

# Determinación de la Viabilidad de Estimación de la Longitud de Onda de una Fuente Monocromática por Medio de Difracción de Fraunhofer Circular

*Por: ELIDA MARIANA GONZÁLEZ CORONADO, ALAN BARUCH FLORES MORALES, EDGAR IVÁN HINOJOSA SALDAÑA y ANTONIO DE JESÚS SOSA AGUIRRE\*, Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, Universidad Autónoma de Nuevo León, Av. Universidad s/n. Ciudad Universitaria San Nicolás de los Garza, C.P. 66451, Nuevo León, México*

(Manuscrito recibido el 4 de abril de 2025; en forma final el 4 de abril de 2025)

## RESUMEN

La difracción de Fraunhofer ocurre cuando la luz que incide sobre el medio que funge como obstáculo y sobre áquel que actúa como pantalla lo hace a manera de ondas planas. En este caso, el patrón proyectado sobre este último se encuentra en función de la distancia entre la pantalla y el obstáculo. En el caso de difracción por una ranura circular, puede encontrarse, mediante el principio de Huygens-Fresnel una expresión para la longitud de onda de la luz monocromática utilizada a partir de conocer la separación entre los máximos (o mínimos) de intensidad observados en el patrón, el radio de la abertura y la separación entre esta y la pantalla. La validez de dicha ecuación busca verificarse a partir del estudio del patrón obtenido a partir de la incidencia de luz láser sobre una rejilla circular y su posterior incidencia sobre una pantalla. Las distancias entre máximos fueron obtenidas mediante un programa de edición de imágenes. Se encuentra que la longitud de onda sugerida por la ecuación mencionada difiere de la longitud de onda real señalada en el láser con solo un 3 % de error porcentual, y se observa una alta significancia estadística entre los datos obtenidos.

*Palabras clave:* Difracción de Fraunhofer, Interferencia, Patrón de interferencia.

## 1. Introducción

El término *difracción* proviene del latín *diffractum*, que a su vez se relaciona con el verbo *diffingere*, cuya traducción más directa es *quebrar o romper en pedazos*. El nombre de este fenómeno fue acuñado por el físico y matemático italiano Francesco Maria Grimaldi, quien realizó investigaciones sobre diversos fenómenos ópticos durante la segunda mitad del siglo XVII. En uno de sus experimentos, Grimaldi dejó pasar luz solar a un cuarto oscuro a través de un pequeño orificio sobre una de sus paredes, y observó que la luz sobre la pared opuesta formaba una mancha de mayor diámetro que el esperado por sus cálculos geométricos, rodeada, además, de bandas coloreadas. Los resultados de colocar un delgado hilo en la trayectoria de la luz mostraron el mismo comportamiento. Grimaldi fue así la primera persona en observar experimentalmente el fenómeno de difracción, que trató en su obra *Physicomathesis de lumine, coloribus et iride* (1665) como un “cuarto modo de propagación

de la luz”, además de la propagación directa, la refracción y la reflexión (Bravo y Pesa, 2015).

Fue en 1801 cuando Thomas Young, médico y físico inglés, formuló una explicación dentro de la teoría ondulatoria de la luz para el fenómeno de difracción mediante un nuevo concepto: la interferencia. Young propuso que las orillas de un obstáculo reflejan la luz de vuelta al espacio, haciendo que esta y la onda geométricamente transmitida interactúen de tal forma que producen el fenómeno de difracción (Kumar y Ranganath, 1991). La división de la luz en dos partes al atravesar un obstáculo ya había sido planteada antes por Newton, en su teoría corpuscular, mediante la cual intentó explicar el fenómeno de difracción. En este caso, una de las partes corresponde a los corpúsculos de luz que se mueven sin perturbación en sus trayectorias rectas, mientras que la segunda corresponde a los corpúsculos desviados de sus trayectorias al moverse por la vecindad inmediata al borde de un obstáculo (Rubinowicz, 1957).

El principio de Huygens considera que cada punto en el frente de onda puede ser considerado como una fuente secundaria de ondas esféricas (Lefèvre, 1993).

El efecto de la difracción es dependiente de la longitud de

\* Autor correspondiente.  
e-mail: antonio.sosaa@uanl.edu.mx

onda, aumentándose en aquellas ondas corridas al rojo, es decir, aquellas de mayor longitud de onda (Hecht, 2017). Sin embargo, el principio de Huygens es independiente de la longitud de onda, ya que predice el mismo frente de onda para las mismas configuraciones de frente de onda. La inconsistencia de la aplicación teórica del principio de Huygens con las observaciones fue resuelta por Fresnel, quien también consideró la interferencia.

El **principio de Huygens - Fresnel** establece que todo punto sin obstrucción de una frente de onda, en un instante dado, sirve como una fuente de ondículas secundarias esféricas (de la misma frecuencia de aquella onda primaria). La amplitud de campo óptico a cualquier punto más allá del frente de onda es la superposición de todas estas ondículas.

Gustav Kirchoff precisó este principio, deduciéndolo de la ecuación de onda de la teoría electrodinámica de Maxwell, requiriendo que su amplitud y su derivada deban ser conocidas en superficies adyacentes (Griffiths, 2017). Lo anterior es una consecuencia del hecho de que la ecuación de onda en óptica es de segundo orden en el tiempo, mientras que la mecánico-cuántica (la ecuación de Schrödinger) es de primer orden; por lo tanto, el principio de Huygens es correcto para ondas de materia, donde la acción reemplaza al tiempo (Feynman, 1948). En 1924, Epstein y Ehrenfest fueron los primeros en estudiar la difracción de la luz con la teoría cuántica, específicamente con el principio de correspondencia; obtuvieron resultados idénticos al de la óptica clásica (Epstein y Ehrenfest, 1924).

La difracción ocurre cuando una onda electromagnética interactúa con alguna obstrucción física. Bajo el mismo marco teórico, esta obstrucción está definida como un metal continuo no absorbente y sin ningún calentamiento de Joule, y por lo tanto deberá ser de conductividad infinita. Consideremos un par de pantallas paralelas opalescentes  $\Sigma$  y  $\sigma$ , transversales a la fuente de emisión de luz. La primera pantalla cuenta con un orificio a través del cual puede pasar un láser, y la segunda se toma como el lugar en el que se proyecta la imagen resultante. Se dice que la difracción es de **Fraunhofer** cuando el patrón de difracción por  $\Sigma$  proyectado en  $\sigma$  está en función de la distancia entre ambas pantallas. Para asegurarnos de que sea así:

$$R > \frac{b^2}{\lambda} \quad (1)$$

donde  $R$  es la distancia,  $b$  el radio efectivo de la abertura circular y  $\lambda$  la longitud de onda de la luz utilizada.

Consideremos una rendija circular de diámetro  $a$ , con  $a$  muy pequeño, iluminada por una onda plana monocromática de longitud de onda  $\lambda$ . La luz se difracta y se observa un patrón de difracción en una pantalla lejana.

### Deducción a partir del Principio de Huygens-Fresnel

Cada punto de la rendija actúa como una fuente secundaria de ondas esféricas. La amplitud resultante en un punto  $P$  en la pantalla se obtiene sumando todas las contribuciones de estos elementos, considerando la diferencia de fase entre ellas.

Primero consideraremos la diferencia de camino óptico entre dos puntos separados una distancia  $y$  en la rendija, que es:

$$\Delta s = y \sin(\theta) \quad (2)$$

luego, la fase relativa entre dos elementos de la rendija separados una distancia  $y$  es:

$$d\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s = \frac{2\pi}{\lambda} y \sin(\theta) \quad (3)$$

y la amplitud total es la suma de las contribuciones de todos los puntos de la rendija:

$$E(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} E_0 e^{i(2\pi/\lambda)y \sin(\theta)} dy \quad (4)$$

evaluando esta integral se obtiene:

$$E(\theta) = E_0 a \frac{\sin(\beta)}{\beta}, \quad (5)$$

donde  $\beta = \frac{\pi a}{\lambda} \sin(\theta)$ .

Ahora, la intensidad está dada por el cuadrado del módulo de la amplitud:

$$I(\theta) = I_0 \left( \frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \quad (6)$$

donde  $I_0$  es la intensidad máxima en  $\theta = 0$ .

### Condiciones para los Mínimos y Máximos

Los mínimos ocurren cuando:

$$\beta = m\pi, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (7)$$

Lo que lleva a la ecuación de los mínimos:

$$a \sin(\theta) = m\lambda \quad (8)$$

En términos de la posición  $y$  en la pantalla (a distancia  $L$ ),

$$y_m = \frac{m\lambda L}{a} \quad (9)$$

ecuación que se obtiene de forma aproximada (Hecht, 1975). Los máximos secundarios ocurren entre los mínimos, pero con menor intensidad. Obtenemos la diferencia entre máximos  $\Delta y$ :

$$\begin{aligned} \Delta y &= y_{m+1} - y_m \\ &= \frac{(m+1)\lambda L}{a} - \frac{m\lambda L}{a} \\ &= \frac{\lambda L}{a} \end{aligned} \quad (10)$$

y, rearreglando (10) para  $\lambda$ , obtenemos:

$$\lambda = \frac{a}{L} \Delta y \quad (11)$$

El objetivo de la presente práctica es verificar la viabilidad de la aproximación (11), utilizando fuentes de luz monocromáticas con longitud de onda conocida y contrastando esta longitud de onda con aquella estimada por (11) al utilizar parámetros medidos empíricamente.

## 2. Materiales y método

### 2.1. Materiales

- Láser rojo de  $650 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$  de longitud de onda.
- Mesa óptica con accesorios: Postes y soportes.
- Regla graduada en milímetros.
- Cámara (teléfono celular).
- Hoja milimétrica.

En la figura 2 encontramos un diagrama esquemático del arreglo experimental.

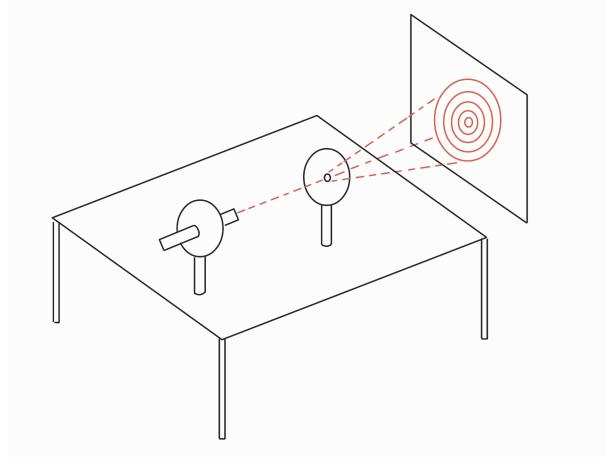


Fig. 1. Diagrama de arreglo experimental

### 2.2. Método

Se ajustaron los soportes de instrumentos ópticos a los postes, mismos que se ajustaron a las bases, mismas que se ajustaron a la mesa óptica. En uno de los soportes se colocó una fuente de luz láser cuya longitud de onda era de  $650 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$ . En el otro soporte, directamente en frente de aquel en el que se ajustó el láser, se fijó un colimador de láser que fungía como apertura circular. Frente a este arreglo, sobre una pared que se encontraba a una distancia de  $3,835 \text{ m} \pm 0,005 \text{ m}$  de la mesa óptica, se colocó una hoja de papel milimétrico.

Se encendió el láser y se ajustó manualmente para que su haz incidiera a través de la apertura circular y se observó un patrón de interferencia sobre la hoja milimétrica. Utilizando una cámara y sin dejar de incidir el láser, se colocó una regla para el escalamiento de la foto tomada. Se apagó el láser y las distancias entre los anillos más brillantes se midieron en un programa de edición de imágenes.

Se analizaron los datos tomando la intensidad normalizada de luz de cada píxel, se seleccionó una región arbitraria transversal al medio, y se localizaron los máximos y mínimos de las intensidades, después se escalaron los píxeles a metros, para hallar su relación lineal y con ello una estimación de longitud de onda del láser.

## 3. Resultados

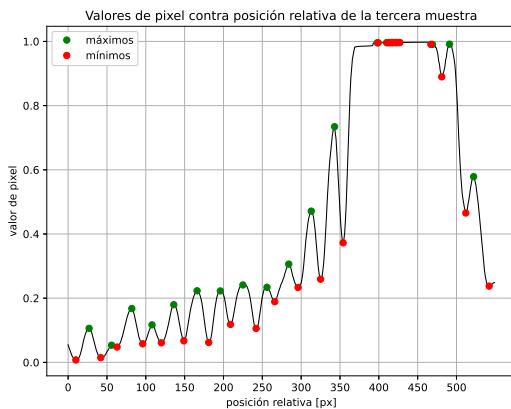


Fig. 2. Máximos y mínimos hallados de la intensidad normalizada de una región arbitraria de la foto tomada del patrón de difracción

Se aplicó un modelo de regresión lineal utilizando una reescritura de la ecuación (9) tal que:

$$y_m = \lambda \left( \frac{Lm}{d} \right) \quad (12)$$

esta, por supuesto, es una ecuación lineal con  $\lambda$  como pendiente y  $\frac{Lm}{d}$  como variable independiente.

Los resultados de esta regresión lineal, así como sus estadísticos asociados ( $p$ -valor,  $R^2$ ), se encuentran en la tabla 1. Las gráficas de los máximos y los mínimos hallados se encuentran en la figura 2.

Tabla 1. Resultados de la regresión

Variable dependiente:	
	Distancia del centro [m]
Coeficiente	$669,6 \times 10^{-9}***$ (5)
$R^2$	0.99
Observaciones	12

Nota:

\* $p < 0.1$ ; \*\* $p < 0.05$ ; \*\*\* $p < 0.01$

Tabla 2. Exactitud de los resultados

Reportado en el láser [nm]	Medido [nm]	Error porcentual
$650,0 \pm 10$	$669,6 \pm 5$	3 %

#### 4. Discusión

Los valores obtenidos para la separación entre máximos (o mínimos) de intensidad como resultado de la regresión lineal presenta un alto grado de significancia estadística entre las separaciones medidas directamente, de las fotos escaladas, al centro de las mismas. Es altamente improbable, según indican los *p*-valores reportados, que se obtuvieran esos datos dado que no exista relación entre las variables del modelo de regresión lineal, esto es, que el efecto observado a partir de los datos no tenga validez alguna. Asimismo, el alto valor de  $R^2$  reportado para todos los ensayos indica que los valores de  $(m, y_m)$  medidos se encuentran cercanos a la línea de regresión obtenida. Este estadístico indica que la variación en la variable independiente  $y_m$  puede ser explicada de manera satisfactoria por la variación en la variable independiente. Puede considerarse entonces que los valores obtenidos para  $\lambda L/d$  son representativos de los datos y pueden utilizarse entonces con un alto grado de confianza para el cálculo directo de las longitudes de onda.

#### 5. Conclusiones

A buena precisión y exactitud con los datos conocidos, se obtuvieron las longitudes de onda de los haces incidentes a través de nuestros modelos de regresión lineal. El bajo *p*-valor asociado a los modelos lineales nos sugiere que existe una gran significancia estadística entre los datos, de forma que puede afirmarse el cumplimiento aproximado de la relación de proporcionalidad entre la separación entre máximos y el número de máximos que se observan. Esto es:

$$y_m \propto m \quad (13)$$

relación contenida en la ecuación (9), que asimismo es una consecuencia del fenómeno de difracción, por lo que se verifica este fenómeno.

#### Referencias

- Bravo, Silvia y Marta Pesa (2015). «El fenómeno de la difracción en la historia de la óptica y en los libros de texto reflexiones sobre sus dificultades de aprendizaje». En: *Investigações em Ensino de Ciências* 20.2, págs. 76-102.
- Epstein, Paul S y Paul Ehrenfest (1924). «The quantum theory of the Fraunhofer diffraction». En: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 10.4, págs. 133-139.
- Feynman, Richard Phillips (1948). «Space-time approach to non-relativistic quantum mechanics». En: *Reviews of modern physics* 20.2, pág. 367.
- Griffiths, David J. (29 de jun. de 2017). *Introduction to Electrodynamics*. Cambridge University Press. DOI: 10.1017/9781108333511. URL: <https://doi.org/10.1017/9781108333511>.
- Hecht, Eugene (1975). *Schaum's Outline of Theory and Problems of Optics*.
- (2017). *Optics*. Pearson.

Kumar, PB Sunil y GS Ranganath (1991). «Geometrical theory of diffraction—A historical perspective». En: *Current Science* 61.1, págs. 22-27.

Lefèvre, Richard (1993). «Huygens C.(1992). *Traité de la lumière* (réédition d'un texte publié en 1690). Paris, Dunod». En: *Didaskalia* 1.1, págs. 142-143.

Robinowicz, A (1957). «Thomas Young and the theory of diffraction». En: *Nature* 180.4578, págs. 160-162.