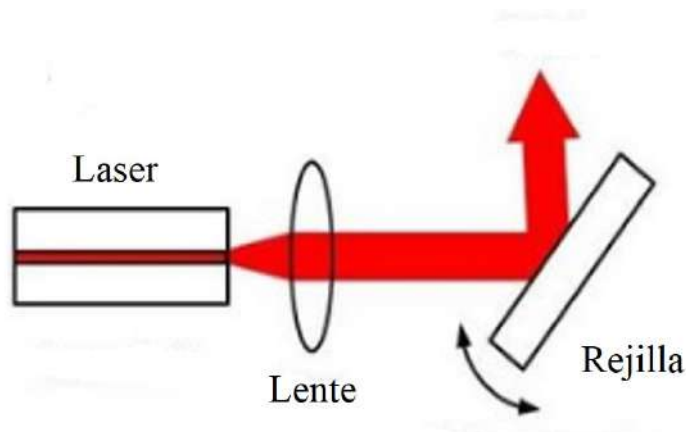


Figura 1-1. ECDL en configuración Littrow.

limitada del LD estándar para experimentos espectroscópicos incluyen la implementación de estructuras de rejilla o de reflexión de Bragg en chips de LD con retroalimentación distribuida. La operación de LD estándar en una cavidad externa proporciona un enfoque alternativo.

Desde la aparición de las primeras disposiciones de cavidad externa en 1964 [26], se han introducido una serie de configuraciones del láser de diodo de cavidad externa (ECDL, por sus iniciales en inglés de “External Cavity Diode Laser”). Entre los arreglos más simples se encuentra un diseño similar al descrito por Ricci et al [27]. En este diseño, la radiación emitida desde una cara frontal con revestimiento antirreflectante (AR) de un LD se colima y llega a una rejilla holográfica bajo el ángulo de Littrow (Littrow ECDL). La luz difractada de primer orden se refleja de nuevo en el LD, mientras que la luz difractada de orden cero se acopla y se puede utilizar para los experimentos. El cambio de longitud de onda se logra mediante la inclinación de la rejilla. Sin embargo, la inclinación de la rejilla da como resultado la alteración de la dirección de salida del haz. Se puede aplicar un espejo de corrección de haz, pero la inclinación de la rejilla aún conduce a un desplazamiento paralelo del haz de salida. Un segundo concepto es una cavidad externa en una configuración de incidencia similar al diseño de Littman/Metcalf et al. (Littman ECDL) [28]. Nuevamente, el haz de salida del LD se dirige a una rejilla. En esta configuración, el primer orden de difracción de la rejilla incide rectangularmente en un espejo o prisma de elemento reflectante y se refleja de nuevo en la rejilla. El resonador láser se instala entre la cara posterior del LD y el elemento reflectante.

La sintonización de la longitud de onda se logra mediante la inclinación del elemento de

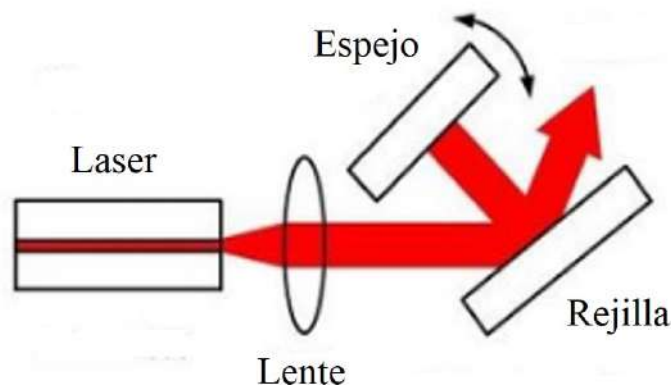


Figura 1-2. ECDL en configuración Littman/Metcalf.

reflexión. La figura 1-1 y 1-2 muestra esquemáticamente el diseño básico del de Littrow y Littman/Metcalf ECDL. Ambos tipos de ECDL contienen una rejilla de partes mecánicamente móviles y de un prisma o espejo, respectivamente, para sintonizar la longitud de onda. Más recientemente, se describieron conceptos de ECDL sin partes móviles que, por ejemplo, emplean una matriz de cristal líquido o un modulador electro-óptico.

1.4. Holografía

La característica principal de la holografía es grabar información tanto de la fase como de la amplitud de las ondas provenientes de un objeto. Ya que en otras técnicas de grabado de imágenes convencionales, como la fotografía, lo que se graba es la distribución espacial de intensidad en la escena original, esto tiene como resultado la pérdida de información acerca de los caminos ópticos de las ondas provenientes de diferentes partes de la escena. Ya que todos los materiales de grabado responden solo a la intensidad de la imagen, es necesario codificar la información de la fase en variaciones de intensidad. Para ello se utiliza una iluminación coherente y un haz de referencia que se deriva de la misma fuente que ilumina al objeto. Lo que se registra en la placa fotográfica, en la cual son grabados los hologramas, será el patrón de interferencia entre el haz de referencia y las ondas de luz que provienen del objeto (haz objeto). Debido a que la intensidad de este patrón de interferencia también depende de la fase de la onda objeto, el holograma, que es el resultado de lo que se grabó en el patrón de interferencia, contiene la información de la amplitud y de la fase del haz objeto. Si el holograma se ilumina con el haz de referencia,

se podrá reconstruir el haz objeto original [29].

La interferometría holográfica digital permite una comparación de dos o más frentes de onda grabados en diferentes estados del sistema, es decir, se comparan frentes de onda en diferentes tiempos, mientras que la holografía es una técnica para el grabado y reconstrucción de frentes de onda. La interferometría holográfica digital permite los análisis de frentes de onda sin reconstrucción física, grabados en un dispositivo digital y que puede utilizarse para comparar dos o más frentes de onda para diferentes estados del objeto en estudio.

Un interferograma holográfico convencional se genera a partir de la superposición de ondas que son dispersadas por un objeto en estados diferentes. El interferograma contiene información acerca del cambio de fase entre las ondas codificada en forma de franjas brillantes y oscuras. La interferometría holográfica digital permite grabar un holograma en medios digitales para cada estado del objeto y reconstruirlo por separado, en lugar de superponer estos hologramas como en la interferometría holográfica convencional en una placa fotográfica.

1.5. Espectroscopía

La esencia de toda espectroscopía óptica consiste en hacer interactuar un haz de radiación electromagnética con un sistema cuyas características se quieren determinar. En términos generales, el haz saliente difiere del entrante por efecto de esta interacción. A partir de las modificaciones sufridas por el haz entrante se puede, en principio, obtener información sobre la estructura del sistema bajo estudio. En algunos casos, la interpretación de tales cambios puede generar un modelo del sistema, como ocurrió en el experimento de Rutherford (aunque, en ese caso, el haz entrante era de partículas). Por otra parte, si ya se cuenta con un modelo general del sistema, el estudio de las modificaciones en el haz entrante permite obtener información cuantitativa asociada con los procesos internos del sistema, así como detalles no contemplados en el modelo general.

Los espectrómetros de transformada de Fourier (FTS) se han utilizado durante mucho tiempo para medir el tamaño de un espectro [30]. La principal ventaja del FTS frente a los espectrómetros dispersivos típicos, que utilizan rejillas de difracción o prismas para

separar los números de onda entrantes, es que no requiere el uso de una rendija de entrada. Más bien, usa una abertura circular amplia. El término, rendimiento óptico conocido también como “étendue” por su definición en Francés, se usa para describir la cantidad de espacio a través del cual la luz puede ingresar a un sistema óptico. La gran apertura del FTS, en comparación con la rendija de entrada delgada del espectrómetro dispersivo, proporciona un rendimiento óptico mucho más alto, permitiendo la entrada de mucha más energía radiante y, por lo tanto, aumentando la relación señal/ruido. El Espectrómetro Espacial Heterodino (SHS, por sus iniciales en inglés de “Spatial Heterodyne Spectrometer”) también es conocido por tener un alto rendimiento y, por lo tanto, a menudo se utiliza para estudiar líneas de emisión [31]. Un SHS es muy similar a un Interferómetro de Michelson (MI por sus iniciales en Inglés “Michelson Interferometer”) (ver figura **1-3**). Un MI usa un divisor de haz para dividir la luz entrante en dos brazos de interferómetro, cada uno conteniendo un espejo para reflejar la luz. Después de que los frentes de onda separados se recombinan en el detector, tenemos interferencia como una función de la diferencia en la ruta óptica. Un brazo reflejado se mueve en incrementos para medir la interferencia en cada diferencia de longitud de camino óptico (OPD, por sus iniciales en inglés “Optical Path Difference”) dentro del rango del sistema. Un SHS también usa un divisor de haz, pero ambos brazos del interferómetro están separados y contienen rejillas de difracción en lugar de espejos, con inclinaciones dependientes del número de onda. El SHS recoge mediciones de interferencia en cada OPD simultáneamente y sin ninguna parte móvil, por lo que es más compacto y robusto [32]. La mayoría de los diseños actuales de SHS operan en las regiones visible y ultravioleta del espectro electromagnético y tienen aplicaciones astronómicas y atmosféricas [33].

Ambos interferómetros SHS y MI generan dos haces de luz que interfieren, y en base a esta interferencia se calcula el espectro de la luz, sin embargo como se mostrará en este trabajo, la SHS es mucho más sensible a los cambios en longitud de onda. Para su demostración, se construyó un interferómetro de dos haces basado en un diseño Mach-Zehnder en el que se introduce un par de prismas compuestos en la trayectoria del interferómetro para obtener patrones de interferencia, lo que evita los fenómenos de difracción y la dispersión no lineal que se encuentran en los espectrómetros que utilizan rejillas, esto permitió comparar la sensibilidad obtenida por el diseño propuesto, y la sensibilidad obtenida en un SHS. El estudio de las sensibilidades de estos dos tipos de interferóme-

tros, por medio de simulaciones computacionales permite ajustar los componentes y los rangos de medición en los que estos operan, siendo esenciales para el diseño y aplicación de estos interferómetros. Además de estos dos tipos de espectrómetros existen métodos con alta sensibilidad para la medición de longitudes de onda que utilizan una secuencia de patrones de franjas generados por interferómetros de Fizeau. Este método ha sido implementado comercialmente de hace décadas en los llamados medidores de longitud de onda (wavemeters) [34].

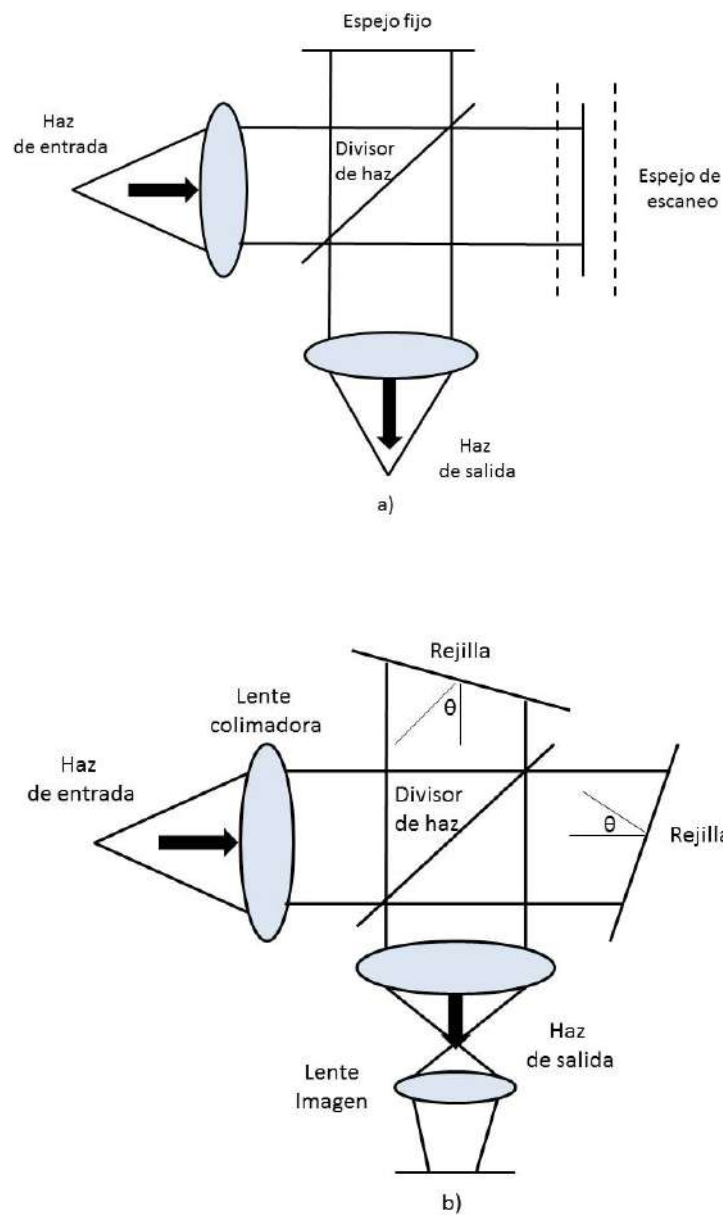


Figura 1-3. a) Diseño de un espectrómetro espacial heterodino (SHS) y b) diseño de un interferómetro de Michelson (MI). Ambos son idénticos, aunque la diferencia es que los espejos en el MI se reemplazan por rejillas de difracción inclinadas por el ángulo Littrow en el SHS.

Capítulo 2

Análisis de interferogramas de speckle

Los primeros intentos de análisis de interferogramas de speckle implicaron la digitalización de los patrones de speckle que se correlacionaron por medio de suma o resta para producir patrones de franjas. Posteriormente, se llevaron a cabo técnicas de procesamiento de imágenes como el esqueletizado (reducción de las franjas a líneas por erosión) y el rastreo de franjas para identificar los máximos y mínimos de las franjas. Aunque estas técnicas basadas en la intensidad aun son utilizadas, los métodos basados en la extracción de la distribución de fase, ya sea de las franjas o de las motas mismas, ahora son más comunes. Como veremos, la medición de fase directa de las motas generalmente da los mejores resultados. Ambos enfoques ofrecen ventajas significativas sobre los métodos basados en la intensidad: los datos se obtienen en todo el campo, no solo en los máximos y mínimos marginales, se proporciona el signo de la deformación y la inmunidad al ruido normalmente es mejor. Estrictamente hablando, los algoritmos de extracción de fase también se basan en la intensidad, ya que la fase no se puede medir directamente, sino que solo se deduce de las mediciones de la intensidad. Sin embargo, seguiremos la convención habitual al restringir el término basado en la intensidad de speckle que no impliquen el cálculo de las distribuciones de fase de franjas de correlación o speckle [35, 36]. En este trabajo solo se considerarán métodos de extracción de fase. Los métodos basados en la intensidad se cubren en detalle en referencias [37, 38, 19, 39, 40].

Los cuatro procesos principales involucrados en el análisis de un interferograma moteado se muestran en la Figura 2-1. El interferograma se especifica mediante la distribución de intensidad digitalizada $I(m, n, t)$, donde m y n son índices espaciales y t es el índice

de tiempo. El primer paso es la extracción de la fase, $\varphi(m, n, t)$, que se lleva a cabo midiendo la franja o la intensidad de speckle a medida que se introducen cambios de fase conocidos entre las dos ondas que interfieren. Los cambios de fase pueden ser una función del tiempo o de la posición en la imagen. Los dos casos, conocidos respectivamente como cambio de fase temporal y espacial. El siguiente paso es el cálculo del cambio de fase, $\Delta\varphi(m, n, t)$ relativo a algún interferograma de referencia inicial, que podría corresponder, por ejemplo, al estado no deformado del objeto. Este paso es necesario cuando se calcula la fase directamente a partir de las motas porque la fase inicial de una mota dada es aleatoria.

Los valores de cambio de fase calculados obtenidos de los dos primeros pasos se encuentran en el rango $(-\pi, \pi)$. Si el verdadero valor de cambio de fase es ligeramente superior a π , por ejemplo, el valor medido (conocido como el valor envuelto y denotado por el subíndice w) será 2π más bajo. El desenvolvimiento de fase se refiere al proceso de agregar múltiplos enteros de 2π a los valores de cambio de fase para eliminar las discontinuidades de 2π de fases resultantes. La eliminación puede llevarse a cabo a lo largo de uno o más de los ejes espaciales, ó a lo largo del eje temporal. Los dos casos, conocidos respectivamente como desenvolvimiento de fase espacial y temporal. El paso final en el análisis es la conversión del mapa de fase no envuelto $\delta\varphi_u(m, n, t)$ al parámetro de interés en el sistema de coordenadas del objeto. Si se trata de un campo de desplazamiento μ , a menudo solo se requiere un factor de escala simple; si los mapas de tensión ε son de interés, la diferenciación numérica es necesaria.

2.1. Detección de fase

La fase se puede detectar instantáneamente usando un solo patrón de speckle y también usando el tiempo para reunir una serie de patrones de speckle. El enfoque de detección de fase instantáneo, proporciona un patrón de motas único en el que se integra una portadora espacial, pero la extracción de fase de este tipo de patrón tiene un ancho de banda limitado. Se necesita más de un patrón de speckle para procesar todo el ancho de banda y extraer valores de fase utilizando los procedimientos de cambio de fase descritos en la literatura [41, 42, 43, 44]. La adquisición de más de un patrón de motas requiere tiempo,

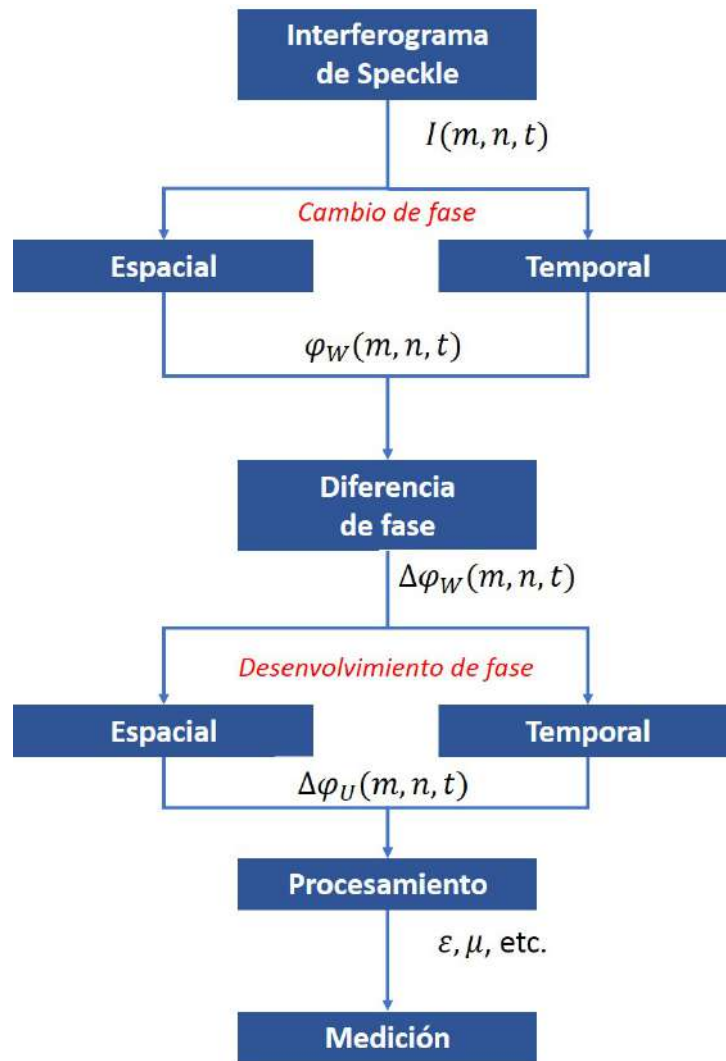


Figura 2-1. Los cuatro pasos principales en el análisis de interferogramas de speckle.

y el tiempo está relacionado con las propiedades del objeto que se analiza, como la deformación o la traslación y las variaciones térmicas ambientales. En teoría, las propiedades del objeto deben permanecer sin cambios para cada medición, pero en la práctica siguen evolucionando para cada medición. Debido a los efectos térmicos y de otros ruidos en el proceso de adquisición, los valores de fase suelen ser ruidosos y distorsionados, y se deben introducir procedimientos de suavizado en el numerador y el denominador de la función arcotangente que siempre se usa en los pasos finales de extracción de fase [21].

En general, es imposible obtener una distribución de fase única a partir de un único interferograma. El método casi universal para resolver este problema es agregar a la función de fase una rampa de fase conocida, o portadora, que es lineal en el tiempo o en la posición. En el primer caso, las distribuciones de intensidad resultantes se muestrean a intervalos de tiempo discretos y el método se conoce como cambio de fase temporal, en el último caso, se muestrea una única distribución de intensidad en puntos discretos de la imagen, en cuyo caso se denomina como cambio de fase espacial. El muestreo normalmente se lleva a cabo por medio de una cámara que consta de una matriz de fotodetectores, junto con un convertidor analógico-digital que produce una señal digital proporcional a la intensidad de la luz que incide en cada uno de los detectores. La digitalización de imágenes sucesivas da como resultado en general una distribución de intensidad muestreada tridimensional $I(m, n, t)$, donde $m = 0, 1, 2, \dots, N_m - 1$, $n = 0, 1, 2, \dots, N_n - 1$ y $t = 0, 1, 2, \dots, N_t - 1$. En términos de estas coordenadas espaciales y temporales no dimensionales, y en su forma más general se presenta la siguiente ecuación:

$$I(m, n, t) = I_0(m, n, t) + I_M(m, n, t) \cos[\varphi(m, n, t)]. \quad (2-1)$$

Para el caso de un interferómetro de speckle, los términos $I_0(m, n, t)$, $I_M(m, n, t)$ y $\varphi(m, n, t)$ son normalmente funciones de m y n que varían rápidamente debido a la estructura espacial final de speckle, pero funciones de t que varían lentamente. Variación lenta en este contexto significa que los cambios fraccionarios, $\delta I_0/I_0$, $\delta I_M/I_M$, y $\delta\varphi/2\pi$, que ocurren en una escala de tiempo igual al período entre frames de la cámara, τ , son todos mucho menores que la unidad. Si se cumplen tales condiciones, el cambio de fase temporal sería normalmente el enfoque preferido. Cuando se estudian eventos dinámicos, puede que no sea posible muestrear lo suficientemente rápido a lo largo del eje del tiempo; sin embargo,

se puede aplicar el cambio de fase espacial a los patrones de speckle promedio en el tiempo de los objetos que vibran.

2.2. Método de transformada de Fourier de Takeda y método de Kreis

Las mediciones de los campos de deformación por interferometría holográfica requieren la determinación de la fase de interferencia a partir de los patrones de franjas. A partir de la distribución de fases junto con los vectores de sensibilidad, que vienen dados por la disposición geométrica de los componentes ópticos, se determinan los vectores de desplazamiento y por tanto las deformaciones [45, 46]. Toda medición cuantitativa que utilice interferometría holográfica debe tener en cuenta el ruido de speckle y las variaciones de intensidad de fondo no uniformes. Las mediciones precisas necesarias para el análisis de deformaciones y tensiones requieren la determinación de la fase de interferencia, incluso entre los máximos y mínimos de la franja. Esto puede lograrse mediante interpolación numérica después de ubicar los centros de franjas oscuras y brillantes. Se obtienen resultados más precisos mediante la evaluación de tres o cuatro interferogramas reconstruidos con desfases mutuos en la onda de referencia. Los cambios de fase pueden realizarse durante reconstrucciones en tiempo real o mediante la técnica de doble exposición con la aplicación de holografía de dos haces de referencia [47]. Si el cambio de fase tiene un valor conocido, tres reconstrucciones son suficientes, pero el uso de cuatro reconstrucciones con un valor desconocido pero constante ofrece ventajas en la capacidad de reducción de errores. Se ha propuesto un análisis de regresión no lineal para determinar la distribución de fase de una distribución de intensidad perturbada de un interferograma holográfico a lo largo de una línea [48]. Dado que cada medición de irradiancia individual lleva información sobre la fase de interferencia en su posición, este método utiliza toda la información disponible para suavizar e interpolar la fase de las franjas. La evaluación automática de franjas de interferencia holográfica normalmente utiliza métodos de procesamiento de imágenes digitales [49]. Las intensidades del patrón de franjas son registradas por una cámara con dispositivo de carga acoplada (CCD, por sus siglas en inglés Charge-Coupled Device) a lo largo de una matriz rectangular de píxeles y se cuantifican en valores discretos

que normalmente van de 0 a 255, correspondientes a 8 bits. En este trabajo mas adelante se describe un método de transformada de Fourier para determinar una distribución de fase a partir de un interferograma holográfico. Este método de transformada de Fourier se parece en cierto modo a un método propuesto para evaluar interferogramas convencionales [50, 51, 52]. En este método, se debe introducir una alta frecuencia de portadora espacial inclinando el frente de onda durante la medición. La fase de interferencia así determinada es indefinida con respecto al signo y a una constante aditiva, es decir, un múltiplo entero de 2π . Estas ambigüedades se deben al hecho de que la función coseno, que asigna la fase a la intensidad, es una función uniforme y periódica. La constante aditiva general debe obtenerse mediante información secundaria, como el conocimiento de puntos sin desplazamiento. Otra posibilidad es el uso de una disposición holográfica optimizada con vectores de sensibilidad casi constante. La ambigüedad de signo puede resolverse mediante la detección de cambios de pendiente y de discontinuidades en la distribución de fase calculada que apuntan a una posible inversión de signo. Esta es una forma conveniente, cuando se usa un solo interferograma holográfico, pero existen patrones donde este procedimiento no es único. Un método para la detección viable de una inversión de la dirección de variación de fase se basa en dos reconstrucciones del patrón de interferencia holográfica con un cambio de fase mutuo descrita por Kreis α , $\alpha < \pi$ en la onda de referencia. Entonces hay dos distribuciones de intensidad:

$$\begin{aligned} i_1(x, y) &= a(x, y) + b(x, y) \cos[\varphi(x, y)], \\ i_2(x, y) &= a(x, y) + b(x, y) \cos[\varphi(x, y) + \alpha]. \end{aligned} \quad (2-2)$$

Procediendo como lo describe el método [50], se obtiene:

$$\begin{aligned} c_1(x, y) &= \frac{1}{2}b(x, y) \exp[j\varphi(x, y)], \\ c_2(x, y) &= \frac{1}{2}b(x, y) \exp[j\varphi(x, y) + j\alpha(x, y)]. \end{aligned} \quad (2-3)$$

De las ecuaciones anteriores, el cambio de fase está determinado por:

$$\alpha(x, y) = \arctan \frac{Re\{c_1\} Im\{c_2\} - Im\{c_1\} Re\{c_2\}}{Re\{c_1\} Re\{c_2\} + Im\{c_1\} Im\{c_2\}}. \quad (2-4)$$

$\alpha(x, y)$ debería ser constante por definición, pero una variación espacial en $\alpha(x, y)$

calculada puntualmente por la ecuación 2-4 se debe a perturbaciones en las distribuciones de intensidad registradas i_1 e i_2 . Sin embargo, sólo interesa el signo de $\alpha(x, y)$.

2.3. Estabilidad de fase usando un disco integrador

La estabilización de una fuente láser mediante control de fase es indispensable para una variedad de aplicaciones en espectroscopia láser [53], óptica cuántica [54], y metrología de alta precisión [55]. En particular, es fundamental para el enfriamiento por láser y el atrapamiento de átomos, iones y moléculas, donde el efecto de enfriamiento Doppler es fundamental [56]. A lo largo de los años se ha desarrollado un gran número de métodos espectroscópicos [57, 58, 59] para estabilizar la frecuencia del láser en líneas atómicas o moleculares. Sin embargo, la conveniencia y disponibilidad de las celdas de vapor para algunos elementos o moléculas son limitadas. Como ejemplo, para elementos con puntos de fusión altos como Li, Sr, Yb y Er, se deben usar tubos de calor o haces atómicos. Aunque las lámparas de cátodo hueco son alternativas compactas para tales casos, por lo general tienen una vida útil corta y una gran expansión de la presión [60]. También se utilizan espectros de moléculas como el yodo, aunque las fuerzas de transición son bastante débiles [61].

Un enfoque diferente que no es específico de la longitud de onda es usar una cavidad de referencia que exhibe una serie de picos resonantes ópticos con un rango espectral libre (FTR, por sus iniciales en inglés de “Free Spectral Range”) típico en el rango de GHz. Cada pico resonante puede servir como referencia para la estabilización de frecuencia utilizando, por ejemplo, una técnica de Pound-Drever-Hall. Sin embargo, el bloqueo a una cavidad de referencia puede dar como resultado variaciones de frecuencia notables según el diseño mecánico y los coeficientes de expansión térmica de los resonadores ópticos. La deriva de frecuencia puede variar desde cientos de MHz/hora hasta 10 kHz/día [62]. Para eliminar la deriva de frecuencia, la longitud de la cavidad a menudo se estabiliza aún más en una línea espectral externa o se aísla cuidadosamente, a expensas de una mayor complejidad.

Otra alternativa, que no sufre de un rango de captura de frecuencia finito como los métodos discutidos anteriormente, es usar un medidor de longitud de onda de alta pre-

cisión (WLM, por su iniciales en inglés de “Wavelength Meter”) [63]. Requiere solo una pequeña cantidad de potencia de luz, normalmente unas pocas decenas de μW , y se puede utilizar en un amplio espectro, normalmente unos pocos cientos de nanómetros. Los WLM basados en interferómetros sólidos de Fizeau ofrecen una precisión específica hasta el nivel de MHz en un amplio rango espectral [64, 65].

En éste trabajo se presenta la caracterización de un esquema de estabilización mediante control de fase utilizando un medidor de longitud de onda basado en un interferómetro de speckle. La configuración óptica propuesta se muestra esquemáticamente en la Figura 2-3, se basa en una configuración holográfica digital modificada para la medición de Velocimetría de Imagen de Partículas (PIV) [66], pero adaptada aquí para la estabilidad de fase a partir de dos discos de diámetro de 30 mm y 100 mm con dos puertos de 5 mm y 10 mm ubicados a 68 grados uno con respecto del otro (Figura 2-2), el cual fue fabricado por el Taller Óptico del Centro de Investigaciones en Óptica A. C. mediante los pasos de: generado, esmerilado y pulido. El arreglo consta de un haz monocromático con una longitud de onda de 632 nm, que es emitido por un láser Littrow Monolithic Tunable External Cavity. Dicho haz se divide por un divisor de haz BS1. El haz objeto, que es la parte transmitida, se dirige directamente a uno de los puertos del disco y por el segundo puerto la luz es emitida teniendo consigo el fenómeno de speckle debido a las múltiples reflexiones en el disco que finalmente es recolectada mediante la cámara CCD.

La parte reflejada, haz de referencia, pasó por un nuevo atenuador (Attenuator, dual shearing) antes de llegar a un objetivo de microscopio y un pinhole que tiene la finalidad de hacer un filtrado espacial del láser. Dicho atenuador fue incorporado al arreglo experimental ya que hace una mejora en cuanto a minimizar el ruido y minimizar las múltiples reflexiones. Una vez filtrado el láser, este es llevado hacia un espejo que lleva la luz hacia el cubo recombinaor BS2 y hace interferencia con el haz objeto, obteniendo así el llamado interferograma que es grabado por la cámara CCD. Para que exista una interferencia entre el haz de referencia y el haz objeto, es necesario que la diferencia de las longitudes de camino óptico de ambos haces debe ser menor a la distancia de coherencia del láser utilizado. En la segunda ruta, es decir, donde se acopla el disco, debe estar perfectamente orientado hacia la cámara CCD para garantizar que el haz de entrada esté especialmente estático y erradicar las reflexiones, ya que de otra manera podrían dificultar el funcionamiento estable del fenómeno de speckle.

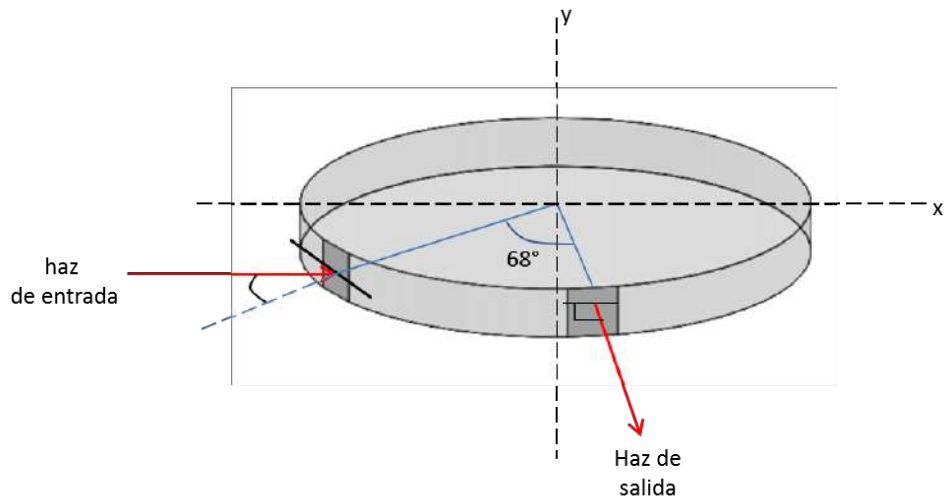


Figura 2-2. Diagrama correspondiente a la posición angular de los puertos de entrada y salida, así como los rayos incidente y reflejado en el disco de vidrio integrador.

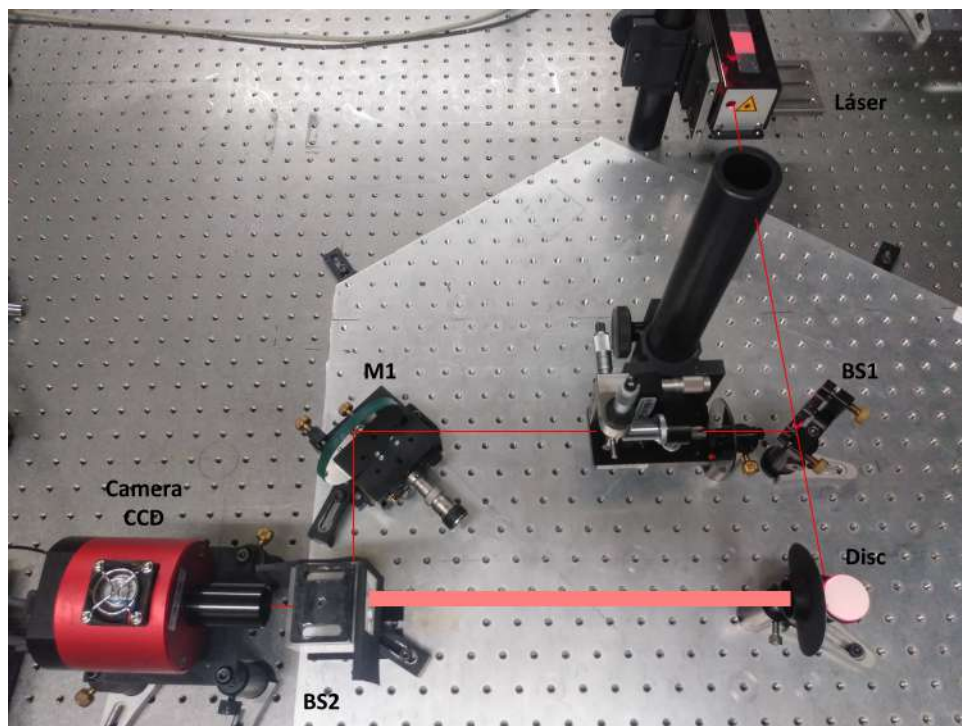


Figura 2-3. Interferómetro de holografía digital para monitoreo de estabilidad de fase: láser sintonizable TL, disco integrador, divisor de haz no polarizado BS1, filtro espacial SF, etapa de rotación RS para soportar y rotar el divisor de haz BS2, espejo M1 y cámara CCD

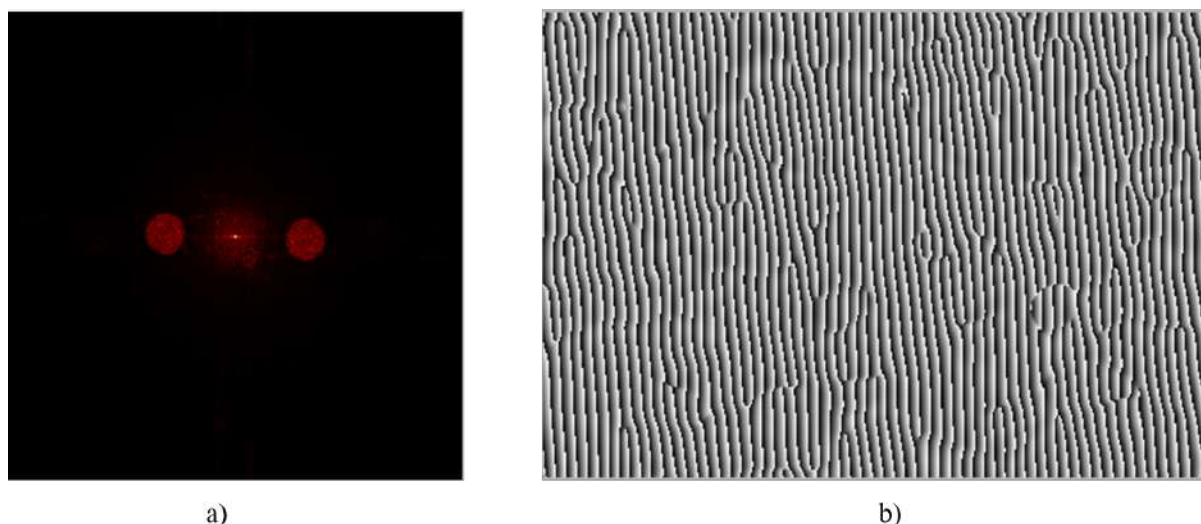


Figura 2-4. a) Espectro de frecuencia 2D del patrón de speckle y b) mapa de fase después del método de Takeda.

Una vez obtenido el interferograma para cada disco, al cual se le aplica el método de transformada de Fourier de Takeda mostrado en la sección anterior. En la Figura 2-4a) se observa el par complejo-conjugado, los cuales contienen información de la fase. Así mismo se observa el tamaño de la pupila circular que es colocada enseguida del puerto donde emerge la luz del disco. Se aplica una máscara a la transformada de Fourier, ya que solo interesa una función (ya sea la parte real o compleja). Una vez obteniendo el mapa de fase se procede a evaluar la estabilidad temporal de la fase para cada disco. Con este resultado, se demuestra cuál de los dos discos integradores es más sensible.

En la Figura 2-5 se muestran las variaciones de fase, para cada uno de los discos evaluando solo para cuatro diferentes píxeles de los mapas de fase (envueltos) correspondientes en un rango de 100 segundos a intervalos de 1 segundo. Siendo las líneas azules correspondiente al disco de menor diámetro (30 mm) y las líneas rojas para el disco de mayor diámetro (100 mm).

Para probar los efectos del cambio de longitud de onda en la fase, para cada disco integrador, se aplicó un voltaje de escaneo al piezoeléctrico (PZT) del láser que controla el cambio de longitud de onda. Cada incremento de voltaje produce un incremento al valor de fase en todos los píxeles, mismos que se restaron con comparando los nuevos valores de fase con los valores de fase inicial. Según se indica en las especificaciones del fabricante, el mínimo cambio de longitud de onda que realiza el láser es de 3,8 fm por 1

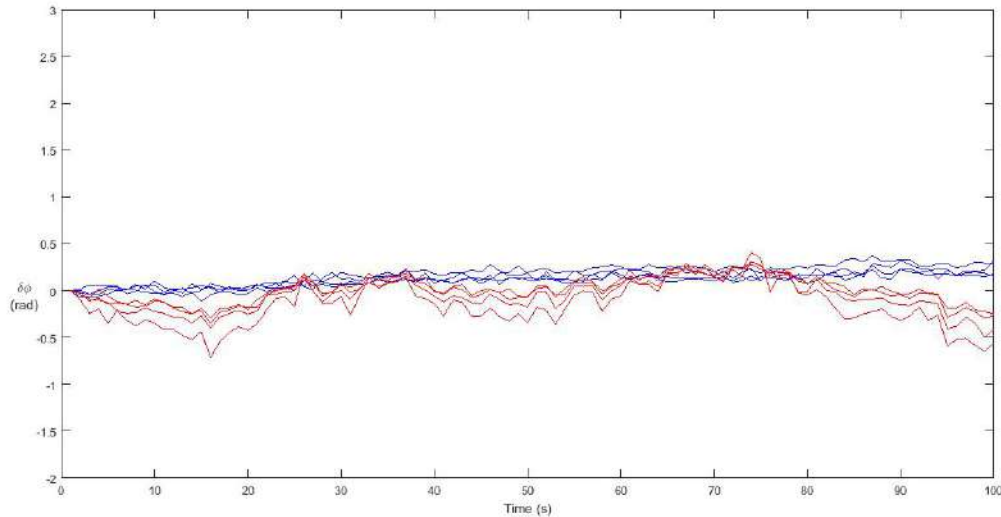


Figura 2-5. Inestabilidad de fase con una longitud de onda constante para cuatro píxeles diferentes, utilizando el disco integrador de menor diámetro 30 mm para las líneas de color azul y el de mayor diámetro 100 mm para las líneas rojas.

mV. En la Fig. 2-6 se muestran los resultados de escaneo o monitoreo de fase aplicando variaciones de voltaje, en donde se puede comprobar como es el cambio de fase para cada uno de los discos, es decir, un cambio de fase más rápido en el disco de mayor diámetro.

Las rampas de fase presentan fluctuaciones que son comunes cuando se introduce un rango de voltaje grande en el experimento. Sin embargo, para reducir estas fluctuaciones de fase se implementó el método de diferenciación, envoltura, integración y una referenciación. La diferenciación se obtiene mediante la resta de dos mapas de fase consecutivos (cambios de fase en el tiempo menores a 2π , la envoltura se usa para rastrear el número correcto de saltos de fase de 2π en el tiempo, que se integran con las diferencias de fase. La referenciación se define como un reinicio intermedio del proceso de integración para evitar la propagación de errores de fase inicial, y depende del tipo de ruido que está presente en los patrones de franjas o interferogramas de moteado [67, 68, 69, 70, 71, 72].

En la Fig. 2-7 se puede comprobar la respuesta de cada disco integrador, esto a partir de la pendiente que presentan estas gráficas, un valor de pendiente mayor para el caso del disco de mayor diámetro y menor pendiente para el disco de menor diámetro. Así mismo se presentan las aproximaciones lineales con su respectivo valor de desviación estándar. Esta respuesta corresponde a cuatro áreas en donde los mapas de fase no presentan vórtices. En este resultado aún se presentan fluctuaciones.

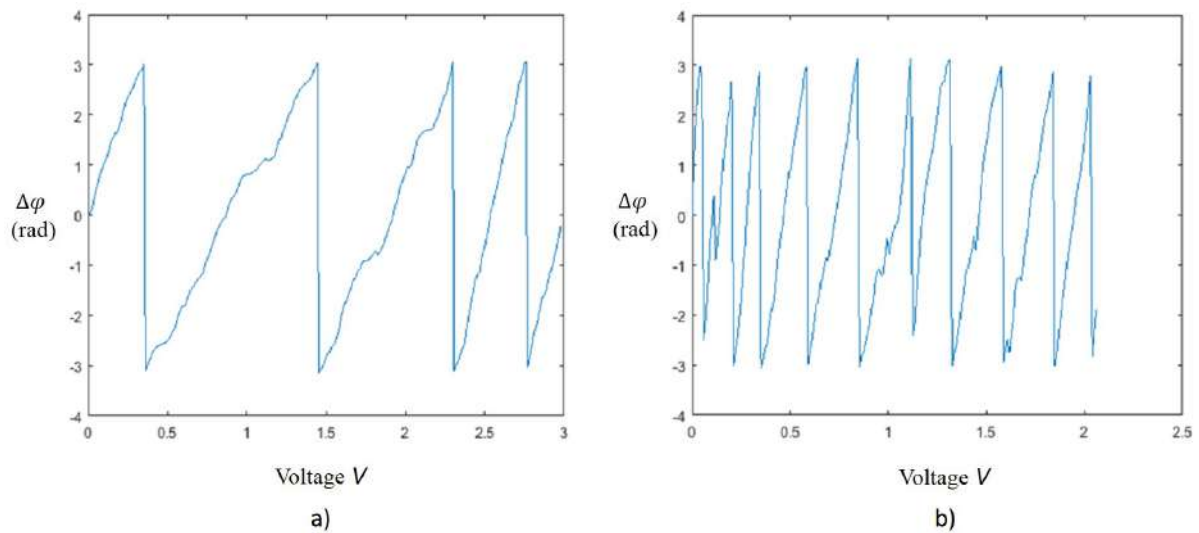


Figura 2-6. Voltaje aplicado al PZT vs diferencia de fase producida para escaneo de un conjunto de longitudes de onda, a) disco de diámetro de 30 mm y b) disco de diámetro de 100 mm.

La fase que se muestran en la gráfica de la Fig. 2-5 y Fig. 2-7 se atribuyen a perturbaciones ambientales, ya sea en los movimientos mecánicos del láser PZT o en las corrientes térmicas en la trayectoria del interferómetro, a pesar de eso, el control puede ser mejorado mediante: una correcta alineación, un ambiente controlado y además de un manejo adecuado de todas las reflexiones provenientes del disco. Entonces, si la inestabilidad de fase presentada en la Figura 2-5 esta generada por la inestabilidad de la longitud de onda del láser, la propuesta de estabilización consiste en implementar un sistema de control de lazo cerrado enviando al PZT el incremento de voltaje (positivo o negativo) que contrarreste el cambio de fase medido. El nivel de estabilización dependería entonces del diámetro del disco integrador.

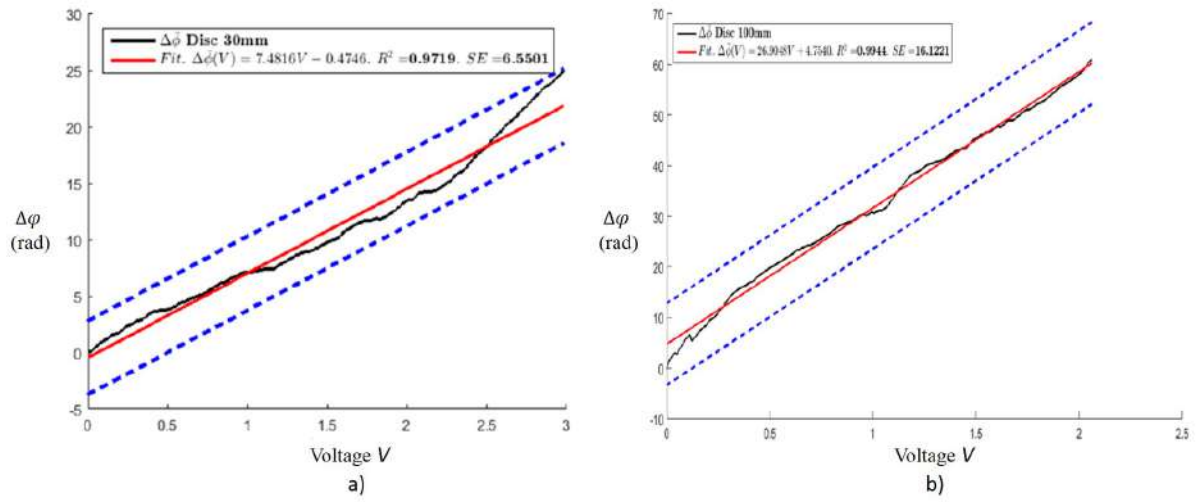


Figura 2-7. Estabilización de fase, a) disco de diámetro de 30 mm y b) disco de diámetro de 100 mm.

Capítulo 3

Interferometría de speckle estacionaria

La longitud de onda de la luz es un parámetro importante en la mayoría de las áreas que involucran la medición óptica. Los métodos interferométricos recientes que utilizan esferas integradoras o fibras ópticas se han basado principalmente en mediciones de intensidad de los patrones de speckle, que han demostrado ser muy sensibles a los cambios de longitud de onda desde femtómetros [73] hasta atómetros [2]. Sin embargo, como la intensidad del speckle de estos métodos se ve modificada por el cambio de longitud de onda, existen múltiples fenómenos involucrados en el proceso de generación de intensidad, y conocer la fase que se suele perder por las medidas de intensidad nos permite estudiar la sensibilidad de los métodos existentes. Métodos similares con alta sensibilidad de medición de longitud de onda pero utilizando patrones de franjas de interferómetros de Fizeau se han implementado comercialmente en medidores de onda durante décadas y recientemente con una precisión absoluta limitada del orden de 100 femtómetros para el WS7-30 [34]. Últimamente, nuevos métodos para determinar la longitud de onda se ha diseñado utilizando espectrómetros de speckle [74, 13] con capacidades para la detección de longitudes de onda en el orden de la escala subfemtométrica [75, 2, 76, 77, 78, 15]. Los patrones de speckle resultantes de la interferencia de la dispersión de luz múltiple en medios desordenados o del uso de reflejos de luz múltiples dentro de una IS proporcionan la información fundamental necesaria para construir analizadores de espectro [79].

En particular, los analizadores de espectro basados en IS podrían servir como cavidades de detección de gas ópticas simples y eficientes [80], o usarse como una celda óptica multipaso para mediciones de absorción modeladas por la distribución de la longitud

del camino [81, 82]. Mezclar la luz para obtener estos patrones de speckle proporciona, de hecho, información excepcionalmente rica sobre la fuente de iluminación, que puede decodificarse con éxito para extraer la longitud de onda. Sin embargo, existe un enfoque alternativo para procesar la intensidad de los patrones de speckle, realizando la misma tarea pero utilizando en su lugar mediciones de fase.

3.1. Detección de fase mediante interferometría holográfica digital

La holografía digital [83, 84, 85] (DH, por sus siglas en Inglés “Digital Holographic”) se ha utilizado para procesar la captura de patrones de interferencias y la reconstrucción de fase de campos ópticos que podrían incluir patrones de speckle [86, 87]. Los patrones de speckle procesados por DH permiten la medición de las diferencias en las fases ópticas, que pueden ser causadas por diferentes mecanismos, como cambios en el índice de refracción de los medios transparentes o por la deformación de superficies reflectantes difusas [88, 89]. Los OPD generados dependen de la forma geométrica del objeto utilizado en la configuración DH, que incluye todos los posibles reflejos de luz que pueden ocurrir cuando se usa un IS en la configuración óptica. Una configuración óptica típica utilizada para DH se muestra esquemáticamente en la Fig. **3-1**, para la detección y medición de cambios de longitud de onda. La configuración óptica consiste en un haz monocromático y coherente, emitido por un láser de cavidad externa sintonizable Littrow. El haz láser se divide primero por un divisor de haz BS1 que produce el haz objeto parcialmente transmitido a través de BS1 y dirigido a la esfera integradora de entrada. La luz codificada resultante después de los reflejos de luz dentro de la esfera de integración se emite a través del puerto de salida de la esfera. Finalmente, la cámara detectora C recoge el patrón de speckle resultante.

Por otro lado, la luz reflejada en BS1, llamada haz referencia, pasa a través de un objetivo de microscopio con un pinhole para el filtrado espacial de la luz láser. Una vez filtrado el láser, se lleva a un espejo que lleva la luz al divisor de haz BS2 e interfiere con el haz objeto, obteniendo así el llamado interferograma registrado por la cámara detectora. La luz emitida a través de la salida de la esfera está limitada por una apertura circular

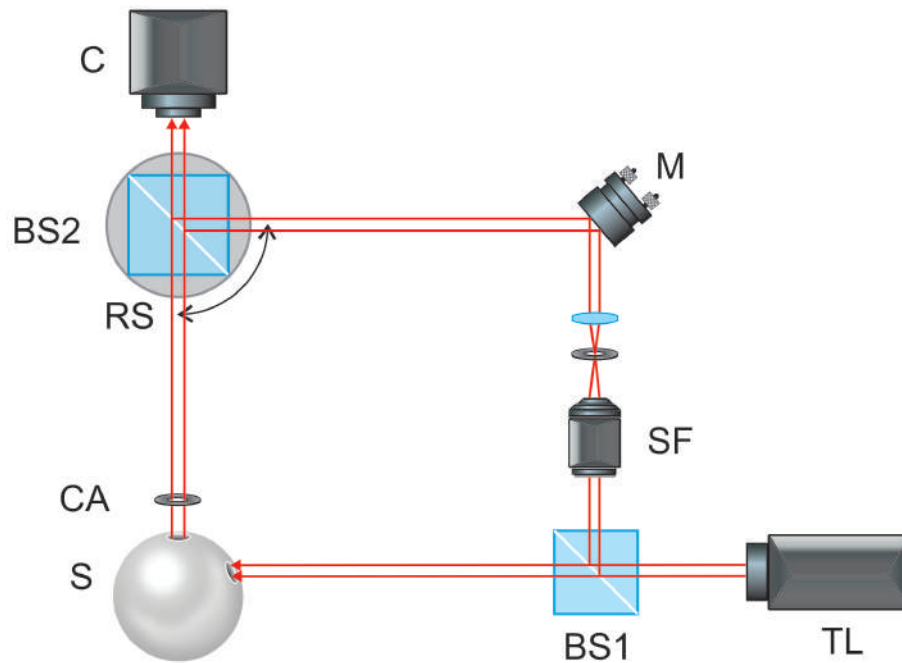


Figura 3-1. Interferómetro de holografía digital para detección de cambio de longitud de onda: láser sintonizable TL, esfera integradora IS, divisor de haz no polarizante BS1, filtro espacial SF, etapa de rotación RS para soportar y girar el divisor de haz BS2, espejo M y cámara C. La luz láser produce múltiples dispersiones de luz y reflejos dentro de la esfera integradora, la luz de salida se transmite a través de una apertura circular CA, iluminando BS2 y se combina con un haz de luz uniforme inclinado un pequeño ángulo, siendo finalmente recolectada en la cámara C.

CA. El divisor de haz BS2 está montado sobre una plataforma de rotación en la que el ángulo de rotación introduce una inclinación del haz de referencia con respecto al plano de la cámara detectora. La montura rotatoria RS se usa para ajustar la inclinación de referencia del patrón de speckle produciendo dos lóbulos simétricos en su transformada de Fourier que parten del lóbulo central como se muestra en la Fig. 3-2. La distancia entre los dos lóbulos simétricos principales está controlada por la montura giratoria RS.

Aunque existen muchos métodos para la evaluación de la fase del frente de onda [90], en este trabajo se obtiene la fase de un frente de onda por el método Takeda utilizado para holografía digital [91, 92]. El patrón de interferencia generado por el haz del objeto y el haz de referencia está dado por:

$$g(x, y) = a_1(x, y) + a_2(x, y) \cos[2\pi f_0 x + \varphi(x, y)], \quad (3-1)$$

donde φ es la fase que contiene la información deseada, $a_1(x, y)$ y $a_2(x, y)$ representan la

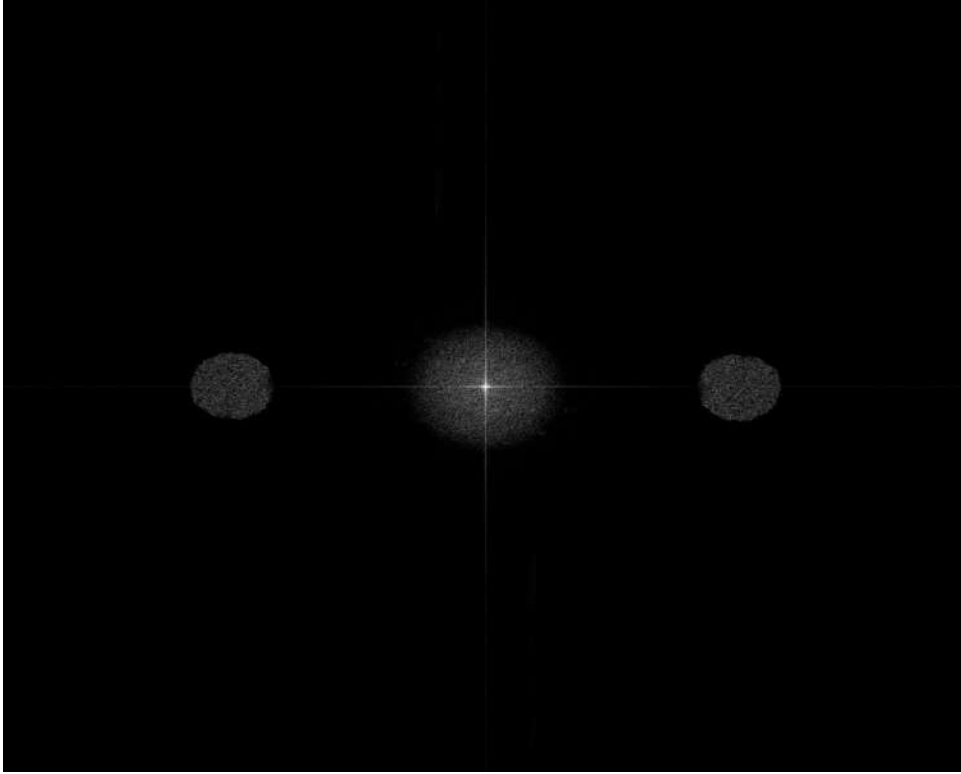


Figura 3-2. Transformada de Fourier del patrón de speckle que se muestra en la Fig. 3-3, donde los tres componentes de la Ecuación 3-4 pueden identificarse como lóbulos circulares.

irradiancia y la modulación de los patrones de interferencia, f_0 es la frecuencia portadora. La ecuación 3-1 se puede escribir como

$$g(x, y) = a_1(x, y) + c(x, y) + c^*(x, y), \quad (3-2)$$

donde * denota el complejo conjugado y

$$c(x, y) = \frac{1}{2} a_2(x, y) \exp(i(2\pi f_0 x + \varphi(x, y))). \quad (3-3)$$

Aplicando la transformada de Fourier \mathcal{F} a la ecuación 3-1 resulta

$$\mathcal{F}[g(x, y)] = A_1(u, v) + C(u, v) + C^*(u, v), \quad (3-4)$$

donde (u, v) son las nuevas coordenadas en el espacio de Fourier, C y C^* son el par de complejos conjugados que se pueden identificar como lóbulos cada uno con información de fase. Si la fase φ tiene un ancho de banda limitado, los lóbulos se forman alrededor de

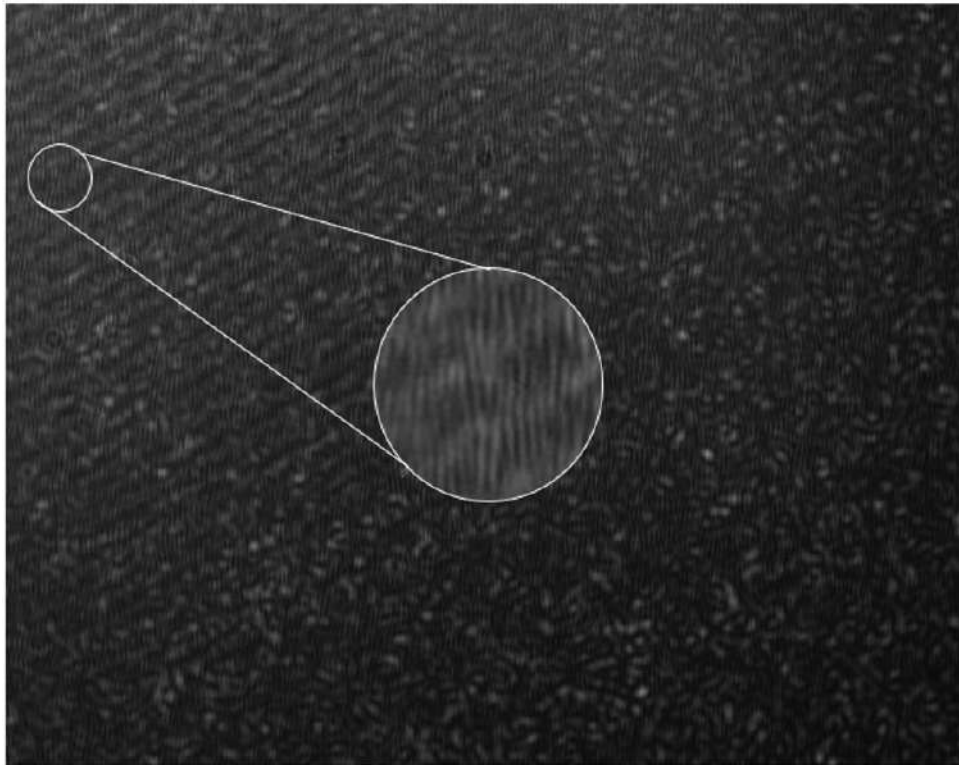


Figura 3-3. Patrón de speckle obtenido en la configuración óptica explanation. Las franjas de interferencia en la esquina superior izquierda se atribuyen a los reflejos internos de nuestro cubo divisor de haz. Se muestra un área ampliada desde una pequeña sección limitada por un círculo blanco que representa el típico patrón de franjas de interferencia que se produce cuando un haz de referencia se combina con el patrón de speckle.

la frecuencia portadora. Uno de los dos lóbulos se selecciona por medio de un filtro radial de Hamming que produce un \bar{C} filtrado, en el que se calcula la transformada inversa de Fourier para producir $\bar{c} = \mathcal{F}^{-1}(\bar{C})$. La fase envuelta con una portadora se puede calcular entonces por

$$2\pi f_0 x + \varphi(x, y) = \arctan \frac{I_m[\bar{c}(x, y)]}{R_e[\bar{c}(x, y)]} \quad (3-5)$$

donde I_m y R_e son las partes imaginaria y real de $\bar{c}(x, y)$.

En la Fig. 3-3 se muestra una imagen del patrón de interferencia registrado en la cámara, se puede observar que la portadora corresponde a la separación de lóbulos de su transformada de Fourier mostrada en la Fig. 3-2; esta portadora tiende a producir franjas verticales dentro del tamaño del speckle pero está modulada por la distribución de amplitud del moteado.

3.2. Diferencias de fase del cambio de longitud de onda

La diferencia de fase dada por un cambio de longitud de onda de λ_1 a λ_2 , se puede obtener como:

$$\delta\varphi = K \Lambda, \quad (3-6)$$

donde K es una constante expresada como $2\pi / \left(\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right)$, y Λ es el camino óptico. La misma expresión en dos momentos consecutivos (a partir de dos longitudes de onda consecutivas) se puede describir mediante

$$\delta\varphi(t) = \varphi(t) - \varphi(t-1), \quad (3-7)$$

donde φ es la fase en cada momento y hemos omitido (x, y) y la dependencia de la longitud de onda por simplicidad. El índice de refracción n se omite porque se adquirió en la simulación y se incluye en el camino óptico Λ .

Sin embargo, esta diferencia de fase puede ser mayor que 2π si hay un salto de fase 2π entre los tiempos t y $t-1$, entonces para obtener valores de fase es necesario corregir cualquier salto de fase. Esto se logra mediante la siguiente ecuación de reenvoltura [93]:

$$W[\delta\varphi(t)] = \delta\varphi(t) - 2\pi \text{round} \left(\frac{\delta\varphi(t)}{2\pi} \right), \quad (3-8)$$

donde el operador W resta o suma 2π saltos de fase y round es un comando de Matlab[®] que redondea el cociente $\delta\varphi/2\pi$ al entero más cercano. Usamos un tiempo inicial denotado por 0, por lo tanto, la ecuación (3-7) se puede reexpresar para intervalos de tiempo no consecutivos con respecto al tiempo inicial como $\delta\varphi(t, 0) = \varphi(t) - \varphi(0)$.

Hay áreas en la fase instantánea de los patrones de speckle en las que estaban presentes los vórtices de fase, como se ha demostrado anteriormente [77] pero en nuestros experimentos con ajuste de longitud de onda o inestabilidades de fase, hay una creación y destrucción aleatoria de los vórtices detectados. Por lo tanto, para obtener valores de fase consistentes mientras se ajusta la longitud de onda, se llevó a cabo una exploración preliminar de las singularidades de los vórtices de fase y su posición para identificar las

zonas de fase en las que las singularidades de los vórtices no estaban presentes a lo largo de los experimentos de ajuste de longitud de onda. Para identificar las singularidades de los vórtices de fase, se consideró una vecindad de 4 píxeles utilizando un bucle cerrado en sentido contrario a las agujas del reloj alrededor de los cuatro píxeles indicados como (x, y) , $(x + 1, y)$, $(x + 1, y + 1)$ y $(x, y + 1)$. La distribución de singularidades se calcula alrededor de esta vecindad de $\delta\phi$ por [94]:

$$\begin{aligned}
s(x, y) = & \text{NINT} \{ [\varphi(x + 1, y) - \varphi(x, y)] / 2\pi \} \\
& + \text{NINT} \{ [\varphi(x + 1, y + 1) - \varphi(x + 1, y)] / 2\pi \} \\
& + \text{NINT} \{ [\varphi(x, y + 1) - \varphi(x + 1, y + 1)] / 2\pi \} \\
& + \text{NINT} \{ [\varphi(x, y) - \varphi(x, y + 1)] / 2\pi \},
\end{aligned} \tag{3-9}$$

donde NINT denota el redondeo al entero más cercano. Para dicho vecindario, las singularidades de los vórtices se pueden encontrar si $s = -1$ y $+1$, de lo contrario, si $s = 0$, la fase local no contiene vórtices. La distribución de singularidades tiende a ocurrir naturalmente en pares de signos opuestos, aunque las fuentes de singularidad aisladas pueden ocurrir cerca del límite del mapa de fase [95, 96].

Antes de extraer el cambio de fase en las áreas que no contienen vórtices de fase, es necesario encontrar las singularidades (Ecuación 3-9) de los valores del cambio de fase envuelto encontrado en un par de mapas de fase consecutivos. Esto se obtiene fácilmente por:

$$\delta\bar{\varphi} = W[\delta\varphi(t)] (1 - |s(x, y)|), \tag{3-10}$$

donde el factor $(1 - |s(x, y)|)$ se usa para seleccionar los cambios de fase envueltos sin singularidades representados por $\delta\bar{\varphi}$.

El mejor rendimiento para la minimización del error de fase se obtiene usando un histograma de las diferencias de fase sin singularidades (Ecuación 3-10). Usando la distribución de fase resultante del histograma y calculando el máximo de esta distribución, obtenemos la fase dominante $\delta\varphi_D$ para dos longitudes de onda consecutivas, que se puede expresar como:

$$\delta\varphi_D = \text{findpeaks}[\text{histogram}(\delta\bar{\varphi})], \quad (3-11)$$

donde *findpeaks* es un comando de Matlab[®] que encuentra los máximos del histograma de $\delta\bar{\varphi}$ y selecciona los máximos correspondientes al cambio de fase predominante. Esta ecuación anterior debe coincidir con la Ecuación 3-6 si se conoce el camino óptico Λ y sin perturbaciones ambientales. Por lo tanto, la siguiente sección está dedicada a descubrir el OPD a través de una simulación de trazo de rayos.

3.3. Sensibilidades de fase de los OPD mediante trazo de rayos

Se implementó una simulación por computadora de la configuración óptica propuesta en el software Trace-Pro[®] que, utilizando su análisis de diseño óptico para la simulación y el modelado mediante trazo de rayos, pudo calcular los OPD para varios rayos. La luz se eligió para ser emitida con un perfil gaussiano espacial y no polarizado con una longitud de onda de 633 nm, y un patrón de cuadrícula circular con 600 anillos y un radio exterior de 5 mm emitió un número total de 1078201 rayos/onda.

Para obtener los OPD, los rayos emitidos después de los múltiples reflejos que ocurren dentro de la IS son recolectados por un objetivo circular colocado en la misma posición que la cámara detectora en la configuración óptica experimental. Los ángulos de los rayos se determinan mediante la ley de Snell en cada reflexión utilizando el índice de refracción del vidrio de 1,574. La geometría de la esfera de vidrio se eligió con un diámetro de 40 mm para adaptarse al experimento real, la superficie de la IS se eligió blanca y lambertiana con un coeficiente de reflexión de 0.45 que se midió previamente de un vidrio plano cubierto con la misma pintura blanca utilizada para cubrir la SI. El puerto de entrada de luz tiene un diámetro de 7 mm y otro puerto de salida con 13 mm de diámetro emite rayos a una superficie objetivo circular con un diámetro de 8,8 mm con una distancia desde el puerto de salida de la esfera hasta el objetivo de 46 cm, recolectando una cantidad reducida de los rayos emitidos como se muestra en la Fig. 3-4. El número reducido de rayos que logran incidir en el objetivo circular CT se debe al hecho de que hay muchos rayos que se reflejan

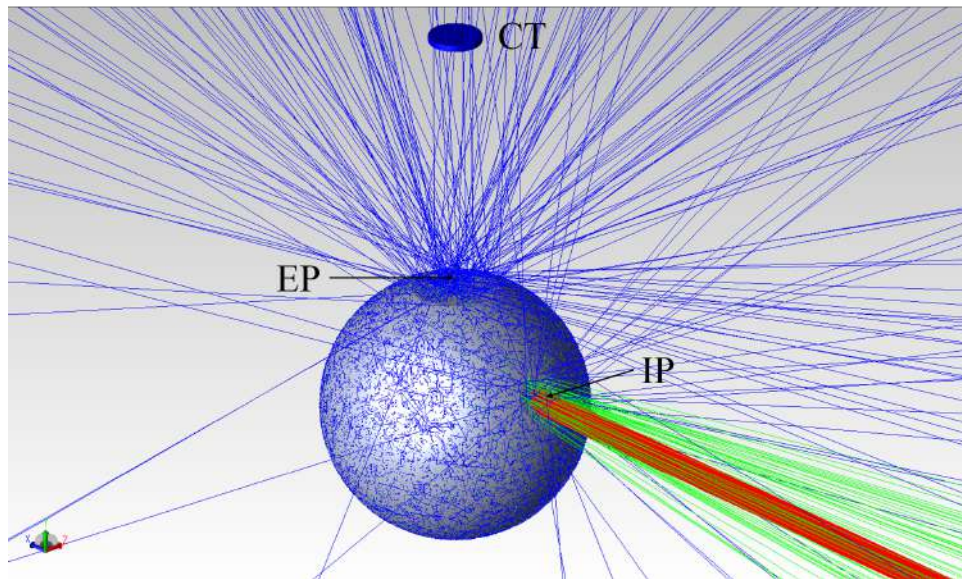


Figura 3-4. Trazo de rayos 3D del software Trace-Pro © que muestra la cantidad reducida de rayos recolectados interceptados por un objetivo circular (CT) de los rayos emitidos del puerto de salida (EP) de la esfera integradora. Los rayos de luz de entrada se dirigen hacia el puerto de entrada (IP) y algunos se reflejan hacia atrás.

en el puerto de entrada, además, los rayos se reflejan dentro de la esfera integradora y se extinguen antes de incidir en el puerto de salida, por lo que estos rayos no salen de la esfera integradora. Cada rayo que sale de la esfera integradora y llega al objetivo tiene un promedio de seis reflexiones dentro de la esfera integradora que representan solo el 30 % de todos los rayos emitidos por la fuente. Siempre que el OPD no exceda la longitud de coherencia del láser, la interferencia se puede registrar con éxito.

A partir de los rayos recogidos por el objetivo, es posible obtener la trayectoria óptica de cada rayo que da como resultado una distribución de OPD, en la Fig. 3-5 se presenta un gráfico de los OPD con el número de rayos de la simulación.

A partir de esta simulación de trazo de rayos, se puede ver que hay un conjunto predominante de OPD (el máximos de la gráfica) que (a pesar de que se distribuyen aleatoriamente sobre el área moteada) se pueden usar para monitorear los cambios de fase debido al ajuste de la longitud de onda si se evitan las singularidades de los vórtices de fase. Por otro lado, el coeficiente de reflexión, las dimensiones de la configuración óptica (con la máxima sensibilidad resultante de la diferencia de longitud del camino óptico entre el brazo de referencia y la luz que forma el patrón de speckle), el coeficiente de reflexión interna, el diámetro y el índice de refracción del vidrio de la esfera integradora son las

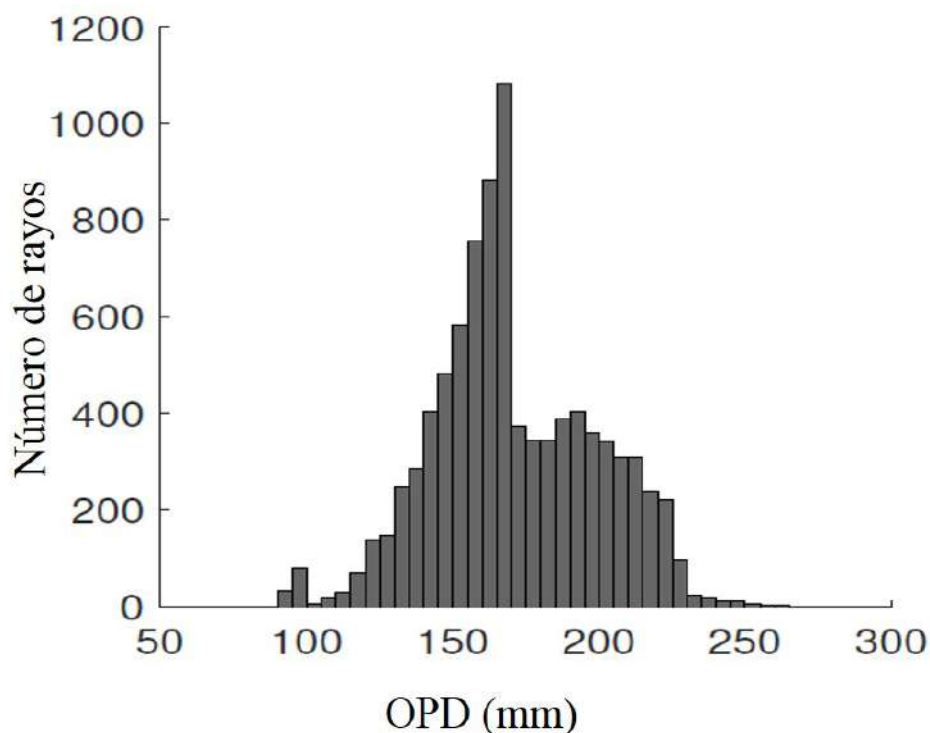


Figura 3-5. Diferencias de trayectoria óptica encontradas en el objetivo circular que se muestra en la Fig. 3-4 de acuerdo con nuestra simulación de trazo de rayos de la configuración óptica propuesta.

principales aportaciones a las OPD.

La figura. 3-6 muestra los efectos de las OPD en cuatro pares de gráficos que utilizan un coeficiente de reflexión interna diferente. Cada par se produce trazando los máximos de la OPD para 4 diámetros diferentes de la esfera de vidrio simulada, incluidos 2 índices de refracción para cada diámetro. Puede verse en esta figura que los máximos de los OPD aumentan linealmente con el diámetro de la esfera de vidrio, con una relación similar para el cambio en el índice de refracción interno. El efecto del cambio en el coeficiente de reflexión es una gama más amplia de OPDs. Efectos en los OPDs en cuatro pares de gráficas que utilizan un coeficiente de reflexión interna diferente: $R = 0,45, 0,70, 0,80, 0,90$. Cada par se produce trazando los máximos del OPD para 4 diámetros diferentes: $D = 30, 40, 50, 60$ mm de la esfera de vidrio simulada, incluidos 2 índices de refracción 1,6426 (línea continua) y 1,8127 (línea discontinua) para cada diámetro. Como una comparación con la sensibilidad al speckle de IS sin interferencia con un haz de referencia, y de acuerdo con [97], la sensibilidad se rige principalmente por el radio y la reflectividad de la superficie de la esfera. La ventaja de usar mediciones de fase en lugar de motas de intensidad es

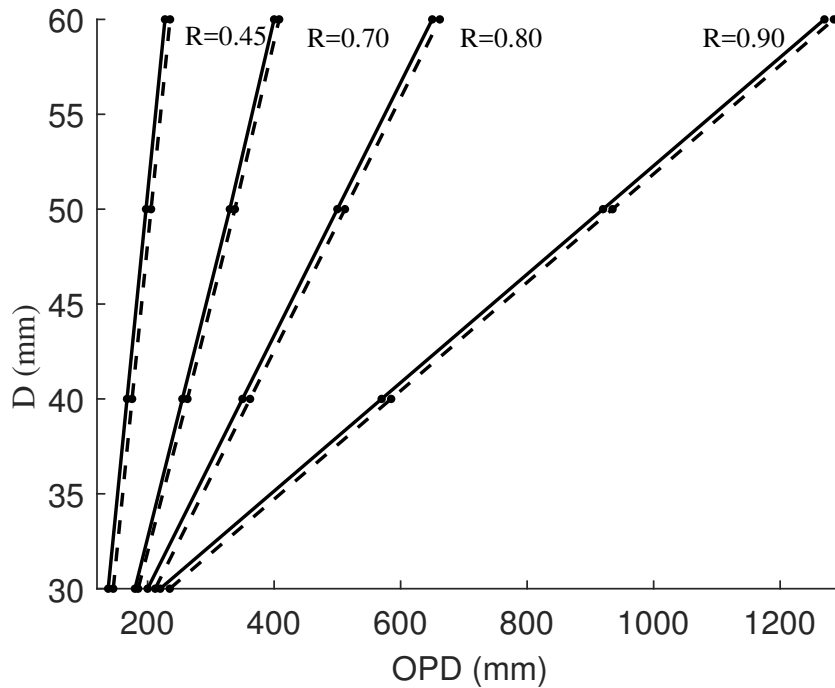


Figura 3-6. Efectos en los OPDs en cuatro pares de gráficas que utilizan diferentes coeficientes de reflexión interna: $R = 0,45, 0,70, 0,80$, y $0,90$. Cada par se produce trazando los máximos del OPD para 4 diámetros diferentes: $D = 30, 40, 50$, y 60 mm de la esfera de vidrio simulada, incluidos 2 índices de refracción $1,6426$ (línea continua) y $1,8127$ (línea discontinua) para cada diámetro. Cada dato de diámetro está representado por un marcador de punto.

que, en nuestro enfoque, la fase se puede escalar a conveniencia cambiando los parámetros de nuestra configuración óptica, como la diferencia de OPD entre la OPD del brazo de referencia y la OPD del patrón de speckle pueden personalizarse para lograr la sensibilidad deseada.

3.4. Resultados Experimentales

En nuestra configuración óptica experimental, se utilizó un láser sintonizable TEC 100 de Sacher Lasertechnik, que emite a una longitud de onda de 632 nm con un cambio sintonizable de longitud de onda mínimo de $3,8$ fm por 1 mV. Se aplica un potencial eléctrico al piezoeléctrico interno del láser, unido a una rejilla interna de la configuración del láser Littrow para cambiar la longitud de onda del láser.

La esfera integradora se fabricó a medida utilizando una esfera de vidrio de 40 mm de

diámetro fabricada con vidrio BK7, que fue samblasteadada y pintada con pintura blanca dejando dos puertos, uno para entrada de luz y otro para la recolección de la luz de salida. Esta esfera integradora tiene una apertura circular con un diámetro de 13 mm en el puerto de salida, la cual fue reducida por medio de un diafragma a un diámetro de 8 mm permitiéndonos controlar el tamaño del speckle dado también por la distancia de este diafragma al detector de la cámara que fue de 45,4 cm. La esfera integradora se colocó de manera que la luz reflejada proveniente del puerto de salida se dirigiera hacia el detector de la cámara.

La potencia de la luz láser es de 1,73 mW, que se dividió inicialmente por un divisor de haz de 2:98, por lo que en el puerto de entrada de la esfera integradora, la potencia resultante fue de 0,89 mW y en el plano detector de la cámara (en el puerto de salida del la esfera integradora) muestra una potencia de 2,35 nW. Bloqueando la luz de speckle de la esfera y midiendo solo la luz del haz de referencia, nuestro medidor fue de 6,63 nW. Estas medidas se realizaron mediante un radiómetro. Nuestra cámara era un CCD enfriado con bajo ruido (BigEye G-132B NIR Cool con 1280x1024 píxeles y un tamaño de píxel de $6.45 \times 6.45 \mu m$) diseñada para la adquisición de imágenes con bajo ruido en tiempos de exposición prolongados, en nuestro experimento de 600 ms.

Se aplicó un voltaje de escaneo al láser que controla el cambio de longitud de onda para probar los efectos del cambio de longitud de onda en la fase de speckle de la esfera integradora. Cada incremento de voltaje produjo un nuevo valor de fase en todos los píxeles restados con los valores de fase iniciales para obtener un incremento de fase promediado. El escaneo de longitud de onda se realizó utilizando el cambio de voltaje más pequeño que nuestra electrónica pudo controlar, que fue de 1 mV, lo que nos permitió escanear un rango de 1V. La intensidad de los patrones de speckle en la cámara fue sensible a factores ambientales como vibraciones mecánicas, corrientes térmicas y gradientes de temperatura.

La diferencia de fase envuelta de dos longitudes de onda consecutivas se presenta en la Fig. 3-8a, que muestra los valores de fase en niveles de gris. Esta fase contiene inicialmente vórtices de fase con singularidades que se identifican usando la ecuación 3-8 que se muestran en la Fig. 3-8b en color negro. Como las singularidades no representan datos de fase válidos, se eliminan para obtener solo áreas de fase sin singularidades, esto

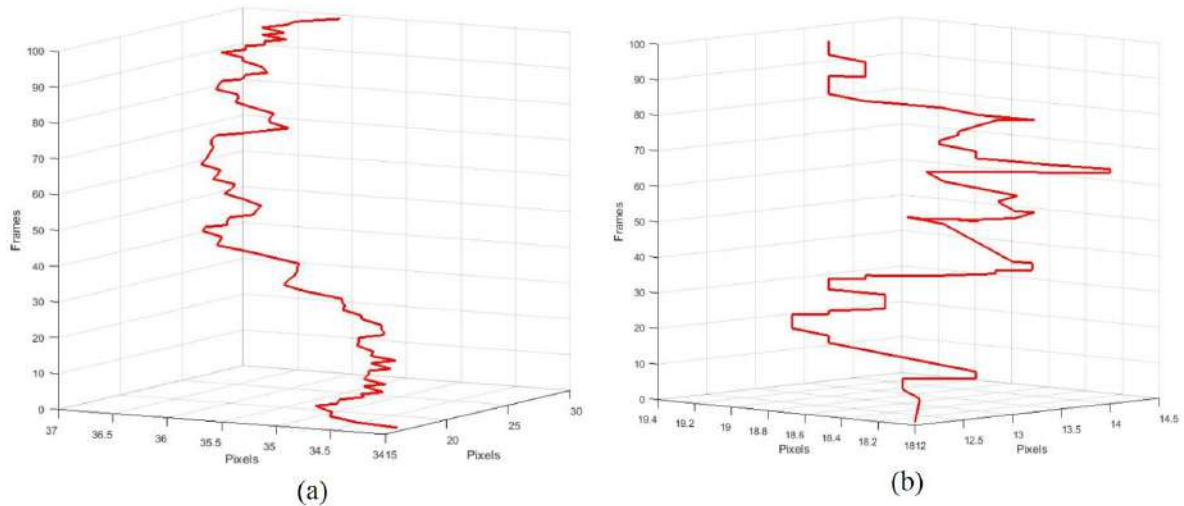


Figura 3-7. Esqueleto de un vórtice aplicando (a) voltaje constante y (b) estabilización de voltaje.

se logra fácilmente mediante la multiplicación de una máscara binaria producida usando la detección de singularidades por la ecuación 3-9, donde los valores cero para $s = \pm 1$ representan las singularidades, y uno para $s = 0$ representan zonas de fase libres de singularidades.

Un vórtice óptico es una estructura singular típica que puede ocurrir en haces paraxiales. El vórtice óptico tiene una singularidad escalar, que puede existir independientemente de la polarización del haz. Una razón que se da con frecuencia para estudiar la fase y otras singularidades es que organizan la estructura espacial global del campo óptico como un “esqueleto” del que cuelga la estructura de fase e intensidad del vórtice [98, 99]. Estos esqueletos de singularidades se derivan de otras áreas, particularmente las singularidades de fase en biología e ingeniería. Dado que los vórtices no están definidos en la singularidad, su posición espacial no se obtiene directamente. Por lo tanto, su posición espacial debe estar determinada por el campo de fase cercano a él [100, 101].

Por ello, la estructura temporal del esqueleto de singularidades nos muestra otra forma de observar la estabilidad del espectrómetro propuesto. En la figura 3-7 muestra la estabilidad lograda al analizar las singularidades del esqueleto cuando se aplica un voltaje constante y cuando se usa una compensación de retroalimentación de voltaje para estabilizar las franjas rectas de los patrones de speckle. Esto comprueba la factibilidad de estabilización propuesta anteriormente.

La Figura 3-8b muestra la máscara binaria, y las diferencias de fase se muestran en

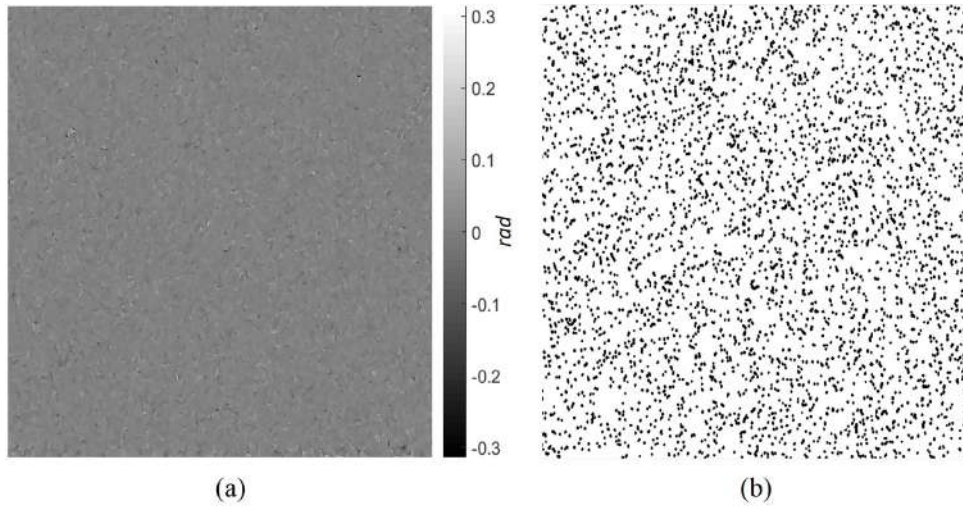


Figura 3-8. (a) Diferencia de fase envuelta (Eq. 3-8) de dos tiempos consecutivos. (b) Las singularidades de los vórtices de fase se muestran como píxeles negros en una máscara binaria con valores cero (representados en negro) para $s = \pm 1$ y uno (representado en blanco) para $s = 0$ que permite calcular la diferencia de fase libre de singularidades en Eq. 3-10.

la Fig. 3-8a, la multiplicación (Eq. 3-10) con la máscara binaria da los datos válidos fase mostrada en niveles de gris en la Fig. 3-9a. Sin embargo, como muestran los caminos ópticos obtenidos del trazo de rayos en la sección anterior, las sensibilidades de fase se distribuyen alrededor de un máximo. Por lo tanto, el cambio de fase experimental debería tener una distribución similar relacionada con el OPD por Eq. (3-6). Esta distribución se encontró calculando un histograma de la fase de datos válidos (Eq. 3-11) y se muestra en la Fig. 3-9b para dos longitudes de onda consecutivas, donde el máximo se etiqueta como $\delta\varphi_D$ como fase dominante, y las singularidades de fase están representadas por la fase en cero. En nuestros experimentos, hemos encontrado un valor de fase dominante de 0,0189 rad que es aproximadamente el valor teórico de la ecuación 3-6.

El cambio de fase no envuelto se encuentra a partir de 1000 frames consecutivos utilizando la integración de la fase dominante $\delta\varphi_D$ en un experimento de sintonización de cero a 1 voltio. Se puede obtener una mejora adicional para eliminar las inestabilidades ambientales, para eliminar ésta deriva de fase asociada, una longitud de onda constante (generada por un voltaje constante) permite obtener $\delta\varphi_c$ en un intervalo de tiempo de 900 segundos para comparar con la diferencia de fase obtenida cuando se introduce un voltaje de escaneo $\delta\varphi_s$. La eliminación de inestabilidades se obtiene restando $\delta\varphi_s - \delta\varphi_c$ y se presenta en la Fig. 3-10 en una línea continua, la línea punteada es para la longitud

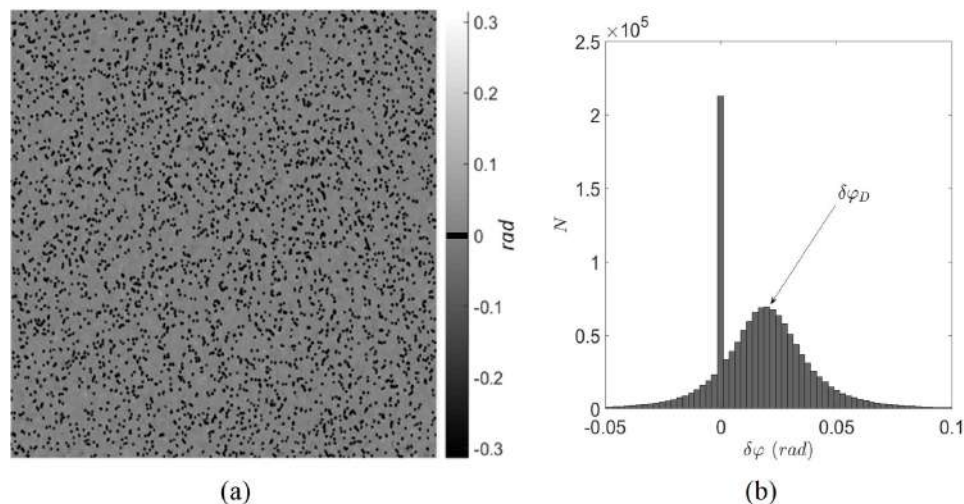


Figura 3-9. (a) Diferencias de fase multiplicadas con la máscara binaria de la Fig. 3-8(b) (Eq. 3-10) para mostrar los valores de fase válidos. La máscara de singularidades se representa visualmente en color negro, pero su valor real en la barra de escala corresponde al cero rad. (b) Histograma de (a) que muestra dos picos, el más grande para las singularidades enmascaradas y el más pequeño de los píxeles no enmascarados correspondientes a la distribución experimental de fase de OPD relacionada por Eq. 3-6. La fase dominante de esta distribución se muestra como $\delta\varphi_D$ en el gráfico y representa la mayor cantidad de píxeles (N) con el mismo cambio de fase.

de onda de barrido, y la línea de puntos y guiones es para un voltaje constante.

Como los incrementos de fase tienen una magnitud menor que 2π , el desenvolvimiento se obtuvo mediante la suma de los incrementos de fase. La fase no envuelta resultante es casi lineal en el intervalo de longitud de onda, por lo tanto, se puede ajustar una fase lineal a la fase no envuelta para reducir la incertidumbre de la medición. En nuestro experimento, una desviación estándar del ajuste lineal resultó en 0,0022 rad. Por lo tanto, la línea ajustada se puede utilizar para aumentar la detección de cambios de fase. A partir de nuestra línea ajustada, es posible obtener un cambio de fase de 0,0153 rad/mV. Usando el máximo del camino óptico obtenido por el programa de trazo de rayos como $\Lambda = 167,5$ mm y considerando pequeños cambios de longitud de onda en la fase dada por $\varphi = k\Lambda$, donde k es el número de onda $k = 2\pi/\lambda$, y Λ es la diferencia de camino óptico y usando la derivada de la fase, el cambio de longitud de onda se puede obtener por:

$$\delta\lambda = \frac{\delta\varphi\lambda^2}{2\pi\Lambda}. \quad (3-12)$$

Ahora reemplazando el cambio de fase $\delta\varphi = 0,0153$ rad/mV obtenido en nuestro ex-

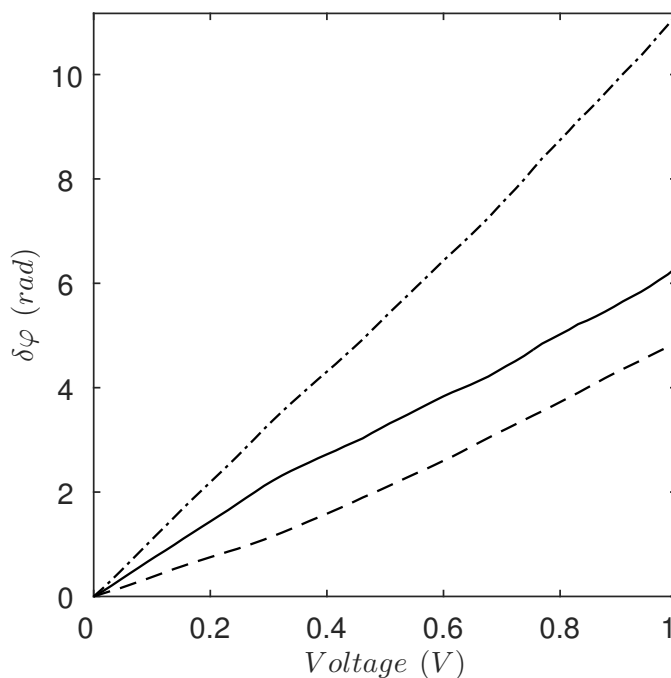


Figura 3-10. Diferencias de fase no envueltas de 1000 frames consecutivos de valores de fase correspondientes a la fase dominante $\delta\varphi_D$ (representada en la Fig. 3-9b) mostrada en una línea continua. El $\delta\varphi_s$ es el cambio de fase obtenido cuando se aplica un voltaje de escaneo y se muestra en una línea de puntos y guiones. La línea discontinua muestra el cambio de fase $\delta\varphi_c$ para un voltaje constante. Tras una aproximación lineal a la línea continua, el error de desviación estándar fue de 0,0022 rad, con un intervalo de confianza del 99 %.

perimento, $\lambda = 633$ nm, y $\Lambda = 167,5$ mm que corresponde a la diferencia de camino óptico obtenido por nuestra simulación por computadora en Trace-Pro[®]. En consecuencia, los cambios en la escala femtométrica se pueden detectar cada 5,82 fm/mV con la configuración óptica propuesta.

Capítulo 4

Speckle en la espectroscopía

Una ventaja significativa del espectrómetro aleatorio sobre los espectrómetros convencionales es que no sufre la redundancia establecida por el rango espectral libre, ya que una estructura aleatoria rompe cualquier simetría o degeneración. Cada speckle se forma por la interferencia de un gran número de ondas con fases aleatorias, por lo que la probabilidad de tener patrones de speckle idénticos para dos frecuencias distintas es insignificamente pequeña. Otra ventaja del espectrómetro aleatorio es que puede operar en un rango de frecuencia extremadamente amplio sin modificación estructural. Esto contrasta marcadamente con el espectrómetro de rejilla, que requiere una rotación de la rejilla para difractar la luz de frecuencia variable hacia el detector. Un espectrómetro de rejilla en chip funciona solo para un rango espectral fijo, porque la rejilla monolítica no se puede girar. En un espectrómetro aleatorio, la luz dispersada siempre llega al conjunto de detectores, independientemente de su frecuencia. Un cambio de frecuencia de operación se realiza simplemente cambiando la matriz de transferencia a la calibrada para el rango espectral del blanco. El espectrómetro aleatorio es ideal para la espectroscopia de compresión. En los trabajos [102, 103] utilizaban máscaras aleatorias para la detección de un solo píxel, pero la eficiencia de cálculo era baja ya que se usaban diferentes máscaras secuencialmente y la modulación de amplitud de las máscaras también presentaba pérdidas. El espectrómetro aleatorio supera estos problemas al realizar una proyección aleatoria de un espectro de entrada a múltiples detectores simultáneamente. La operación de paralelización reduce en gran medida el tiempo de adquisición y mejora la eficiencia de recopilación de señales.

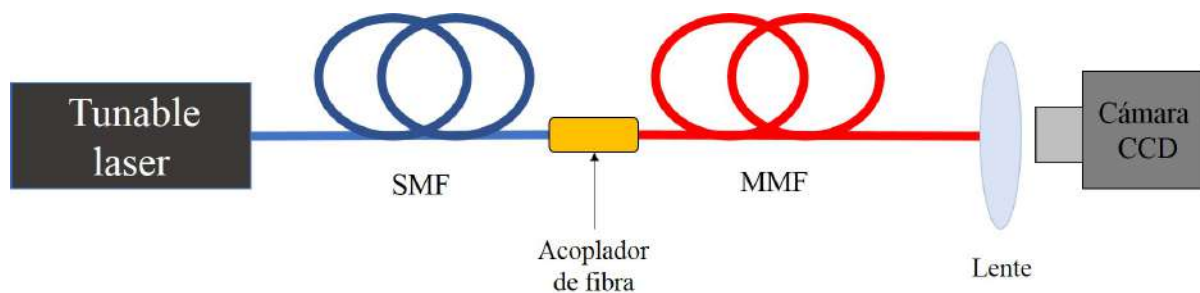


Figura 4-1. Esquemático del montaje experimental. Un láser sintonizable proporciona una fuente controlada para la calibración y la caracterización. Una fibra monomodo (SMF, por sus siglas en Inglés “Single Mode Fiber”) proporciona acoplamiento fijo a la fibra multimodo (MMF, por sus siglas en Inglés “Multimode Fiber”). El patrón de speckle producido al final del MMF es captado por una lente formando una imagen en el detector de la cámara. Los patrones de speckle registrados en la cámara en varias longitudes de onda de la luz laser de entrada producen patrones de speckle diferentes, lo que permite una alta resolución espectral [1].

4.1. Espectroscopía de speckle utilizando fibras ópticas

Una fibra multimodo (MMF, por su iniciales en inglés de “Multimode Fiber”) también puede generar speckle a través de la interferencia de los modos guiados. El patrón de speckle de salida es único para cada frecuencia, por lo que se puede utilizar para identificar el componente espectral de la luz de entrada. En el pasado, el contraste de speckle se usaba como una medida del ancho de línea del láser [104], un avance reciente es la recuperación de todo el espectro a partir de un patrón de speckle como se muestra en la figura 4-1.

Recientemente se desarrolló un espectrómetro de propósito general, compuesto por un solo MMF y una cámara monocromática (para registrar el patrón de speckle) con una longitud de fibra de 20 m [105]. Para la calibración y las pruebas se utilizó un láser de infrarrojo cercano, con longitud de onda sintonizable de 1435 nm a 1590 nm. La emisión del láser se acopla a través de una fibra monomodo (SMF, por sus siglas en Inglés “Single Mode Fiber”) a la fibra multimodo (MMF, por sus siglas en Inglés “Multimode Fiber”). Se utiliza una lente de objetivo de 50X para obtener imágenes del patrón de speckle generado en la faceta final de la fibra a la cámara CCD monocromática. La longitud de onda de entrada varía de 1500 nm a 1501 nm en el paso de 0,01 nm. El patrón de speckle se decorrelaciona rápidamente con la longitud de onda, lo que ilustra una gran diversidad espacial-espectral.

Si bien el espectrómetro de speckle ya alcanzó una resolución récord, un aumento adicional de la resolución es sencillo, como aumentar la longitud del MMF. Sin embargo, la mota es sensible a los cambios ambientales, incluidas las vibraciones mecánicas y la variación de temperatura. Trabajos recientes mostraron que una combinación de estabilización térmica y mecánica con corrección de software podría permitir un rendimiento sólido de un espectrómetro de speckle [106, 107, 108]. Alternativamente, se pueden calibrar múltiples matrices de transferencia a diferentes temperaturas, y luego se puede seleccionar la matriz de transferencia adecuada para que coincida con la temperatura actual.

Una limitación principal del espectrómetro de speckle es que la señal de la sonda debe entregarse en un modo espacial fijo y en un estado de polarización para garantizar que una frecuencia dada siempre genere el mismo patrón de speckle. Esto se hizo acoplando la señal de la sonda a una fibra monomodo que mantiene la polarización o una guía de ondas en el chip. Sin embargo, limitaría la sensibilidad de la medición espectral de fuentes ópticas que emiten en muchos modos espaciales. Por lo tanto, los espectrómetros de speckle son más adecuados para aplicaciones que ya recopilan señales mediante fibras monomodo, por ejemplo, un analizador de espectro óptico, un monitor de canal de telecomunicaciones, un medidor de ondas ópticas, la espectroscopia de micro-fotoluminiscencia y la tomografía de coherencia óptica.

El ruido de detección es un problema importante para el espectrómetro de speckle, porque incluso la luz monocromática se propaga por todos los detectores, mientras que en un espectrómetro de rejilla incide en un solo detector. Si la señal es débil o el ruido del detector es grande, dividir la señal entre muchos detectores reduciría la sensibilidad. Sin embargo, para señales intensas o de banda estrecha, el espectrómetro de speckle proporciona una sensibilidad comparable a la de un espectrómetro de rejilla [109].

La dependencia de un patrón de speckle en el estado de polarización y el frente de onda espacial, además del espectro de luz, se puede utilizar para la detección multifuncional. La variación del patrón de speckle con la polarización de entrada se utilizó para medir el estado de polarización dependiente del espectro de un campo óptico [110]. La sensibilidad del patrón de speckle a la ubicación espacial de los emisores podría explorarse para obtener imágenes hiper-espectrales.

Los espectrómetros de speckle, basados en el mapeo del espectro al espacio, también

inspiraron la aplicación del mapeo inverso (del espacio al espectro) para la obtención de imágenes codificadas espectralmente (espaciales) [111, 112]. Los patrones de speckle que varían en frecuencia se utilizaron para obtener imágenes de un solo detector con adquisición de detección comprimida [113]. Para concluir, las estructuras fotónicas complejas que combinan muchos grados de libertad en diferentes dominios, junto con los algoritmos computacionales desarrollados recientemente, han traído y seguirán trayendo nuevos conceptos y avances para la generación de imágenes y de detección.

4.2. Aplicaciones de speckle en la espectroscopía

Un patrón de speckle denota una distribución granular aleatoria de intensidad generada, por ejemplo, por la luz dispersada desde una superficie rugosa o transmitida a través de una fibra multimodo. Dado que el speckle generalmente corrompe una imagen óptica o codifica la información enviada a través de una fibra, se han realizado esfuerzos considerables para suprimir la formación de speckle (moteado). Sin embargo, el speckle es útil de muchas maneras, por ejemplo, su sensibilidad a un cambio en la estructura que lo produce se ha utilizado ampliamente para aplicaciones de metrología y detección. Cuando la estructura está fija, el patrón de speckle se puede utilizar para extraer información de la luz de iluminación. Un ejemplo es un espectrómetro de speckle, que recupera el espectro de luz del patrón de motas que crea. Los espectrómetros más comunes usan una rejilla para difractar la luz de diferente frecuencia a diferentes ángulos. Dos frecuencias adyacentes, que tienen ángulos de difracción ligeramente diferentes, solo pueden separarse espacialmente y medirse con diferentes detectores después de propagarse a lo largo de una gran distancia. La resolución espectral escala con la distancia desde la rejilla hasta el detector; cuanto más pequeño es el espectrómetro, menor es la resolución. La compensación entre la resolución y el tamaño limita seriamente el rendimiento de los espectrómetros a escala de un chip, un elemento clave para las aplicaciones de laboratorio en un, de detección portátil y de bajo costo, lo que provoca una intensa exploración de mecanismos alternativos para el funcionamiento del espectrómetro. La dispersión de la luz por una estructura desordenada genera un patrón de speckle dependiente de la frecuencia, que se puede utilizar como una huella digital espectral para identificar el espectro [114]. El

mapeo espectral a espacial se calibra con una fuente de luz sintonizable y se registra en una matriz de transferencia, cuyas columnas representan las distribuciones de intensidad sobre todos los detectores en frecuencias individuales. Se reconstruye un espectro desconocido, que es una combinación de estas frecuencias, a partir del patrón de speckle medido mediante inversión de matriz u optimización no lineal. La resolución espectral está determinada por la rapidez con la que el patrón de speckle se relaciona con la frecuencia. Se puede estimar a partir del ancho de la función de correlación espectral, que refleja un cambio de frecuencia mínimo para producir un cambio notable en el patrón de speckle [114]. La dispersión simple de un material fino desordenado o la difracción de un policromático aleatorio proporciona una escala lineal de la resolución espectral con la distancia a la cámara que registra el patrón de speckle de campo lejano [115, 116, 13, 117]. La dispersión múltiple en un medio aleatorio acelera la descorrelación de las motas al aumentar la duración de la interacción y mejorar la diversidad espectral-espacial. Para un medio difusivo sin pérdidas, la resolución espectral se escala cuadráticamente con el tamaño medio L , por lo que aumenta más rápidamente con L que en el caso de una sola dispersión/difracción. Si bien la dispersión múltiple mejora la resolución espectral, reduce la transmisión de luz a través del medio aleatorio (la mayor parte de la luz se refleja). El compromiso entre resolución y sensibilidad se superó en un diseño de espectrómetro en chip. La estructura de dispersión bidimensional está rodeada por un alto reflector capa para que la luz difusiva se canalice efectivamente a través del medio desordenado hacia los detectores. La resolución subnanométrica a la longitud de onda $\lambda = 1500 \text{ nm}$ se logró con un chip fotónico desordenado de dimensión lateral inferior a $100 \mu\text{m}$ [114].

Discusión y Conclusiones

Se propone un nuevo enfoque para la detección de fase con el objetivo de la detección de cambio de longitud de onda. La detección de fase se logró utilizando un IS de vidrio sólido hecho a medida. En particular, se ha demostrado que para el correcto procesamiento de las diferencias de fase en los interferómetros de speckle, es necesario evitar las singularidades de los vórtices ópticos. También se demostró que la sensibilidad de fase en la interferometría de speckle para la detección de cambios de longitud de onda femtométrica utilizando esferas integradoras depende de tres parámetros básicos: el coeficiente de reflexión interna, el diámetro, el índice de vidrio de la esfera integradora, y con las dimensiones de la configuración óptica muestra la máxima sensibilidad de fase resultante de la diferencia de longitud del camino óptico entre el brazo de referencia y la luz que forma el patrón de speckle. Finalmente, el OPD producido por una esfera integradora de vidrio puede elegirse para detectar cambios de longitud de onda en el orden de los femtómetros, pero la sensibilidad de fase se puede personalizar simplemente cambiando el coeficiente de reflexión del IS.

Bibliografía

- [1] Brandon Redding and Hui Cao. Using a multimode fiber as a high-resolution, low-loss spectrometer. Opt. Lett., 37(16):3384–3386, Aug 2012.
- [2] Graham D. Bruce, Laura O’Donnell, Mingzhou Chen, and Kishan Dholakia. Overcoming the speckle correlation limit to achieve a fiber wavemeter with attometer resolution. Opt. Lett., 44(6):1367–1370, Mar 2019.
- [3] Katherine A. Willets and Richard P. Van Duyne. Localized surface plasmon resonance spectroscopy and sensing. Annual Review of Physical Chemistry, 58(1):267–297, 2007. PMID: 17067281.
- [4] Philip A. Martin. Near-infrared diode laser spectroscopy in chemical process and environmental air monitoring. Chem. Soc. Rev., 31:201–210, 2002.
- [5] Rebecca A. Halvorson and Peter J. Vikesland. Surface-enhanced raman spectroscopy (sers) for environmental analyses. Environmental Science & Technology, 44(20):7749–7755, 2010. PMID: 20836559.
- [6] Craig Kulesa. Terahertz spectroscopy for astronomy: From comets to cosmology. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 1(1):232–240, 2011.
- [7] Hoyle F., Wickramasinghe N., and Al-Mufti. Infrared spectroscopy over the 2.9-3.9 um waveband in biochemistry and astronomy. Astrophysics and Space Science, 268(1):161–166, 1999.
- [8] Lin-Pinng Choo-Smith, Howell G. M. Edwards, Hubert Ph. Endtz, Johan M. Kros, Freerk Heule, Hugh Barr, J. S. Robinson, Hajo A. Bruining, and Gerwin J. Puppels. Medical applications of raman spectroscopy: from proof of principle to clinical implementation. Biopolymers, 67 1:1–9, 2002.

- [9] Akikazu Sakudo. Near-infrared spectroscopy for medical applications: Current status and future perspectives. Clinica Chimica Acta, 455:181–188, 2016.
- [10] Takashi Matsumoto, Shinji Fujita, and Toshihiko Baba. Wavelength demultiplexer consisting of photonic crystal superprism and superlens. Opt. Express, 13(26):10768–10776, Dec 2005.
- [11] P. R. Griffiths and J. A. De Haseth. Fourier transform infrared spectrometry, volume 171. New Jersey: John Wiley and Sons, 2007.
- [12] Kita D.M., Miranda B., and Favela. High-performance and scalable on-chip digital fourier transform spectroscopy. Nat Commun, 4405, 2018.
- [13] Maumita Chakrabarti, Michael Linde Jakobsen, and Steen G. Hanson. Speckle-based spectrometer. Opt. Lett., 40(14):3264–3267, 2015.
- [14] KaanCetindag S., Toy M. F., Ferhanoglu O., and Civitci F. A speckle-enhanced prism spectrometer with high dynamic range. IEEE Photonics Technology Letters, 4405(30):2139–2142, 2018.
- [15] Nikolaus Klaus Metzger, Roman Spesyvtsev, Graham D. Bruce, Bill Miller, Gareth T. Maker, Graeme Malcolm, and Michael Mazilu andKishan Dholakia. Harnessing speckle for a sub-femtometre resolved broadband wavemeter and laser stabilization. Nat Commun, 8(15610), June 2017.
- [16] P. B. Fellgett. On the ultimate sensitivity and practical performance of radiation detectors. J. Opt. Soc. Am., 39(11), 1949.
- [17] Pierre Connes. Pierre jacquinot and the beginnings of fourier transform spectrometry. Journal de Physique II, 4(2):565–571, 1992.
- [18] Pierre Connes. Introduction to fourier transfrom infrared spectrometry. Thermo Nicolet Corporation, 2001.
- [19] T. M. Kreis. Computer aided evaluation of fringe patterns. Opt. Lasers Eng., 19:304–314, 1993.
- [20] U. Schnars and W. Jueptner. Digital Holographic. Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction and Related Techniques. Springer, 2005.

- [21] Abundio Dávila. Handbook of Speckle Interferometry. SPIE, Bellingham, Washington, 2022.
- [22] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson. Coherent light emission from gaas junctions. Phys. Rev. Lett., 9:366–368, Nov 1962.
- [23] Marshall I. Nathan, William P. Dumke, Gerald Burns, Frederick H. Dill, and Gordon Lasher. Stimulated emission of radiation from gaas p-n junctions. Applied Physics Letters, 1(3):62–64, 1962.
- [24] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, and H. J. Zeigler. Semiconductor maser of gaas. Applied Physics Letters, 1(4):91–92, 1962.
- [25] Carl E. Wieman and Leo Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. Review of Scientific Instruments, 62(1):1–20, 1991.
- [26] J. W. Crowe and R. M. Craig. Gaas laser linewidth measurements by heterodyne detection. Applied Physics Letters, 5(4):72–74, 1964.
- [27] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T.W. Hänsch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. Optics Communications, 117(5):541–549, 1995.
- [28] Michael G. Littman and Harold J. Metcalf. Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander. Appl. Opt., 17(14):2224–2227, Jul 1978.
- [29] Wykes C. Jones R. Holographic and Speckle Interferometry. Press. Second Edition, Cambridge University, 1989.
- [30] D. R. Hearn. Fourier transform interferometry. Massachusetts Institute of Technology Lincoln Laboratory, Lexington, MA, Tech. Rep. 1053, 1999.
- [31] W. Harris, F. Roesler, L. Ben-Jaffel, E. Mierkiewicz, J. Corliss, R. Oliverson, and T. Neef. Applications of spatial heterodyne spectroscopy for remote sensing of diffuse uv-vis emission line sources in the solar system. Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena, 144:973–977, 2005.

- [32] F. L. Roesler. An overview of the shs technique and applications. OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007.
- [33] Y. Lin, G. Shepherd, B. Solheim, M. Shepherd, S. Brown, J. Harlander, and J. Whitley. Introduction to spatial heterodyne observations of water (SHOW) project and its instrument development. Massachusetts Institute of Technology Lincoln Laboratory, Lexington, MA, Tech. Rep. 1053, 2005.
- [34] Product overview wavelengthmeter WS/HighFinesse angstrom series: <https://www.highfinesse.com/en/wavelengthmeter/wavelengthmeter-further-information/product-overview-wavelengthmeter-ws-series.pdf>.
- [35] T Yatagai. Intensity based analysis methods. Interferogram Analysis, Digital Fringe Pattern Measurement Techniques, pages 72–93, 1993.
- [36] Wolfgang Osten. Digital processing and evaluation of fringe patterns in optical metrology and non-destructive testing. In Optical methods in experimental solid mechanics, pages 289–422. Springer, 2000.
- [37] G. T. Reid. Automatic fringe pattern-analysis a review. Opt. Lasers, 7:37–68, 1986.
- [38] H. Singh J. S. Sirkis, Y. M. Chen and A. Y. H. Cheng. Computerized optical fringe pattern analysis in photomechanics a review. Opt. Eng., 31:304–314, 1992.
- [39] J. D. Briers. Holographic, speckle and moiré techniques in optical metrology. Prog. Quantum Electron, 17:167–233, 1993.
- [40] T. R. Judge and P. J. Bryanston Cross. A review of phase unwrapping techniques in fringe analysis. Opt. Lasers Eng., 21:199–239, 1994.
- [41] J. H. Bruning. Digital wavefront measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses. Appl. Opt., 13:2693–2793, 1974.
- [42] S. Nakadate and H. Saito. Fringe scanning speckle pattern interferometry. Appl. Opt., 24:2172–2180, 1985.
- [43] K. Creath. Phase shifting speckle interferometry. Appl. Opt., 24:3053–3058, 1985.

- [44] D. W. Robinson and D. C. Williams. Digital phase stepping speckle interferometry. Opt. Commun., 57:26–30, 1986.
- [45] R. Pryputniewicz and Karl A. Stetson. Holographic strain analysis: extension of fringe-vector method to include perspective. Appl. Opt., 15(3):725–728, Mar 1976.
- [46] Ryszard J. Pryputniewicz. Holographic strain analysis: an experimental implementation of the fringe-vector theory. Appl. Opt., 17(22):3613–3618, Nov 1978.
- [47] R. Dändliker, R. Thalmann, and J.-F. Willemin. Fringe interpolation by two-reference-beam holographic interferometry: Reducing sensitivity to hologram misalignment. Optics Communications, 42(5):301–306, 1982.
- [48] John B. Schemm and Charles M. Vest. Fringe pattern recognition and interpolation using nonlinear regression analysis. Appl. Opt., 22(18):2850–2853, Sep 1983.
- [49] Thomas Kreis. Digital holographic interference-phase measurement using the fourier-transform method. J. Opt. Soc. Am. A, 3(6):847–855, Jun 1986.
- [50] Mitsuo Takeda, Hideki Ina, and Seiji Kobayashi. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. J. Opt. Soc. Am., 72(1):156–160, Jan 1982.
- [51] William W. Macy. Two-dimensional fringe-pattern analysis. Appl. Opt., 22(23):3898–3901, Dec 1983.
- [52] K. H. Womack. Interferometric Phase Measurement Using Spatial Synchronous Detection. Optical Engineering, 23(4):234391, 1984.
- [53] W. Demtroder. Laser Spectroscopy Volume 1 Basic Principles. Springer, 2008.
- [54] M. O. Scully and M. S. Zubairy. Quantum Optics. AAPT, 1999.
- [55] Andrew D. Ludlow, Martin M. Boyd, Jun Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt. Optical atomic clocks. Rev. Mod. Phys., 87:637–701, Jun 2015.
- [56] H. J. Metcalf and P. Van der Straten. Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms. Wiley Online Library, 2007.

- [57] Dian-Qiang Su, Teng-Fei Meng, Zhong-Hua Ji, Jin-Peng Yuan, Yan-Ting Zhao, Lian-Tuan Xiao, and Suo-Tang Jia. Application of sub-doppler davll to laser frequency stabilization in atomic cesium. *Appl. Opt.*, 53(30):7011–7016, Oct 2014.
- [58] Fei Zi, Xuejian Wu, Weicheng Zhong, Richard H. Parker, Chenghui Yu, Simon Budker, Xuanhui Lu, and Holger Müller. Laser frequency stabilization by combining modulation transfer and frequency modulation spectroscopy. *Appl. Opt.*, 56(10):2649–2652, Apr 2017.
- [59] D J McCarron, S A King, and S L Cornish. Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. *Measurement Science and Technology*, 19(10):105601, aug 2008.
- [60] Michael W Lee, Marie Claire Jarratt, Christian Marciniak, and Michael J Biercuk. Frequency stabilization of a 369 nm diode laser by nonlinear spectroscopy of ytterbium ions in a discharge. *Opt. Express*, 22(6):7210–7221, Mar 2014.
- [61] H Talvitie, M Merimaa, and E Ikonen. Frequency stabilization of a diode laser to doppler-free spectrum of molecular iodine at 633 nm. *Optics Communications*, 152(1):182–188, 1998.
- [62] J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky, Th. Udem, and T. W. Hänsch. Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass fabry-pérot cavities. *Phys. Rev. A*, 77:053809, May 2008.
- [63] Sergey Kobtsev, Stepan Kandrushin, and Andrey Potekhin. Long-term frequency stabilization of a continuous-wave tunable laser with the help of a precision wavelengthmeter. *Appl. Opt.*, 46(23):5840–5843, Aug 2007.
- [64] Khaldoun Saleh, Jacques Millo, Alexandre Didier, Yann Kersalé, and Clément Lacroûte. Frequency stability of a wavelength meter and applications to laser frequency stabilization. *Appl. Opt.*, 54(32):9446–9449, Nov 2015.
- [65] Luc Couturier, Ingo Nosske, Fachao Hu, Canzhu Tan, Chang Qiao, Y. H. Jiang, Peng Chen, and Matthias Weidemüller. Laser frequency stabilization using a commercial wavelength meter. *Review of Scientific Instruments*, 89(4):043103, apr 2018.

- [66] S. Andrew Wormald and Jeremy Coupland. Particle image identification and correlation analysis in microscopic holographic particle image velocimetry. *Appl. Opt.*, 48(33):6400–6407, Nov 2009.
- [67] Jonathan M. Huntley, Guillermo H. Kaufmann, and David Kerr. Phase-shifted dynamic speckle pattern interferometry at 1 khz. *Appl. Opt.*, 38(31):6556–6563, Nov 1999.
- [68] Guillermo H. Kaufmann and Gustavo E. Galizzi. Phase measurement in temporal speckle pattern interferometry: comparison between the phase-shifting and the fourier transform methods. *Appl. Opt.*, 41(34):7254–7263, Dec 2002.
- [69] A. Davila, P. D. Ruiz, G. H. Kaufmann, and J. M. Huntley. Measurement of sub-surface delaminations in carbon fibre composites using high-speed phase-shifted speckle interferometry and temporal phase unwrapping. *Optics and Lasers in Engineering*, 40(5):447–458, November 2003.
- [70] Angelica Svanbro, Jonathan M. Huntley, and Abundio Davila. Optimal re-referencing rate for in-plane dynamic speckle interferometry. *Appl. Opt.*, 42(2):251–258, Jan 2003.
- [71] Abundio Davila, Jonathan M. Huntley, Guillermo H. Kaufmann, and David Kerr. High-speed dynamic speckle interferometry: phase errors due to intensity, velocity, and speckle decorrelation. *Appl. Opt.*, 44(19):3954–3962, Jul 2005.
- [72] A. Davila, J. M. Huntley, C. Pallikarakis, P. D. Ruiz, and J. M. Coupland. Simultaneous wavenumber measurement and coherence detection using temporal phase unwrapping. *Appl. Opt.*, 51(5):558–567, Feb 2012.
- [73] Nikolaus Klaus Metzger, Roman Spesyvtsev, Graham D. Bruce, Bill Miller, Gareth T. Maker, Graeme Malcolm, Michael Mazilu, and Kishan Dholakia. Harnessing speckle for a sub-femtometre resolved broadband wavemeter and laser stabilization. *Nature Communications*, 8, 15610, 2017.
- [74] Hui Cao. Perspective on speckle spectrometers. *Journal of Optics*, 19(6):060402, may 2017.

- [75] Yangyang Wan, Xinyu Fan, Shuai Wang, Zhaopeng Zhang, Bingxin Xu, and Zuyuan He. Rayleigh speckle-based wavemeter with high dynamic range and fast reference speckle establishment process assisted by optical frequency combs. Opt. Lett., 46(6):1241–1244, Mar 2021.
- [76] Roopam K. Gupta, Graham D. Bruce, Simon J. Powis, and Kishan Dholakia. Deep learning enabled laser speckle wavemeter with a high dynamic range. Laser & Photonics Reviews, 14(9):2000120, 2020.
- [77] A. Dávila and J.A. Rayas. Single-shot phase detection in a speckle wavemeter for the measurement of femtometric wavelength change. Optics and Lasers in Engineering, 125(105856), February 2020.
- [78] Graham D. Bruce, Laura O’Donnell, Mingzhou Chen, Morgan Facchin, and Kishan Dholakia. Femtometer-resolved simultaneous measurement of multiple laser wavelengths in a speckle wavemeter. Opt. Lett., 45(7):1926–1929, April 2020.
- [79] Yangyang Wan, Xinyu Fan, and Zuyuan He. Review on speckle-based spectrum analyzer. Photonic Sensors, 11(2):187–202, 2021.
- [80] Alexander Lochbaum, Alexander Dorodnyy, Ueli Koch, Stefan M. Koepfli, Sebastian Volk, Yuriy Fedoryshyn, Vanessa Wood, and Juerg Leuthold. Compact mid-infrared gas sensing enabled by an all-metamaterial design. Nano Lett., 20(6):4169–4176, April 2020.
- [81] Jane Hodgkinson, Dackson Masiyano, and Ralph P. Tatam. Using integrating spheres as absorption cells: path-length distribution and application of beer’s law. Appl. Opt., 48(30):5748–5758, September 2009.
- [82] Eamonn Hawe, Gerard Dooly, Paul Chambers, Colin Fitzpatrick, and Elfed Lewis. Gas detection using an integrating sphere as a multipass absorption cell. Proc. SPIE, 6379, October 2006.
- [83] Wolfgang Osten, Ahmad Faridian, Peng Gao, Klaus Körner, Dinesh Naik, Giancarlo Pedrini, Alok Kumar Singh, Mitsuo Takeda, and Marc Wilke. Recent advances in digital holography. Appl. Opt., 53(27):G44–G63, 2014.

- [84] Georges Nehmetallah and Partha P Banerjee. Applications of digital and analog holography in three-dimensional imaging. Advances in Optics and Photonics, 4(4):472–553, 2012.
- [85] Thomas Kreis. Application of digital holography for nondestructive testing and metrology: A review. IEEE Transactions on Industrial Informatics, 12(1):240–247, 2015.
- [86] P. K. Rastogi. Digital Speckle Pattern Interferometry and Related Techniques. Wiley, Chichester, England, 2001.
- [87] G. Pedrini, Y. Zou, and H. J. Tiziani. Speckle- and digital holographic interferometry (a comparison). In W. Waidelich, H. Hügel, H. Opower, H. Tiziani, R. Wallenstein, and W. Zinth, editors, Laser in Forschung und Technik / Laser in Research and Engineering, pages 485–488, Berlin, Heidelberg, 1996. Springer Berlin Heidelberg.
- [88] Guillaume Graciani, Marcel Filoche, and François Amblard. 3d stochastic interferometer detects picometer deformations and minute dielectric fluctuations of its optical volume. Communications Physics, 5(1):2399–3650, 2022.
- [89] Morgan Facchin, Graham D. Bruce, and Kishan Dholakia. Measurement of variations in gas refractive index with 10⁻⁹ resolution using laser speckle. ACS Photonics, 9(3):830–836, 2022.
- [90] U. Schnars and W. Jüptner. Direct recording of holograms by a ccd target and numerical reconstruction. Applied Optics, 33:179–181, 1994.
- [91] Kreis T. Digital holographic interference-phase measurement using the fourier-transform method. J. Opt. Am., A 3:847–855, 1986.
- [92] Mitsuo Takeda, Hideki Ina, and Seiji Kobayashi. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. J. Opt. Soc. Am., 72:156–160, 1982.
- [93] J. M. Huntley. Automated analysis of speckle interferograms. Digital speckle pattern interferometry and related techniques, pages 59–139, 2001.

- [94] Jonathan M. Huntley. Three-dimensional noise-immune phase unwrapping algorithm. Applied Optics, 40(23):3901–3908, August 2001.
- [95] J.M. Huntley. Noise immune phase unwrapping algorithm. Appl. Opt., 28:3268–3270, 1989.
- [96] Donald J. Bone. Fourier fringe analysis: the two-dimensional phase unwrapping problem. Appl. Opt., 30:3627–3632, 1991.
- [97] Morgan Facchin, Kishan Dholakia, and Graham D Bruce. Wavelength sensitivity of the speckle patterns produced by an integrating sphere. Journal of Physics: Photonics, 3(3):035005, jul 2021.
- [98] Aleksandr Bekshaev, Aleksey Chernykh, Anna Khoroshun, and Lidiya Mikhaylovskaya. Singular skeleton evolution and topological reactions in edge-diffracted circular optical-vortex beams. Optics Communications, 397:72–83, 2017.
- [99] A.Ya. Bekshaev and A.I. Karamoch. Spatial characteristics of vortex light beams produced by diffraction gratings with embedded phase singularity. Optics Communications, 281(6):1366–1374, 2008.
- [100] Agnieszka Popiołek-Masajada, Bohdan Sokolenko, Ireneusz Augustyniak, Jan Masajada, Anna Khoroshun, and Marcin Bacia. Optical vortex scanning in an aperture limited system. Optics and Lasers in Engineering, 55:105–112, 2014.
- [101] A.Ya. Bekshaev and K.A. Mohammed. Spatial profile and singularities of the edge-diffracted beam with a multicharged optical vortex. Optics Communications, 341:284–294, 2015.
- [102] Michael E. Gehm, Scott T. McCain, Nikos P. Pitsianis, David J. Brady, Prasant Potuluri, and Michael E. Sullivan. Static two-dimensional aperture coding for multimodal, multiplex spectroscopy. Appl. Opt., 45(13):2965–2974, May 2006.
- [103] S. D. Feller, Haojun Chen, D. J. Brady, M. E. Gehm, Chaoray Hsieh, Omid Momtahan, and Ali Adibi. Multiple order coded aperture spectrometer. Opt. Express, 15(9):5625–5630, Apr 2007.

- [104] W. Freude, C. Fritzsche, G. Grau, and Lu Shan-da. Speckle interferometry for spectral analysis of laser sources and multimode optical waveguides. Journal of Lightwave Technology, 4(1):64–72, 1986.
- [105] Brandon Redding, Sebastien M. Popoff, and Hui Cao. All-fiber spectrometer based on speckle pattern reconstruction. Opt. Express, 21(5):6584–6600, Mar 2013.
- [106] Brandon Redding, Mansoor Alam, Martin Seifert, and Hui Cao. High-resolution and broadband all-fiber spectrometers. Optica, 1(3):175–180, Sep 2014.
- [107] Seng Fatt Liew, Brandon Redding, Michael A. Choma, Hemant D. Tagare, and Hui Cao. Broadband multimode fiber spectrometer. Opt. Lett., 41(9):2029–2032, May 2016.
- [108] Nicola Coluccelli, Marco Cassinero, Brandon Redding, Hui Cao, Paolo Laporta, and Gianluca Galzerano. The optical frequency comb fibre spectromete. Nat Commun, 7(12995):2029–2032, October 2016.
- [109] Brandon Redding, Sebastien M. Popoff, Yaron Bromberg, Michael A. Choma, and Hui Cao. Noise analysis of spectrometers based on speckle pattern reconstruction. Appl. Opt., 53(3):410–417, Jan 2014.
- [110] Thomas W. Kohlgraf-Owens and Aristide Dogariu. Transmission matrices of random media: means for spectral polarimetric measurements. Opt. Lett., 35(13):2236–2238, Jul 2010.
- [111] Roman Barankov and Jerome Mertz. High-throughput imaging of self-luminous objects through a single optical fibre. Nat Commun, 5(5581), November 2014.
- [112] Sylwia M. Kolenderska, Ori Katz, Mathias Fink, and Sylvain Gigan. Scanning-free imaging through a single fiber by random spatio-spectral encoding. Opt. Lett., 40(4):534–537, Feb 2015.
- [113] Jaewook Shin, Bryan T. Bosworth, and Mark A. Foster. Single-pixel imaging using compressed sensing and wavelength-dependent scattering. Opt. Lett., 41(5):886–889, Mar 2016.

- [114] Raktim Sarma Brandon Redding, Seng Fatt Liew and Hui Cao. Compact spectrometer based on a disordered photonic chip. Nature Photonics, 7:746–751, March 2013.
- [115] Michael Mazilu, Tom Vettenburg, Andrea Di Falco, and Kishan Dholakia. Random super-prism wavelength meter. Opt. Lett., 39:96–99, 2014.
- [116] Peng Wang and Rajesh Menon. Computational spectrometer based on a broadband diffractive optic. Opt. Express, 22:14575–14587, 2014.
- [117] T. Yang, X. L. Huang, H. P. Ho, C. Xu, Y. Y. Zhu, M. D. Yi, X. H. Zhou, X. A. Li, and W. Huang. Compact spectrometer based on a frosted glass. IEEE Photonics Technology Letters, 29(2):217–220, 2017.