



INAOE

Método y sistema para medir la amplitud de vibración usando el efecto Talbot y el efecto de fuerza foto-electromotriz no estacionaria.

Por:

Lic. José Alfonso Catana Castellanos

Tesis sometida como requisito para obtener el grado de
**MAESTRO EN CIENCIAS EN LA
ESPECIALIDAD EN ÓPTICA**

En el

**Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y
Electrónica.**

Agosto 2015

Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

Dr. Julián David Sánchez de la Llave

Dr. Ponciano Rodríguez Montero

©INAOE 2015

Derechos Reservados

El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir y distribuir copias de esta tesis en su totalidad o en partes mencionando la fuente.



Método y sistema para medir la amplitud de vibración usando el efecto Talbot y el efecto de fuerza foto-electromotriz no estacionaria.

Por:

Lic. José Alfonso Catana Castellanos

Tesis sometida como requisito para obtener el grado de
**MAESTRO EN CIENCIAS EN LA ESPECIALIDAD
EN ÓPTICA**

En el

**Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y
Electrónica.**

Agosto 2015

Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

Dr. Julián David Sánchez de la Llave

Dr. Ponciano Rodríguez Montero

*“Después de todo, nuestros corazones laten, nuestros pulmones oscilan,
tiritamos cuando tenemos frío, a veces roncamos,
podemos oír y hablar gracias a que vibran nuestros tímpanos y laringes.
Las ondas luminosas que nos permiten ver son ocasionadas por vibraciones.
Nos movemos porque hacemos oscilar las piernas.
Ni siquiera podremos decir correctamente “vibración”
sin que oscile la punta de nuestra lengua...
Incluso los átomos que componen nuestro cuerpo vibran.”*

(Vibraciones y Ondas, A.P. French, MIT)

DEDICATORIA

Esta tesis la quiero dedicar con gran cariño a mi familia que siempre me ha apoyado y me ha dado los ánimos para seguir adelante en mi formación.

A mi mamá Asunción por ser mi ejemplo a seguir, por demostrarme que cuando se quiere hacer algo, lo puedes hacer, no hay imposibles. Y porque siempre fue un pilar en mi familia y ser la formadora de la persona que ahora soy.

A mi papá Alfonso por enseñarme a vivir sin temor a lo que pueda pasar, a ser una persona que no se debe rendir y siempre salir adelante. Por enseñarme el valor de ayudar sin pedir nada a cambio.

A mi hermana Carmen por ser mi compañera, mi amiga, mi confidente, por ser aquella que soporta todas mis explicaciones y temas de ciencia.

A mis tíos y primos Bernal Castellanos por ser en gran medida un apoyo incondicional, por ser parte de mi formación y parte de mi vida.

A mi novia Xitlali por acompañarme y apoyarme a lo largo de esta maestría y estar conmigo en las buenas y en las malas. Por darme siempre el ánimo para no rendirme y seguir creciendo.



AGRADECIMIENTOS

Mi total y completo agradecimiento a los doctores Dr. Ponciano Rodríguez Montero y Dr. Julián David Sánchez de la Llave por haberme otorgado la oportunidad de realizar este trabajo de investigación con el que ahora culmino mis estudios de maestría. También les agradezco por haber sido piezas fundamentales de mi formación como Maestro en Óptica. Les agradezco por haberme enseñado que no existen límites, que uno mismo es quien determina hasta donde se desea llegar.

Agradezco a mis amigos y compañeros de generación a Juan, Ángel, Julián, Lili, Toño, Eli, Oscar, Kike, Memo por su apoyo, amistad y compañerismo a lo largo de toda la maestría.



CONTENIDO

DEDICATORIA	I
AGRADECIMIENTOS	II
CONTENIDO.....	III
1 INTRODUCCIÓN.....	1
1.1 Resumen.....	1
1.2 Abstract	1
1.3 Introducción	2
1.4 Objetivo general.....	7
1.5 Objetivos específicos	7
2 MARCO TEÓRICO	8
2.1 Vibraciones.....	8
2.2 Movimiento armónico simple.....	9
2.3 Efecto de Fuerza Foelectromotriz (fuerza-fem).....	10
2.3.1 Efecto de fuerza-fem.	10
2.3.4 Fotodetector de Arsenuro de Galio (GaAs).....	11
2.3.5 Aplicaciones de la corriente fuerza-fem.....	11
2.4 Visibilidad.	13
2.5 Efecto Talbot	14
2.5.1 Casos especiales del efecto Talbot.....	16
3 EXPERIMENTACIÓN.....	18
3.1 Determinación del periodo de la rejilla a utilizar.	18
3.2 Medición de desplazamientos.	20
3.2.1 Arreglo experimental.....	20
3.2.2 Descripción de cómo se obtienen mediciones de desplazamiento.....	22
3.3 Medición de vibraciones.....	25
3.3.1 Dependencia del sistema al modo de oscilación de la rejilla.	27
3.3.2 Resultados obtenidos de medir vibraciones.	29

4	CONCLUSIONES.....	34
5	BIBLIOGRAFÍA.....	36
6	INDICE DE FIGURAS.....	39

1 INTRODUCCIÓN

1.1 Resumen.

En este trabajo se propone un método novedoso para medir la amplitud de vibración de un objeto. El método propuesto se basa en el efecto Talbot producido por una rejilla Ronchi y el parámetro que mide es la visibilidad de las imágenes producidas por dicha rejilla a diferentes distancias de la misma. La amplitud de vibración está relacionada con los cambios en la visibilidad de la luz difractada por la rejilla Ronchi al ser reflejada por el objeto vibrante cuando éste se desplaza. Los cambios en la visibilidad son detectados por un fotodetector de GaAs que funciona bajo el efecto de fuerza foto-electromotriz (fuerza-fem) no estacionaria. El detector produce una corriente eléctrica que es directamente proporcional al cuadrado de la visibilidad del patrón de intensidad que lo ilumina, y como consecuencia, bajo ciertas condiciones, la amplitud de la corriente eléctrica generada es proporcional a la amplitud de vibración del objeto vibrante. Dentro de las ventajas de este sistema se encuentra el que no requiere de un procesamiento digital de la señal para determinar la amplitud de vibración y el que se puede ajustar el sistema desde decenas de micrómetros hasta decenas de milímetros para realizar la medición.

1.2 Abstract

In this work we propose a novel method for measuring the amplitude of vibration of an object. This method uses the Talbot effect produced by a Ronchi grating and the measured variable is the visibility of the produced images by the grid at different positions from it. The vibration amplitude will be related with changes in visibility in the diffracted light by the Ronchi grating when it is reflected by the vibrating object when it moves. Changes in visibility are detected by a GaAs photodetector operating under the effect of non-steady photo-electromotive force (photo-emf). The detector produces an electrical current that is directly proportional to the square of the visibility of intensity pattern that illuminates it, and as a result, under certain conditions, the amplitude of the electrical current generated is proportional to the amplitude of vibration of the vibrating object. Among the advantages of this system are that it does not requires a digital signal processing to determine the vibration amplitude, and it can be adjusted from tens of micrometers to tens of millimeters for measurement.

1.3 Introducción

El fenómeno de vibración consiste en el desplazamiento oscilatorio de un objeto de masa m respecto de una posición de equilibrio, estos movimientos pueden ser unidireccionales, bidireccionales o en múltiples direcciones.

Las vibraciones se producen normalmente por la perturbación mecánica de algún objeto rígido. En la vida cotidiana las vibraciones se presentan en todas partes, desde los edificios más grandes hasta las células más pequeñas del universo, por lo tanto es importante conocer las características de las mismas.

Las características principales de una vibración son: amplitud, periodo (frecuencia), fase, longitud de onda. La Figura 1 muestra el diagrama esquemático de la propagación de una onda, la cual, se puede representar en el tiempo (t) o en el espacio (x).

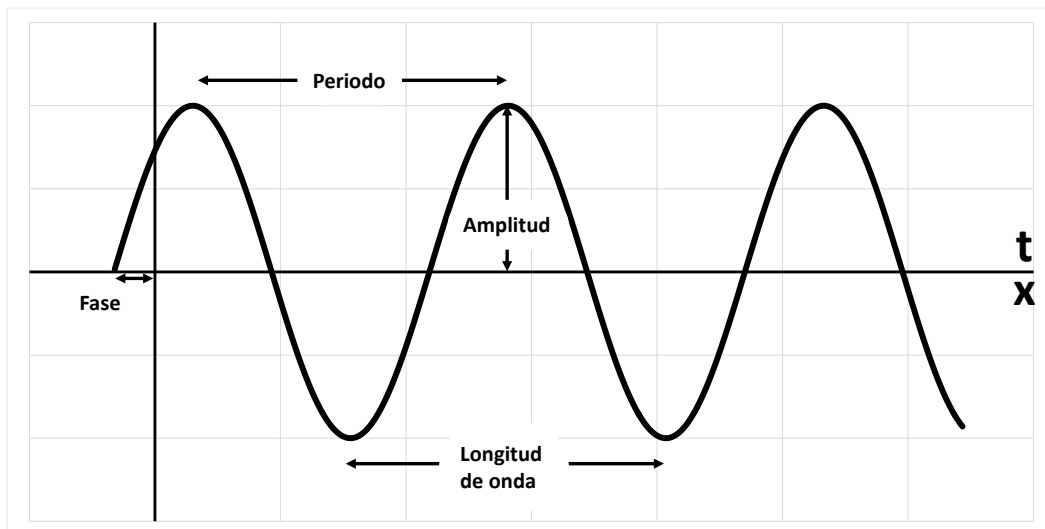


Figura 1 Diagrama esquemático de una onda. Sus características principales son: amplitud, periodo (frecuencia), longitud de onda y fase. Se puede representar en el espacio o en el tiempo.

De acuerdo al manual de prevención de riesgos laborales [1], las vibraciones mecánicas se pueden clasificar de acuerdo a su frecuencia de oscilación en:

- Muy bajas: menores a 1 Hz.
- Bajas: de 1 Hz a 20 Hz.
- Altas: de 20 Hz a 1000 Hz.

La frecuencia del ultrasonido se encuentra muy por encima de estas, superior a los 20 mil Hz. En el área industrial las frecuencias de interés van de 1 a 1500 Hz [2], las cuales resultan ser las de mayor afectación para el hombre en el campo laboral.

El estudio de las vibraciones es de suma importancia en muchas áreas científicas como lo son la ingeniería civil y la medicina. En el área industrial muchos países como Chile y España tienen un protocolo de vibraciones para las condiciones de trabajo [3] [4]. Esto debido a que en algunas condiciones laborales el trabajador interactúa con maquinaria que presenta vibraciones de diferentes formas, pudiendo, a la larga, afectar su salud. Algunos de los padecimientos más comunes producidos por vibraciones son: trastornos en el sistema nervioso central, estimulación del oído, lumbalgias, hernias, trastornos ósteoarticulares como lesiones de muñeca y artrosis. [1]

Actualmente existen muchas técnicas para medir vibraciones, éstas se pueden clasificar en mediciones de contacto y de no-contacto. En las de contacto destacan las mediciones utilizando acelerómetros [5] los cuales funcionan generando un voltaje proveniente de un cristal piezoeléctrico, el cual tiene una masa montada sobre el mismo. Cuando la masa fija al cristal vibra debido al movimiento del dispositivo sobre el cual está montado, el cristal genera un voltaje proporcional a la fuerza provocada por la masa sobre las terminales que lo sostienen. A partir de los valores obtenidos de aceleración del objeto también se pueden calcular otras magnitudes como la velocidad y el desplazamiento. Estos sistemas tienen la ventaja de tener un amplio rango de frecuencia, normalmente entre los 2 Hz y hasta 15000 Hz, son muy compactos, ligeros y de tamaño reducido. Se montan fácilmente con adhesivos o tornillos. Dentro de sus desventajas están que son forzosamente de contacto, es necesario que la masa del objeto vibrante sea mucho mayor a la masa del acelerómetro, por encima de los 12000 Hz la señal es muy pobre, y necesitan una fuente de alimentación externa, además la salida de la señal está dada en unidades de aceleración, por lo tanto para conocer la velocidad o el desplazamiento es necesario realizar cálculos de integración de la señal.

Los sistemas de medición de no contacto son principalmente ópticos. Dentro de los sistemas ópticos destacan el método de conteo de franjas para medir desplazamientos o vibraciones más grandes que la longitud de onda, este sistema es utilizado para medir en un rango de frecuencias de 1 a 800 Hz [6], en este tipo de sistemas se utiliza un interferómetro (comúnmente de Michelson), en el cual uno de sus espejos es un objeto vibrante. El patrón de interferencia se proyecta sobre un fotodetector. La señal obtenida del sistema es como la que se observa en la Figura 2, en la cual se observa que hay crestas o valles más abiertos, éstas corresponden a los puntos donde el espejo se va frenando en uno de sus ciclos. La zona de la gráfica donde las crestas están más juntas corresponde al

punto donde el objeto se mueve a máxima velocidad (en el centro de los dos extremos de la oscilación).

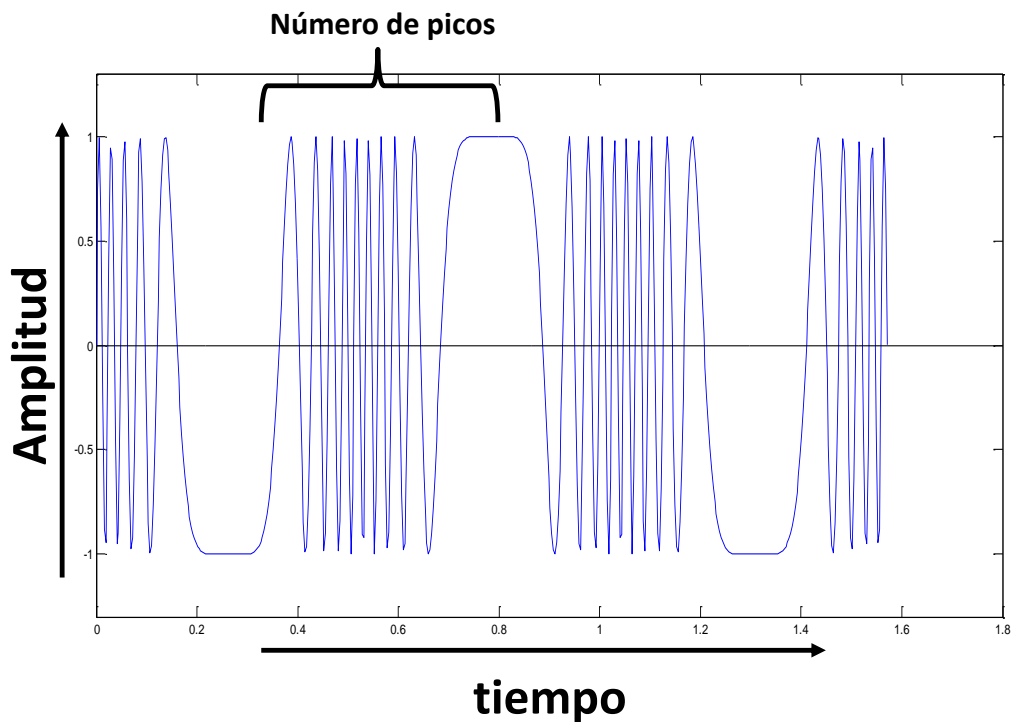


Figura 2 Ejemplo de gráfica obtenida al realizar medición de amplitud de vibraciones utilizando el método de conteo de franjas. Donde las crestas están más abiertas la velocidad del movimiento es mínimo, donde están más cerradas es máxima la velocidad de movimiento.

De la señal obtenida se cuenta el número de picos en medio de dos crestas o valles más abiertos. El valor de la amplitud de la vibración será igual a $\delta = n\lambda/4$ (el desplazamiento total es $n\lambda/2$ pero para la amplitud de vibración se toma la mitad), donde δ es igual a la amplitud de vibración, n es el número de picos contados y λ es la longitud de onda de la fuente utilizada. Dentro de las ventajas de estos sistemas son su alta precisión al medir, ya que su resolución está determinada por la fuente de iluminación utilizada (λ), además de tener un amplio rango de frecuencias para poder medir. De las desventajas que tienen es que es un sistema muy sensible por lo que las perturbaciones externas le afectan, además de que para medidas de amplitud grandes muchas veces la resolución electrónica del sistema no logra distinguir entre picos cuando estos son demasiados y están muy juntos [7]. Para realizar medidas de amplitudes muy grandes con altas frecuencias es necesaria una mayor resolución por lo que son necesarios aparatos electrónicos de resolución mayor.

Otro sistema de medición de vibraciones está basado en el método de triangulación, en el cual se utiliza un dispositivo que contiene un láser y un detector en una misma caja. El

láser emite un haz de luz sobre una superficie irregular, la luz es reflejada por la superficie y se propaga en varias direcciones. Parte de esta luz es colectada por una lente y enfocada en el detector que se encuentra en la misma caja. Este detector está colocado de tal modo que se forma un triángulo entre la posición del haz de salida, la superficie a analizar y el detector de la luz reflejada, como se observa en la Figura 3. Cuando la superficie se desplaza, el punto detectado por el sensor (normalmente una cámara CCD) también se desplaza. Para calcular la amplitud de vibración es necesario hacer un análisis trigonométrico de los rayos. Para esto se deben considerar las distancias V_a (distancia de la orilla de la caja del láser al punto de salida del haz) V_b (distancia del punto de salida del haz al otro extremo de la caja) y V_d (distancia desde el punto de salida del haz a la superficie a analizar), datos que son proporcionados normalmente por el fabricante.

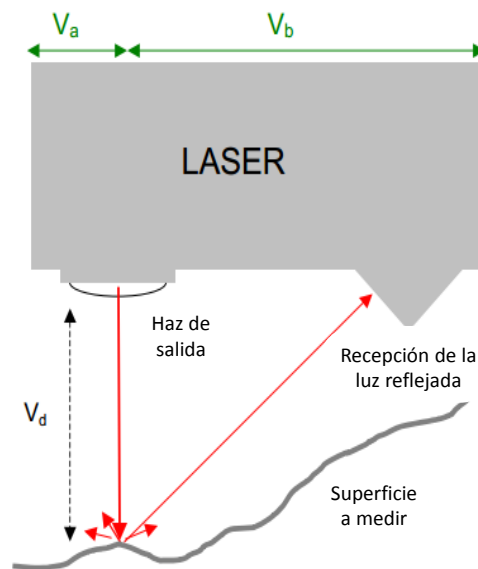


Figura 3 Diagrama del sistema de medición de vibraciones utilizando el método de triangulación.

Dentro de las ventajas de estos sistemas está que son sistemas sencillos, y se puede tener una buena respuesta entre sensibilidad y rango de medición. De las desventajas que presentan es que el principio de triangulación requiere un cierto tamaño del haz del láser, con la implicación de que el sensor no puede ser ajustado de manera óptima en ciertas geometrías (por ejemplo, huecos estrechos) en la superficie objetivo, además de que se tiene que realizar un procesamiento de señal geométrico después de realizar las medidas [8].

Por último se menciona el sistema de medición de vibraciones utilizando Speckle Pattern Interferometry (SPI) [9] [10] [11], el cual es utilizado cuando la superficie del objeto a medir es rugosa o irregular. El patrón de speckle se produce al iluminar una superficie

difusora con luz coherente. La interferencia de los frentes de onda dispersados produce una distribución de motas (speckles) de luz en el área iluminada. El patrón de interferencia obtenido (interferograma) es almacenado con ayuda de una cámara CCD en la memoria de una computadora. A partir del análisis de la imagen se determinan propiedades de la superficie. Para medir vibraciones con SPI se observan los cambios en los interferogramas para las diferentes posiciones del objeto durante su periodo de oscilación. Estos sistemas tienen la ventaja de ser bastante simples de aplicar, además de que requieren una menor estabilidad mecánica comparada con otros sistemas como los que utilizan el interferómetro de Michelson. En general los sistemas que utilizan SPI tienen una razón de señal-ruido muy bajas [12]. Dentro de sus desventajas es que es absolutamente necesario hacer un procesamiento de imágenes, por lo que es indispensable contar con una computadora con gran capacidad de memoria para analizar los resultados.

En este trabajo se propone hacer uso del efecto Talbot y del efecto de fuerza foto-electromotriz no estacionaria para medir la amplitud de vibración de un objeto vibrante, para el caso de este proyecto se utilizó una bocina. El efecto Talbot consiste en la reproducción de autoimágenes de una rejilla periódica iluminada por un frente de luz plano, las autoimágenes se generan a múltiplos de la distancia de Talbot ($z_T = 2d^2/\lambda$ donde d es el periodo de la rejilla utilizada) [13]. El efecto Talbot se ha utilizado para la medición de diferentes fenómenos como: aberraciones [14], longitudes focales de lentes [15], contorno 3D [16], desplazamientos [17], la forma de meniscos, determinación de la colimación de un haz láser [18], etc.

El efecto de fuerza foto-electromotriz consiste en la generación de una fotocorriente en un material semiconductor [19]. Esto es debido a que en el interior del material hay un campo eléctrico $E_{sc}(x)$, el cual es producido por la grabación fotorrefractiva convencional [20]. Al ser iluminado el material con un patrón de luz irregular, se genera un segundo campo eléctrico en el material, el cual provoca que $E_{sc}(x)$ se redistribuya debido a la presencia de este nuevo campo. Por lo tanto la distribución fotoconductor se genera de acuerdo a las vibraciones de la distribución de intensidad que instantáneamente ilumina al material.

La corriente generada depende del tipo de distribución de intensidad de luz con la que se ilumina el fotodetector, es decir, de la visibilidad del patrón de difracción. El concepto de visibilidad fue inicialmente formulado por Michelson y corresponde a la calidad de las franjas producidas por un sistema interferométrico [21].

A partir de los dos fenómenos antes descritos (efecto Talbot y efecto de corriente de fuerza-fem) se han desarrollado técnicas para medir desplazamientos [17]. En este trabajo se propone un sistema para determinar la amplitud de vibración de un objeto, el cual tiene la ventaja de no requerir ningún tipo de procesamiento digital de la señal medida, y presenta un intervalo de medición que se puede ajustar desde decenas de micrómetros hasta decenas de milímetros, variando parámetros como el periodo de la rejilla, o la fuente láser utilizada.

1.4 Objetivo general

Diseñar y demostrar que la amplitud de vibración de un objeto vibrante se puede medir utilizando el efecto Talbot y el efecto de fuerza fotoelectromotriz no estacionaria. Se demostrará su eficacia comparándolo con un sistema de medición estándar convencional (interferómetro de Michelson).

1.5 Objetivos específicos

a) Implementar un arreglo experimental utilizando el efecto Talbot para determinar el periodo de la rejilla Ronchi a utilizar.

b) Armar el arreglo experimental para medir desplazamientos utilizando el efecto Talbot y el efecto de fuerza foto-electromotriz.

c) Determinar cuál es el diámetro de apertura del iris óptimo que limita al haz colimado para la medición de desplazamientos.

d) Realizar variaciones en el parámetro de atenuación de la luz de fondo, para obtener un valor aceptable de visibilidad para medir amplitud de vibración.

e) Realizar variaciones en el parámetro de frecuencia y amplitud de vibración de la rejilla para determinar para cuales es óptima la medición.

f) Realizar mediciones de desplazamientos del espejo movable.

g) Realizar mediciones de amplitud de vibración poniendo a vibrar uno de los espejos del sistema.

h) Comparar los valores obtenidos contra un interferómetro de Michelson (sistema convencional).

2 MARCO TEÓRICO

2.1 Vibraciones

Dentro de la física uno de los campos más importantes de estudio es el de vibraciones y ondas, esto debido a que casi todo lo que nos rodea tiende a producir oscilaciones. Estas vibraciones pueden ser de muchas maneras, pueden ser grandes o pequeñas, rápidas o lentas, regulares o irregulares. En la Figura 4 se observan diferentes tipos de vibraciones de diferentes instrumentos musicales. Se puede ver que en el caso del diapasón la onda producida es muy similar a una onda sinusoidal, pero para el caso de la flauta, el violín y la voz humana, la onda se observa con muchas irregularidades.

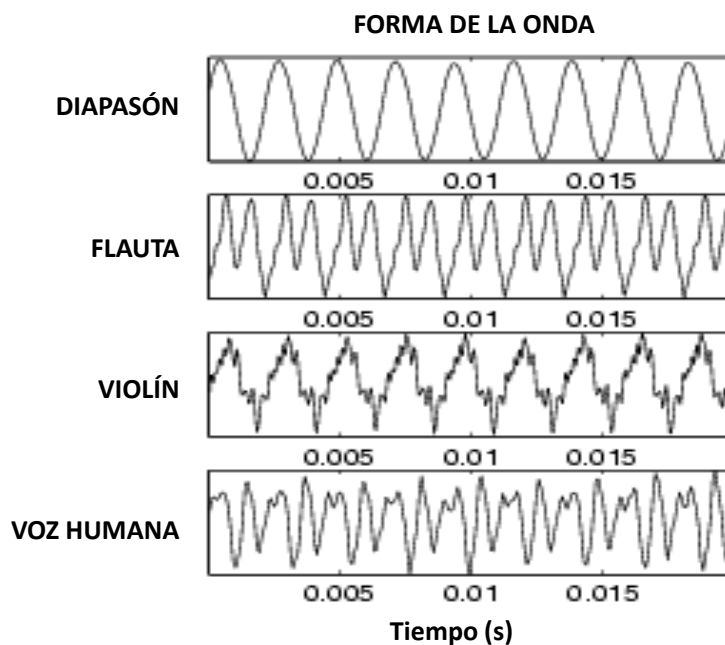


Figura 4 Ejemplos de espectros de ondas producidas con diferentes instrumentos musicales.

Una de las principales características de las vibraciones es que tienen un periodo, es decir, su forma del movimiento se repite una y otra vez. Las principales características de las ondas son: su periodo, su frecuencia, su amplitud y su fase (Ver Figura 1).

Las vibraciones que se analizaron en este trabajo son las de tipo sinusoidal, es decir, las que su movimiento puede ser descrito por las funciones trigonométricas seno y coseno.

La ecuación (1) describe el movimiento de un objeto de masa m , el cual no es amortiguado ni forzado.

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -k_1x \quad (1)$$

Donde m es la masa del objeto vibrante, x es el desplazamiento del objeto desde su punto de equilibrio y k_1 es la constante de vibración.

Esta ecuación tiene como soluciones las funciones del tipo:

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (2)$$

en donde la frecuencia está dada como $\omega = \sqrt{k_1/m}$, y el periodo como $T = 2\pi/\omega = 2\pi\sqrt{m/k_1}$ [22].

2.2 Movimiento armónico simple.

En la Figura 5 se muestra una gráfica que describe el movimiento armónico simple.

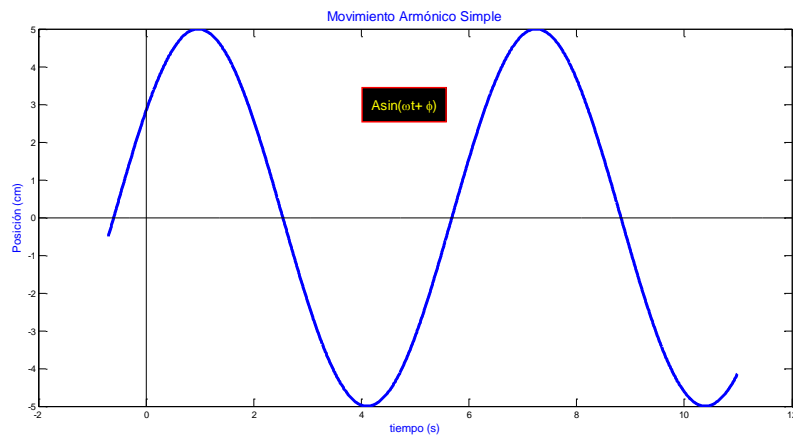


Figura 5 Gráfica que muestra el comportamiento del movimiento armónico simple respecto del tiempo.

Las características más importantes de las oscilaciones sinusoidales son:

- Están confinadas dentro de los límites $x = \pm A$. Donde A es la amplitud del movimiento.
- El movimiento tiene un periodo T igual al tiempo transcurrido entre dos momentos sucesivos, en donde se repite tanto el desplazamiento x como la velocidad dx/dt .
- Considerando la ecuación (2) el periodo debe corresponder a un aumento de 2π en el argumento de la función, por lo tanto se cumple que $\omega(t + T) + \varphi_0 = \omega t + \varphi_0 + 2\pi$. [22]

2.3 Efecto de Fuerza Fotelectromotriz (fuerza-fem)

2.3.1 Efecto de fuerza-fem.

La configuración experimental en el uso del efecto de fuerza-fem (Ver Figura 6) fue desarrollada originalmente para su uso como un fotodetector adaptivo para la detección coherente de una modulación de fase general en la señal de una onda con un frente de onda complicado y con variaciones de fase ambientales relativamente lentas.

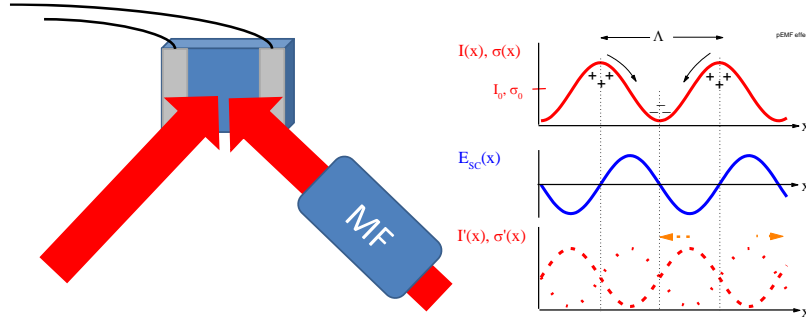


Figura 6 Configuración experimental más simple para un fotodetector que utiliza el efecto de fuerza-fem. Utilizando el Modulador de Fase (MF) se produce un patrón de franjas vibrante sobre el detector. En el detector se produce una corriente alterna con la misma frecuencia de oscilación que el del patrón vibrante.

Los fotodetectores convencionales normalmente se usan para obtener una señal eléctrica proporcional a la potencia producida por un haz de luz que incide sobre ellos. Sin embargo, existen otro tipo de fotodetectores que funcionan bajo el principio de fuerza fotoelectromotriz (fuerza-fem). Estos detectores producen una señal de salida proporcional al movimiento lateral transitorio de un patrón que incide sobre la superficie de los mismos. Cuando el patrón de luz está estático no se produce ninguna señal de salida, independientemente de la posición o de la potencia del haz incidente.

El efecto de fuerza foto electromotriz se presenta en materiales fotoconductores, en los cuales se hace incidir un patrón de interferencia.

El efecto fuerza-fem consiste en la generación de una corriente eléctrica en una muestra fotoconductor (material fotorrefractivo) iluminado por un patrón oscilante no uniforme. En el caso más simple cuando no hay voltaje de polarización externo (el campo eléctrico y la corriente son cero) la corriente eléctrica producida se expresa como [23]:

$$J^{\Omega} = \frac{V^2 \Delta}{2} \frac{\sigma_0}{1 + K^2 L_D^2} E_D \frac{\Omega / \Omega_0}{\sqrt{1 + (\Omega / \Omega_0)^2}} \quad (3)$$

Donde V es la visibilidad del patrón de interferencia, Δ es la amplitud de modulación de fase, σ_0 es la fotoconductividad promedio de la muestra iluminada, $E_D = Kk_bT/e$ es el campo de difusión, L_D es la longitud de difusión de los portadores de carga, K es la frecuencia espacial del patrón de interferencia y $\Omega_0 = t_{sc}^{-1}$ es la frecuencia de corte característica de la función de transferencia de la función de fuerza-fem, la cual está definida como $\Omega_0 = [\tau_M(1 + K^2L_D^2)]^{-1}$. Con τ_M el tiempo de decaimiento de los portadores.

Se ha demostrado que los fotodetectores adaptivos de GaAs basados en el efecto fuerza-fem [24] son sensibles a la intensidad (σ_0) y a la visibilidad (V) de los cambios en el patrón de interferencia oscilante. Este tipo de detectores tiene una respuesta adecuada incluso con patrones de luz irregulares como moteado (speckle). Estos detectores pueden producir una respuesta media proporcional a la variación espacio-tiempo en un patrón de intensidad de campo speckle conjunto, esto puede ser usado para construir un velocímetro óptico [25].

2.3.4 Fotodetector de Arseniuro de Galio (GaAs)

Observaciones experimentales de fuerza-fem en GaAs:Cr fueron primeramente reportados en [26] para longitud de onda de $\lambda = 633 \text{ nm}$. El semiconductor de GaAs es un buen fotoconductor con una longitud de difusión característica de los portadores dominantes similar a la que se observa en BSO (es decir, 1-3 μm o aún mayores). Desde el comienzo de estos experimentos, estaba claro, que debido a la extremadamente alta absorción óptica del material no es posible obtener señales muy fuertes de fuerza-fem. Esto es debido a que los tiempos de vida de los portadores son muy cortos, la mayor parte de la luz se absorbe en la primera capa del material, muy poca de la intensidad penetra dentro del material, el GaAs tiene una profundidad de difusión de aproximadamente 4 μm . En la práctica la corriente de fuerza fem J^Ω es experimentalmente detectable con luz visible. En esta banda de frecuencias se tienen grandes amplitudes, mayores a 10 nA para la potencia de salida moderada (5-10 mW) usando un láser He-Ne de onda continua.

2.3.5 Aplicaciones de la corriente fuerza-fem

Una de las aplicaciones más destacadas para la corriente de fuerza-fem es en la medición de longitud de coherencia, el cual es un parámetro importante en muchas áreas de investigación como lo son interferometría estelar, láseres, tomografía óptica coherente, etc. La medición se hace considerando la dependencia cuadrática casi exacta de la amplitud de la señal de salida de corriente fuerza-fem, en la coherencia mutua de las ondas de interferencia, las cuales son observadas experimentalmente hasta en una razón de

visibilidad de $V \approx 0.9$ [27]. El arreglo experimental para la medición de longitud de coherencia utilizando el efecto de corriente de fuerza-fem se observa en la Figura 7 (a). Cuando la diferencia de camino óptico es mínima entre los haces, la visibilidad se hace máxima y la corriente de fuerza-fem también. Mientras va creciendo la diferencia de camino óptico la visibilidad se hace menor. Un ejemplo de esto se observa en la Figura 7 (b). La longitud de coherencia se determina midiendo el ancho (normalmente se mide a la mitad del valor máximo obtenido) de la gráfica obtenida.

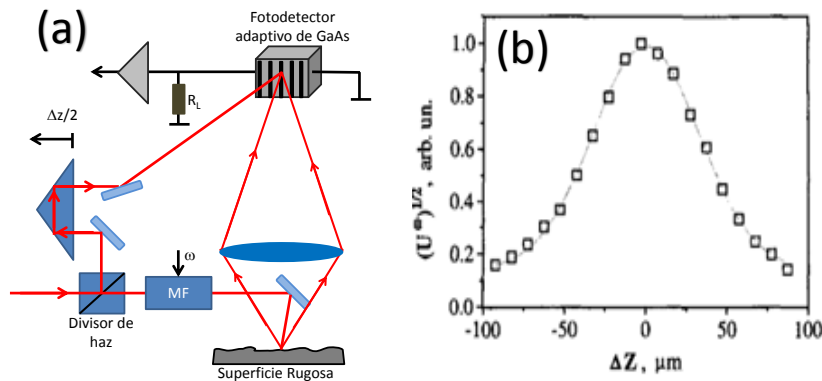


Figura 7 (a) Diagrama experimental usado para medir la longitud de coherencia con un fotodetector adaptivo de fuerza-fem (MF es el modulador de fase, R_L es la resistencia de entrada del amplificador. (b) ejemplo de gráfica de señal obtenida de corriente fuerza fem respecto de la diferencia de camino óptico, la longitud de coherencia para esta gráfica es de aproximadamente $46 \mu\text{m}$

Otra aplicación importante de los fotodetectores de efecto fuerza-fem es la medición de ultrasonido [28], En la Figura 8 (a) se observa el diagrama de un arreglo utilizado para medir ultrasonido producido por un láser pulsado de alta potencia en una muestra metálica. El funcionamiento de este sistema es armando un interferómetro de división de amplitud, donde la muestra actúa como uno de los espejos que cambia el camino óptico de uno de los haces. El patrón de interferencia obtenido se hace incidir sobre un fotodetector de efecto de corriente fuerza-fem.

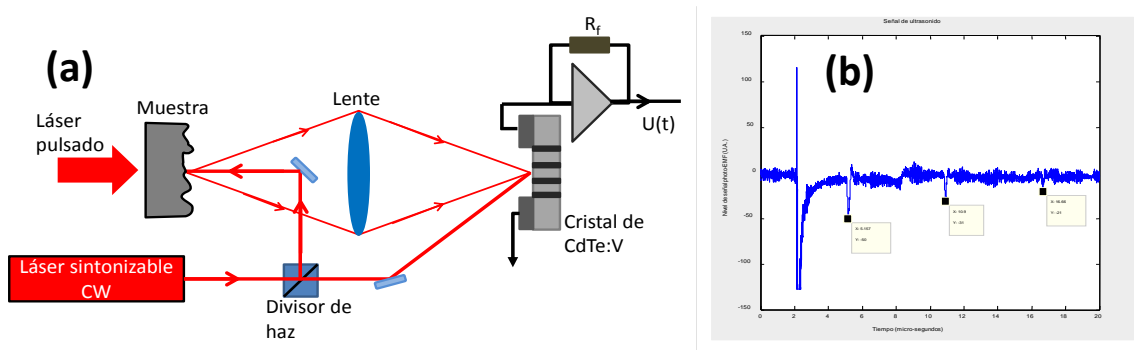


Figura 8 (a) Configuración experimental usada para la detección de ondas de ultrasonido inducidas por un láser usando un fotodetector de corriente fuerza-fem. (b) Caracterización de la respuesta de corriente fuerza-fem utilizando un patrón de interferencia de vibración sinusoidal

Como el patrón de luz permanece estático cuando se estabiliza el sistema no se produce ningún tipo de corriente en el fotodetector. Cuando el láser de alta intensidad dispara un pulso de luz sobre la muestra se genera ultrasonido dentro de la misma, produciendo una onda mecánica que viaja de un extremo de la muestra al otro, y como consecuencia el material se ve perturbado ocasionando una variación en el camino óptico de la luz y por ende una vibración en el patrón de franjas que incide sobre el detector. Al vibrar las franjas se produce una corriente en el fotodetector. Como el ultrasonido viaja varias veces de extremo a extremo dentro del material hasta que se disipa, cada vez que éste llega a un extremo se observan movimiento de las franjas y como consecuencia corrientes en la señal. La frecuencia con la que aparecen las corrientes en la señal producidas por el pulso de luz, estarán directamente relacionadas con la velocidad de propagación del ultrasonido. Con esto es posible realizar caracterización de materiales como una técnica de no-contacto. En la Figura 8 (b) se observa la señal obtenida al disparar la muestra con un láser pulsado. Cada pico representa los instantes cuando la onda de ultrasonido llega a los extremos de la muestra bajo análisis. Este tipo de sistemas sirven para medir la velocidad de ultrasonido en diferentes materiales, o si se conoce la velocidad del ultrasonido del material se pueden determinar características del material como el grosor.

La velocidad de respuesta es una de las principales características de los fotodetectores, ya que tienen la capacidad de medir ultrasonido, lo que indica que son bastante rápidos en comparación con otro tipo de detectores.

2.4 Visibilidad.

La Visibilidad corresponde a la calidad de las franjas producidas por un patrón interferométrico. Para el caso más simple cuando se tiene una distribución sinusoidal la visibilidad se describe como:

$$\mathcal{V}(r) = \frac{I_{m\acute{a}x} - I_{m\acute{i}n}}{I_{m\acute{a}x} + I_{m\acute{i}n}} \quad (4)$$

Donde $I_{m\acute{a}x}$ e $I_{m\acute{i}n}$ son las irradiancias correspondientes al máximo y al mínimo contiguo del sistema de franjas [21].

De la ecuación (4) se observa que la visibilidad es mínima (cero) cuando $I_{m\acute{a}x}$ e $I_{m\acute{i}n}$ son iguales, es decir, no hay franjas, solo un spot de luz con intensidad constante. Y es máxima (uno) cuando $I_{m\acute{i}n}$ es igual a cero, es decir, las franjas están perfectamente definidas.

Considerando un patrón de interferencia del tipo sinusoidal, es posible disminuir la visibilidad sin disminuir la amplitud pico a pico de la señal. Esto se logra colocando un offset a la señal obtenida. Este offset se agrega proyectando en el detector un haz de luz de fondo al patrón de interferencia, dicho haz de luz debe provenir de una fuente diferente a la que produce el patrón de interferencia para que no se produzca un tercer campo en la interferencia.

2.5 Efecto Talbot

El efecto Talbot o de autoimágenes ocurre debido a la difracción de un frente de onda de luz plano que incide sobre una rejilla periódica. Este efecto fue observado por primera vez por Henry Fox Talbot en 1836 [29]. Cuando un frente de onda plano incide sobre una rejilla periódica, el campo difractado producirá autoimágenes que estarán ubicadas en distancias múltiplos de la distancia de Talbot (z_T).

Si se tiene un arreglo como el que se observa en la Figura 9.

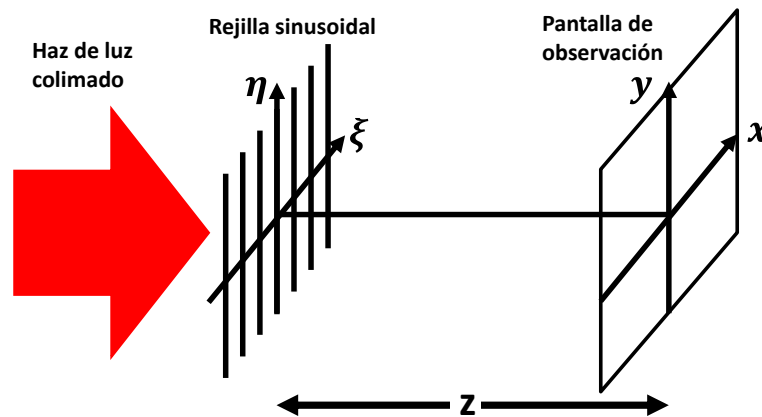


Figura 9 Diagrama de la rejilla colocada en $z=0$ con las líneas paralelas al eje η , y el plano de observación es el x, y que está colocado a la distancia z de la rejilla.

Considerando una rejilla sinusoidal, la transmitancia de la rejilla periódica se puede expresar por la siguiente ecuación:

$$t_A(\xi, \eta) = \frac{1}{2} \left[1 + m \cos \left(\frac{2\pi\xi}{d} \right) \right] \quad (5)$$

Donde d es el periodo de la rejilla y m representa la variación de pico a pico de la amplitud, m es conocida como el índice de modulación de la rejilla. Las líneas de la rejilla son paralelas al eje η .

El campo eléctrico y la distribución de intensidad a una distancia z pueden ser calculados utilizando la difracción de Fresnel, la transformada de Fourier, o la función de aproximación de la función de transferencia [13]. Esta última se puede utilizar y la ecuación para la rejilla del ejemplo queda como:

$$H(f_X, f_Y) = \exp\{-j\pi\lambda z(f_X^2 + f_Y^2)\} \quad (6)$$

Lo primero que se debe hacer es encontrar el espectro espacial del campo transmitido $U(x, y)$, para lo cual se aplica la transformada de Fourier a la función de transmitancia, quedando de la siguiente manera:

$$\mathcal{F}\{t_A(\xi, \eta)\} = \frac{1}{2}\delta(f_X, f_Y) + \frac{m}{4}\delta\left(f_X - \frac{1}{d}, f_Y\right) + \frac{m}{4}\delta\left(f_X + \frac{1}{d}, f_Y\right) \quad (7)$$

Luego se evalúa la función de transferencia en las frecuencias $(f_X, f_Y) = \left(\frac{1}{d}, 0\right)$:

$$H\left(\frac{1}{d}, 0\right) = \exp\left\{-j\frac{\pi\lambda z}{d^2}\right\} \quad (8)$$

La transformada de Fourier del campo espacial transmitido a la distancia z de la rejilla se convierte en:

$$\mathcal{F}\{U(x, y)\} = \frac{1}{2}\delta(f_X, f_Y) + \frac{m}{4}e^{-j\frac{\pi\lambda z}{d^2}}\delta\left(f_X - \frac{1}{d}, f_Y\right) + \frac{m}{4}e^{-j\frac{\pi\lambda z}{d^2}}\delta\left(f_X + \frac{1}{d}, f_Y\right) \quad (9)$$

Obteniendo la transformada inversa se obtiene el campo $U(x, y)$ a la distancia z :

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2} + \frac{m}{4}e^{-j\frac{\pi\lambda z}{d^2}}e^{j\frac{2\pi x}{d}} + \frac{m}{4}e^{-j\frac{\pi\lambda z}{d^2}}e^{-j\frac{2\pi x}{d}} \quad (10)$$

Simplificando obtenemos:

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2}\left[1 + me^{-j\frac{\pi\lambda z}{d^2}}\cos\left(\frac{2\pi x}{d}\right)\right] \quad (11)$$

Y finalmente la intensidad queda expresada como:

$$I(x, y, z) = \frac{1}{4}\left[1 + 2m\cos\left(\frac{\pi\lambda z}{d^2}\right)\cos\left(\frac{2\pi x}{d}\right) + m^2\cos^2\left(\frac{2\pi x}{d}\right)\right] \quad (12)$$

Las ecuaciones (11) y (12) expresan la distribución de campo eléctrico y de intensidad para el campo propagado una distancia z para una rejilla periódica sinusoidal con ecuación de transmitancia (5).

2.5.1 Casos especiales del efecto Talbot.

Las últimas ecuaciones del apartado anterior describen las distribuciones de campo eléctrico y de intensidad para la propagación de luz que pasa a través de una rejilla periódica cuya función de transmitancia está descrita por la ecuación (5) a la distancia z .

Existen tres casos especiales para el efecto Talbot, es decir tres distancias de z para las cuales se observan características importantes en la distribución de campo.

Primer caso.

Analizando el campo eléctrico a la distancia z que satisface que $\frac{\pi\lambda z}{d^2} = 2n\pi$ es decir $z = \frac{2nd^2}{\lambda}$, con n un número entero, sustituyendo z en la ecuación (12) se tiene:

$$I(x, y) = \frac{1}{4} \left[1 + m \cos \left(\frac{2\pi x}{d} \right) \right]^2 \quad (13)$$

Esta ecuación representa una imagen semejante a la rejilla de difracción, es decir esta intensidad es la misma que se observaría inmediatamente después de pasar la luz por la rejilla. Esta réplica de la imagen aparece en posiciones múltiplos de z . A esta distancia se le conoce como distancia de Talbot (en honor a H.F. Talbot) o subimágenes [29], y se representa como z_T .

Segundo caso.

Cuando se satisface que $\frac{\pi\lambda z}{d^2} = (2n + 1)\pi$, es decir, $z = \frac{(2n+1)d^2}{\lambda}$ calculando la intensidad del campo a esta distancia se tiene:

$$I(x, y) = \frac{1}{4} \left[1 - m \cos \left(\frac{2\pi x}{d} \right) \right]^2 \quad (14)$$

La cual representa una imagen similar a la rejilla, pero con un corrimiento espacial de 180° , es decir los valores de intensidad se invierten (donde había máximos de intensidad ahora hay mínimos y viceversa).

Tercer caso.

Cuando se satisface que $\frac{\pi\lambda z}{d^2} = (2n - 1)\frac{\pi}{2}$ o su equivalente a $z = \frac{(n-\frac{1}{2})d^2}{\lambda}$. Entonces el $\cos \left(\frac{\pi\lambda z}{d^2} \right) = 0$, Por lo tanto calculando la intensidad de campo a esta distancia se tiene:

$$I(x, y) = \frac{1}{4} \left[1 + m^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi x}{d} \right) \right] = \frac{1}{4} \left[\left(1 + \frac{m^2}{2} \right) + \frac{m^2}{2} \cos \left(\frac{4\pi x}{\lambda} \right) \right] \quad (15)$$

La imagen en este caso es similar a la rejilla original, pero tiene el doble de frecuencia, y la visibilidad se reduce. Esta imagen es conocida como sub-imagen de Talbot.

En la Figura 10 se observan las diferentes posiciones donde se localizan las imágenes de Talbot y las sub-ímagenes de Talbot.

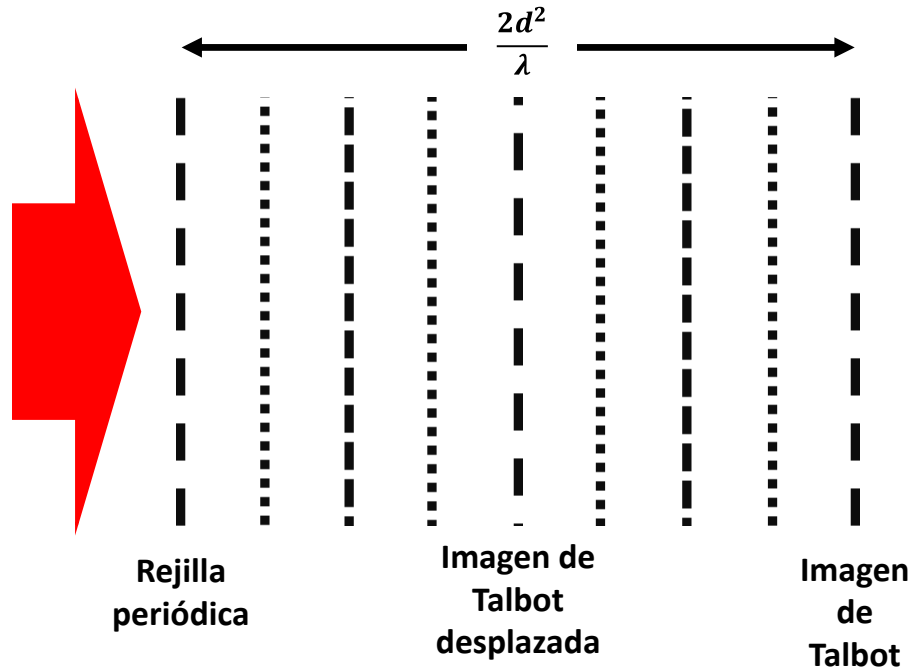


Figura 10 Diagrama de las posiciones de las imágenes de Talbot al iluminar una rejilla periódica.

El efecto Talbot es mucho más general que el planteado aquí. Para el caso mostrado se usó como ejemplo una rejilla periódica sinusoidal cuya transmitancia está dada por la ecuación (5), pero el efecto Talbot aparece para cualquier rejilla cuya función de transmitancia sea periódica.

3 EXPERIMENTACIÓN

3.1 Determinación del periodo de la rejilla a utilizar.

El experimento para determinar el periodo de la rejilla a utilizar se realizó en dos partes, primero de modo cualitativo y luego cuantitativo. Para el primer caso se utilizó una rejilla Ronchi de 1 línea por milímetro colocada sobre una montura, ésta se colocó en un banco óptico y se iluminó con un frente de onda plano obtenido con un láser He-Ne de 632.8 nm, un objetivo de microscopio de 20x y una lente de 20 mm de longitud focal para colimar el haz. Se colocó una pantalla de observación posterior a la rejilla Ronchi sobre el banco óptico. Para observar las imágenes de Talbot se desplazó la pantalla de tal modo que se alejaba de la rejilla y se detenía la pantalla en el punto donde se observara un patrón de difracción. El patrón difractado se comparaba con el grabado en la rejilla para determinar si correspondía a una distancia de Talbot o a una subimagen de Talbot (Ver Figura 11).

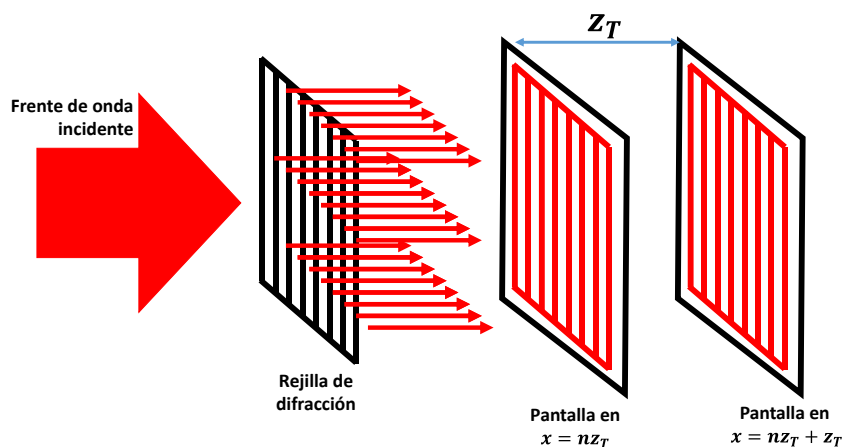


Figura 11 Diagrama del experimento para determinar el periodo de la rejilla utilizada.

Para determinar el periodo de la rejilla la pantalla se colocó en una posición tal que se logró observar el primer patrón de difracción idéntico a la rejilla original y se midió la distancia entre la pantalla y la rejilla. El primer patrón observado corresponde a la imagen de Talbot desfasada, por lo tanto para determinar la distancia de Talbot se multiplica este valor por dos. Y finalmente, si la distancia de Talbot está determinada por $z_T = 2d^2/\lambda$, despejando el periodo de la ecuación se tiene que:

$$d = \sqrt{\frac{z_T \lambda}{2}} \quad (16)$$

Por lo tanto conociendo la distancia de Talbot y la longitud de onda utilizada para iluminar la rejilla se puede obtener el valor del periodo de la misma.

La distancia entre la rejilla y la pantalla para este primer caso fue de 1.55 m. aproximadamente, por lo que la distancia de Talbot es de 3.10 m. Sustituyendo este valor en la ecuación (16) se tiene que el periodo de la rejilla utilizada es de $d = 9.91 \times 10^{-4}m = 0.99 \text{ mm}$. Lo que corresponde a una rejilla de 1 línea/mm.

Para determinar el periodo de la rejilla de un modo cuantitativo se montó un arreglo similar al del caso cualitativo pero en esta ocasión sobre una mesa óptica en lugar del banco óptico. Se utilizó una rejilla Ronchi de 10 líneas/mm. Debido a que las líneas no se pueden visualizar a simple vista sobre la rejilla, se utilizó un fotodetector de GaAs montado en una montura móvil para detectar el patrón de franjas difractado por la rejilla Ronchi, esta última se pegó en una bocina piezoeléctrica de modo que el desplazamiento de vibración de las franjas sea perpendicular a las franjas. La bocina piezoeléctrica se alimentó con un generador de funciones. El diagrama se muestra en la Figura 12.

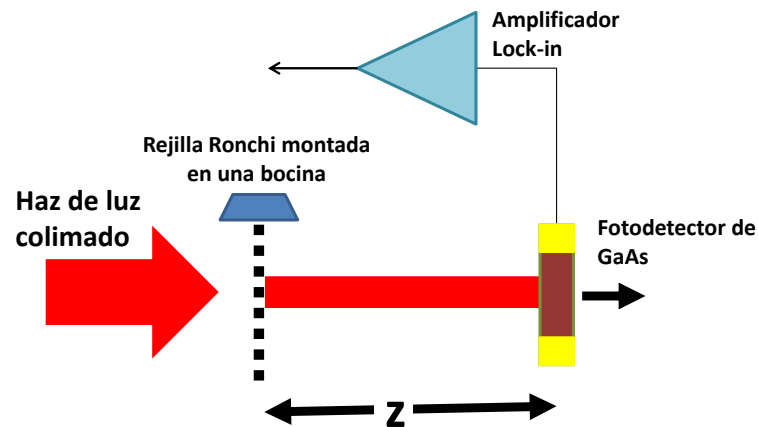


Figura 12 Diagrama esquemático de la determinación del periodo de la rejilla a utilizar usando un fotodetector de GaAs y pegando la rejilla a una bocina piezoeléctrica

Se puso a vibrar la bocina a 550 Hz y una amplitud de voltaje de 20 V con una salida de la señal sinusoidal. Con ayuda del fotodetector de GaAs conectado a un amplificador Lock-in se midieron los valores de voltaje producidos por la corriente generada por el patrón de difracción a diferentes distancias. Se realizaron mediciones en un rango de distancia de 22 mm, en pasos de 0.2 mm. En la Figura 13 se observa la gráfica de la señal obtenida para determinar el periodo de la rejilla.

Se utilizó un haz de luz colimado obtenido de la misma manera que en el caso cualitativo. De la Figura 13 se obtiene que la distancia de Talbot medida fue de $32 \pm 1 \text{ mm}$. Por lo tanto el periodo obtenido al sustituir estos valores en la ecuación (16) es de $d = 1 \times 10^{-4} \pm 0.18 \times 10^{-4}m = 0.1 \pm 0.018 \text{ mm}$. Lo que corresponde a una rejilla de 10

lineal pero inversa (de horizontal a vertical o viceversa) a la que se tenía inicialmente al salir del divisor de haz.

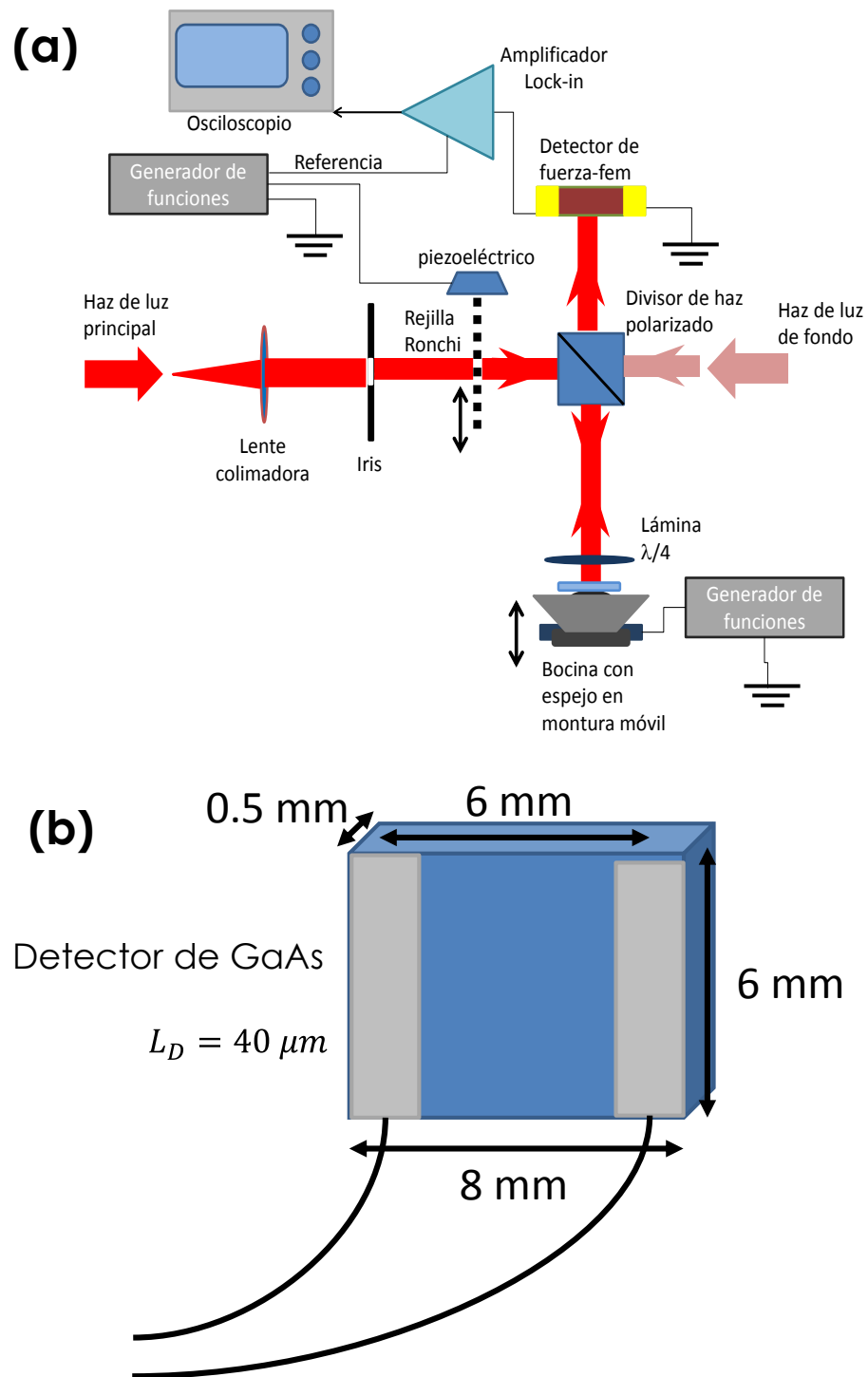


Figura 14 (a) Diagrama del arreglo experimental para medir amplitud de vibraciones de una bocina. Se utilizó un láser de He-Ne de 632.8 nm de longitud de onda. Se colimó con un objetivo de microscopio de 20x y una lente. Se utilizó un iris con una apertura de 6 mm de diámetro. La rejilla de Ronchi es de 10 líneas por milímetro. El fotodetector es de GaAs. El haz de fondo es producido por un láser He-Ne de 632.8 nm atenuado por un atenuador de 1.0. (b) Diagrama de las dimensiones del fotodetector de GaAs.

Finalmente al pasar de nuevo por el divisor de haz solo habrá transmisión (no se tiene reflexión debido al tipo de polarización con el que llega el haz al divisor). El haz a la salida del divisor incide sobre el detector de fuerza-fem de GaAs. El fotodetector utilizado tiene 8 mm de ancho, 6 mm de alto y 0.5 mm de grosor. Tiene dos electrodos pegados en sus extremos con pintura de plata, la distancia entre electrodos es de 6 mm. Este tipo de detectores tienen una longitud de difusión de aproximadamente $40\ \mu\text{m}$ (Ver Figura 14 (b)). El detector se encuentra conectado a un amplificador Lock-in que se utilizó con un tiempo de integración de 30 ms, el cual mide la corriente producida por el fotodetector como un decaimiento de voltaje en una resistencia de carga interna. Como la señal producida por el fotodetector es muy pequeña (tal que no se puede distinguir del ruido electrónico) el amplificador multiplica y filtra esta señal y la envía al osciloscopio para que pueda ser observada de una manera mucho más clara. El uso del amplificador lock-in con el osciloscopio permite observar la señal del fotodetector sin una gran afectación del ruido electrónico.

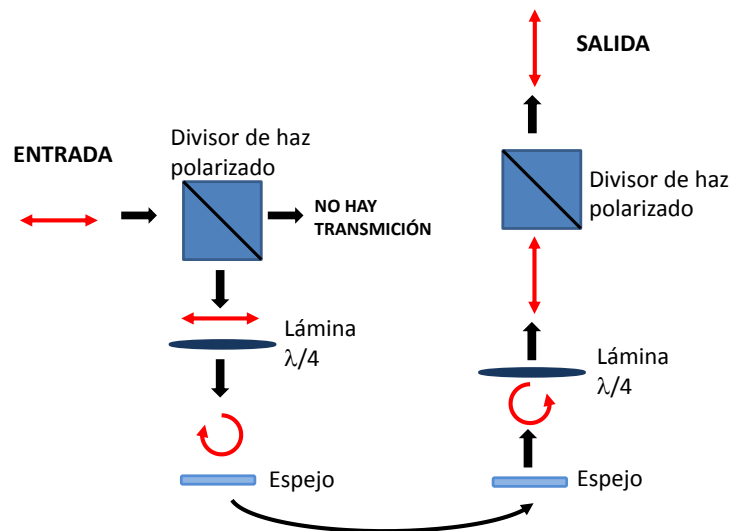


Figura 15 Diagrama del funcionamiento del divisor de haz polarizado junto con la lámina de $\lambda/4$ para obtener luz polarizada linealmente a la salida del sistema. Optimizando de modo tal que se tenga casi la misma intensidad que se tiene a la entrada en la salida.

3.2.2 Descripción de cómo se obtienen mediciones de desplazamiento.

Como ya se mencionó anteriormente se utiliza una rejilla Ronchi. Además de esto se observa de la Figura 14 que se utiliza un iris que limita el paso de la luz colimada con el fin de obtener una distribución de intensidad de la luz difractada del tipo sinusoidal. Esto se logra considerando que para el caso ideal cuando se tiene un frente de luz infinito y una rejilla Ronchi infinita, la distribución de intensidad corresponde a un conjunto de puntos

(deltas) que se van separando conforme se aleja la pantalla de observación [30]. Conforme se va acotando el paso de la luz (con ayuda de un iris como en este caso) los puntos (deltas) que se tenían para el caso ideal se convierten poco a poco en puntos más gruesos, con una distribución *bessel sinc* cada uno. Mientras más pequeño sea el diámetro del iris las *bessel sinc* se vuelven más abiertas, hasta que se llega a que los puntos de luz se traslapan y forman una distribución de intensidad aproximada a una función sinusoidal. Por lo tanto para tener la aproximación sinusoidal se debe variar el diámetro del iris y se debe considerar la distancia a la que se encuentra el fotodetector de la rejilla.

Para determinar el diámetro de apertura de iris óptimo se dejó fija la distancia de la rejilla al fotodetector y se hicieron pruebas para diferentes aperturas del iris. Se encontró que la mejor respuesta fue para una apertura de iris de 5 mm de diámetro. En la Figura 16 se observa la diferencia en la señal para tres tamaños diferentes de apertura del iris.

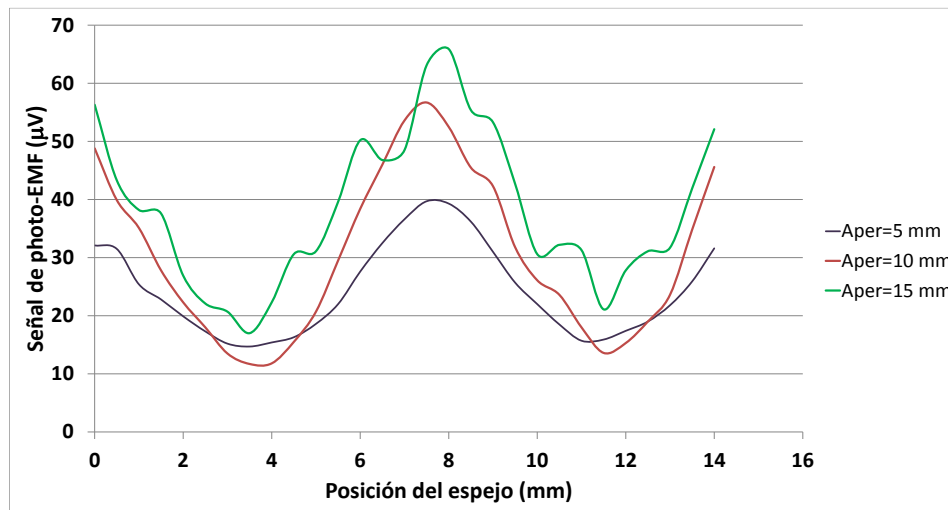


Figura 16 Gráficas obtenidas para diferentes valores de apertura del iris en el experimento de medición de desplazamientos. Para los casos de 10 mm y 15 mm la gráfica presenta irregularidades producidas por el paso de órdenes mayores del láser a través del iris. Para 5 mm la gráfica se comporta como una sinusoidal.

De la gráfica observamos que para 10 y 15 mm la señal tiene fluctuaciones y no forma una sinusoidal, sin embargo para 5 mm la señal tiene una buena aproximación a una sinusoidal, Por lo tanto se decidió trabajar con 6 mm debido a que la señal aún era del tipo sinusoidal y la amplitud de la señal era mayor que con 5mm. Con esto se puede aproximar el patrón de difracción de la rejilla de Ronchi a una rejilla sinusoidal, y su función de transferencia se describe por la ecuación (5):

$$t_A(\xi, \eta) = \frac{1}{2} \left[1 + m \cos \left(\frac{2\pi\xi}{L} \right) \right]$$

La distribución de intensidad está dada por la ecuación (12):

$$I(x, y) = \frac{1}{4} \left[1 + 2m \cos\left(\frac{2\pi z}{z_T}\right) \cos\left(\frac{2\pi x}{d}\right) + m^2 \cos^2\left(\frac{2\pi x}{d}\right) \right] \quad (17)$$

El segundo láser que se utiliza en el arreglo de la Figura 14 hace que el índice de modulación de la rejilla sea mucho menor que uno ($m \ll 1$). Con esta consideración se tiene que el patrón de intensidad de la ecuación (17) queda descrito como:

$$I(x, y) = \frac{1}{4} \left[1 + 2m \cos\left(\frac{2\pi z}{z_T}\right) \cos\left(\frac{2\pi x}{d}\right) \right] \quad (18)$$

Y la visibilidad (V) del patrón de franjas descrito por la Ecuación (18) se puede expresar como:

$$V(z) = \left| 2m \cos\left(\frac{2\pi z}{z_T}\right) \right| \quad (19)$$

Por lo tanto midiendo la visibilidad de las franjas en un plano determinado, es posible medir de forma inequívoca la distancia entre la rejilla y el plano de observación deseado en un rango de un cuarto de la distancia de Talbot ($z_T/4$).

Por otro lado, el funcionamiento del detector de GaAs se basa en el efecto de fuerza-fem. La amplitud de la corriente fuerza-fem generada se describe por la siguiente ecuación:

$$J^\Omega = CI_0\delta V^2 \quad (20)$$

Donde I_0 es la intensidad promedio en el detector, δ es la amplitud de las vibraciones del patrón de difracción, y el factor C depende de los parámetros electro-ópticos de la muestra. La ecuación (20) es obtenida bajo las consideraciones de tener baja visibilidad ($V \ll 1$) en el patrón de franjas, y bajas amplitudes de vibración de la rejilla menores al periodo de la rejilla ($\delta \ll d$).

Si la visibilidad del patrón de franjas es descrita por la ecuación (19) se puede sustituir en la ecuación (20) y obtenemos la siguiente ecuación:

$$J^\Omega(z) = 4m^2 CI_0 \delta \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left[\frac{2\pi z}{(z_T/2)}\right] \right\} \quad (21)$$

Por lo tanto de la ecuación (21) se observa que si se mide la corriente de la fuerza-fem, puede ser determinada la distancia entre la rejilla y el fotodetector.

En el experimento mostrado en la Figura 14 no se mide directamente la corriente producida por el fotodetector, sino una caída de voltaje en la resistencia de carga interna del amplificador lock-in producida por dicha corriente.

De la ecuación (21) se puede predecir que la corriente mínima producida por el detector es cero, sin embargo experimentalmente no se tiene el cero absoluto debido a contribuciones de altos órdenes de difracción que se producen en la rejilla y a la respuesta del fotodetector a la frecuencia espacial del patrón de difracción con el que se ilumina. Sin embargo, se puede aproximar el valor mínimo a cero, incrementando la intensidad de la luz de fondo del patrón producida por el segundo láser (Ver Figura 14), pero como consecuencia se reduce el valor de la intensidad máxima de la señal. Por lo tanto se tiene que llegar a un punto intermedio entre aproximar lo más que se puede el valor mínimo a cero y que la intensidad máxima de la señal no sea muy pequeña.

El voltaje medido se puede describir como:

$$V^2 = V_0 + V_c \cos\left(\frac{2\pi z}{z_T/4}\right) \quad (22)$$

Donde V_0 corresponde al offset y V_c es la amplitud de la componente sinusoidal (voltaje de calibración). El offset puede ser eliminado considerando nuestro origen en el centro de la parte lineal de la gráfica de la Figura 17, y por lo tanto $V_0 = 0$, luego la ecuación (22) se simplifica en:

$$V_s = V_c \cos\left(\frac{2\pi}{z_T/4}z\right) \quad (23)$$

Donde V_s corresponde a la amplitud del voltaje medido de la señal observada en el osciloscopio [17].

3.3 Medición de vibraciones

Partiendo de la ecuación(23), la primera parte para realizar mediciones de vibraciones es obtener el voltaje de calibración, este se obtiene realizando un barrido continuo de la bocina con ayuda de la montura móvil (la bocina no se pone a vibrar). La señal obtenida es como la que se observa en la Figura 17.

Cada cresta y cada valle están distanciados una cuarta parte de la distancia de Talbot. Los valores máximos de la gráfica aparecen cuando el espejo está posicionado en un múltiplo de la mitad de la distancia de Talbot ($z = n z_T/2$), medido desde la rejilla, es decir, cuando la visibilidad es máxima (las franjas son más distinguibles), y los mínimos en

posiciones cuando $z = (n + 1/2) z_T/2$, para estos casos la visibilidad es mínima (las franjas no se distinguen perfectamente). Se observa en la Figura 17 que la gráfica tiene zonas donde la dependencia se puede aproximar a una dependencia lineal, por lo tanto es posible obtener una dependencia lineal de la respuesta de la señal de fuerza-fem con respecto al desplazamiento del espejo. Estas zonas lineales son de aproximadamente 2 mm para este experimento. Por lo tanto para medir la amplitud de vibración de la bocina se puede realizar de manera muy aproximada hasta para amplitudes de 2mm., después de este valor los valores medidos no corresponderán a los reales. El voltaje de calibración obtenido del sistema fue de 3.4 mV.

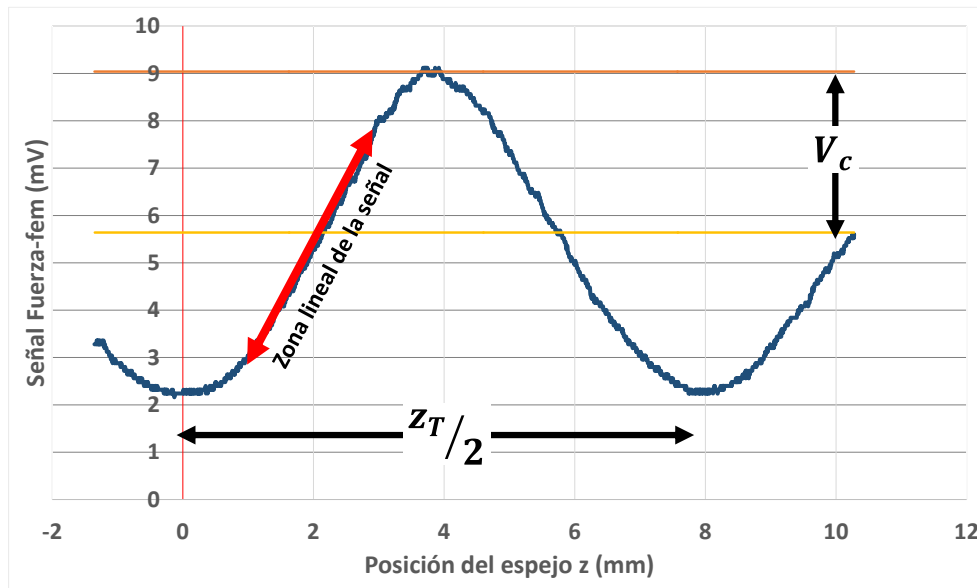


Figura 17 Gráfica para obtener el voltaje de calibración. Se realiza un barrido continuo de desplazamiento de la bocina con ayuda de la montura móvil. El voltaje de calibración es medido del centro de la gráfica (la mitad del voltaje pico-pico) hacia el máximo de voltaje. El voltaje de calibración obtenido es de $V_c = 3.4 \text{ mV}$.

Después de haber obtenido el voltaje de calibración se colocó la bocina en la posición que corresponde al centro de la zona lineal de la gráfica de calibración (Ver Figura 17). Una vez en esta posición se puso a oscilar la bocina con ayuda de un generador de funciones a 3 Hz. Sustituyendo la ecuación de movimiento de la bocina ($z = z_0 + A \sin 2\pi Ft$) en la ecuación (23) se tiene que el voltaje de la señal de salida es de la forma siguiente:

$$V_s = V_c \sin \left(\frac{2\pi}{z_T/4} (z_0 + A \sin 2\pi Ft) \right) \quad (24)$$

En donde A corresponde a la amplitud de vibración de la bocina, F es la frecuencia de oscilación de la bocina y z_0 la posición inicial de la vibración.

Como la bocina se encuentra en la parte central de la parte lineal, se tiene entonces que $z_0 = 0$, quedando la ecuación (24) de la siguiente forma:

$$V_s = V_c \sin\left(\frac{2\pi}{z_T/4} A \sin 2\pi Ft\right) \quad (25)$$

Considerando que las amplitudes de las vibraciones a medir son muy pequeñas comparadas con un cuarto de la distancia de Talbot ($A \ll z_T/4$), la ecuación (25) se simplifica en:

$$V_s = V_c \frac{8\pi}{z_T} A \sin 2\pi Ft \quad (26)$$

Como lo que se busca es tener V_s dependiente de A (una relación de amplitudes), se elimina el factor $\sin 2\pi Ft$ debido a que se mide a una frecuencia determinada dada por el generador de funciones. Por lo tanto la ecuación (26) se simplifica en:

$$V_s = V_c \frac{8\pi}{z_T} A \quad (27)$$

Finalmente despejando A de la ecuación (27) se obtiene la expresión para determinar la amplitud de vibración del espejo vibrante dependiente del voltaje de la señal (V_s):

$$A = \frac{z_T V_s}{8\pi V_c} \quad (28)$$

De la ecuación (28) observamos que la distancia de Talbot z_T ($z_T = \frac{2nd^2}{\lambda}$) es determinada por el periodo de la rejilla y la longitud de onda de la fuente utilizada, por lo tanto es un valor constante para medir la amplitud de vibración. El voltaje de calibración es determinado a partir de la gráfica que se muestra en la Figura 17, por lo que es otra constante para la determinación de la amplitud de vibración. Finalmente se observa que la amplitud de vibración es directamente proporcional al voltaje de la señal obtenida al poner a vibrar la bocina. Entonces solo será necesario medir el voltaje de la señal de salida para poder determinar la amplitud de vibración de la bocina. Las mediciones realizadas en este proyecto son para frecuencias de vibración de la bocina mucho menores a la frecuencia de oscilación de la rejilla.

3.3.1 Dependencia del sistema al modo de oscilación de la rejilla.

La respuesta del sensor de fuerza-fem (GaAs) depende de la frecuencia y amplitud de oscilación del patrón de difracción que incide sobre él, es decir, la respuesta del sensor va a depender de la forma en que la rejilla de difracción oscile. Para determinar la dependencia de la respuesta del fotodetector con respecto de la frecuencia de oscilación de la rejilla se

realizó el experimento siguiente: del arreglo de la Figura 14 la bocina se dejó en reposo (sin oscilar) y se colocó en la posición central dentro de la zona lineal (Ver Figura 17) luego se realizaron mediciones de voltaje en el amplificador lock-in producidas por el fotodetector para diferentes frecuencias de oscilación del piezoeléctrico con la rejilla Ronchi. Las mediciones se hicieron en un rango de 510 a 604 Hz en pasos de 2 Hz, con una amplitud de vibración del piezoeléctrico de 20 Vpp.

En la Figura 18 se observa la gráfica de la respuesta del fotodetector al cambio de frecuencia de oscilación de la rejilla. Este resultado corresponde a una combinación de la respuesta del cristal bajo las condiciones de medición y la respuesta del piezoeléctrico a la señal del generador de funciones, por lo que el máximo de la señal no se debe completamente a la respuesta del sensor, sino también a la respuesta del piezoeléctrico ante las señales del generador de funciones que lo alimenta.

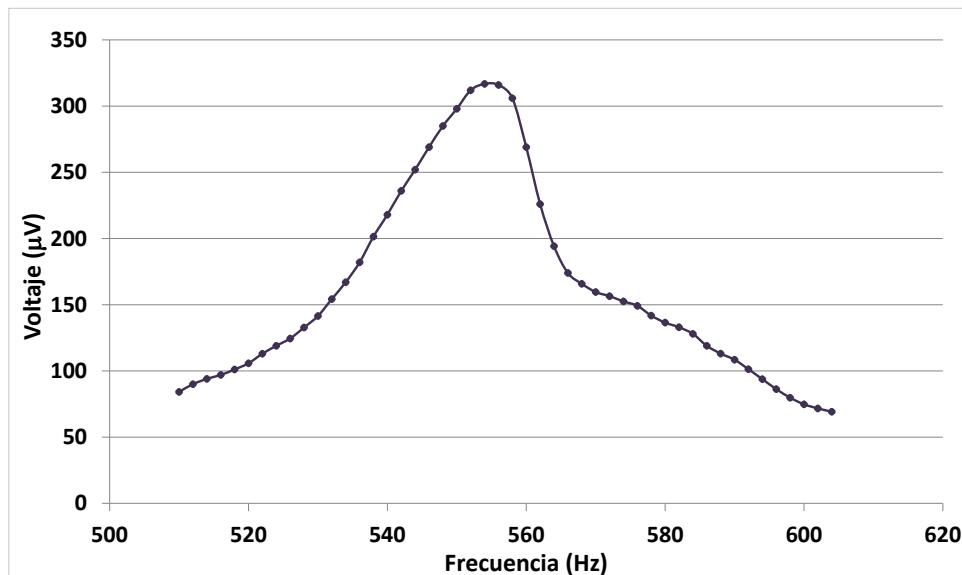


Figura 18 Gráfica de la dependencia de la respuesta del sistema con respecto a la frecuencia de oscilación de la rejilla Ronchi. La respuesta corresponde a una combinación de la respuesta del sensor a las condiciones del sistema junto con la respuesta del piezoeléctrico a la señal de alimentación que le proporciona el generador de funciones.

Como se observa en la gráfica el valor de la frecuencia de oscilación de la rejilla donde la respuesta es máxima se encuentra alrededor de los 555 Hz. Sin embargo para las mediciones realizadas posteriormente se consideró una frecuencia de oscilación en la rejilla de 545 Hz, la cual está un poco por debajo del máximo. Se seleccionó esta frecuencia debido a que el sistema tiene mayor estabilidad que en el punto máximo.

Por otro lado también se obtuvo la respuesta del fotodetector respecto de la amplitud de vibración de la rejilla, los resultados obtenidos se observan en la Figura 19. Para dicho

experimento se utilizó el mismo experimento que para la variación de frecuencia. En este caso se seleccionó una frecuencia de oscilación del piezoeléctrico de 545 Hz, y se realizaron mediciones para diferentes amplitudes de voltaje. Las medidas se hicieron para voltajes de 0.5 a 20 V en pasos de 0.5 V.

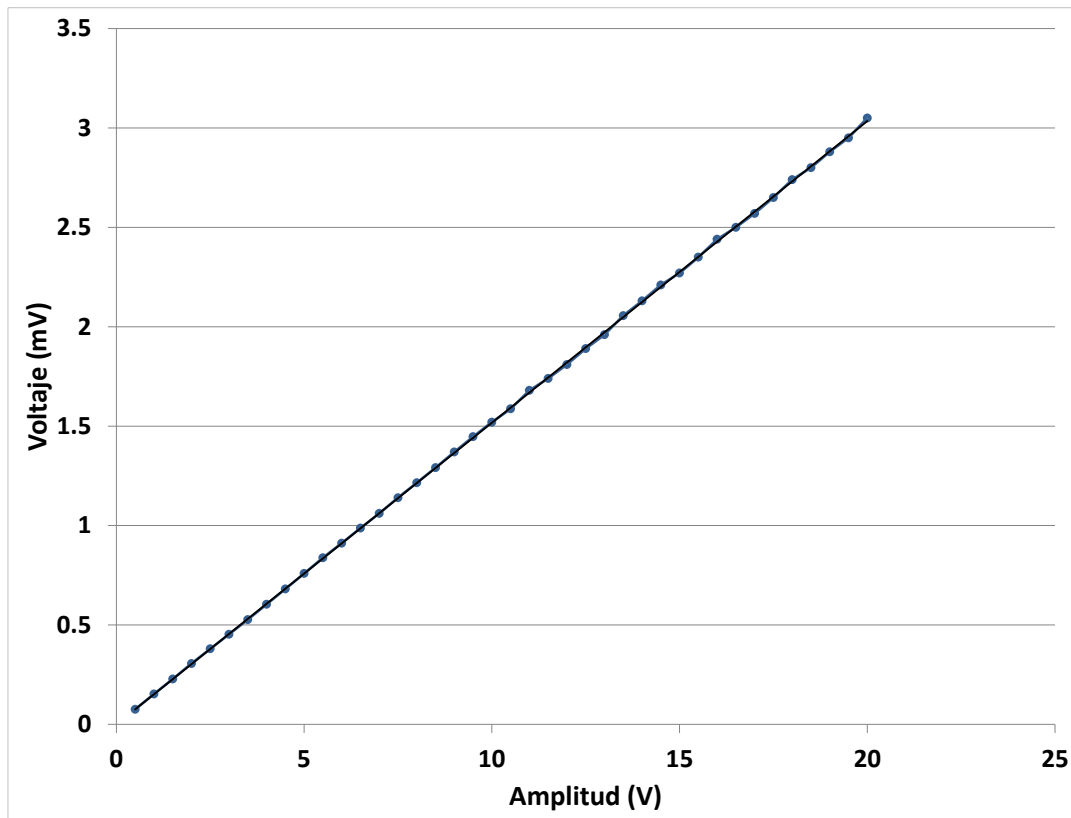


Figura 19 Gráfica de la dependencia lineal de la respuesta del sistema con respecto a la amplitud de vibración de la rejilla Ronchi.

Como se observa de la Figura 19 la respuesta del fotodetector a la amplitud de vibración del piezoeléctrico es lineal. Por lo tanto se puede decir que para tener la mejor respuesta se debe tener el piezoeléctrico a la máxima amplitud posible, para nuestro caso esa amplitud es de 20 V. Esta recta llega a un punto máximo donde vuelve a decaer, a este punto no se llega debido a que la amplitud de vibración de la rejilla es menor que el periodo de las franjas de la rejilla (d). Como no se llega a ese punto, solo se busca tener la amplitud máxima dentro de las posibilidades.

3.3.2 Resultados obtenidos de medir vibraciones.

La frecuencia de oscilación de la rejilla que se utilizó fue de 545 Hz y una amplitud de oscilación de 20 V, se seleccionó un tiempo de integración del Lock-in de 30 ms y la sensibilidad del mismo de 2 mV. La distancia entre la rejilla y el divisor de haz polarizado fue de 7.3 cm, del divisor de haz polarizado al espejo pegado a la bocina de 7.1 cm y del

divisor de haz polarizado al fotodetector de 6.1 cm (Ver Figura 14). El voltaje de calibración obtenido es de 3.4 V. La distancia de Talbot de la rejilla Ronchi utilizada es de 32 mm.

Se colocó la bocina en la posición central de la zona lineal como corresponde de la Figura 17. Se puso a vibrar la bocina con ayuda de un generador de funciones a una frecuencia de 3 Hz. Se hicieron mediciones del voltaje de la señal de salida del fotodetector a diferentes voltajes suministrados a la bocina. Se hicieron mediciones para voltajes de 2 a 10 Volts en pasos de 2 Volts. La Figura 20 muestra la gráfica de los resultados obtenidos.

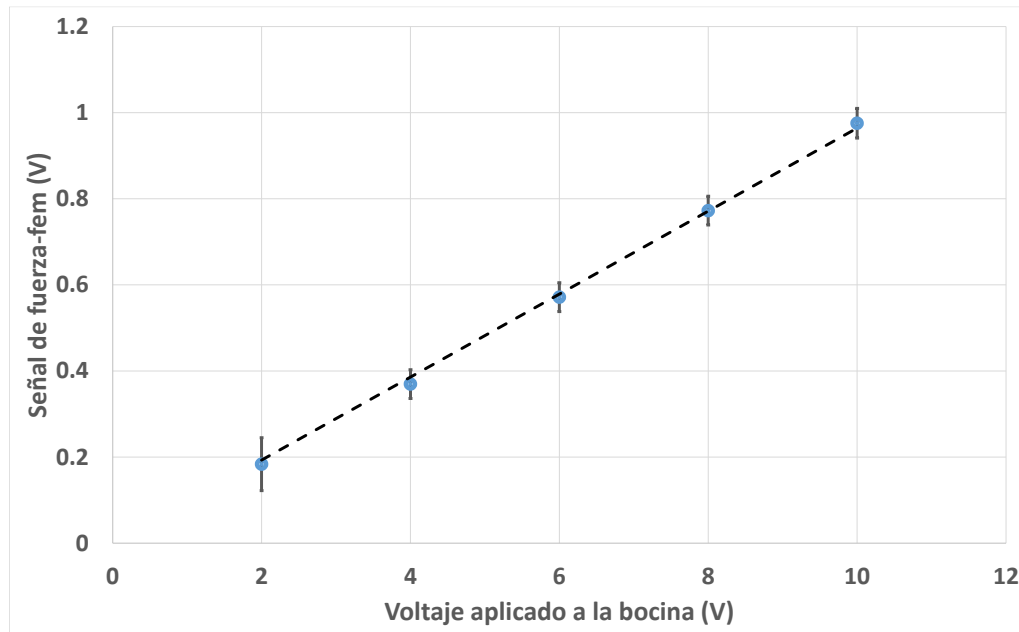


Figura 20 Gráfica de la respuesta del fotodetector con respecto de la amplitud de vibración de la bocina. El error en la medición es en promedio de ± 35.9 mV.

El voltaje se tomó de un promedio realizando las mediciones a partir de dos posiciones en la gráfica de la señal (como se muestran en la Figura 21) de un voltaje máximo y de un voltaje mínimo. El error en la medición fue, en promedio, de ± 35.9 mV.

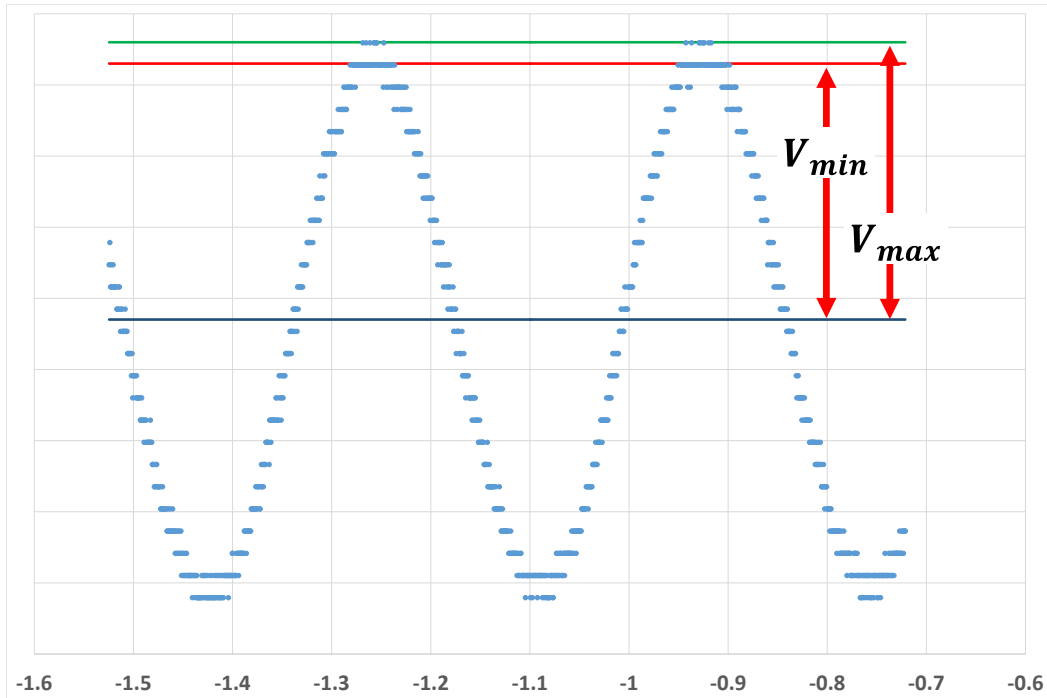


Figura 21 Señal obtenida para un voltaje determinado. Se ejemplifica el modo en que se hace la medición del voltaje de señal, se realiza el promedio de V_{min} con V_{max} . Los dos valores de voltaje son medidos desde el centro de la gráfica hacia la parte superior de la cresta.

Las gráficas obtenidas para cada voltaje con el que se suministró la bocina se muestran en la Figura 22, en la que se observa que mientras mayor es el voltaje aplicado a la bocina, mayor es el voltaje de la señal (V_s) del sensor, como era de esperarse de la ecuación (28).

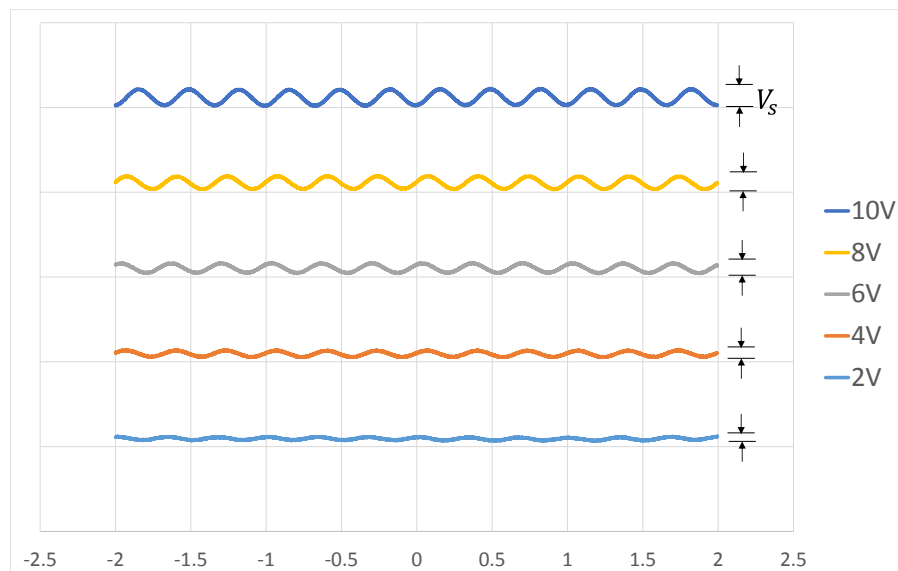


Figura 22 Gráficas de las señales obtenidas para las diferentes amplitudes de voltajes aplicados a la bocina. Se le agregó un offset a cada gráfica para poder visualizarlas todas juntas. V_s aumenta su valor conforme aumentamos el voltaje de alimentación de la bocina.

Utilizando la ecuación (28) se transformaron los valores obtenidos de voltaje de las diferentes señales en valores de amplitud de vibración, los resultados obtenidos son los que se observan en la Figura 23.

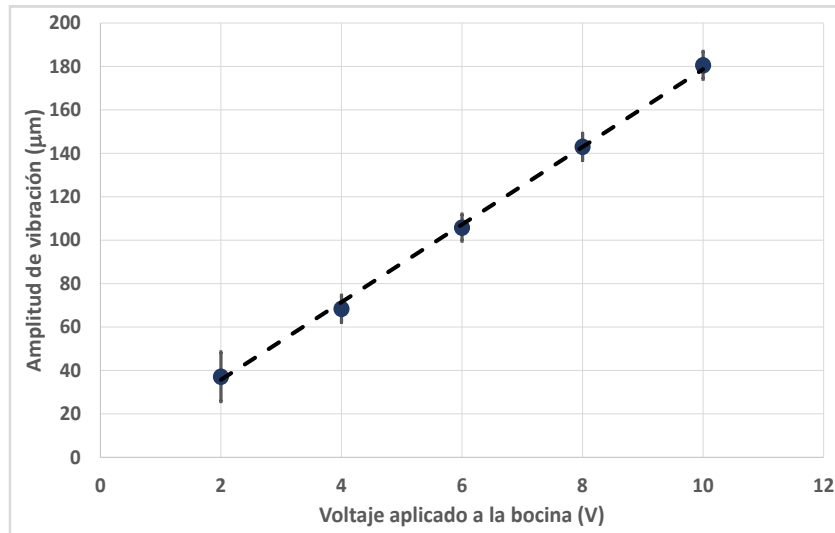


Figura 23 Gráfica de la amplitud de vibración de la bocina dependiente del voltaje aplicado a la bocina utilizando el efecto Talbot y el de fuerza-fem. El error en las mediciones es en promedio de $\pm 7.27 \mu\text{m}$.

En la Figura 23 se observa que la dependencia de la amplitud de vibración con respecto del voltaje suministrado a la bocina es lineal. Se tiene un error en la medición en promedio de $\pm 7.27 \mu\text{m}$ el cual es consecuencia del error en la medición del voltaje de señal (fluctuaciones) para cada amplitud de voltaje suministrado en la bocina.

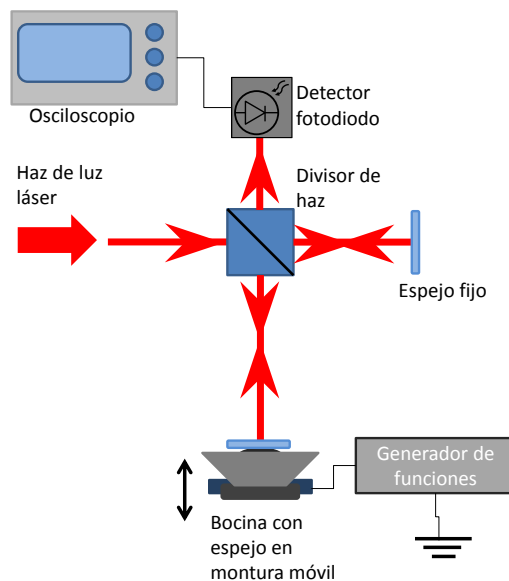


Figura 24 Diagrama para realizar mediciones de desplazamiento utilizando un interferómetro de Michelson con un láser de He-Ne de 632.8 nm . Un divisor de haz normal y un detector fotodiodo súper rápido.

Para comparar los resultados obtenidos con el efecto Talbot y fuerza fem se armó un interferómetro de Michelson (Ver Figura 24) para realizar medidas de amplitud de vibración de la bocina utilizada anteriormente. Las mediciones de voltaje se hicieron de 2 a 10 Volts en pasos de 2 Volts, al igual que se hizo para el caso del arreglo de la Figura 14. En la Figura 25 se observa la gráfica comparativa de los dos sistemas.

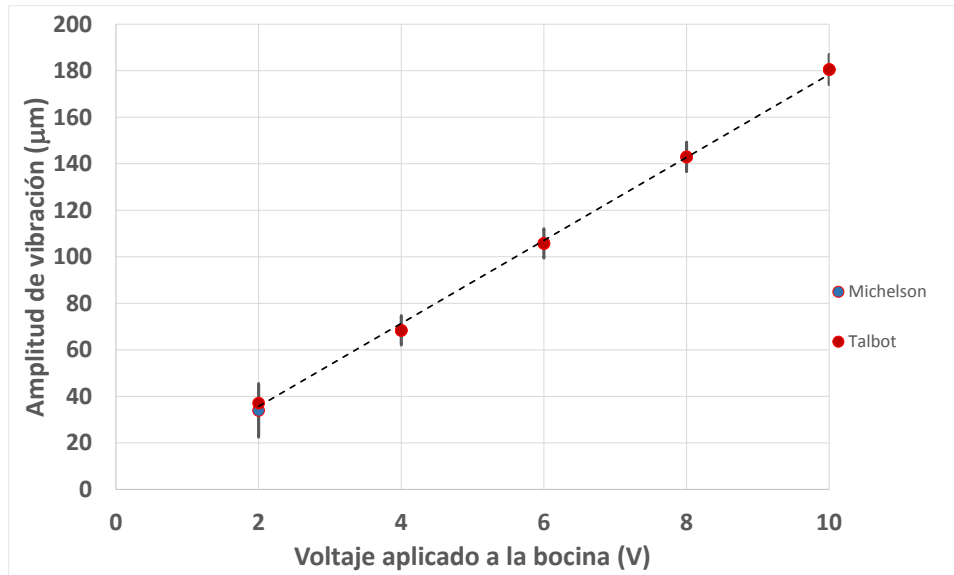


Figura 25 Gráfica comparativa de la medida de amplitud de vibración de una bocina que oscila a una frecuencia de 3 Hz para diferentes valores de voltaje de alimentación utilizando dos métodos de medición: los efectos de fuerza-fem y Talbot; y un interferómetro de Michelson. La línea recta que cruza corresponde al caso ideal deseado.

De la Figura 25 se observa que los resultados obtenidos con el sistema basado en el efecto Talbot y de fuerza-fem comparados con los del interferómetro de Michelson son muy similares. Cada valor medido con el interferómetro de Michelson corresponde a uno de los medidos con el sistema de Talbot y fuerza-fem (dentro del rango de error que corresponde a cada medida).

4 CONCLUSIONES

A partir de los resultados obtenidos se encontró que el sistema es eficaz para la realización de medición de amplitud de vibración en bajas frecuencias. La respuesta del sistema fue comparado con un interferómetro de Michelson, el cual es utilizado como el instrumento estándar para medir pequeños desplazamientos. Se observa de la Figura 25 que la respuesta del sistema propuesto comparado con el del Interferómetro de Michelson es muy similar. Se tiene que para cada valor medido con Talbot coincide con el medido con Michelson dentro del error que se tiene en la medición con el sistema.

Una de las ventajas de este sistema sobre el interferómetro de Michelson es que no se tiene la necesidad de un procesamiento numérico de la señal posterior a la realización de las mediciones. Para el caso de Michelson es muy laborioso el conteo de crestas de la gráfica obtenida para determinar la amplitud de vibración. Por ejemplo, para amplitudes de alrededor de 100 μm el número de crestas a contar oscila alrededor de las 650. En cambio utilizando el sistema de Talbot y fuerza-fem solo midiendo la amplitud de oscilación del sensor se determina automáticamente el valor de la amplitud de vibración. Además de esto las mediciones de Michelson están limitadas por el ancho de banda del sistema electrónico. Para medir amplitudes muy altas el número de crestas producidas en un intervalo de tiempo por el interferómetro de Michelson es tan alto que el sensor ya no es capaz de detectar entre cresta y cresta. En cambio Talbot no se ve limitado por este parámetro, debido a que su modo de medición es directo.

El sistema de Talbot y fuerza-fem está limitado a cierto rango de amplitud de vibración, el cual está determinado por la zona lineal de la gráfica de voltaje de calibración. Para el caso expuesto en este trabajo el máximo de amplitud de vibración está alrededor de las 900 μm . Sin embargo este valor puede ser modificado si se considera que la distancia entre cresta y valle está determinada por la distancia de Talbot ($z_T = \frac{2nd^2}{\lambda}$) por lo tanto se puede tener un mayor rango si se incrementa el periodo de la rejilla (d) o utilizando una fuente láser de menor longitud de onda (λ).

Las mediciones realizadas con este sistema se hicieron con equipo de alta calidad. El osciloscopio es de alta resolución y el sensor utilizado (GaAs) es muy sensible. A pesar de la alta sensibilidad del sensor existe un límite para el cual a pesar de que aumentemos el valor de amplitud de vibración de la rejilla (Ver Figura 19) ésta tendrá un máximo donde la respuesta no podrá ser mayor.

El sistema propuesto está limitado a medir amplitudes mínimas de vibración de 30 μm , esto de acuerdo a lo obtenido experimentalmente (Ver Figura 20 y Figura 22), esto debido a que para amplitudes muy bajas la señal obtenida es tan baja que no es posible distinguirla del ruido electrónico.

Existen muchas variables que pueden ser modificadas para optimizar el sistema, dentro de las que destacan la longitud de onda de la fuente de luz, el periodo de la rejilla, la intensidad de luz de fondo del patrón de difracción, los parámetros del amplificador lock-in (tiempo de integración, sensibilidad, etc). Al modificar estos parámetros se pueden modificar los rangos y resolución de medición del sistema.

5 BIBLIOGRAFÍA

- [1] R. G. Muñiz, «4 Los Riesgos Ligados al Medio Ambiente de Trabajo (3.1 La Energía Mecánica: Ruido y Vibraciones),» de *Prevención de riesgos laborales: Manual básico*, España, International Thomson Editores Spain, 2003, pp. 77-79.
- [2] Secretaría de Salud Laboral UGT-Madrid, «Cuadernillo Informativo de PRL: RUIDO Y VIBRACIONES "CON PREVENCIÓN GANATE LA VIDA",» UGT-Madrid, Madrid, 2012.
- [3] Instituto de Salud Pública de Chile, «PROTOCOLO PARA LA APLICACIÓN DEL D.S. Nº 594/99 DEL MINSAL, TÍTULO IV, PÁRRAFO 3º AGENTES FÍSICOS – VIBRACIONES. Versión 2.,» 2012.
- [4] Instituto Navarro de Salud Laboral, «Disposiciones mínimas de seguridad y salud de los trabajadores relativas a la exposición a vibraciones mecánicas,» Navarra, 2009.
- [5] N. S. Marne, Prof. Dr. M.S. Nagmode y Prof. R. D. Komati, «Vibration Measurement System with Accelerometer Sensor Based on ARM,» *International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering*, vol. 4, nº 4, pp. 760-764, 2014.
- [6] Marek Dobosz, Takashi Usuda y Tomizo Kurosawa, «Methods for the calibration of vibration pick-ups by laser interferometry: I. Theoretical analysis,» *Meas. Sci. Technol.*, vol. 9, pp. 232-239, 1998.
- [7] Ralph Hohenstein, Felix Tenner, Christian Brock y Michael Schmidt, «A Method to Remotely Measure Amplitudes of Surface Vibrations with a Conventional Michelson Interferometer,» de *AMA Conferences 2013 - SENSOR 2013, OPTO 2013, IRS 2013*, Nuremberg, Germany, 2013.
- [8] F. J. M. Frankort, «Vibration Patterns and Radiation Behavior of Loudspeaker Cones,» *J. of Audio Eng. Soc.*, vol. 26, pp. 609-622, 1978.
- [9] J.N. Butters y J.A. Leendertz, «Speckle pattern and holographic techniques in engineering metrology,» *Optics and Laser Technology*, pp. 26-30, 1971.
- [10] F. P. CHIANG y R. M. JUANG, «Vibration analysis of plate and shell by laser speckle interferometry,» *OPTICA ACTA*, vol. 23, nº 12, pp. 997-1009, 1976.
- [11] L. Rodríguez-Cobo, M. Lomer, C. Galindez y J. M. Lopez-Higuera, «POF vibration sensor based on speckle pattern changes,» de *22nd International Conference on Optical Fiber Sensor*, 2012.

- [12] J. Petzing y J. R. Tyrer, «Recent developments and applications in electronic speckle pattern interferometry,» *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, vol. 33, nº 2, pp. 153-169, 1998.
- [13] J. W. Goodman, «4 Fresnel and Fraunhofer Diffraction (4.5 Examples of Fresnel Diffraction Calculations),» de *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill, 1996, pp. 87-89.
- [14] Ryotaro SEKINE, Takashi SHIBUYA, Kazuhiko UKAI, Shinichi KOMATSU y Masayuki HATTORI, «Measurement of Wavefront Aberration of Human Eye Using Talbot Image of Two-Dimensional Grating,» *OPTICAL REVIEW*, vol. 13, nº 4, pp. 207-211, 2006.
- [15] Luis M. Bernardo y Oliverio D. D. Soares, «Evaluation of the focal distance of a lens by Talbot interferometry,» *Applied Optics*, vol. 27, nº 2, pp. 296-301, 1988.
- [16] Appleton, B y Talbot, H, «Globally optimal geodesic active contours,» *Journal of Mathematical Imaging and Vision*, vol. 23, pp. 67-86, 2005.
- [17] P. Rodríguez-Montero, D. Sánchez-de-la-Llave y S. Mansurova, «Electro-optical processor for measuring displacement employing the Talbot and the nonsteady-state photo-electromotive force effects,» *OPTICS LETTERS*, vol. 39, nº 1, pp. 104-107, 2014.
- [18] A. R. Ganesan y Putcha Venkateswarlu, «Laser beam collimation using Talbot interferometry,» *Applied Optics*, vol. 32, nº 16, pp. 2918-2920, 1993.
- [19] S.I. Stepanov y Hari Singh Serguei, «Chapter 6 – Photo-electromotive-force effect in semiconductors,» de *Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices*, Academic Press, 2001, pp. 205-272.
- [20] S. I. Stepanov, «Applications of photorefractive crystals,» *Rep. Prog. Phys.*, vol. 57, nº 39, 1994.
- [21] E. Hecht, «Basics of Coherence Theory,» de *Optics*, San Francisco, CA, Addison Wesley, 2002, pp. 560-578.
- [22] A. P. French, «Movimientos Periódicos,» de *Vibraciones y ondas*, reverté, s. a., pp. 3-8.
- [23] M.P. Petrov, I.A. Sokolov, S.I. Stepanov y G.S. Trofimov, «Non-steady-state photo-electromotive-force induced by dynamic gratings in partially compensated photoconductors.,» *J. Appl. Phys.*, vol. 68, nº 5, pp. 2216-2225, 1990.
- [24] P. Rodríguez-Montero, C. M. Gómez Sarabia y J.Ojeda-Castañeda, «Adaptive photodetector for assisted Talbot effect,» *APPLIED OPTICS*, vol. 47, nº 21, pp. 3778-3783, 2008.
- [25] S. Muñoz Solís, M.L. Arroyo Carrasco, M.M. Méndez Otero, E. Martí Panameño y P. Rodríguez Montero, «MEASUREMENT OF FLUID VELOCITIES BY MEANS OF PHOTO-ELECTRO MOTIVE FORCE

EFFECT,» *Optical Amplifiers and Their Applications/Coherent Optical Technologies and Applications*, 2006.

- [26] G. Trofimov, S.I. Stepanov, M.P. petrov y M.V. Krasin'kova, *Sov. Tech. Phys. Lett.*, vol. 13, p. 108, 1987.
- [27] M. Arroyo Carrasco, P. Rodriguez Montero y S.I. Stepanov, «Measurement of coherence length of SuperLuminiscent diode Irradiation with photoEMF based adaptive photodetector,» de *CLEO*, Baltimore, Maryland, 1999.
- [28] P. RODRIGUEZ MONTERO, S. STEPANOV, C. C. WANG y S. TRIVEDI, «Laser ultrasound detection by CdTe:V monopolar photo-EMF detector with responsivity close to theoretical limit,» *Nondestructive Testing and Evaluation*, vol. 21, nº 2, pp. 95-102, 2006.
- [29] H. Talbot, «LXXVI. Facts relating to optical science. No. IV,» *Philosophical Magazine Series 3*, vol. 9, nº 56, pp. 401-407, 1836.
- [30] N. Kornev, P. Rodríguez Montero y S. Mansurova, «Non-steady-state photoelectromotive force induced by a vibrating Ronchi grating: manifestation of a fractal structure,» *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 39, nº 1, pp. 730-735, 2013.
- [31] R. L. Forward, «Wideband laser-interferometer graviational-radiation experiment,» *Phys. Rev. D*, vol. 17, pp. 379-390, 1978.
- [32] D. A. Jackson, R. Priest, A. Dandridge y A. B. Tveten, «Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber,» *Applied Optics*, vol. 19, nº 17, pp. 2926-2929, 1980.
- [33] Huignard y Henri Rajbenbach and Jean-Pierre, «How Can Photorefractives Be Used?,» de *INTERNATIONAL TRENDS IN OPTICS*, Academic Press, Inc, 1991, pp. 111-124.
- [34] Huignard, P. Günter y Jean Pierre, *Photorefractive Materials and Their Applications I and II*, Berlín: Springer, 1989.

6 INDICE DE FIGURAS

Figura 1 Diagrama esquemático de una onda. Sus características principales son: amplitud, periodo (frecuencia), longitud de onda y fase. Se puede representar en el espacio o en el tiempo.....	2
Figura 2 Ejemplo de gráfica obtenida al realizar medición de amplitud de vibraciones utilizando el método de conteo de franjas. Donde las crestas están más abiertas la velocidad del movimiento es mínimo, donde están más cerradas es máxima la velocidad de movimiento.....	4
Figura 3 Diagrama del sistema de medición de vibraciones utilizando el método de triangulación.....	5
Figura 4 Ejemplos de espectros de ondas producidas con diferentes instrumentos musicales.....	8
Figura 5 Gráfica que muestra el comportamiento del movimiento armónico simple respecto del tiempo.	9
Figura 6 Configuración experimental más simple para un fotodetector que utiliza el efecto de fuerza-fem. Utilizando el Modulador de Fase (MF) se produce un patrón de franjas vibrante sobre el detector. En el detector se produce una corriente alterna con la misma frecuencia de oscilación que el del patrón vibrante.	10
Figura 7 (a) Diagrama experimental usado para medir la longitud de coherencia con un fotodetector adaptivo de fuerza-fem (MF es el modulador de fase, RL es la resistencia de entrada del amplificador. (b) ejemplo de gráfica de señal obtenida de corriente fuerza fem respecto de la diferencia de camino óptico, la longitud de coherencia para esta gráfica es de aproximadamente $46 \mu\text{m}$	12
Figura 8 (a) Configuración experimental usada para la detección de ondas de ultrasonido inducidas por un láser usando un fotodetector de corriente fuerza-fem. (b) Caracterización de la respuesta de corriente fuerza-fem utilizando un patrón de interferencia de vibración sinusoidal	12
Figura 9 Diagrama de la rejilla colocada en $z=0$ con las líneas paralelas al eje η , y el plano de observación es el x, y que está colocado a la distancia z de la rejilla.	14
Figura 10 Diagrama de las posiciones de las imágenes de Talbot al iluminar una rejilla periódica.	17
Figura 11 Diagrama del experimento para determinar el periodo de la rejilla utilizada.	18
Figura 12 Diagrama esquemático de la determinación del periodo de la rejilla a utilizar usando un fotodetector de GaAs y pegando la rejilla a una bocina piezoeléctrica.....	19
Figura 13.- Señal obtenida para determinar el valor del periodo de la rejilla utilizada. La distancia de Talbot obtenida fue de 32 mm.	20
Figura 14 (a) Diagrama del arreglo experimental para medir amplitud de vibraciones de una bocina. Se utilizó un láser de He-Ne de 632.8 nm de longitud de onda. Se colimó con un objetivo de microscopio de 20x y una lente . Se utilizó un iris con una apertura de 6 mm de diámetro. La rejilla de Ronchi es de 10 líneas por milímetro. El fotodetector es de GaAs. El haz de fondo es producido por un láser He-Ne de 632.8 nm atenuado por un atenuador de 1.0. (b) Diagrama de las dimensiones del fotodetector de GaAs.	21
Figura 15 Diagrama del funcionamiento del divisor de haz polarizado junto con la lámina de $\lambda/4$ para obtener luz polarizada linealmente a la salida del sistema. Optimizando de modo tal que se tenga casi la misma intensidad que se tiene a la entrada en la salida.	22

Figura 16 Gráficas obtenidas para diferentes valores de apertura del iris en el experimento de medición de desplazamientos. Para los casos de 10 mm y 15 mm la gráfica presenta irregularidades producidas por el paso de órdenes mayores del láser a través del iris. Para 5 mm la gráfica se comporta como una sinusoidal. 23

Figura 17 Gráfica para obtener el voltaje de calibración. Se realiza un barrido continuo de desplazamiento de la bocina con ayuda de la montura móvil. El voltaje de calibración es medido del centro de la gráfica (la mitad del voltaje pico-pico) hacia el máximo de voltaje. El voltaje de calibración obtenido es de $VC = 3.4\text{ mV}$ 26

Figura 18 Gráfica de la dependencia de la respuesta del sistema con respecto a la frecuencia de oscilación de la rejilla Ronchi. La respuesta corresponde a una combinación de la respuesta del sensor a las condiciones del sistema junto con la respuesta del piezoeléctrico a la señal de alimentación que le proporciona el generador de funciones. 28

Figura 19 Gráfica de la dependencia lineal de la respuesta del sistema con respecto a la amplitud de vibración de la rejilla Ronchi. 29

Figura 20 Gráfica de la respuesta del fotodetector con respecto de la amplitud de vibración de la bocina. El error en la medición es en promedio de $\pm 35.9\text{ mV}$ 30

Figura 21 Señal obtenida para un voltaje determinado. Se ejemplifica el modo en que se hace la medición del voltaje de señal, se realiza el promedio de V_{min} con V_{max} . Los dos valores de voltaje son medidos desde el centro de la gráfica hacia la parte superior de la cresta. 31

Figura 22 Gráficas de las señales obtenidas para las diferentes amplitudes de voltajes aplicados a la bocina. Se le agregó un offset a cada gráfica para poder visualizarlas todas juntas. V_s aumenta su valor conforme aumentamos el voltaje de alimentación de la bocina. 31

Figura 23 Gráfica de la amplitud de vibración de la bocina dependiente del voltaje aplicado a la bocina utilizando el efecto Talbot y el de fuerza-fem. El error en las mediciones es en promedio de $\pm 7.27\text{ }\mu\text{m}$. 32

Figura 24 Diagrama para realizar mediciones de desplazamiento utilizando un interferómetro de Michelson con un láser de He-Ne de 632.8 nm. Un divisor de haz normal y un detector fotodiodo súper rápido. 32

Figura 25 Gráfica comparativa de la medida de amplitud de vibración de una bocina que oscila a una frecuencia de 3 Hz para diferentes valores de voltaje de alimentación utilizando dos métodos de medición: los efectos de fuerza-fem y Talbot; y un interferómetro de Michelson. La línea recta que cruza corresponde al caso ideal deseado. 33