



*Facultad
de
Ciencias*

**VARIANTES DE LOS EXPERIMENTOS
DE ÓPTICA COHERENTE**
(Variants of Experiments on Coherent Optics)

Trabajo de Fin de Grado
para acceder al
GRADO EN FÍSICA

Autora:
Carlota García Fernández
Directores:
Jose María Saiz Vega y Pedro J. Valle Herrero
Junio 2024

Resumen

En este trabajo se describe la revisión o actualización de 6 experimentos de óptica coherente realizados en el grado para la consecución de nuevos objetivos. Para cada dispositivo se ha realizado una revisión de los fundamentos teóricos de los experimentos originales con el objetivo de proponer nuevas variantes de los mismos, realizando una verificación experimental de los 6 experimentos, cada uno con una nueva propuesta y una valoración de las ventajas e inconvenientes de la misma. Todo ello se presenta con un enfoque práctico para permitir su reproducción, a modo de informe con la descripción de los objetivos, metodología, cálculo de error y análisis.

Los experimentos que se van a realizar son los siguientes: *Interferómetro de Young con Biprisma de Fresnel (caracterización de franjas y medida de una longitud de onda)*, *Interferencia en lámina delgada: estudio de los Anillos de Newton*, *Interferómetro de Michelson (medida de índices de refracción y coeficientes de dilatación)*, *Red de difracción (medida de espectros atómicos)*, *Difracción por objetos regulares y aberturas (régimen de Fraunhofer y Fresnel)* y por último, *Caracterización de la condición de coherencia espacial de una fuente*.

Se comenzará por los dispositivos interferenciales, utilizando interferómetros divisores de frente de onda como en el experimento de la doble rendija de Young, que se reproducirá utilizando un biprisma y un doble espejo de Fresnel. Así como interferómetros divisores de amplitud, como la lámina delgada de separación entre el vidrio y el aire, cuya iluminación producirá el patrón interferencial conocido como anillos de Newton, tanto por luz transmitida como reflejada. También en el caso de división de amplitud se utilizará el Interferómetro de Michelson.

Para el fenómeno de difracción, comenzamos con la práctica de Red de difracción, para la que se propone realizar las medidas de los espectros de emisión combinados de dos lámparas de gas atómico, utilizando un divisor del haz como acoplador de haces, observando un espectro-mezcla con longitudes de onda intercaladas. Además se propone trabajar en órdenes de difracción mayores a 1 y en incidencia oblicua, así como utilizar un diafragma para controlar el área iluminada de la red para estudiar su poder resolutivo y resolver el doblete de sodio. También se propone una mejora de la medida de objetos que difractan luz a partir de sus patrones de difracción lejanos (Difracción de Fraunhofer). Pero además, como novedad, se ha trabajado con la difracción de campo cercano o difracción de Fresnel, de forma que a través de una placa zonal de Fresnel se pueda medir la dimensión del radio central de la placa conociendo la longitud de onda de la fuente o al revés.

Por último, se caracterizará la condición de coherencia espacial de una fuente monocromática, ampliando el experimento original con la medida de la función visibilidad.

Palabras clave: *Óptica coherente, Franjas de Young, Biprisma de Fresnel, Doble espejo de Fresnel, Anillos de Newton, Interferómetro de Michelson, Red de difracción, Difracción de Fraunhofer, Difracción de Fresnel.*

Abstract

In this work the revision or upgrade of 6 experiments related to coherent optics is described. For each set-up, a review of the theoretical fundamentals has been carried out aimed to develop new variants of the original experiments. An experimental verification of each of the 6 experiments have been carried out, all including a new proposal and an assessment of its pros and cons when taken to practise. Each part is presented from a practical perspective, to allow it to be reproduced, including possible objectives, methodology, error calculation and analysis.

The experiments to be reviewed are the following ones: *Young's interferometer with Fresnel biprism and double mirror (fringes and measurement of the wavelength)*, *Thin sheet Interference: Newton rings study*, *Michelson interferometer (measure of refraction index and expansion coefficients)*, *Diffraction grating (measure of atomic spectra)*, *Regular objects and openings Diffraction (Fraunhofer and Fresnel)* and finally *Space Coherence condition*.

We will start with the interferometers, using wavefront-splitting interferometers as in the Young's double slit experiment, which will be reproduced using a biprism and double Fresnel mirror. We will also use amplitude-splitting interferometers as in the case of the thin separation sheet between glass and air, which will produce the pattern known as Newton rings, which will be studied for transmitted light and in our case also for reflected light. Another amplitude-splitting interferometer is the Michelson Interferometer.

For the diffraction, we will begin with the diffraction grating experiment, for which it is proposed to measure the combined emission spectra of two atomic gas lamps with a beam splitter, as a beam coupler. We will observe a spectrum with interspersed wavelengths. In addition, it is proposed to work in diffraction orders greater than 1 and in oblique incidence, and also using a diaphragm to control the illuminated grating zone to study its resolving power and resolve the sodium doublet. An improvement is also made in the measurement of objects that diffract light from their distant diffraction patterns (Fraunhofer diffraction). But we will add, as a new measure, the Fresnel diffraction or near patterns diffraction, so that from a Fresnel zone plate the dimension of the central radius of the plate can be measured knowing the wavelength of the source or vice versa.

Finally, we will study the spatial coherence condition for a monochromatic light source, expanding the original experiment by measuring the visibility function.

Key words: *Coherent Optics, Young's experiment, Fresnel double prism, Fresnel double mirror, Newton Rings, Michelson interferometer, Diffraction grating, Fraunhofer diffraction, Fresnel diffraction.*

Agradecimientos

A los dos directores de este trabajo, Pedro y Chema, por acompañarme en este año de crecimiento y aprendizaje, en especial a Chema, mi tutor del grado, por confiar en que llegaría hasta aquí desde el principio y por su apoyo al afrontar todas las dificultades del camino.

Índice general

1. Introducción y motivación	3
1.1. Introducción	3
1.2. Óptica Coherente	3
2. Franjas de Young con Biprisma y Doble espejo de Fresnel	5
2.1. Objetivos y planteamiento	5
2.2. Fundamento teórico	5
2.2.1. Interferencia. Las franjas de Young	5
2.2.2. Experimento de Young	6
2.2.3. Otros dispositivos interferométricos	6
2.3. Dispositivo experimental	7
2.4. Medidas experimentales y análisis	7
2.4.1. Parte 1: Biprisma de Fresnel	7
2.4.2. Parte 2: Doble espejo de Fresnel	8
2.5. Discusión y conclusiones	10
3. Interferencia en lámina delgada:	
Anillos de Newton	11
3.1. Objetivos y planteamiento	11
3.2. Fundamento teórico	11
3.3. Dispositivo experimental	12
3.4. Medidas experimentales y análisis	12
3.4.1. Parte 1: Luz transmitida	12
3.4.2. Parte 2: Luz transmitida y reflejada. Medida manual	14
3.4.3. Parte 3: Luz transmitida y reflejada. Medida con cámara 2D	15
3.4.4. Parte 4: Conservación de la energía	16
3.5. Discusión y conclusiones	18
4. Interferómetro de Michelson	19
4.1. Objetivos y planteamiento	19
4.2. Fundamento teórico	19
4.2.1. Origen: Experimento de Michelson y Morley	19
4.2.2. Interferómetro	20
4.2.3. Coeficiente de dilatación	20
4.2.4. Experimento de LIGO	21
4.3. Dispositivo experimental	21
4.4. Medidas experimentales	22
4.5. Discusión y conclusiones	23
5. Red de difracción	24
5.1. Objetivos y planteamiento	24
5.2. Fundamento teórico	24
5.2.1. Ecuación de la red	24
5.2.2. Dispersión cromática	25
5.2.3. Poder resolutivo espectral de la red	25
5.2.4. Fabricación y calidad de la red	26
5.3. Dispositivo experimental	26
5.4. Medidas experimentales y análisis	27
5.4.1. Parte 1: Medida con dos lámparas y a dos órdenes	27
5.4.2. Parte 2: Poder de resolución	29
5.4.3. Parte 3: Órdenes de difracción superiores a 2. Incidencia no normal	29

5.5. Discusión y conclusiones	30
6. Difracción por objetos regulares y aberturas	31
6.1. Objetivos y planteamiento	31
6.2. Fundamento teórico	31
6.2.1. Parte 1: Difracción de Fraunhofer de un orificio circular	31
6.2.2. Parte 2: Difracción de Fresnel	32
6.3. Dispositivo experimental	32
6.4. Medidas experimentales y análisis	33
6.4.1. Parte 1: Difracción Fraunhofer	33
6.4.2. Parte 2: Difracción de Fresnel	34
6.5. Discusión y conclusiones	37
7. Coherencia espacial	38
7.1. Objetivos y planteamiento	38
7.2. Fundamento teórico	38
7.2.1. Coherencia espacial y Experimento de la doble rendija de Young	38
7.2.2. Visibilidad	39
7.3. Dispositivo experimental	39
7.4. Medidas experimentales y análisis	40
7.5. Discusión y conclusión	45
8. Conclusiones	46
Bibliografía	48
A. Doble espejo de Fresnel	49
B. Red de difracción	50

Capítulo 1: Introducción y motivación

1.1. Introducción

El objetivo de este trabajo es realizar una revisión de los experimentos clásicos utilizados en asignaturas experimentales del área de Óptica que se imparten en los grados y másteres de ciencias e ingeniería. En concreto los experimentos son de la rama de la óptica coherente, fenómenos de interferencia y difracción, y se buscarán mejoras y/o nuevas propuestas.

El proyecto se basará en los fenómenos de interferencia y difracción derivados de la superposición de ondas coherentes, tratando de idear nuevas formas de describir experimentalmente estos conceptos, identificar posibles fuentes de error en los experimentos originales y formas de reducir su impacto en los resultados finales.

Los experimentos que se van a realizar y revisar son los siguientes: *Interferómetro de Young con biprisma de Fresnel (caracterización de franjas y medida de una longitud de onda)*, *Interferencia en lámina delgada: estudio de los Anillos de Newton*, *Interferómetro de Michelson (medida de índices de refracción y coeficientes de dilatación)*, *Red de difracción (medida de espectros atómicos)*, *Difracción por objetos regulares y aberturas (régimen de Fraunhofer y Fresnel)* y por último *Caracterización de la condición de coherencia espacial*.

Se ha dedicado un capítulo a cada uno de ellos, que contiene una descripción de la propuesta de experimento de forma que conociendo el experimento original, se pueda reproducir siguiendo solo este trabajo, así como los resultados que se han obtenido y un análisis de los mismos. En cada capítulo también se encontrarán los fundamentos teóricos concretos de cada experimento, además, en la sección siguiente a este capítulo, se hará una introducción teórica de los conceptos generales de la Óptica Coherente común a los 6 experimentos.

1.2. Óptica Coherente

Se van a estudiar los fenómenos de Interferencia y Difracción, que tienen en común la superposición coherente de dos o más ondas en la misma región del espacio. En función de las características de la amplitud, fase o frecuencia de las ondas, y también de la geometría, la perturbación resultante será constructiva o destructiva en cada punto y dará lugar a un patrón característico.

Se conoce como ecuación de la onda diferencial tridimensional escalar a la Ecuación 1.1 que satisfacen todas las componentes del campo de una onda electromagnética que se propaga libremente en el espacio. La linealidad de la Ecuación 1.1 deriva en la propiedad del **Principio de Superposición**, por el cual la perturbación resultante en cualquier punto de un medio es la suma algebraica de sus ondas constitutivas separadas, es decir, cualquier combinación lineal de soluciones de 1.1 será también solución. [1]

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (1.1)$$

Si se tiene, por ejemplo, $E(x, t) = E_0 \sin(\omega t - kx + \epsilon)$, una solución a 1.1 y se utiliza el método algebraico para la suma de dos soluciones llegamos a que si las dos ondas se superponen coincidiendo en fase, se sumarán sus amplitudes, sin embargo, si se suman en contrafase, sus amplitudes se restarán. De esta forma se ve que este fenómeno de superposición está gobernado por la diferencia de fase entre las ondas. Para conseguir que este efecto sea observable, se necesita que la diferencia de fase sea estable en el tiempo; es decir, se necesita que las dos ondas sean coherentes.

Teniendo en cuenta esto, se produce **Interferencia** cuando la superposición de dos ondas monocromáticas de igual frecuencia, con vectores de campo paralelos (o casi paralelos) da lugar a que la intensidad no sea la mera suma de intensidades de las ondas sino que haya una redistribución espacial de la energía, pudiendo ser la intensidad en unos puntos mayor y en otros menor que la suma. Para que este fenómeno se produzca se debe dar la coherencia espacial y temporal de las fuentes.

El problema que se planteó históricamente fue que no existen fuentes oportunamente coherentes, separadas e independientes, con las que plantear experimentos sencillos de interferencia estable, hasta que Thomas Young

hizo que interfiriesen dos secciones coherentes de un mismo frente de onda como veremos en el Capítulo 2. Este experimento fue reproducido por Fresnel utilizando un Biprisma para separar dos haces de un mismo frente y asegurar así la condición de coherencia. En este proyecto se propone utilizar un doble espejo de Fresnel para este mismo objetivo. Estos dispositivos similares a la doble rendija se conocen como interferómetros de división de frente de onda. [2]

Otra familia de interferómetros son los conocidos como interferómetros de división de amplitud. La utilización de semiespejos o placas de vidrio producirá una división de la onda en dos, una transmitida y otra reflejada. En este caso ambas amplitudes resultantes serán menores que la original por lo que se considera que ha sido dividida.

En el Capítulo 3 se utiliza la lámina de aire existente al juntar las dos caras de una lámina de vidrio y una lente para que al iluminar esta película se produzcan reflexiones de los haces que provocarán una zona de interferencia en la que se observará lo conocido como anillos de Newton. En este caso, se ha querido ampliar el experimento modificando el dispositivo para que sean observados los anillos de Newton que se forman tanto por la interferencia de la luz transmitida como con la luz reflejada. [3]

Para el Capítulo 4 se utilizará un Interferómetro de Michelson que utiliza un divisor de amplitud al 50 % por el uso de una lámina semi reflejante o divisor de haz. Se tiene una fuente extensa o puntal expandida emitiendo una onda que al pasar por el divisor de haz manda dos ondas que se reflejarán en dos espejos y regresarán al divisor del haz, parte se transmitirá y parte se desviará hacia la fuente. Al unirse las dos ondas en la salida se producirá la interferencia, que se observa sobre una pantalla en forma de anillos. [3]

Para el fenómeno de *Difracción*, se considera la desviación de la luz de su propagación rectilínea debido a la obstrucción parcial de la trayectoria de la luz de la fuente por interposición de un obstáculo en el camino hacia la pantalla de observación. El nuevo frente de onda se puede explicar por en el *Principio de Huygens-Fresnel* que establece que cada punto sin obstrucción de un frente de onda, en un instante de tiempo determinado, sirve como fuente de frentes de onda secundarios esféricos, y la superposición de todos ellos corresponde al frente de onda difractado. Si aplicamos esto llegamos a que el efecto es tanto más apreciable cuanto más pequeño es el obstáculo (dimensión cercana a la longitud de onda de la luz). [4]

Se consideran objetos difractores, tanto los obstáculos opacos como distintas aberturas a modo de rendija, circulares o similar. Una red de difracción como se comentará en el Capítulo 5, es un conjunto repetitivo de elementos difractores. Esta configuración permitirá la observación y medida del espectro de emisión discreto de fuentes de luz, con tal precisión que permite la identificación de las componentes espectrales.

En el Capítulo 6 se estudiarán las dos teorías de difracción principales. Por un lado, la difracción de Fraunhofer o de campo lejano, considerando, por ejemplo, una pantalla opaca con una pequeña abertura iluminada por una fuente puntual, el plano de observación se encuentra muy alejado, lo que produce una extensión muy considerable de la luz que se proyecta haciendo que esto sea diferente a la abertura real. Y por otro, la difracción de Fresnel o de campo cercano en el que se observara un patrón interferencial similar al objeto difractor. Además, se estudiará el comportamiento concentrador de luz (tipo lente) de la placa zonal de Fresnel.

Se observa que la condición de coherencia de la luz es la clave principal de algunos de estos fenómenos, por lo que se cierra con el Capítulo 7 en el que se caracteriza la coherencia espacial de una fuente extensa, proponiendo un método para reducir el error que se obtiene en la práctica original, utilizando una cámara 2D para cuantificar la pérdida de visibilidad, así como una nueva medida del comportamiento de visibilidad durante todo el rango de anchura de la rendija fuente.

Capítulo 2: Franjas de Young con Biprisma y Doble espejo de Fresnel

2.1. Objetivos y planteamiento

El objetivo de este experimento es medir la longitud de onda de la luz monocromática proveniente de la lámpara de sodio a partir del experimento de la doble rendija de Young, con una versión adaptada de su experimento original.

El experimento de Young consistía en iluminar con una fuente de luz monocromática, procedente de una rendija (rendija fuente), un par de rendijas, que, al iluminar una pantalla a una cierta distancia crean franjas interferenciales. Originalmente se propone a los estudiantes sustituir las dos rendijas por un biprisma (Biprisma de Fresnel), que debido a la retracción de la luz en los dos prismas, se comporta como dispositivo interferométrico con dos imágenes virtuales de la rendija original.

Como ampliación de este experimento se propone repetir el mismo, utilizando otro dispositivo interferométrico conocido como "doble espejo de Fresnel". Se desea hacer la misma comprobación de la teoría interferencial que con el experimento original y comparar los resultados.

Debido a las dificultades en el alineamiento del doble espejo, se va a realizar un paso intermedio utilizando una fuente de luz láser, muy coherente y de alto brillo, para hacer una primera comprobación conceptual de que la teoría se cumple y de que el alineamiento es posible.

Se observa que los resultados obtenidos en ambos casos son acordes a los teóricos, pero con una pérdida en la calidad de los mismos para la parte del doble espejo, que se atribuye a las limitaciones del alineamiento del dispositivo.

2.2. Fundamento teórico

2.2.1. Interferencia. Las franjas de Young

La superposición de ondas electromagnéticas produce fenómenos de interferencia; para que esta se convierta en estable se deben dar ciertas condiciones que son las siguientes. [5]

En primer lugar, que las ondas que se superponen sean coherentes; es decir que sean de la misma frecuencia y que la diferencia de fase entre ellas sea constante para cada punto. Además, las ondas deben tener una amplitud similar; esto se debe a la necesidad de que los vectores E_1 y E_2 produzcan franjas interferenciales de suficiente contraste que es máximo si las amplitudes son iguales. La última condición es que los vectores \mathbf{E} sean paralelos o tengan un ángulo pequeño, para que la suma de los vectores sea casi escalar.

Este experimento se basa en la *Teoría de las franjas de Young* [6], que expone lo siguiente. Dadas dos fuentes puntuales y coherentes de luz, se observarán fenómenos interferenciales en su zona de superposición en forma de franjas orientadas perpendicularmente a la dirección que une los puntos. Se va a denotar a la distancia entre estas dos fuentes puntuales como d y a la distancia de esta recta al plano de observación sobre el eje z como D . Para reforzar la luminosidad del experimento se utilizan rendijas paralelas en lugar de puntos, lo que da el nombre de *doble rendija* a este experimento.

Este fenómeno interferencial permite la observación bandas paralelas perpendiculares al plano $y - z$, formadas por máximos y mínimos con variación de intensidad cosenoidal separadas una distancia, y , llamada interfranja. Los máximos se caracterizan por una diferencia de camino óptico constante entre los dos haces $\Delta = m\lambda$ y para los mínimos se tendrá $\Delta = (m + 1/2)\lambda$; con m entero (orden interferencial del máximo). De esta forma, la separación entre franjas (máximos sucesivos) y será:

$$y = \frac{\lambda D}{d} \quad (2.1)$$

Esta ecuación supuso un gran avance en la teoría ondulatoria, pues permitió a Young medir la longitud de onda por primera vez, una propiedad inherente a la naturaleza ondulatoria de la luz que es esa época estaba en cuestión. El científico ha dado nombre a este tipo de interferencias no localizadas (se forman en cualquier plano que se escoja), que se conocen como *Franjas de Young*.

2.2.2. Experimento de Young

El doctor Thomas Young se dedicó a probar la naturaleza ondulatoria de la luz [7] y para ello se basó en el experimento de 1665 de Grimaldi. Este consistía en dejar entrar la luz solar en una habitación oscura a través de dos orificios cercanos de poco tamaño. Pretendía probar que en el punto en el que se superponían los círculos de luz que pasaban por los orificios, había oscuridad. Este experimento fracasó debido a que la fuente (el sol) no poseía coherencia espacial (su tamaño angular, $0,5^\circ$, era excesivo).

Este experimento fue estudiado por Thomas Young, quien lo repitió usando un agujero primario que iluminaba los otros dos. Gobernando el tamaño del primer orificio se producía un haz coherente. Con esta configuración la luz de los orificios se superponía creando una serie de bandas. Hoy en día, se cambia la disposición del experimento utilizando rendijas en vez de orificios, para facilitar el paso de luz y obtener más luminosidad. En la Figura 2.1 [8], se muestra la disposición original del llamado **Experimento de Young**.

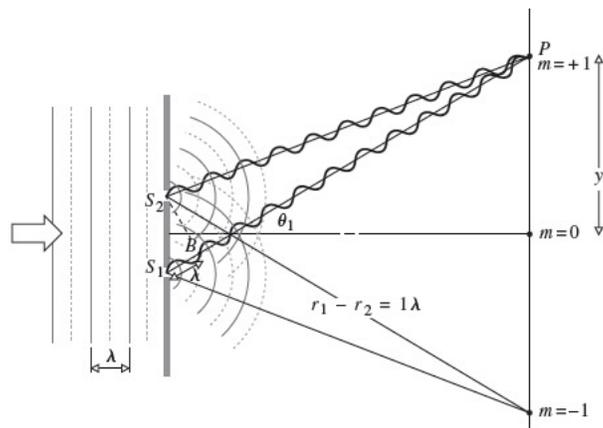


Figura 2.1: Esquema de la disposición original del Experimento de Young.

2.2.3. Otros dispositivos interferométricos

Con base en esta teoría interferencial se concluye que este fenómeno puede ser medido a partir de dos fuentes coherentes puntuales; esto se puede obtener con diferentes dispositivos de división del frente de onda, además de la doble rendija de Young. [9]

Biprisma de Fresnel. Consiste en dos prismas unidos por sus bases, de forma que el frente de onda al incidir en ambos, en la parte superior se refracta hacia abajo y en la inferior hacia arriba. Esto provocará una zona de superposición donde se producirá la interferencia. El biprisma genera esta doble fuente virtual necesaria para el experimento. Al tener una sola rendija real Fresnel consiguió un experimento con gran luminosidad, aunque con una zona de superposición bastante pequeña.

Espejo Doble de Fresnel. En este caso se tienen dos espejos planos uno a continuación del otro, con posibilidad de cambiar la inclinación de los mismos. Se debe tener que la línea de intersección de los dos espejos sea paralela a la rendija fuente, lo que complica el alineamiento. La primera parte del frente de onda se refleja en el espejo más cercano que llamaremos primero, y la otra parte en el segundo. Se formarán dos imágenes virtuales S_1 y S_2 de la rendija original S , que consideraremos fuentes coherentes separadas.

Espejo de Lloyd. Se trata de una pieza plana de material dieléctrico o metal que actúa como espejo. Una parte del frente se refleja en el espejo y la otra va directamente a la pantalla. En este caso interfiere una rendija real y otra virtual.

2.3. Dispositivo experimental

En la Figura 2.2 se muestra el montaje experimental utilizado para la nueva propuesta. Esta consiste en sustituir el Biprisma de Fresnel, por un doble espejo de Fresnel. Debido a la dificultad en el alineamiento, se va a necesitar una fuente de luz láser, además de la lámpara de sodio, para realizar con más comodidad un primer alineamiento de los espejos.



Figura 2.2: Montaje experimental de la propuesta del experimento con el doble espejo de Fresnel.

El resto de material utilizado es el mismo que para la práctica original; una rendija de anchura variable, un microscopio, un ocular con un retículo, un diafragma y una lente convergente. La lente utilizada es la misma que para la práctica original, sin embargo, debido a las dificultades de alineamiento, podría ser de utilidad utilizar una lente de menos potencia.

2.4. Medidas experimentales y análisis

Tanto para la práctica original como para la nueva propuesta, el procedimiento es alinear el dispositivo y proceder a la medida de y , d y D . Como se ha mencionado, el alineamiento del doble espejo de Fresnel no es algo trivial. Por esta razón se ha tomado un láser y se ha expandido el haz con un objetivo de microscopio, dejando que focalice en un punto, cuyas imágenes virtuales por los espejos producirán la interferencia. Con él alineamos y hacemos una primera medida como comprobación conceptual y luego se sustituirá por la luz monocromática de la fuente de sodio para la repetición del experimento.

2.4.1. Parte 1: Biprisma de Fresnel

En primer lugar se realiza el alineamiento del dispositivo con el Biprisma de Fresnel; es necesario que la rendija esté perfectamente alineada con la arista del biprisma, para ello se utiliza el retículo del microscopio como referencia de alineamiento. De esta forma quedan paralelos y alineados en la dirección del banco. Si no se hace correctamente

puede que las franjas en las zonas de superposición no sean observadas desde un ocular colocado en el banco y que observa un determinado plano, a modo de lupa. Este ocular está montado sobre un micrómetro que puede hacer desplazamientos con precisión ($10\mu m$) en la dirección transversal. Además, para la medida de d se debe comprobar el alineamiento de la lente, para que las imágenes se proyecten en la dirección del banco y entren en el campo visual del ocular.

La primera medida es de la interfranja y , utilizando el micrómetro para medir la distancia entre N franjas, para reducir el error. A continuación para la medida de d , se coloca la lente convergente y el diafragma (para trabajar en óptica paraxial) y se mide la distancia entre rendijas de la doble rendija (de la imagen) en las dos posiciones conjugadas (método de Bessel para obtener el tamaño de un objeto a partir del tamaño de sus imágenes). Por último, se mide la distancia D entre la rendija y el ocular con microscopio. Para esto se debe retirar el biprisma de su posición, es por eso que esta medida se hace la última. Se repiten todas las medidas varias veces y se toma como error su desviación típica.

En la Tabla 2.1 se recogen las medidas obtenidas. Si se toman los valores medios se obtienen: $y = 0,269 \pm 0,003$ mm; $d = 1,797 \pm 0,013$ mm; $D = 81,05 \pm 0,05$ cm; con lo que se concluye a partir de la Ecuación 2.1: $\lambda = 595 \pm 8$ nm.

Medida de y			
x_1/mm	x_2/mm	n	y/mm
14,00	8,61	20	0,2695
13,16	9,14	15	0,268
11,02	7,26	14	0,268
10,25	8,34	7	0,272
12,06	8,10	15	0,269
Medida de d			
L_1/mm	L_2/mm	d/mm	
0,58	5,55	1,7941	
0,59	5,49	1,7997	
Medida de D			
x_0/cm	x_f/cm	D/cm	
96,51	15,50	81,01	
96,50	15,45	81,05	
96,6	15,40	81,20	

Tabla 2.1: Resultados de la repetición del experimento original, a partir de los cuales se obtiene una longitud de onda de 595 ± 8 nm.

Esta longitud de onda es un resultado acorde con la teoría; el valor teórico de la longitud de onda de la lámpara de sodio es $\lambda_{teo} = 589,3$ nm [10].

2.4.2. Parte 2: Doble espejo de Fresnel

En primer lugar, se coloca el láser, orientado hacia el par de espejos. Se modifica el alineamiento del espejo tratando de que se comporte como un único espejo, esta será la posición inicial. Se trata de conseguir que el haz reflejado por él se dirija en la dirección del banco óptico y observemos 2 haces diferenciados. Ahora se debe modificar el alineamiento hasta que los dos haces de luz se superpongan. Una vez se obtiene esta zona de superposición, se elige una posición en el banco en la que se observen las franjas con el ocular.

La luz que sale del espejo no está totalmente alineada con el banco, es por eso que la imagen producida por la lente para la medida de d , se deja de observar a medida que nos alejamos (es difícil evitar esto sin un procedimiento de alineamiento más sofisticado). Para compensar el problema, modificamos el ángulo del soporte del espejo hasta que se encuentre en una posición más cómoda para realizar la medida con el ocular colocado en el banco. Si no se observan interferencias; se debe a que la rendija no está completamente alineada con el espejo; el proceso a seguir es mirar por el ocular a la vez que se va girando la rendija delicadamente hasta una posición en la que se observen las franjas.

Una vez se tiene este alineamiento, se realiza una medida con este láser como fuente de luz como comprobación conceptual. Se obtiene lo siguiente: $y = 0,152 \text{ mm}$; $d = 3,42 \text{ mm}$; $D = 79,5 \text{ cm}$; con lo que se concluye $\lambda = 656 \text{ nm}$. Como la longitud de onda del láser es de $650 \pm 1 \text{ nanómetros}$, se da como bueno el alineamiento y se sustituye el láser por la lámpara de sodio. En este caso, la zona de superposición es de mayor tamaño, por tanto la medida de y es muy cómoda.

En la Tabla 2.2 se recogen las medidas obtenidas. Si se toman los valores medios se obtiene: $y = 0,150 \pm 0,011 \text{ mm}$; $d = 2,7 \pm 0,3 \text{ mm}$; $D = 76,08 \pm 0,08 \text{ cm}$; con lo que se concluye a partir de la Ecuación 2.1: $\lambda = 543 \pm 80 \text{ nm}$. En este caso, se realizan todas las medidas de L_1 por un lado y luego las de L_2 , esto es debido a que para cada caso se debe alinear la lente convergente para captar la imagen con el ocular. Es por esto que se toma el error de la media de los valores de L_1 y de L_2 y se propagan para obtener el error de d .

Medida de y			
x_1/mm	x_2/mm	n	y/mm
8,41	6,38	15	0,1355
8,27	6,08	15	0,146
8,26	5,91	15	0,156
7,68	5,27	15	0,1606
Medida de d			
L_1/mm	L_2/mm	d/mm	
1,30	4,71	2,47	
1,30	7,50	3,12	
1,30	4,56	2,43	
1,27	6,77	2,96	
Medida de D			
x_0/cm	x_f/cm	D/cm	
91,7	15,6	76,10	
91,6	15,6	76,00	
91,65	15,5	76,15	

Tabla 2.2: Resultados del experimento utilizando con un doble espejo, a partir de los cuales se obtiene una longitud de onda de $543 \pm 80 \text{ nm}$.

Esta longitud de onda es, de nuevo, un resultado acorde con la teoría. Sin embargo, se observa una gran pérdida de calidad del resultado con este nuevo dispositivo experimental, al pasar de un error de 8 a 80 nanómetros.

Hay varias fuentes de error que son significativas en esta pérdida de calidad del resultado. En primer lugar, las franjas que se han observado se encuentran muy pegadas unas de otras, lo que dificulta su medida. Además, debido al alineamiento de la luz es difícil encontrar las imágenes de la doble rendija y requiere de una recolocación de la lente para cada posición.

La mayor pérdida de calidad se observa en la medida de d ; esto se debe a la dificultad en la medición, para la imagen en la primera posición, la doble rendija se ve muy pequeña y con poca luz, lo que dificulta su enfoque con el retículo. Por otro lado, en la segunda posición, la rendija se ve más grande que en la práctica original, y con un grosor mayor, dificultando tomar el centro como referencia, es por esto que la medida varía hasta en 2 milímetros, este error se propaga y es lo que provoca el aumento en el error de λ .

Sin embargo, este incremento no se debe al hecho de utilizar un espejo doble en sí, sino, en la dificultad del alineamiento. En una situación perfecta se podría encontrar una posición del dispositivo que transmitiera la luz en la dirección del banco y que permitiera que las imágenes en ambas posiciones se observaran mas nítidamente. También se podría cambiar la lente convergente por una de focal más larga para tratar de facilitar esta visión.

2.5. Discusión y conclusiones

A la vista de los resultados obtenidos en la determinación de la longitud de onda, se concluye que la variación del dispositivo experimental es viable. Los valores bibliográficos de referencia se encuentran dentro de los márgenes de error calculados por propagación. Pese a que solo se han realizado entre 3 y 4 medidas para cada valor, no se considera que el margen de error de las medidas con el doble espejo debiera disminuir al aumentar el número de repeticiones ya que con el biprisma se ha realizado ese mismo número de medidas y el margen de error es de solo 8 nm.

Este aumento se debe a un problema de alineamiento de las imágenes con el banco que obliga a recolocar la lente para cada una de las medidas obligando a realizar las repeticiones de las medidas en bloques, en vez de realizar una medida conjunta de las 3 variables y luego ir repitiéndolas. Es por esta razón que se han utilizado dos formas diferentes de propagar el error de las medidas en la parte 1 y la parte 2. Mientras que en la parte del biprisma se ha calculado el valor medio de d y su varianza; para el doble espejo se ha utilizado el valor medio de L_1 y L_2 y sus varianzas para calcular d y su error y luego propagarlo.

De esta forma se da por verificado que el doble espejo puede reproducir el experimento de doble rendija tal como hace el biprisma; sin embargo, requiere de un método de alineamiento más sofisticado para así reducir el error. Este nuevo método requiere de un mayor rango de movimiento en los soportes de los elementos colocados en el banco, de forma que se pueda llegar a las imágenes moviendo el microscopio sin necesidad de realinear la lente.

Pese al interés que tiene este nuevo dispositivo, no es una propuesta de ampliación realista para la práctica original ya que la clave es el alineamiento, que llevaría demasiado tiempo a los alumnos y requeriría mucha atención por parte del profesor. Además, en cuanto a las medidas una vez alineado el dispositivo, no se encuentran diferencias entre ambos métodos. Dejar el dispositivo alineado previamente a la práctica no aportaría nada nuevo frente a realizar la práctica con el biprisma; sino que eliminaría la experiencia de los alumnos de alinear el biprisma que es una tarea sencilla pero de gran valor para familiarizarse con el manejo de esta clase de dispositivos. En todo caso, se ha redactado un guión experimental a seguir para la realización de este experimento utilizando el doble espejo de fresnel, que se encuentra en el Apéndice [A](#).

Capítulo 3: Interferencia en lámina delgada: Anillos de Newton

3.1. Objetivos y planteamiento

En este experimento se desea trabajar sobre el patrón interferencial conocido como anillos de Newton. El objetivo original consiste en obtener el radio de curvatura de una lente mediante el dispositivo interferencial en el que una de las caras de la lente está en contacto con otra superficie, normalmente plana, produciendo interferencias en forma de anillos alrededor de un punto de contacto. Para ello se utiliza luz transmitida monocromática de una lámpara de sodio. La ampliación propuesta consiste en cambiar la disposición del dispositivo experimental para obtener el patrón de interferencia de anillos de Newton no solo por luz transmitida, sino también por luz reflejada.

De esta forma, se repetirá el experimento original en transmisión para obtener un valor del radio de curvatura de referencia. A continuación, se modificará el montaje experimental para, con la ayuda de un divisor de haz (beam splitter, b. s.), obtener los anillos además por luz reflejada y se comprobará que el radio de curvatura coincide.

Con el objetivo de eliminar fuentes de error para la obtención de un valor más preciso, se repetirá la medida de los anillos, utilizando en vez de una pantalla de observación, una cámara 2D, que permitirá el procesado de las imágenes mediante un *software* para obtener las medidas de los radios de los anillos a escala y con más precisión.

Por último, ayudándonos de las imágenes tomadas con la cámara se sacará el perfil de intensidades en los anillos, para comprobar la conservación de la energía. Para ello, se deben centrar ambas imágenes y sumarlas, comprobando que se obtiene un fondo de intensidad constante para todos los ángulos. Para todo ello se utilizará el software de procesado de imágenes *ImageJ*.

3.2. Fundamento teórico

Newton presentó un nuevo patrón interferencial en 1675 ante la Royal Society, que posteriormente desarrolló en su libro *Optics* (1704). Consistía en la formación de anillos, *anillos de Newton*, al iluminar con luz coherente y monocromática un delgado espacio de aire entre dos sólidos transparentes, formado entre las caras en contacto de ambos, siendo una cara plana y otra esférica o ambas esféricas (cuña de aire con simetría circular) [11]. Estas interferencias son causadas por la superposición de ondas múltiples que se reflejan en el sólido plano y la cara curva del otro.

En el ámbito de la fabricación de lentes es de gran utilidad disponer de un método de medida exacto del radio de curvatura. En relación a este objetivo se utiliza este dispositivo interferencial de los anillos de Newton. Este patrón interferencial se obtiene añadiendo un vidrio plano sobre la lente (Figura 3.1). Si se ilumina este conjunto se produce el patrón de interferencia entre el vidrio y la lente, donde existe un espacio de aire de espesor d , variable con la distancia al punto de contacto [12].

En transmisión tendremos la interferencia de la luz directa, refractada en ambas superficies y la luz reflejada dos veces, una en cada superficie. Se trata de dos reflexiones aire-vidrio. Las sucesivas reflexiones son más débiles y podemos ignorar su papel en una primera aproximación. En la reflexión tendremos la interferencia de los haces que se reflejan, uno en cada superficie (vidrio-aire en la primera y aire-vidrio en la segunda). Tanto en transmisión como en reflexión el estado interferencial vendrá dado por la diferencia de camino entre las ondas que se superponen.

Para dos ondas transmitidas sucesivas la diferencia de camino óptico es $\Delta = 2d + 2\frac{\lambda}{2}$, si la condición de interferencia constructiva es $\Delta = n\lambda$, esta condición se cumple cuando el espesor del espacio es $d = (n - 1)\frac{\lambda}{2}$. Se muestra a continuación la relación geométrica de la cuña, donde se relaciona el radio de curvatura R , d espesor de la cuña y r distancia al centro (punto de contacto): [12]

$$R^2 = r^2 + (R - d)^2 \tag{3.1}$$

Con la condición de interferencia constructiva y la relación del espesor con el radio de curvatura R se obtienen los radios de los anillos en función de la longitud de onda y R . Teniendo en cuenta la deformación por contacto, d_0 , los radios de los anillos cumplen:

$$r_n^2 = (n - 1) R\lambda + 2 R d_0 \quad (3.2)$$

El corte con la ordenada no ocurre en el origen debido a la pequeña deformación vertical, d_0 , que se producen en el punto de contacto.

En el caso de Reflexión, los máximos se corresponden con los mínimos de transmisión y viceversa. La diferencia de camino óptico es $\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2}$, si la condición de interferencia constructiva es $\Delta = n\lambda$, esta condición se cumple cuando el espesor del espacio es $d = (n - \frac{1}{2})\frac{\lambda}{2}$. Entonces los radios de los anillos cumplen:

$$r_n^2 = (n - \frac{1}{2}) R\lambda + 2 R d_0 \quad (3.3)$$

3.3. Dispositivo experimental

Para la disposición original todos los elementos se encontrarán sobre el banco en el mismo eje. Se tiene una lámpara de sodio como fuente de luz, una escala milimétrica, grabada junto a la cuña de aire, dos lentes de focal 100 mm, una para controlar la iluminación y otra para proyectar el fenómeno, y entre las lentes se encuentra la cuña donde se producen los anillos de Newton. Además se dispone de un diafragma y la pantalla de observación.

Para la segunda parte, sobre el dispositivo experimental anterior se coloca un divisor de haz tras la primera lente que envía la luz reflejada en una dirección perpendicular. En la cara del divisor por donde sale la luz se coloca también una lente proyectora y una pantalla como se muestra en la Figura 3.2.

Cámara CCD. En la tercera parte del experimento se utilizará una cámara como sustituto de la pantalla de observación que se usa en la práctica original. Se trata una cámara 2D, que además de mostrar la imagen captada, es capaz de sacar el perfil de intensidad. A partir del *software: ImageJ* se tomarán medidas de distancia.

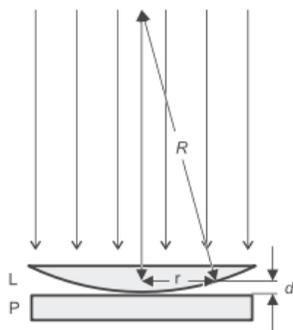


Figura 3.1: Representación de el espacio de aire entre la lente y la superficie plana. [12]

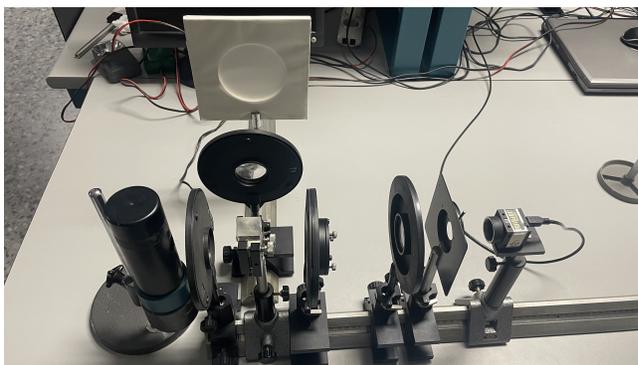


Figura 3.2: Representación del dispositivo experimental para la observación de luz transmitida y reflejada.

3.4. Medidas experimentales y análisis

3.4.1. Parte 1: Luz transmitida

En primer lugar, se repite el experimento en su disposición original para luz transmitida de forma que podamos sacar el valor que se tomará como referencia del radio de la lente convergente R . Se coloca un folio tamaño A3 en

la pantalla en la que además de los anillos de Newton se observa una escala milimétrica que nos permitirá obtener el factor de conversión del tamaño de los anillos que se medirán con una regla sobre la pantalla. Este aumento (en torno a 10 se obtiene fácil) hace que la medida sea muy cómoda. Se mide el diámetro de todos los anillos que se observan y se tomará el factor de conversión dado por la proyección de la escala que en este caso era una equivalencia de 10 mm igual a 6,25 cm. En la Tabla 3.1 se muestran los valores de los diámetros medidos en centímetros, así como el radio real obtenido al cuadrado, tras la conversión a milímetros.

n-1	d/cm	r ² /mm ²
1	3,7	8,74
2	5,2	17,30
3	6,3	25,40
4	7,3	34,10
5	8	40,96
6	8,7	48,44
7	9,4	56,55
8	10,1	65,28
9	10,8	74,64
10	11,3	81,72
11	11,8	89,11
12	12,4	98,41

Tabla 3.1: Resultados del experimento original con los que a partir de la Ecuación 3.3 se ha obtenido $R = 13,76$ m.

En la Figura 3.3 se muestra la regresión obtenida a partir de los datos de la Tabla 3.1 con la que se ha obtenido la ecuación de la recta $y = 8,07x + 0,88$ mm². Utilizando la Ecuación 3.3, se obtiene el radio de curvatura de la lente $R = 13,76 \pm 0,09$ m, y el espesor $d_0 = 32 \pm 15$ nm.

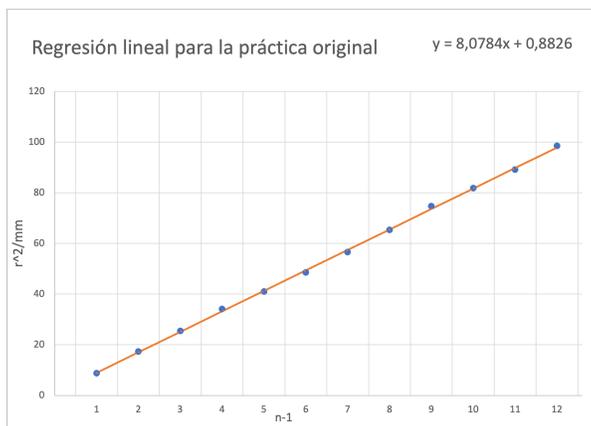


Figura 3.3: Representación del ajuste lineal del experimento original.

3.4.2. Parte 2: Luz transmitida y reflejada. Medida manual

Para esta segunda parte se cambia la disposición del dispositivo experimental utilizando el divisor de haz (b. s.) para obtener los patrones de interferencia por luz transmitida y reflejada. La intensidad es menor en ambas observaciones por la presencia del divisor de haz, y por tanto se observan menos anillos y de manera menos nítida, lo que dificulta su medición. El factor de conversión se ha tomado como 1 mm equivalente a 0,4 cm para ambos patrones. En la Tabla 3.2 se muestran los diámetros medidos así como los radios reales al cuadrado tras la conversión a milímetros.

n-1	d_T/cm	r_T^2/mm^2	d_R/cm	r_R^2/mm^2
1	2,25	7,91	2,2	7,56
2	3,20	16,00	3,2	16,00
3	3,85	23,16	4,1	26,26
4	4,40	30,25	4,7	34,51
5	4,90	37,51	5,3	43,89
6	5,40	45,56	5,8	52,56
7	5,80	52,56		
8	6,30	62,01		

Tabla 3.2: Resultados del experimento para luz transmitida y reflejada medida manualmente, a partir de los que se ha obtenido $R_T = 12,89$ m y $R_R = 15,42$ m.

A continuación en la Figura 3.4 se muestra la regresión obtenida a partir de los datos de la Tabla 3.2 con la que se ha obtenido la ecuación de la recta $y = 7,57x + 0,29$ mm^2 para luz transmitida y $y = 9,05x + 1,55$ mm^2 para luz reflejada. Utilizando la Ecuación 3.3, se obtiene el radio de curvatura de la lente $R = 12,89 \pm 0,17$ m con un espesor $d_0 = 11 \pm 20$ nm para luz transmitida y $R = 15,42 \pm 0,19$ m para luz reflejada. Se observa que la dispersión de los datos frente al valor de referencia es alta (7% y 12%), probablemente por disponer de menos puntos, por lo que se trata de un método con baja precisión.

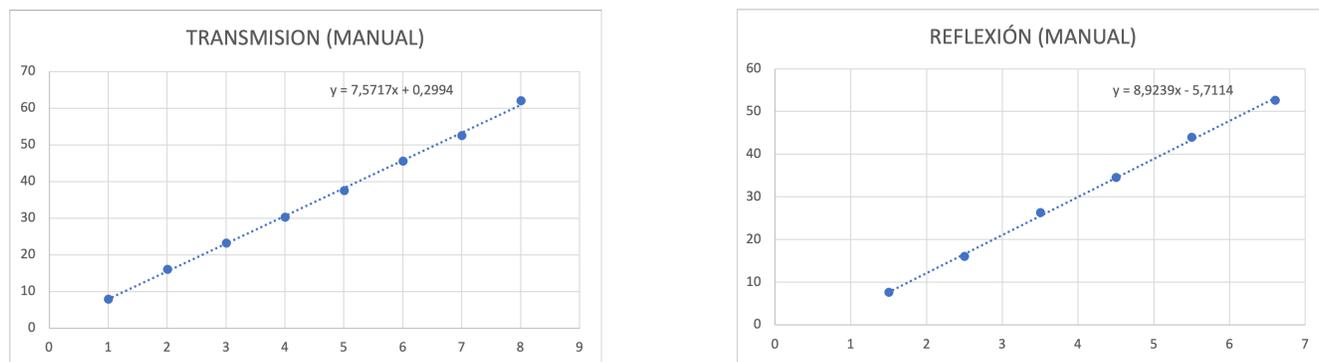


Figura 3.4: Ajuste lineal para los datos tomados manualmente

A continuación, se muestran en la Figura 3.5 los patrones de interferencia observados con este método.

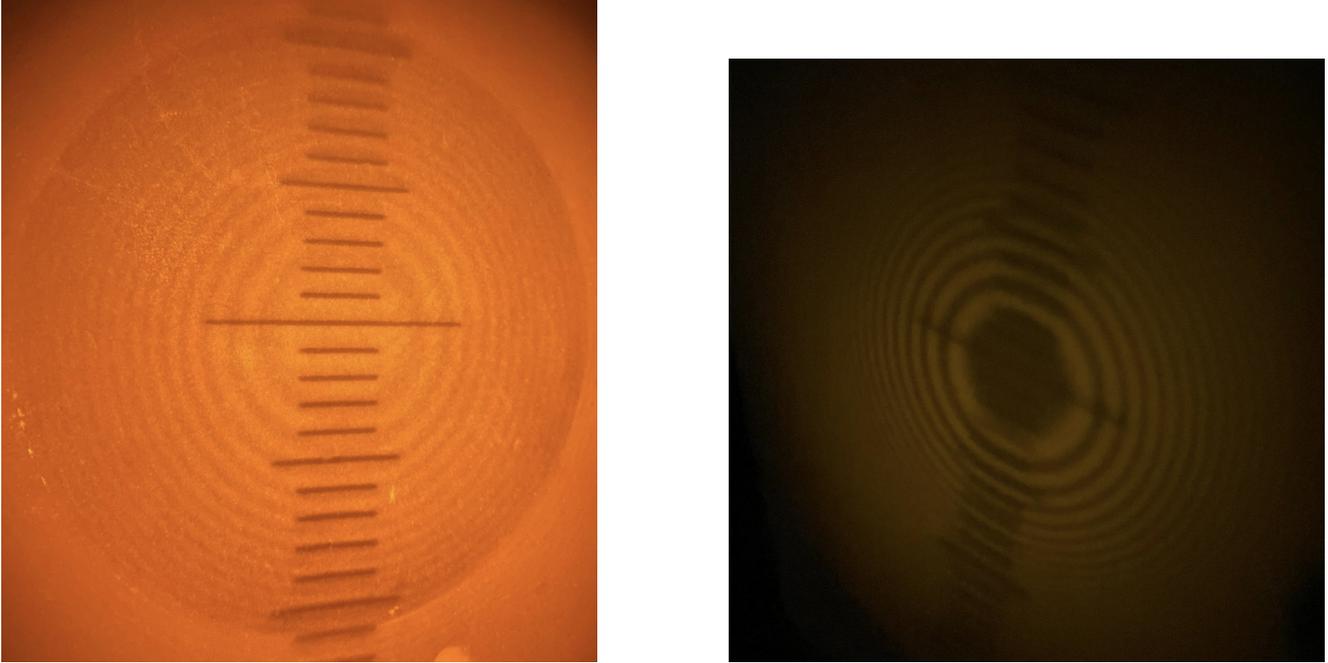


Figura 3.5: Patrón de interferencia observado con el nuevo dispositivo experimental, mostrándose a la izquierda la luz transmitida y a la derecha la reflejada.

3.4.3. Parte 3: Luz transmitida y reflejada. Medida con cámara 2D

A continuación, con el mismo dispositivo experimental se reemplaza la pantalla de observación por una cámara 2D. La cámara puede capturar la imagen con una gran sensibilidad, y ayudándonos del *software: ImageJ* se van a poder medir los diámetros directamente con la escala milimétrica que se encuentra en la cuña. En la Tabla 3.3 se muestran los diámetros y sus correspondientes radios al cuadrado, todo directamente medido en milímetros.

n-1	d_T/mm	r_T^2/mm^2	d_R/mm	r_R^2/mm^2
1	6,490	10,530	4,808	5,779
2	8,498	18,054	7,269	13,209
3	10,243	26,610	9,291	21,580
4	11,788	34,739	10,852	29,441
5	13,225	43,725	12,275	37,668
6	14,353	51,502	13,488	45,481
7	15,305	58,560	14,644	53,611
8	16,484	67,930	15,713	61,724
9	17,372	75,446	16,697	69,697
10	18,361	84,281	17,560	77,088
11	19,172	91,107	18,401	84,649
12			19,278	92,910
13			20,103	101,032

Tabla 3.3: Resultados del experimento para luz transmitida y reflejada con la cámara, a partir de los que se ha obtenido $R_T = 13,94$ m y $R_R = 13,53$ m.

A continuación en la Figura 3.6 se muestran las correspondientes regresiones obtenidas a partir de los datos de la Tabla 3.3 con las que se han obtenido las ecuaciones de la recta $y = 8,18x + 2,05$ mm^2 para luz transmitida y $y = 7,94x + 2,22$ mm^2 para luz reflejada. Utilizando la Ecuación 3.3, se obtiene el radio de curvatura de la lente $R = 13,94 \pm 0,07$ m con un espesor de $d_0 = 73 \pm 11$ nm para luz transmitida y $R = 13,53 \pm 0,03$ m para luz reflejada. Se observa que la dispersión de los datos frente a la valor de referencia es mucho menor que antes (2% y

1%) por lo que se trata de un método con menor fuente de error. En cualquier caso, el error relativo del parámetro d_0 es siempre muy grande, de orden similar o mayor que el propio valor, ya que proviene de la distancia al cero en el corte en ordenadas, valor que es muy sensible a pequeñas variaciones en el ajuste. Es por esto que solo se calcula el espesor para luz transmitida, a modo de comprobación conceptual.

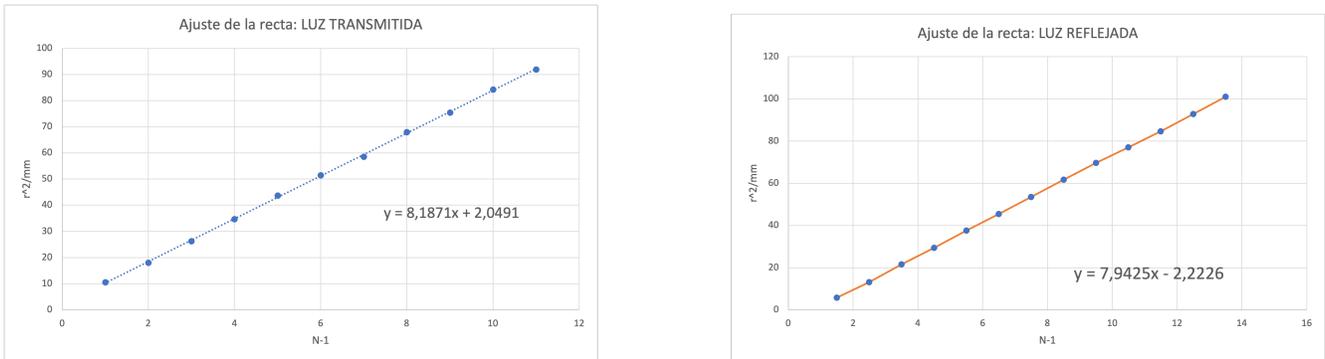


Figura 3.6: Ajuste lineal para los datos tomados con la cámara.

A continuación, se muestran en la Figura 3.7 los patrones de interferencia observados con este método.

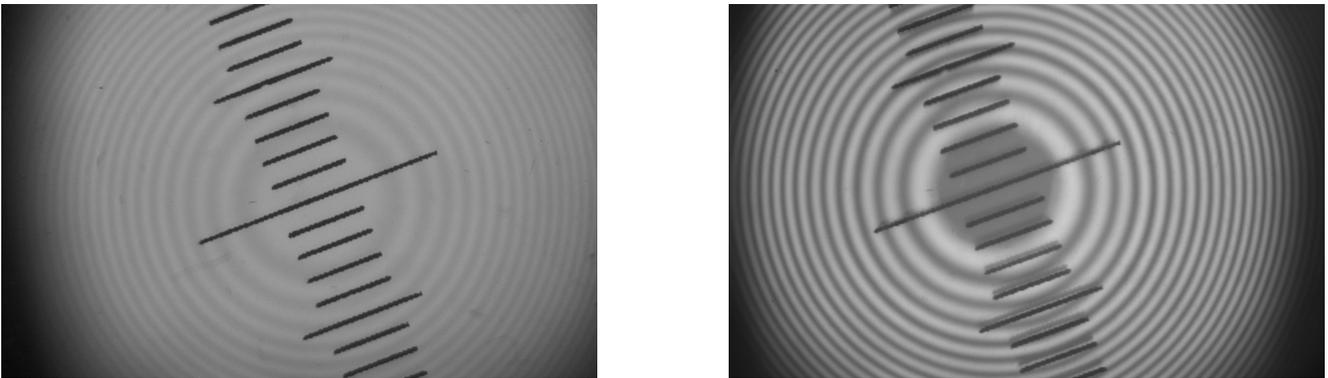


Figura 3.7: Patrones de interferencia observados con el nuevo dispositivo experimental, mostrándose a la izquierda la luz transmitida y a la derecha la reflejada con la cámara 2D.

3.4.4. Parte 4: Conservación de la energía

Puesto que el fenómeno interferencial sólo hace que se redistribuya la energía, debe concluirse que los patrones de transmisión y reflexión sean complementarios, algo que queremos comprobar en este apartado.

En primer lugar se recortan las imágenes de la Figura 3.7 de forma que la escala se encuentre centrada en ambas imágenes y del mismo tamaño.

Para cualquier ángulo, la energía que no se encuentre en una imagen debe estar en la otra, por lo que bastaría sumar las dos imágenes para comprobar si la suma es una constante de iluminación sobre el campo de observación. Sin embargo, esto no puede hacerse directamente, porque las condiciones de captura de imagen no son iguales, empezando por el ajuste de sensibilidad de la cámara. Por tanto, lo primero que hacemos es tratar de igualar la amplitud del rizado interferencial. El procedimiento a seguir empieza por sacar los valores pico-valle de ambas imágenes para así obtener el siguiente factor de corrección: $F = (P - V)_R / (P - V)_T$. Para ello, primero se obtiene el perfil de intensidades en una dirección que pase por el centro de los anillos, como se muestra en la Figura 3.8. Se aprecia el hecho evidente de que el centro del patrón T corresponde a un máximo y el centro del patrón R a un mínimo.

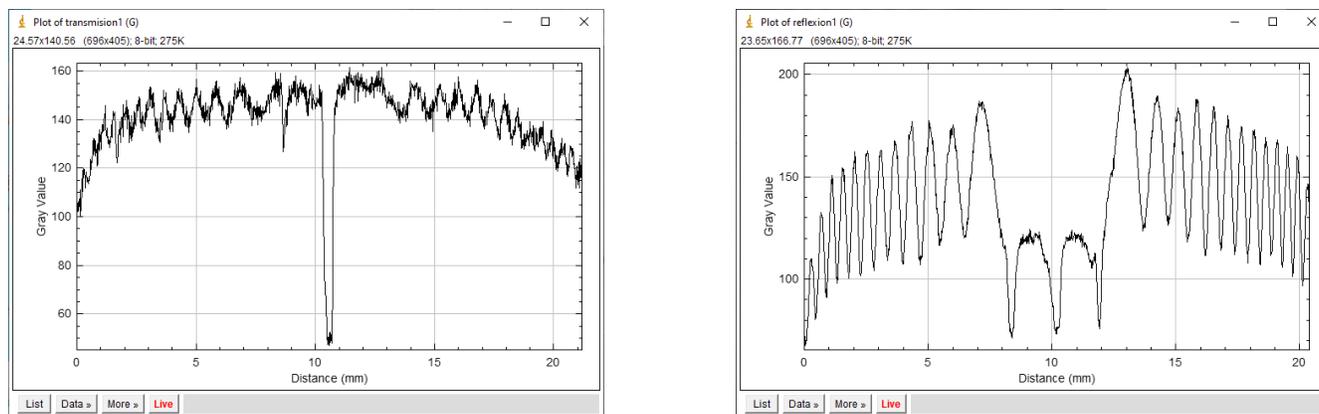


Figura 3.8: Perfil de intensidades para la imagen de transmisión a la izquierda y de reflexión a la derecha

Se deben escoger valores pico valle representativos del rizado interferencial (los que se repiten a lo largo de los anillos, no los más pronunciados, que corresponden a la escala milimétrica). De esta forma se obtiene el siguiente factor:

$$F = \frac{(P - V)_R}{(P - V)_T} = \frac{186,81 - 125,23}{156,89 - 144,27} = 4,879 \tag{3.4}$$

Se divide la imagen de reflexión por este factor F y se considera que ambas tienen la misma amplitud de rizado, entonces, se suman ambas imágenes y se obtiene el resultado mostrado en la Figura 3.9.

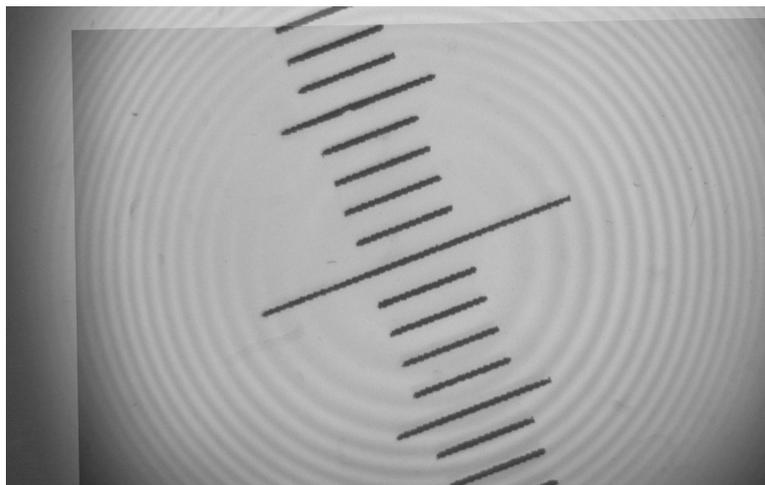


Figura 3.9: Suma de las dos imágenes tras la corrección de intensidad.

Se esperaría encontrar un patrón completamente uniforme demostrando así la conservación de energía. Sin embargo, debido a la diferencia de alineamiento y de aumento entre las dos imágenes, esto resulta muy difícil de obtener. Pero, podemos observar una zona central en la Figura 3.9 donde el patrón desaparece y se observa una intensidad uniforme. Esto demuestra el concepto teórico esperado de conservación de la energía pudiendo concluir que, en caso de tener las dos imágenes perfectamente alineadas y en su mismo aumento, sin distorsión, el patrón desaparecería completamente.

3.5. Discusión y conclusiones

Se propone una variación del dispositivo experimental que permite realizar las mismas medidas que en la práctica original pero además amplía el marco del experimento trabajando también con luz reflejada. Se ha comprobado que los resultados obtenidos para el radio de curvatura R concuerdan con los de la práctica original, observando una mejora de calidad de los mismos cuando se realizan las medidas utilizando la cámara digital y el software de procesado de imágenes.

Esta mejora de calidad se debe a la medida de las distancias en la pantalla de observación de los anillos, que al realizarse en el experimento original tiene un amplio margen de error tanto en el factor de conversión a milímetros que se realiza a pulso con una regla, como con el propio marcado de los anillos en la hoja. Utilizando el software *ImageJ* se tiene la opción de introducir una equivalencia de lo que mide la escala en milímetros y medir los anillos en milímetros directamente. Además, con la cámara se observan entre 11 y 13 anillos, mientras que con la pantalla de observación solo se pueden realizar entre 6 y 8 medidas de diámetros cómodamente. Esto provoca que los puntos para realizar la regresión lineal sean más y por tanto la precisión del experimento aumente.

Por último, se propone comprobar la conservación de la energía sumando ambas imágenes (después de ser procesadas). Se ha obtenido un factor de corrección de intensidades para igualar la amplitud de rizado de 4,9 que se explica por el divisor del haz y por la diferencia de distancia de ambas pantallas de observación e incluso por las diferencias de la luz de fondo. Se ha comprobado que es difícil conseguir en la práctica la desaparición de los anillos tras la suma, por lo que concluimos que para obtener una imagen completamente uniforme necesitaríamos garantizar unas condiciones de igualdad en la toma de ambas fotografías que aumentarían la complejidad del dispositivo.

Sin embargo, sí que se ha comprobado de forma cualitativa que esta conservación se da, una vez se tienen en cuenta estas diferencias en las imágenes, ya que se puede alinear el patrón en zonas concretas de coincidencia de máximos y mínimos. Si se toma como referencia la escala milimétrica para superponer las imágenes haciendo coincidir las dos, observamos que a medida que nos alejamos hacia las periferias los anillos dejan de coincidir por la distorsión geométrica de las dos imágenes. Es por esto que se cumple lo que se espera, que se de la conservación en las zonas del centro donde las imágenes no muestran tantas aberraciones como la distorsión. Por lo que concluimos, que se conserva la energía.

Capítulo 4: Interferómetro de Michelson

4.1. Objetivos y planteamiento

Para este experimento se utiliza como pieza fundamental el Interferómetro de Michelson. Se trata de que los estudiantes trabajen con un instrumento interferométrico de alta precisión y realicen una medida con él.

El objetivo principal por tanto es familiarizarse con el instrumento; originalmente, los objetivos eran la medida del índice de refracción del aire y la medida de la separación espectral de un doblete correspondiente a la estructura fina del sodio. En este caso, la propuesta es realizar una medida distinta como es la del coeficiente de dilatación térmico de un material, concretamente el del aluminio.

El laboratorio de óptica dispone de todos los elementos necesarios para realizar esta nueva medida. Se trata de añadir al segundo espejo del brazo que está en la dirección del haz de luz, un cilindro de aluminio con un sistema que lo calienta. De esta forma el cilindro aumentará su longitud en ΔL del orden de micras. El camino óptico de la luz en dicho brazo irá disminuyendo, variando el orden interferencial, lo que se traducirá en una visión de anillos que van pasando en la pantalla. Utilizando los fundamentos teóricos explicados en la siguiente sección y con la cuenta de este número de anillos se podrá determinar el coeficiente de dilatación térmica del aluminio.

4.2. Fundamento teórico

4.2.1. Origen: Experimento de Michelson y Morley

A finales del siglo *XIX* la teoría ondulatoria de la luz estaba bien establecida. Sin embargo, la comprensión clásica de las ondas exigía la existencia de un medio en el que las ondas de luz se propagaran. La existencia de este medio omnipresente e imperceptible es lo que se conocía como la teoría del éter. Se pensaba que las ondas electromagnéticas se propagaban a través de este éter que llenaba el espacio. La idea de A. Michelson fue tratar de demostrar la existencia de este material experimentalmente y para ello ideó un dispositivo interferencial (1887) que desde entonces lleva su nombre. [13]

Una fuente de luz se divide en dos haces en un semi espejo que modifica la trayectoria de los haces. El reflejado pasa por un espejo que llamaremos M_1 y vuelve después de atravesar otra vez el semi espejo a un plano de observación; el otro sigue la trayectoria original reflejándose en un segundo espejo M_2 volviendo al semiespejo y desviándose al plano de observación, donde ambos se superponen. De esta manera se puede medir la diferencia de fase que tienen los dos haces al llegar al plano de observación debido a que su estado interferencial, que depende de dicha fase, determina su intensidad.

Esta diferencia de fases es explicada por una diferencia de camino óptico de los dos haces al atravesar los brazos (distancia que depende de la longitud de cada brazo, del índice de refracción de cada medio atravesado y del ángulo con el que llegan al plano de observación).

La analogía ideada por Michelson fue compararlo con un medio como es el agua. Imaginemos un río con una corriente determinada y dos personas que deben recorrer una distancia concreta y volver. Una de ellas lo hará nadando perpendicularmente a la corriente y la otra lo hará en la dirección de la corriente haciendo la mitad del recorrido con corriente a favor y la otra mitad en contra. La diferencia del tiempo que van a tardar, suponiendo que nadan a la misma velocidad será la provocada por cómo afecte la corriente al recorrido. De esta forma, si existe el éter, la luz será arrastrada por la velocidad del movimiento de la tierra de manera distinta en cada brazo, produciendo una diferencia de tiempo que será medible.

En el artículo publicado en 1887 [13], Michelson expuso que se esperaba una desviación en las franjas de interferencia del 0,4 de una franja; sin embargo, la desviación máxima obtenida fue de 0,02. De esta forma se consideró que el éter no tenía características medibles lo que desacreditó la teoría del éter. Esto contribuyó al cambio de pensamiento en la física, hacia un marco en el que posteriormente se desarrolló la teoría de la relatividad.

4.2.2. Interferómetro

El esquema del Interferómetro de Michelson, en su disposición clásica, se muestra en la Figura 4.1.

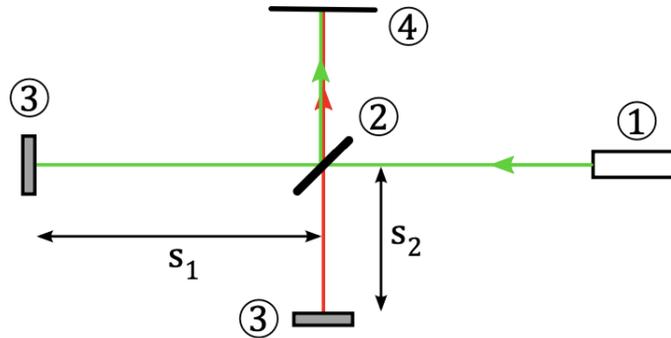


Figura 4.1: Esquema de la geometría de un Interferómetro de Michelson [14]. Donde (1) es la fuente de luz, (2) es el beam splitter, (3) corresponde con los dos espejos y (4) es la pantalla donde se observa la interferencia

Llamamos d a la diferencia de longitud de los brazos del interferómetro. De esta manera y considerando λ_0 la longitud de onda de la fuente y n índice del medio; la diferencia de fase entre las dos ondas es la siguiente: [14]

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2dn \cos \theta \quad (4.1)$$

Donde $2dn \cos \theta$ es la diferencia de camino entre los dos haces, siendo θ el ángulo de los haces que interfieren respecto al eje principal.

La intensidad que se observará en la pantalla corresponderá a un patrón de máximos y mínimos en forma de anillos, donde el máximo tendrá lugar cuando $\delta = m2\pi$ con m número entero, llamado orden interferencial. Por tanto la condición de máximo será $2dn \cos \theta = m\lambda_0$. En particular, para el centro del campo interferencial, podemos simplificar la expresión de condición de máximo a: $2dn = m\lambda_0$.

Observando el centro de la pantalla podemos ver pasar anillos cuando varíe el camino óptico en uno de los brazos, equivaliendo cada anillo que pasa ($m \rightarrow m + 1$ o $m + 1 \rightarrow m$) a una variación de una λ .

4.2.3. Coeficiente de dilatación

Se propone usar el interferómetro para realizar la medida del coeficiente de dilatación de un sólido [14]. La expansión que realiza un sólido al aumentar su temperatura se explica con un coeficiente α , una constante de variación relativa entre la expansión lineal y la temperatura.

$$\alpha = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \quad (4.2)$$

Si esta ecuación se resuelve para una longitud inicial del sólido L_0 se obtiene:

$$L = L_0 e^{\alpha \Delta T} \quad (4.3)$$

De esta forma si queremos conocer el coeficiente de dilatación del aluminio utilizando el Interferómetro de Michelson, se podría hacer añadiendo un cilindro de aluminio a uno de los espejos, de forma que cuando sea calentado y se expanda, el camino óptico asociado a ese espejo disminuirá alterando el patrón de interferencia. Si se anota el número de anillos que pasan, N , y haciendo la aproximación de primer orden (ya que el exponente de la exponencial es pequeño) se tiene:

$$\alpha = \frac{N \lambda}{2 L_0 \Delta T} \quad (4.4)$$

4.2.4. Experimento de LIGO

El observatorio de LIGO (*Laser Interferometry Gravitational-waves Observatory*) se creó con el objetivo de detectar la existencia de ondas gravitacionales (ondulaciones en el tejido espacio tiempo) predichas por la teoría de la relatividad general por Einstein. Se trata de un Interferómetro con dos brazos perpendiculares de 4 kilómetros de longitud, similar al de Michelson, pero en condiciones de vacío.

La teoría de la Relatividad General propone como explicación de la gravitación la curvatura del espacio-tiempo. De esta manera se esperan perturbaciones del espacio-tiempo causadas por cuerpos masivos acelerados viajando a velocidades cercanas a la de la luz. Estas ondas se van debilitando a medida que se propagan y llegan a la Tierra con una presencia mínima, es por esto que se utilizó un dispositivo experimental como el Interferómetro de Michelson, de muy alta sensibilidad, que nos permite medir distancias muy pequeñas. [13]

La primera detección fue el 14 de septiembre de 2015, en la que se observó una diferencia de 7 mili segundos entre ambos detectores de LIGO. La única explicación posible era la existencia de ondas gravitacionales provocadas por el choque de dos agujeros negros de 29 y 36 masas solares que formaban uno de 62. La emisión de energía en el espacio fue la equivalente a 3 veces la contenida en el Sol. La colisión, que ocurrió a una distancia de más de mil millones de años luz de la Tierra, duró 20 mili segundos y alcanzó una enorme potencia que fue detectada en el Interferómetro [15]. De esta manera además de corroborarse la teoría de la Relatividad, también se utilizó como prueba de la existencia de agujeros negros. [16] Y además, el LIGO mostró, por primera vez en la historia que hay una forma de obtener información del cosmos distinta de la radiación electromagnética o las partículas.

4.3. Dispositivo experimental

La disposición a utilizar del Interferómetro de Michelson en esta nueva propuesta es la que se muestra en la Figura 4.2, donde los elementos están enumerados con el siguiente código.



Figura 4.2: Foto del Interferómetro de Michelson utilizado en este experimento.

El láser (1) Láser DPSS, Nd: YVO4, de 532 nm. Fuente de luz del experimento.

La lente (2) Lente que hace el haz divergente.

El espejo (3.1) Primer espejo que recoge el haz reflejado.

Segundo espejo con cilindro de aluminio (3.2) Segundo espejo que recoge el haz que continúa con la trayectoria original. Está unido a un cilindro de aluminio, que es el que se va a expandir al calentarse.

El divisor del haz (b. s.) (4) Cubo divisor de haz que separa en dos el haz incidente a la entrada y junta los dos haces a la salida.

La pantalla (5) Aquí se observan los cambios en el patrón de interferencia. La pantalla original es blanca; sin embargo, se tapa con una cartulina negra para facilitar la observación del patrón al ser grabado en vídeo.

El termómetro (6) Conectado a un sensor de temperatura dentro del cilindro. El sensor es más largo que el cilindro, es por eso que esta cubierto con material aislante, para que la temperatura fuera del cilindro no interfiera en la medida.

La fuente de tensión (7) Se dispone de un rango de 4 a 12 voltios para alimentar la resistencia que rodea al cilindro de aluminio para calentarlo.

4.4. Medidas experimentales

Debido al gran número de anillos que se deben contar y la relativa rapidez con la que pasan, se prepara el experimento para ser grabado. De esta forma solo se realiza la medida una vez, se graba y se revisa la cuenta en el vídeo, eliminando así la fuente de error asociada a N . En la Figura 4.2 se observa abajo a la derecha el soporte en el que colocaremos el móvil.

Una vez se enciende el láser y está el dispositivo alineado, se comienza con un voltaje de 4V a una temperatura de 19° C. Se cuentan los anillos que pasan por la pantalla hasta que se estabiliza la temperatura. En este momento el patrón de interferencia tiende a no variar o varía muy lentamente. Se trata de un proceso largo que ronda los 10 minutos para cada rango de voltaje.

Se realizan las medidas de 4 a 12 voltios y los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 4.1. Se destaca que el incremento de temperatura de cada medida está mostrado con respecto a la temperatura inicial ($\Delta T = T_f - 19$), lo mismo para la suma de anillos, que muestra la variación desde el inicio del experimento, es decir, se trata de valores acumulados. Para calcular ΔL , se utiliza: $\Delta L = \lambda \cdot \frac{N}{2}$, la variación ΔL produce una variación de camino en la luz de $2\Delta L$, debido a la ida y vuelta del haz

Voltaje/V	T_0	T_f	ΔT	N_{sum}	$\Delta L/\mu m$	L/mm
4	19	25	6	44	11.704	90.011704
6	25	34	15	106	28.196	90.028196
8	34	45	26	185	49.21	90.04921
10	45	57	38	270	71.82	90.07182
12	57	70	51	373	99.218	90.099218

Tabla 4.1: Medidas tomadas en el experimento. Se observa que al mostrar el valor ΔT se hace respecto de la temperatura inicial, y para N_{sum} se van sumando los anillos del periodo anterior, es decir, cada fila representa un valor acumulado. Teniendo en cuenta que $L_0 = 90$ mm.

Se desea calcular el coeficiente de dilatación. Es por eso que se realiza el ajuste por mínimos cuadrados de los datos a la Ecuación 4.3. Los resultados se muestran en la Figura 4.3, tomando como variable independiente el incremento de la temperatura y como dependiente la nueva L calculada.

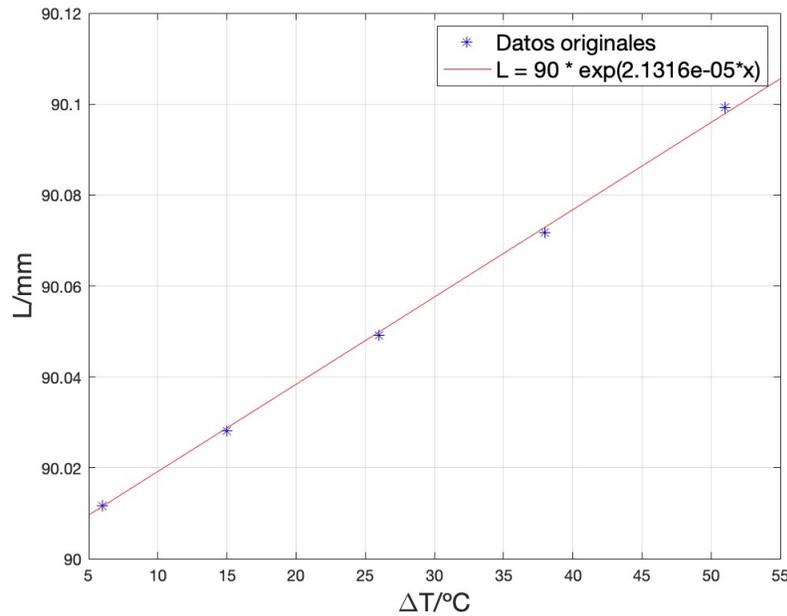


Figura 4.3: Representación de los datos de la Tabla 4.1. Obteniendo un coeficiente de dilatación de: $\alpha = 2,1316 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{K}}$.

Se ha obtenido un valor del coeficiente de dilatación $\alpha = (2,13 \pm 0,04) \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{K}}$. El valor de referencia es de $\alpha = 2,31 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{K}}$ [14], lo que implica un 7% de desviación respecto al valor aceptado.

4.5. Discusión y conclusiones

Se concluye que esta modificación de la práctica es viable. Además es una forma diferente de explotar la precisión del aparato, ya que en lugar de medir un índice de refracción o una anchura espectral, puede medir una propiedad térmica de un sólido. Esto pone en evidencia la diversidad de aplicaciones y versatilidad del instrumento.

Sin embargo, creo que no se trata de una propuesta realista para la práctica original por las dificultades en la toma de medidas. La forma de reducir la fuente de error es grabar el proceso completo de calentamiento (que dura unos 40 minutos), para lo que se necesita una gran memoria en el dispositivo con el que se va a grabar. En este caso se ha tenido que cortar la grabación por falta de espacio, lo que provoca una pérdida de precisión en la medida de N , que luego se traslada al error del coeficiente de dilatación.

Capítulo 5: Red de difracción

5.1. Objetivos y planteamiento

En el experimento original se caracteriza una red de difracción y se utiliza posteriormente para la medida de las longitudes de onda del espectro de emisión de los gases atómicos correspondientes a las lámparas utilizadas. Por lo tanto, tiene dos objetivos principales: a partir de una lámpara de la que una longitud de onda del espectro de emisión sea conocida, se obtiene la constante de la red de difracción d . Una vez obtenida, se pueden medir longitudes de onda desconocidas. Utilizando la constante de la red obtenida y la condición de máximos, se van obteniendo los distintos valores de las líneas de emisión en el espectro visible.

En resumen, en este experimento se muestra cómo funciona la espectroscopia a partir de un elemento separador bien caracterizado (red de difracción) y la ecuación que lo gobierna.

Se plantea realizar una ampliación del experimento original, con el objetivo de variar la casuística del experimento y mejorar la comprensión de su potencial y aplicaciones.

En primer lugar, se puede usar un divisor de haz (beam splitter, b.s.) para fusionar los haces de dos lámparas, obteniendo un espectro de emisión con las longitudes de onda intercaladas. Esto representaría un espectro observacional ligeramente más complejo que el que corresponde a un gas puro. Se miden todas las longitudes de onda visibles y se trata de comparar esos valores con tablas conocidas de longitudes de onda [10] para así determinar qué gases atómicos producen esa emisión.

Como segunda posibilidad de ampliación, se propone tratar de hacer las medidas para órdenes de difracción superiores a 1. Al aumentar el orden la teoría dice que el poder resolutivo aumenta, pero la observación es más difícil porque las líneas se ven menos brillantes. Se espera que a partir de orden 3 las líneas se observen muy difuminadas o no se observen y los resultados saldrán con un margen de error mayor. Con el objetivo de mejorar la calidad de estos resultados se sugiere trabajar en incidencia distinta de la normal, tratando de cambiar el ángulo hasta observar correctamente los órdenes de difracción deseados.

Una tercera posibilidad supone ampliar el marco teórico del experimento y trabajar con el concepto de poder de resolución. Se propone, con la ayuda de un diafragma, controlar el área iluminada (número de líneas) de las redes de difracción hasta que se pueda resolver el doblete de sodio. Se espera que sea necesario iluminar unas 1000 líneas para poder diferenciar el doblete. Se plantea probarlo para diferentes redes y órdenes de difracción.

De esta manera, la propuesta de ampliación del experimento consistirá en tres bloques. Parte 1: Medida de longitudes de onda con dos lámparas, Parte 2: Medida del poder de resolución de la red; y Parte 3: Medida de órdenes de difracción mayores con incidencia no normal.

5.2. Fundamento teórico

El fenómeno de la difracción se caracteriza por contradecir la idea geométrica de la propagación rectilínea de la luz a través de aberturas, debido a su carácter ondulatorio. En este caso, se va a trabajar con una red de difracción.

Una red de difracción es una estructura periódica que representamos como una serie de N rendijas iguales y paralelas que actúan como elementos difractores de espaciado regular. Tienen una distancia entre centros que denominamos $2d$ siendo d la llamada *constante de la red*. [17]

5.2.1. Ecuación de la red

Se parte de una incidencia normal, tal como la que se muestra en la Figura 5.1. En ella se tiene un esquema básico de la geometría de una red de difracción, en el que se muestra visualmente qué parámetros son a los que se hará referencia, como d y α .

Los máximos aparecen en aquellos puntos en los que $\sin(\alpha)$ es igual a $\frac{m\lambda}{2d}$. Es decir, podemos relacionarlo con el ángulo al que se ha dispersado una longitud de onda concreta:

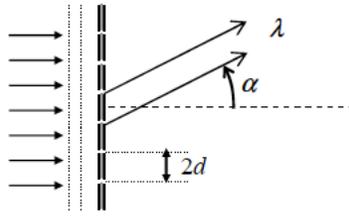


Figura 5.1: Esquema de la geometría de una red de difracción con incidencia normal de la luz. [18]

$$2d \sin \alpha = m\lambda \tag{5.1}$$

Esta ecuación se conoce como *ecuación de la red* [17]. El valor m es el orden de difracción, y corresponde al número de máximo observado, contando a partir de la dirección incidente, en la que se observa el orden 0 para todas las longitudes de onda.

En caso de incidencia distinta a la normal, la geometría interferencial de la red cambia de forma que la red se rota un ángulo concreto β . En este caso la ecuación de la red será: la siguiente [19]:

$$2d|\sin \alpha \pm \sin \beta| = m\lambda \tag{5.2}$$

Se va a tomar α siempre positivo, de forma que se usará el signo negativo cuando α pasa la perpendicular a la red, y positivo cuando no.

5.2.2. Dispersión cromática

Si esta red de difracción es iluminada por una fuente de luz no monocromática, se produce una dispersión cromática de la luz, pudiéndose observar el espectro de emisión discreto, con los colores separados al ser dirigidos en distintos ángulos.

Esto se debe a que para cada longitud de onda, aparecerá una familia de máximos distinta.

$$\sin \alpha_i = m\lambda_i/2d \tag{5.3}$$

Por tanto, la visión de las distintas longitudes de onda será en diferentes ángulos para cada máximo, y no coincidirán.

Se llama espectro de emisión discreto visible de un gas atómico al conjunto de frecuencias correspondientes a las transiciones de electrones de los átomos de ese gas en el rango visible del espectro.

5.2.3. Poder resolutivo espectral de la red

Pese a tener un espectro de emisión discreto, se puede dar el caso de que la diferencia entre una longitud de onda y la siguiente sea lo suficientemente pequeña para que se superponga y/o no sean capaces de ser diferenciables. A este fenómeno se le conoce como límite de la resolución espectral. Un clásico ejemplo es el de un doblete que no se pueda resolver y se vea como una sola línea. Esta frontera está determinada por el poder de resolución de una red. [20].

El poder de resolución de un instrumento al observar una cierta longitud de onda, es el cociente de dicha λ entre el intervalo mínimo resoluble de longitudes de onda.

En el caso de una red de difracción el poder resolutivo es:

$$R = \frac{\lambda}{(\Delta\lambda)_{min}} = mN \tag{5.4}$$

Donde m es el orden de difracción y N es el número de rendijas iluminadas en nuestro experimento. El poder de resolución necesario para el doblete de la lámpara de Sodio es aproximadamente 1000, y este resultado se obtiene a partir de los valores de las longitudes de onda del doblete de sodio [10] y a partir de la Ecuación 5.4.

$$R = \frac{589,3}{0,6} \simeq 1000 \quad (5.5)$$

Esto quiere decir que para una red trabajando en orden $m=1$, necesitaremos iluminar al menos 1000 líneas si queremos resolver el doblete Na.

5.2.4. Fabricación y calidad de la red

Existen dos tipos de redes de difracción, aquellas que funcionan por luz transmitida (como las que se van a usar en este experimento) o por luz reflejada. En el primer caso, la fabricación consiste en el rayado de hendiduras paralelas en la superficie de un vidrio claro y plano, de forma que la luz pasa por los espacios transparentes entre las líneas. Para el caso de redes de difracción de reflexión, se rayan líneas paralelas sobre una superficie de un metal de forma que la luz se refleje en los salientes entre los rayados. [20]

La fabricación de esta clase de redes de transmisión es complicada, se necesita una aguja de diamante. Además si la d es pequeña las máquinas que realizan el grabado deben de ser de alta precisión para que el espaciado se mantenga a lo largo de toda la red. Para evitar dilataciones térmicas por fluctuaciones en la temperatura los talleres deben encontrarse en condiciones de bajas temperaturas. Por estas dificultades es por lo que se realizan réplicas, depositando sobre la red original una película de una disolución, después se deja secar y se deposita sobre otra lámina de vidrio. Otra técnica para replicar redes es mediante métodos holográficos. A partir de ella se consiguen redes de un elevado número de líneas y menor espaciado, además estas redes son de mayor calidad. [20]

Las redes de difracción además normalmente se optimizan para un orden concreto. Esto afecta a la hora de realizar medidas para órdenes superiores, ya que se debe tener en cuenta que aunque los ángulos del dispositivo nos permitan teóricamente medir órdenes superiores, la falta de luz provocará que no se observen todas las líneas esperadas y que además las que se observen sean más costosas de medir con precisión.

5.3. Dispositivo experimental

Para la realización de este experimento, se utilizan los instrumentos de la práctica original. Además, usaremos un divisor de haz para la unión de la luz de las dos lámparas en la primera parte. También se utilizará un diafragma para reducir el paso de la luz a un rango entre 0 y 2 mm en la medida del poder de resolución.

El goniómetro Se trata de un instrumento de medición de ángulos muy utilizado en experimentos de óptica. Dispone de una platina ajustable, donde se puede colocar la red de difracción alineada; así como un colimador por donde entrará el haz de luz y un anteojo con el que observar el espectro. Este anteojo dispone de una escala de medida de ángulos que permite registrar a qué ángulo con respecto al colimador está colocado el anteojo.

Redes de difracción Se ha dispuesto de 3 redes de difracción, una de mayor calidad hecha de vidrio con constante de la red 588 *lineas/mm*, y dos de plástico, de menos calidad, con constante de red 300 y 600 *lineas/mm*.

Lámparas Se han utilizado 3 lámparas espectrales de tres gases atómicos diferentes: Sodio, Mercurio y Cadmio. La lámpara que se utilizará para la parte de poder de resolución es la de Sodio, por contener un doblete de estructura fina difícil de resolver.

Beam splitter Se conoce también como divisor de haz y está compuesto por un cubo de cristal formado por dos prismas pegados. Esto permite dividir un rayo de luz en dos, de igual intensidad. Para el experimento, se colocan las dos lámparas requeridas, una por cada cara del cubo, así se formará un único haz incidente.

Diafragma Para la parte de poder resolutivo es necesario un diafragma con escala para poder tapar el paso de la luz hasta un rango medible y así poder registrar cuantos milímetros son necesarios iluminar de la red para poder resolver el doblete de sodio. El utilizado aquí es un diafragma de rendija, que es el más adecuado.

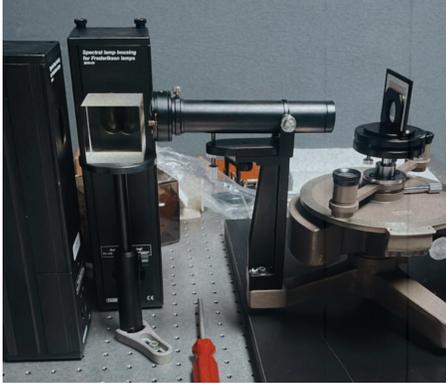


Figura 5.2: Muestra de la disposición de las dos lámparas con el b.s. y el colimador.



Figura 5.3: Muestra de la disposición para la incidencia no normal.

5.4. Medidas experimentales y análisis

El primer paso al llegar al laboratorio es, al igual que el experimento original, encender las lámparas. Se recomienda priorizar el encendido de la lámpara de Sodio, pues necesita de más de media hora de calentamiento para estabilizarse y que sea visible el espectro completo. Para el caso de Mercurio, solo la encenderemos cuando se vayan a realizar las medidas pues la luz ultravioleta que produce puede ser molesta.

Es importante realizar el alineamiento de la red con el goniómetro, ya que aunque en la práctica original se toman las medidas de los ángulos por los dos lados (posición del orden 1 con respecto del orden 0) se suman y el resultado se divide entre dos, en parte, para reducir posibles errores debidos al mal alineamiento, para el caso de la incidencia distinta de la normal de la sec. 5.4.3 solo se va a realizar la medida por un lado, tomando como ángulo β el que se obtiene girando la red desde una posición original supuestamente centrada, hasta el valor de incidencia deseado. Por lo que es importante que la red se encuentre alineada con el colimador. Para ello, se pueden tomar las medidas de ambos lados en orden 1 y girar la red hasta que las medidas sean iguales o difieran en menos de 5'.

Una vez realizado el alineamiento del goniómetro y dispuestas las lámparas el dispositivo está preparado para medir.

5.4.1. Parte 1: Medida con dos lámparas y a dos órdenes

Se trata de una sección muy similar a la original, salvo por la disposición de las lámparas; colocadas una por cada cara del divisor del haz (b.s.) para obtener un solo haz de luz entrando por el colimador como se muestra en la Figura 5.2. Una vez colocada esta disposición, las medidas se realizan tomando el ángulo en el que se encuentran los máximos de orden 1 a ambos lados, siendo el α final el obtenido a partir de la siguiente ecuación:

$$\alpha = \frac{|\theta_1 - \theta_2|}{2} \tag{5.6}$$

Se ha procedido de forma similar para medir los ángulos de difracción de orden 2. Los resultados se recogen en la Tabla 5.1 para las lámparas de Cadmio y Sodio y en Tabla 5.2 para la lámpara de Cadmio y Mercurio. La red utilizada es la de 600 líneas cuya $d = 883,6$ nm.

Se observa de manera clara la correspondencia con las líneas esperadas. Por ejemplo, es fácil identificar las líneas comunes en ambos espectros, que corresponden al Cd. Al realizar las medidas para orden $m = 2$ con incidencia normal, aumenta la dificultad de medición pues las líneas aparecen más difuminadas o incluso no se observan. Esta dificultad se ve reflejada en el aumento de la dispersión de las λ obtenidas frente a las esperadas al pasar del primer orden de difracción al segundo.

Medidas conjuntas lámpara Cd y Na					
Orden	Color	α	λ/nm	Correspondencia	λ_{teo}
m=1	Azul Oscuro	15°20'30''	467,6	Azul Oscuro Cd	467,8
	Azul Claro	15°47'30''	480,9	Azul Claro Cd	480
	Azul	16°25'	499,4	Azul Na	498,1
	Verde	16°44'	508,8	Verde Cd	508,6
	Verde	18°46'30''	568,7	Verde Na	568,6
	Naranja	19°31'	590,3	Naranja Na	589,3
	Roja	20°26'30''	615,9	Roja Na	615,9
	Roja	21°21'	643,4	Roja Cd	643,8
m=2	Azul Oscuro	31°54'	466,9	Azul Oscuro Cd	467,8
	Azul Claro	32°53'30''	479,8	Azul Claro Cd	480
	Azul	No se observa			
	Verde	35°4'30''	507,8	Verde Cd	508,6
	Verde	No se observa			
	Naranja	41°52'30''	589,8	Naranja Na	589,3
	Roja	No se observa			
	Roja	No se observa			

Tabla 5.1: Medidas conjuntas de con la lámpara de Cadmio y de Sodio

Medidas conjuntas lámpara Cd y Hg					
Orden	Color	α	λ/nm	Correspondencia	λ_{teo}/nm
m=1	Rosado	13°14'30''	404,8	Rosado Hg	404,65
	Violeta	14°16'30''	435,7	Violeta Hg	435,83
	Azul Oscuro	15°20'30''	467,6	Azul Oscuro Cd	467,8
	Azul Claro	15°20'30''	480,9	Azul Claro Cd	480
	Verde	16°44'	508,8	Verde Cd	508,6
	Verde pistacho	18°6'	549,0	Verde Hg	546,076
	Naranja	19°3'30''	577,0	Naranja Hg	579,065
	Roja	21°21'	643,4	Roja Cd	643,8
m=2	Rosado	No se observa			
	Violeta	29°4'	429,3	Violeta Hg	435,83
	Azul Oscuro	31°54'	466,9	Azul Oscuro Cd	467,8
	Azul Claro	32°53'30''	479,0	Azul Claro Cd	480
	Verde	35°4'30''	507,7	Verde Cd	508,6
	Verde pistacho	37°30'	537,9	Verde Hg	546,076
	Naranja	No se observa			
	Roja	No se observa			

Tabla 5.2: Medidas conjuntas de con la lámpara de Cadmio y de Mercurio

5.4.2. Parte 2: Poder de resolución

Para esta segunda parte, se coloca un diafragma entre el colimador y la red de difracción. Se empieza en la posición de máxima apertura, pudiendo resolver el doblete de Sodio con comodidad. Se va cerrando hasta que ya no se distingue. Se anota esta posición l como milímetros transversales necesarios para poder resolver el doblete, y con el parámetro de red se obtiene el número de líneas iluminadas $N = \frac{l}{2d}$. Con esto se puede obtener el poder de resolución $m \cdot N$ y compararlo con el valor teóricamente necesario, $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$. Los resultados se encuentran recogidos en la Tabla 5.3.

$1/(2d)$ de la red	m	distancia iluminada l/mm	N exp.	N teo. (aprox)
588 mm^{-1}	1	1,65	970	1000
	2	0,85	490	500
300 mm^{-1}	1	El diafragma no es suficientemente grande para resolver el doblete		
	2	1,7	510	500
	3	1	300	333
	4	0,775	233	250
	5	0,65	195	200

Tabla 5.3: Medidas de los mm iluminados para resolver el doblete. Siendo $N = R/m$

Se espera obtener una resolución del orden de 1000. En la Tabla 5.3 se observa que para la red de mayor calidad (588 líneas/mm) los resultados son más acordes con los teóricos que en el caso de la red de menos calidad de 300 líneas por milímetro.

La ventaja del uso de esta segunda red, es la posibilidad de observar más órdenes; hasta 5. Al realizar las medidas para el primer orden, no se observa el doblete. Esto se debe a que la anchura del diafragma es de máximo 2 mm, que no es suficiente para resolverlo, pues se necesitaría un mínimo de 3,33 mm de apertura para poder diferenciar ambas líneas. Para el resto de casos, el acuerdo con lo esperado es muy alto.

5.4.3. Parte 3: Órdenes de difracción superiores a 2. Incidencia no normal

Para esta última parte, se realizan las medidas con una sola lámpara para así obtener la máxima intensidad de luz, pues se espera que a medida que el orden de difracción aumenta, la intensidad vaya disminuyendo (al utilizar el b. s. en la parte 1, dividimos la intensidad de cada lámpara a la mitad).

La propuesta consiste en aumentar el ángulo de incidencia hasta observar más órdenes de difracción. En incidencia normal no es posible ver mas allá del segundo orden, pero, utilizando la Ecuación 5.2 se plantea una nueva disposición del experimento, en la que rotamos la red un ángulo β pudiendo observar de manera nítida más órdenes de difracción. Se rota la red 20° y los resultados se recogen en la Tabla 5.4.

Lámpara de Cadmio						
Orden	Color	$\beta/^\circ$	α	λ/nm	Correspondencia	λ_{teo}/nm
2	Azul Oscuro	20	$10^\circ 41'$	466,01	Azul oscuro	467,8
	Azul Claro	20	$11^\circ 30'$	478,37	Azul claro	480
	Verde	20	$13^\circ 25'$	507,23	Verde	508,6
	Roja	20	$22^\circ 53'$	645,80	Roja	643,8
3	Azul Oscuro	20	$27^\circ 10'$	470,42	Azul oscuro	467,8
	Azul Claro	20	$28^\circ 34'$	483,15	Azul claro	480
	Verde	20	$31^\circ 48'$	511,88	Verde	508,6
	Blanca	20	$47^\circ 9'$	633,33	Roja	643,8

Tabla 5.4: Medidas con incidencia distinta a normal.

Se realiza el cambio en el ángulo de incidencia de la luz para poder observar un orden de difracción mayor a 2. En la Tabla 5.4 se muestran los colores observados lo suficientemente nítidos para ser medidos, así como el ángulo rotado por la red respecto a la dirección de la luz incidente β . Se observa que el error es mayor para longitudes de onda superiores.

5.5. Discusión y conclusiones

En primer lugar, se propone trabajar con el espectro combinado tras la fusión de los haces de 2 lámparas gracias a un divisor del haz. Esto permite que los estudiantes deban discernir entre ambos espectros, identificando las componentes de cada uno de ellos. Además, como se muestra en las Tablas 5.1 y 5.2 la calidad de las redes de vidrio utilizadas para esta parte permiten observar en el primer orden todas las líneas esperadas, así como medir sus longitudes de ondas sin mucha dispersión frente a los resultados teóricos.

En la segunda parte, se incluye un nuevo concepto teórico, como es el poder de resolución, de gran utilidad en estudios de estructura fina. Esta parte permite hacer un análisis que pese a no contar con un dispositivo específico en la realización de la medida (ya que hay que colocar el diafragma a parte con un soporte no especializado), los resultados mostrados en la Tabla 5.3 concuerdan en gran medida con lo esperado, pudiendo incluso predecir en qué redes y órdenes la apertura del diafragma nos va a permitir resolver el doblete de sodio y en cuales no. Además, la medición de varios órdenes de difracción muestran el potencial de este dispositivo como espectrómetro.

Además, se puede establecer un método de trabajo en cuanto a elección de órdenes en redes de difracción analizando los resultados de la Tabla 5.4. Se observa que para orden 2 la desviación de los resultados es similar para incidencia normal y oblicua, sin embargo, se observan más líneas en incidencia oblicua (para la lámpara de cadmio, se encuentra la línea roja correspondiente a 643,8 nm). Cuando pasamos a orden 3 los resultados muestran una menor precisión frente a los valores bibliográficos, debido al fenómeno *ghost*, por el cual observamos una línea difusa de luz cercana a la línea del espectro, debida a pequeñas imperfecciones en la cara no rayada de la red que producen un rebote como se muestra en la Figura 5.4, que se diferencia claramente de la observación de un doblete, como por ejemplo, el doblete de sodio que se muestra en la Figura 5.5. Este fenómeno dificulta la toma de medidas y hace que el error sea mayor. Sin embargo, este aumento de orden lleva consigo un aumento del poder de resolución que para la lámpara de sodio implica la posibilidad de resolver el doblete. Así que en función del objetivo se puede escoger incidencia normal u oblicua con órdenes entre 1 y 3.



Figura 5.4: Fenómeno de *ghost* observado en incidencia oblicua para orden 3.



Figura 5.5: Ejemplo de la observación de un doblete de sodio. [21]

Por último, se destacan ciertas posibilidades de mejora del experimento. Por un lado, el uso de una red con mayor período que permita la visión de más líneas en órdenes superiores a 2, al ser $2d/\lambda$ el máximo orden posible en incidencia normal, un d mayor nos permitirá ver más líneas que las observadas en este experimento, podría ayudar también utilizar una red de mayor calidad que no concentren toda su luz en órdenes pequeños impidiendo ver líneas por falta de luz en órdenes mayores. Además, se espera que la desviación de las longitudes de onda medidas frente a los valores bibliográficos disminuya cuando se siga un proceso repetitivo de toma de medidas como en el experimento original. Se propone medir cada línea 5 veces, de forma que se puede calcular su valor medio y su varianza. Esto permitirá reducir la fuente de error humana de enfocado de la línea con el goniómetro y además se obtendrá el margen de error permitido a través de la varianza.

De esta forma, se ha realizado una propuesta de 3 ampliaciones al experimento original. Además se ha creado una hoja de resultados que se incluye en el Apéndice B a rellenar por los estudiantes durante la realización de estas tres ampliaciones.

Capítulo 6: Difracción por objetos regulares y aberturas

6.1. Objetivos y planteamiento

El objetivo original de este experimento es familiarizarse con el fenómeno de la difracción. En concreto, se trata de conocer las dimensiones de los objetos que difractan la luz a partir de los patrones lejanos de difracción o difracción de Fraunhofer.

Aplicando la teoría de difracción de Fraunhofer, se encuentran los diámetros de distintos orificios a través de la medida de su patrón de difracción. En este punto, se propone introducir una variación: realizar las medidas de los anillos de difracción con una cámara lineal que permitirá su medida con mayor precisión.

La segunda ampliación que se propone para este experimento es medir en régimen de difracción de campo cercano o difracción de Fresnel. En concreto se propone utilizar una placa zonal de Fresnel (que más tarde se describirá). A partir de una fuente láser de longitud de onda conocida, se obtendrá el radio principal de los anillos de la placa zonal. A partir de este valor, trataremos de predecir el comportamiento con una fuente de longitud de onda desconocida.

Para este segundo objetivo trabajaremos de dos formas. En la primera, buscando las posiciones de punto de Poisson a lo largo del eje (múltiples focos) mediante un microscopio; y en la segunda a través de una cámara 2D, gracias a la cual se puede conocer con exactitud la intensidad de los anillos centrales en cada posición. Se busca encontrar un acuerdo entre ambos resultados, y determinar las ventajas de cada método.

6.2. Fundamento teórico

6.2.1. Parte 1: Difracción de Fraunhofer de un orificio circular

La Difracción de Fraunhofer, que también se conoce como difracción del campo lejano, es un caso de difracción sencillo de analizar por las aproximaciones que permiten la lejanía entre la pantalla y la abertura.

Cuando se ilumina una apertura circular con una fuente colimada o distante, se observa que la luz transmitida forma un cono de luz, que a medida que se aleja de la apertura, se va haciendo más grande, formando anillos a su alrededor. Los sucesivos anillos son de baja intensidad de forma que el 90% de la luz transmitida se mantiene en el máximo central [22]. Este patrón de difracción está bien determinado para cada longitud de onda y permite conocer el diámetro del orificio a partir de unas aproximaciones.

La difracción se representa según la siguiente ecuación:

$$I(\theta) = I_0 \left(\frac{2 \cdot J_1(k\phi \sin \theta)}{k\phi \sin \theta} \right)^2 \quad (6.1)$$

Donde J_1 es la función de Bessel de primera clase y orden 1, k es el número de onda $2\pi/\lambda$, ϕ es el diámetro del orificio y θ es el ángulo de observación [23]. Teniendo en cuenta los ceros de la función de Bessel $J_1(x) = 0$, el diámetro del orificio se puede obtener, tomando el primer cero, de esta ecuación:

$$\theta_1 = 2,44 \frac{\lambda}{\phi} \quad (6.2)$$

En esta Ecuación 6.2, θ_1 corresponde al tamaño angular del primer mínimo, que encierra al máximo central, λ es la longitud de onda y ϕ el diámetro del orificio. El valor de θ se puede obtener, midiendo el diámetro del máximo central del patrón de difracción que denominaremos como ρ y la distancia, D , del orificio a la pantalla de observación. Podemos hacer estimaciones con otros ceros de J_1 midiendo θ_k , siendo $\theta_k \simeq \rho_k/D$; el ángulo del anillo (correspondiente al mínimo) k -ésimo y ρ_k su diámetro sobre la pantalla (aproximando arco por tangente, por su pequeño valor).

6.2.2. Parte 2: Difracción de Fresnel

La Difracción de Fresnel o difracción de campo cercano, se puede diferenciar de la de Fraunhofer mediante el llamado número de Fresnel, $F = \frac{a^2}{L\lambda}$, siendo a el tamaño de la apertura y L la distancia desde la apertura hasta la pantalla. La difracción de Fraunhofer se da cuanto $F \ll 1$, mientras que la difracción de Fresnel se da cuando $F \geq 1$.

Para realizar un experimento en régimen de Fresnel se va a considerar un elemento difractivo conocido como Placa zonal de Fresnel [24]. Para entender cómo está construido tenemos que definir las zonas semiperiódicas en el plano de difracción. Debido a la forma en que están calculadas, tomando como referencia un punto del eje, los campos eléctricos difundidos por las zonas sucesivas de Fresnel se van anulando unas a otras. Es por esto que si se eliminaran las zonas pares o impares se observaría un aumento de la irradiancia, para el punto concreto (foco) para el que se definieron las zonas. La forma de eliminar estas zonas sería oscurecerlas, y eso es una placa zonal, como se muestra en la Figura 6.1, que no permite el paso de la luz de las zonas o pares o impares.



Figura 6.1: Ejemplo de placa zonal de Fresnel usada en el laboratorio.

Por simetría, las zonas semiperiódicas de la placa zonal son circulares y se puede calcular la secuencia de radios ρ_m , con m entero, a partir de la distancia focal primaria mediante la siguiente ecuación: [25]

$$f' = \frac{\rho_m^2}{m\lambda} \quad (6.3)$$

La distancia focal primaria o de primer orden corresponde con el máximo principal en la distribución de la irradiancia a lo largo del eje. De hecho, a través del eje de propagación de la luz se observarán oscilaciones de muy baja irradiancia, hasta llegar a la posición $f_1/3$ que se considerará como punto focal de tercer orden. Los siguientes puntos focales se esperan en las posiciones $f_1/5, f_1/7...$

6.3. Dispositivo experimental

Para la primera parte, difracción de Fraunhofer, el dispositivo experimental consiste en una fuente láser de longitud de onda de 633 nm, una placa con aperturas circulares de tamaños aproximados conocidos: 500, 200, 100 y 75 μm ; además de un polarizador que en este caso se usa como filtro para atenuar la intensidad de la fuente y evitar la saturación de las imágenes. Así como una pantalla que servirá como ayuda en el alineamiento.

Las medidas se tomarán mediante una cámara lineal asociada al software *Caliens* a partir del cual podremos obtener el patrón de intensidad en un corte diametral con precisión de algunas micras en la distancia. Esta cámara dispone de un filtro no fijo de densidad óptica 3. La posibilidad de ser retirado nos ayudará en el alineamiento de la cámara.

Para la segunda parte, difracción de Fresnel, se necesitará una placa zonal de Fresnel, así como dos fuentes láser de intensidades 633 y 543,5 nm, con un expansor del haz para poder iluminar la placa completa. Las medidas se realizarán con la ayuda de un microscopio en primer lugar, y más tarde, con una cámara 2D que nos permite

observar la imagen de los anillos completa evitando así problemas de alineamiento. Con esta cámara también se puede obtener el perfil de intensidades.

6.4. Medidas experimentales y análisis

6.4.1. Parte 1: Difracción Fraunhofer

En primer lugar se debe alinear el dispositivo. Para ello se coloca una pantalla detrás del soporte que contiene la placa con los orificios de diámetro a determinar. Al pasar la luz del láser a través de estos orificios se observa un patrón de anillos de difracción. Este soporte dispone de movilidad vertical y horizontal que permite alinear los orificios hasta que se observa la máxima intensidad.

A continuación, se retira la pantalla y se coloca la cámara lineal. Es necesario que esta capte el corte de la imagen por el centro de los anillos para que las medidas representen la intensidad radial. Es por esto que se hace una pequeña aproximación de la posición de la cámara. Se retira el filtro y se trata de colocar la línea de píxeles a la altura del centro de los anillos. Una vez se hace esto, se vuelve a colocar el filtro y se observa la imagen sin saturar en el software. Es posible que para algunos orificios haya que ajustar el polarizador para observar el pico de intensidad sin saturar. Ahora se mueve la cámara hasta que la medida de la distancia sea máxima, así como su pico de intensidad. Esta será la posición del diámetro central del patrón de difracción.

Se va a tomar la distancia entre los mínimos centrales como el diámetro ρ_1 . La medida es proporcionada por *Caliens* así como se observa en la Figura 6.2. Se trata de un ejemplo de medida para el orificio de 200 micras de diámetro.

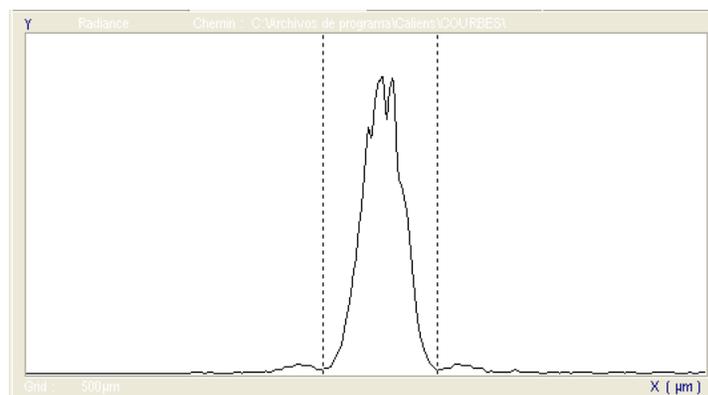


Figura 6.2: Patrón de intensidad captada por el programa *Caliens* para la fuente láser con polarizador y difracción por orificio de $\phi = 200 \mu m$.

Se repite este proceso para todos los orificios y los datos se muestran en la Tabla 6.1, donde la primera columna corresponde a los valores esperados y la última a los obtenidos a partir de las medidas experimentales.

ϕ_i/mm	$\rho_1/\mu m$	θ	ϕ_i/mm exp.
500	2128,00	0,0032	482
200	4984,00	0,007	205
100	9968,00	0,0149	103
75	12880,00	0,0193	79

Tabla 6.1: Medición de los diámetros de los anillos a partir de los cuales obtenemos el diámetro (Ec. 6.2) del orificio. Teniendo en cuenta que $\theta = \rho/D$ con $D = 66,5$ cm y $\lambda = 633$ nm.

La desviación de los resultados obtenidos frente a los esperados se considera pequeña por lo que el acuerdo con la teoría es bueno. Sin embargo, se observa una diferencia del orden de este error entre la primera medida y las 3 posteriores. Esto es debido a la dificultad de alineamiento de la cámara cuando la imagen es muy pequeña, ya que el

movimiento vertical requiere de más precisión que para imágenes más grandes, esta precisión es difícil de conseguir moviendo el soporte manualmente. Además otra fuente de error es debida a que el patrón observado con la cámara es más estrecho que para imágenes más pequeñas, lo que aumenta el error manual en las medidas de distancia con el programa. Lo que se propone para disminuir esta fuente de error es una repetición de las medidas al menos 5 veces, tomando su valor medio y su desviación típica como error.

A continuación, se desea medir el diámetro de anillos de orden superior a 1 para así poder obtener un valor de ϕ a través de una regresión lineal (usando los valores conocidos de los primeros ceros de la función de Bessel). Como se observa en la Figura 6.2, los mínimos de mayor orden son muy débiles y no pueden ser medidos con fiabilidad a partir de esa imagen. El proceso a seguir es el siguiente; se retira el polarizador para poder observar los anillos de menor intensidad y se coloca una cartulina opaca entre la cámara y los orificios, de tal forma que no pase la luz del máximo central. De esta forma, se puede obtener una imagen de estos anillos sin saturar, como en las Figuras 6.3 que corresponde al orificio de 100 micras y 6.4 que corresponde a 500 micras.

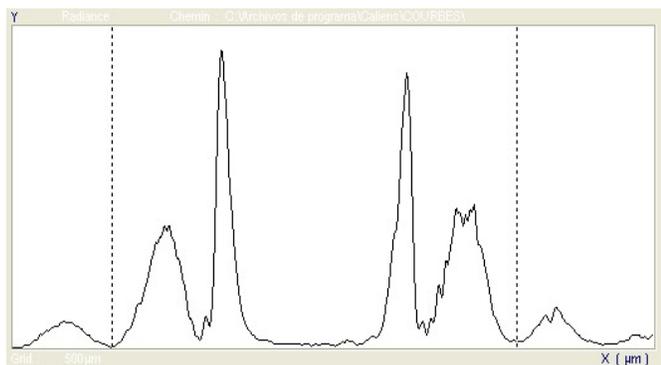


Figura 6.3: Patrón de difracción captado por el programa *Caliens* para la fuente láser sin polarizador pero bloqueando el paso de la luz en su anillo central para el orificio de 100 μm .

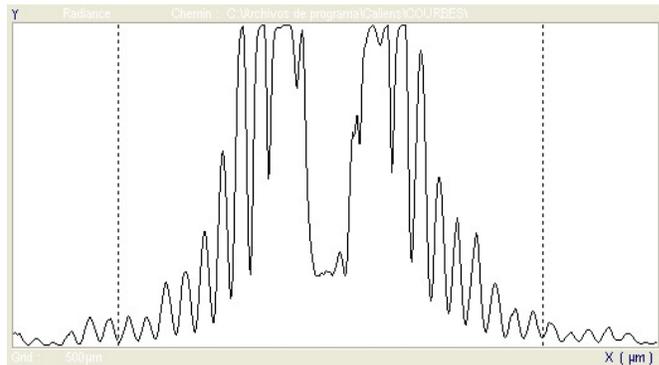


Figura 6.4: Patrón de difracción captado por el programa *Caliens* para la fuente láser sin polarizador pero bloqueando el paso de la luz en su anillo central para el orificio de 500 μm .

Los resultados obtenidos para todos los anillos se muestran en la Tabla 6.2. Las diferencia en el número de anillos es debida a la diferencia de tamaño que producen los distintos orificios. Cuanto más grande sea su tamaño, más pequeña será su imagen y por tanto más anillos podrán ser captados por la anchura de la cámara, como se observa en la Figura 6.4 frente a la Figura 6.3.

ϕ_i/mm	$\rho_2/\mu\text{m}$	$\rho_3/\mu\text{m}$	$\rho_4/\mu\text{m}$	$\rho_5/\mu\text{m}$	$\rho_6/\mu\text{m}$	$\rho_7/\mu\text{m}$	$\rho_8/\mu\text{m}$	$\rho_9/\mu\text{m}$	$\rho_{10}/\mu\text{m}$
500	5432	7168	8848	10416	12040	13776	15568	17192	18872
200	9464	13160	17416	21896					
100	18088	25704							

Tabla 6.2: Medición de los diámetros de los anillos de difracción de orden mayor a 1, a partir de los cuales obtenemos el diámetro del orificio por regresión lineal. Teniendo en cuenta que $\theta = \rho/D$ con $D = 66,5$ cm.

Con estos resultados y un ajuste a los valores de los primeros ceros de la función de Bessel [23] se tiene que $\phi_1 = 425 \pm 40\mu\text{m}$, $\phi_2 = 204 \pm 4\mu\text{m}$ y $\phi_3 = 104,2 \pm 1,5\mu\text{m}$. Observando mayor error a mayor diámetro del orificio, causado por la dificultad en la medida de anchuras de picos de difracción muy pronunciados y estrechos.

6.4.2. Parte 2: Difracción de Fresnel

Al igual que en la primera parte, se debe comenzar por un alineamiento del dispositivo. Para ello, en primer lugar se debe comprobar que el láser y el expansor se encuentran alineados. Se coloca una pantalla detrás de ellos y se debe observar que el haz no se mueve al colocar el expansor. Una vez encontrada esta posición, se coloca la placa zonal del Fresnel para que el láser este alineado con el centro, para ajustar esta posición de manera más precisa se coloca detrás la pantalla y se busca que la intensidad sea máxima.

Ahora, se coloca tanto el microscopio como la cámara a la altura del máximo central (eje del sistema). Se observa que esta altura será ligeramente variable al acercarnos a la fuente debido a una pequeña inclinación del láser.

Medición con microscopio

Se comienza midiendo con la fuente láser roja de longitud de onda conocida $\lambda = 633 \text{ nm}$. Se enfoca con el microscopio la placa zonal y se anota su posición en el banco como $D_0 = 190,08 \text{ cm}$, a continuación se buscan con el microscopio las posiciones de máximos a lo largo del eje de más alta intensidad y se anotan sus posiciones en el banco. La diferencia de dichas posiciones con D_0 serán las posiciones de los focos, que se muestran en la Tabla 6.5. Las posiciones obtenidas concuerdan con los valores esperados por la Ecuación 6.3 y sus particiones impares.

n	posición imagen	f_n	f_1/f_n	f_1/f_n esperado
1	265,135	75,055	1	1
2	214,46	24,34	3,08	3
3	204,65	14,57	5,15	5
4	200,28	10,2	7,35	7

Tabla 6.3: Medición de la posición de los focos en el banco, teniendo en cuenta la posición de la placa de Fresnel $D = 190,08 \text{ cm}$, con el láser de $\lambda = 633 \text{ nm}$. Los valores de las mediciones en el banco se muestran en cm .

A partir de estos valores y la Ecuación 6.3, se obtiene el siguiente valor del radio central de la placa de Fresnel:

$$\rho_1 = \sqrt{f_1 \cdot \lambda} = \sqrt{75,055 \cdot 633 \cdot 10^{-7}} = 0,068 \text{ cm} \quad (6.4)$$

Ahora se cambia la fuente láser por una verde de $\lambda = 543,5 \text{ nm}$, y tras el alineamiento, se vuelve a anotar la posición de la placa en el banco $D_0 = 192,25 \text{ cm}$ y se repite el proceso, cuyos resultados se muestran en la Tabla 6.4. De nuevo, los valores son acordes a los esperados.

n	posición imagen/cm	f_n	f_1/f_n	f_1/f_n esperado
1	277,705	85,45	1	1
2	218,78	26,53	3,22	3
3	207,45	15,2	5,62	5
4	203,85	11,6	7,36	7

Tabla 6.4: Medición de la posición de los focos en el banco, teniendo en cuenta la posición de la placa de Fresnel $D = 192,25 \text{ cm}$, con el láser de $\lambda = 543,5 \text{ nm}$. Los valores de las mediciones en el banco se muestran en cm .

A medida que nos alejamos de la fuente los máximos son más grandes y menos intensos, por lo que se observan de manera menos nítida. Es por eso que la mayor fuente de error que se observa es en la determinación de la primera posición que tiene una desviación de hasta 2 centímetros, cuando para el resto de medidas no pasa del medio centímetro. Es difícil determinar la posición en la que el centro está más nítido mirando por el microscopio, es por esto que se realiza una interpolación de dos valores, la posición en la que el máximo deja de decrecer cuando nos alejamos, y cuando vuelve a aumentar. Es por esta interpolación por la que la primera posición tiene una precisión de 3 cifras decimales y no 2 como el resto, que tienen la precisión de las dos cifras decimales de la escala del banco (precisión de 0,1 mm).

A partir de las medidas de la Tabla 6.4, y con el radio obtenido con la primera λ , se tiene que la longitud de onda del láser verde es de 541 nm concordando con el valor esperado de 543,5 nm.

$$\lambda = \frac{\rho^2}{f_1} = \frac{0,068^2}{85,45} = 541 \text{ nm} \quad (6.5)$$

Medición con cámara CCD 2D

Con el objetivo de disminuir la fuente de error en esta primera posición se repiten las medidas utilizando una cámara de 2D. Con ella se obtienen las imágenes mostradas en las Figuras 6.5 y 6.6, que corresponden respectivamente a la primera posición (más lejana) y cuarta posición (más cercana observable). A simple vista ya se observa la diferencia en la nitidez de ambos centros. Con esta disposición de imágenes se podría determinar la posición más cercana con exactitud. Sin embargo, el centro de la primera posición se encuentra saturado, por eso se baja la intensidad hasta que solo se observa este máximo central y no el resto de anillos, y se mueve la cámara hasta encontrar la máxima nitidez. Es en ese momento en el que se anota la posición.

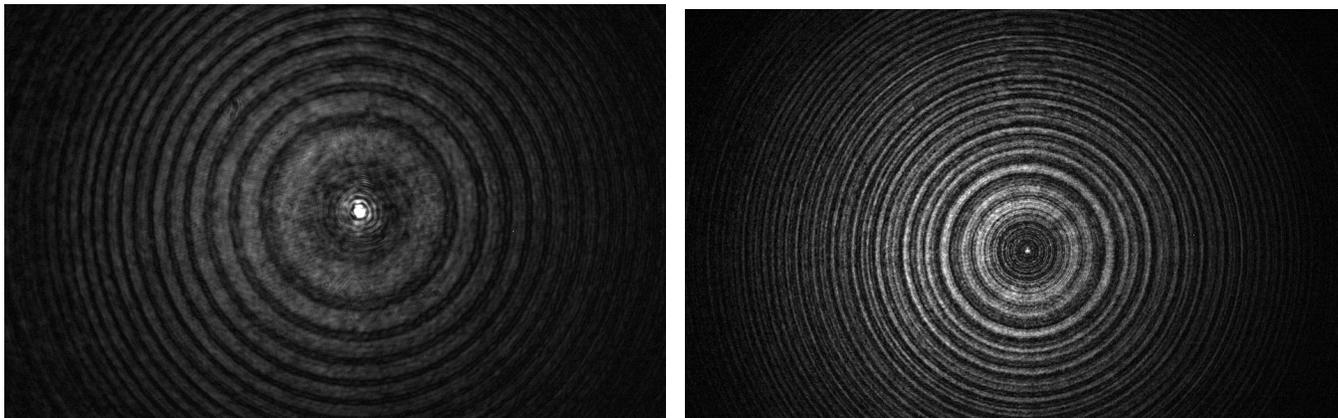


Figura 6.5: Patrón de anillos observado en el foco más lejano.

Figura 6.6: Patrón de anillos observado en el foco más cercano que se aprecia.

Estas posiciones encontradas con la saturación ajustada se encuentran en la Tabla 6.5.

n	posición imagen/cm	f_n	f_1/f_n	f_1/f_n esperado
1	251,1	72,54	1	1
2	211,65	33,06	2,19	
3	199,16	20,6	3,53	3
4	193,09	14,53	4,99	5
5	189,43	10,87	6,67	7

Tabla 6.5: Medición de la posición de los focos en el banco, teniendo en cuenta la posición de la placa de Fresnel $D = 178,56$ cm, con el láser de $\lambda = 633$ nm. Los valores de las mediciones en el banco se muestran en cm.

Los valores son acordes a los esperados salvo por un posición intermedia en $f_1/2$ no predicha teóricamente. El máximo en esta posición visualmente parece una posición válida, sin embargo, si se sacan los perfiles de intensidad en las posiciones $f_1/2$ y $f_1/3$ como se muestra en las Figuras 6.7 y 6.8, $f_1/3$ tiene un valor de intensidad superior a $f_1/2$, por tanto, se descarta como foco principal, lo que hace que los resultados concuerden con la teoría.

Se observa que la desviación entre los valores esperados y obtenidos no disminuye al realizar las medidas con la cámara, sino que son similares. Esto se debe a que aunque sea más preciso encontrar la posición del foco en el banco con la cámara, esto no ocurre para encontrar la posición en el banco de la placa zonal de fresnel, lo que aumenta el error que hemos disminuido por el otro lado.

Para realizar la medida de D_0 en esta segunda parte, lo que se hace es buscar la posición $f_1/7$ (más nítida) en una pantalla cuya posición en el banco se puede determinar; entonces, se busca esa misma posición con la cámara y se anota como referencia entre la posición del banco del soporte y posición que marca la cámara. Esta medida tiene mucha fuente de error, por tanto, la cámara no ayuda en este aspecto. Aunque si lo hace para descartar las posiciones que aparentemente parecen máximos principales y no lo son como $f_1/2$.

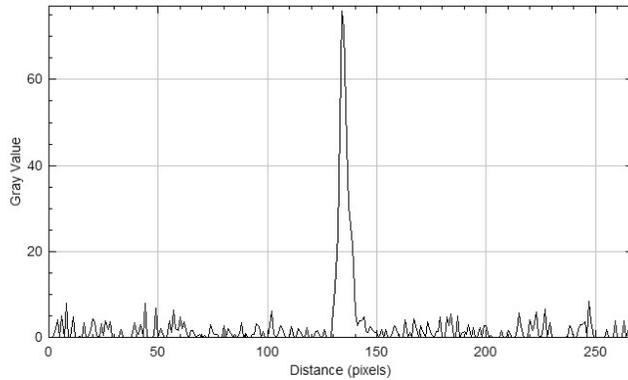


Figura 6.7: Perfil de intensidad a lo largo del diámetro de los anillos en la segunda posición observada.

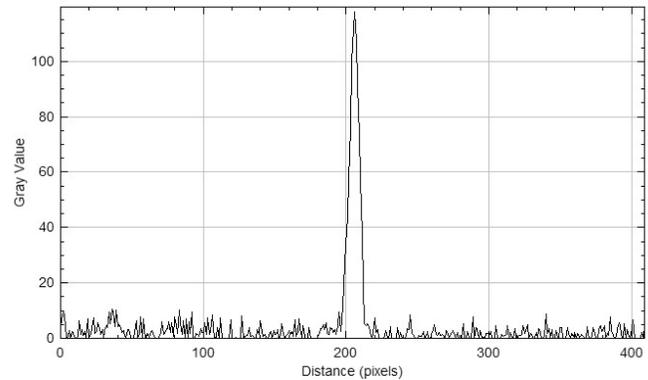


Figura 6.8: Perfil de intensidad a lo largo del diámetro de los anillos en la tercera posición observada.

6.5. Discusión y conclusiones

En primer lugar, se propone una mejora del experimento original de la Difracción de Fraunhofer, realizando las medidas a través de una cámara lineal que reduce el error sobretodo para los orificios de mayor tamaño, especialmente si se realiza la propuesta de proceso repetitivo de medidas que permita tomar el valor medio y la varianza.

Además, para tratar de reducir este error se han tomado las medidas de varios órdenes de difracción, sin embargo, esto no ha hecho que el error se reduzca frente a las medidas para el primer orden debido a la dificultad que provoca la saturación de la imagen y la estrechez de los picos.

Se propone también una ampliación del marco teórico de la práctica, trabajando con la teoría de difracción de Fresnel, a través de una placa Zonal de Fresnel. Se trata de obtener la longitud de onda del láser utilizado como fuente a partir de la medida de la posición de los focos. Se obtiene una longitud de onda de 541 nm con solo 4 nm de diferencia frente al valor esperado de 543.5, lo que se da por acorde con la teoría.

Como ampliación de esta parte, se propone tratar de reducir el error obtenido con el uso de una cámara que permita enfocar los puntos focales con mayor precisión de con el ojo y el microscopio. Sin embargo, se muestra que los márgenes de error no disminuyen; sin embargo, si que es útil para descartar los máximos locales de intensidad entre la posición 1 y 3 que a simple vista se dan por máximo focal, mientras que se descarta cuando se estudia su perfil de intensidad.

En conclusión, ambas propuestas son viables. Para el caso de difracción de Fresnel, además, pueden realizarse con margen de error aceptable manualmente sin la cámara para facilitar la realización de las mismas en una clase de laboratorio.

Capítulo 7: Coherencia espacial

7.1. Objetivos y planteamiento

El experimento original tiene como objetivo la caracterización de la condición de coherencia espacial para una fuente extensa de luz monocromática como es la lámpara espectral de sodio.

Para ello, se reproduce el experimento de la doble rendija de Young con una rendija fuente de anchura variable. Se trata de, partiendo de una rendija muy estrecha donde la coherencia y la visibilidad de las franjas son máximas, aumentar el tamaño de la rendija fuente para disminuir la coherencia y la visibilidad de las franjas hasta que pierden parte de su contraste o incluso dejan de ser observables. Decimos entonces que se ha perdido la coherencia espacial o que en ese tamaño la fuente es incoherente. La visibilidad (contraste) de las franjas interferenciales es difícil de cuantificar y puede producir gran dispersión en las medidas en función de la persona que realice el experimento.

Es por esto que se propone una manera de tomar estas medidas de la visibilidad de forma cuantificable observando el patrón de interferencia con una cámara 2D que permita obtener el patrón de irradiancia. De esta forma siempre se podrá tomar un mismo criterio a la hora de determinar la disminución de la visibilidad o contraste para tomar la medida.

Además, como ampliación, se propone comprobar el comportamiento de la visibilidad de las franjas, en función de la anchura de la fuente, más allá del punto inicial de pérdida de contraste, para ser comparada con la predicción teórica.

7.2. Fundamento teórico

7.2.1. Coherencia espacial y Experimento de la doble rendija de Young

La coherencia espacial de una fuente extensa de luz es la capacidad de las ondas para provocar interferencia estacionaria observable. En una fuente extensa, la diferencia de fase en dos puntos dados del espacio varía dependiendo del punto emisor de la fuente considerado. Para tener coherencia espacial en esos puntos, la variación de la diferencia de fase, para cualquier par de puntos de la fuente, debe ser menor que π .

Esta condición puede observarse fácilmente con un experimento de doble rendija. Si una fuente de luz ilumina una doble rendija de separación g y anchura de las rendijas b , se observará un patrón de interferencia cuando la fuente sea coherente. Para que sea coherente la diferencia de caminos ópticos desde dos puntos cualesquiera de la fuente hasta las rendijas debe ser menor de $\lambda/2$. Si definimos como a la anchura de la fuente, que puede ser controlada colocando una rendija de anchura variable delante de la lámpara, esta diferencia de caminos ópticos puede relacionarse con el ángulo con el que sale la luz de la rendija fuente de la siguiente forma: [26]

$$\Delta s = a \cdot \sin(\alpha) = \frac{a \cdot (g + b)}{2L} < \frac{\lambda}{2} \quad (7.1)$$

En esta ecuación se define como L la distancia entre la rendija fuente y la doble rendija. Cuando la anchura de la fuente cumpla esta ecuación el patrón de interferencia se observará nítidamente, pero al ir aumentando la anchura a la interferencia se hará menos nítida (menor contraste) hasta dejar de observarse, en ese momento se habrá perdido la coherencia espacial.

El experimento de doble rendija se llevó a cabo por primera vez en 1655 por Grimaldi, para demostrar que existían puntos de oscuridad en la región de superposición de dos haces; es decir, para demostrar que existían patrones de interferencia. Este experimento fracasó, precisamente por que los dos haces no eran coherentes. El experimento consistía en dejar pasar luz solar por dos orificios cercanos de reducido tamaño, sin embargo, la fuente de luz era demasiado grande (32 minutos de arco), y no producía luz incidente con coherencia espacial [7]. Años más tarde, Thomas Young estudiando la naturaleza ondulatoria de la luz descubrió que este experimento producía un patrón de interferencia cuando la luz era coherente. Para conseguir esto añadió un orificio entre la fuente de luz y los dos orificios. Ese orificio intermedio es el orificio fuente de nuestro experimento.

7.2.2. Visibilidad

Se ha establecido que el patrón de interferencia se ve más o menos nítido en función de que se cumpla o no la condición de coherencia de la Ecuación 7.1. Esta calidad de visión de las franjas de interferencia se conoce como visibilidad y puede determinarse de forma cuantitativa: [27]

$$\nu = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \tag{7.2}$$

Donde I_{max} y I_{min} son los valores máximos y mínimos de las franjas del patrón interferencial. A partir de la expresión de la irradiancia correspondiente a la interferencia de dos ondas se obtiene la siguiente expresión de la visibilidad en función de los parámetros del experimento de la doble rendija:

$$\nu = \frac{|\sin\left(\frac{\pi a(g+b)/L}{\lambda}\right)|}{\frac{\pi a(g+b)/L}{\lambda}} \tag{7.3}$$

Esta función tiene el siguiente comportamiento para una rendija uniformemente iluminada:

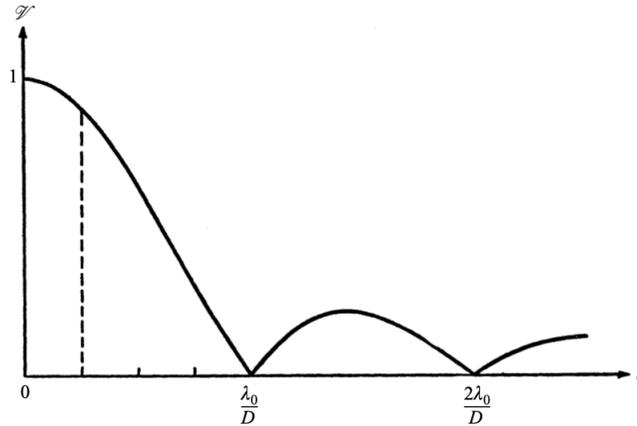


Figura 7.1: Comportamiento de la Ecuación 7.3 [27]. Donde $e = a$ es la anchura de la rendija fuente y $D = (g + b)/L$.

El primer cero de la función corresponde precisamente a la condición de coherencia de la Ec. 7.1, $a = \frac{\lambda \cdot L}{g+b}$.

7.3. Dispositivo experimental

Lámpara de sodio. Se utiliza como fuente una lámpara de sodio, colocada verticalmente, de longitud de onda 589,3 nanómetros. Se debe encender media hora antes de realizar las medidas.

Rendija ajustable. Se trata de la rendija a través de la que pasará la luz de la fuente que iluminará la doble rendija. Su anchura es variable y medible a través de un micrómetro.

Soporte con la placa de las dobles rendijas. Se trata de una placa con varias dobles rendijas de anchura b y separación entre las rendijas g . Se va a trabajar con 3 placas, la primera con anchura 0,15 mm y separación entre las rendijas de 1, 0.75, 0.5 y 0.25 mm, la segunda con anchura 0.2 mm y mismas separaciones que la anterior, y por último una de anchura 0.16 mm y separación 0.95 y 0.54 mm.

Lente. Colocada entre la doble rendija y la cámara para mejorar la visibilidad en el plano de observación.

Cámara CCD. Se utilizará como sustituto del ocular que se usa en la práctica original. Se trata una cámara 2D que además de la imagen captada es capaz de sacar el perfil de intensidad sobre el plano.

7.4. Medidas experimentales y análisis

En primer lugar, se va a repetir el experimento original iluminando una doble rendija con un fuente cuya luz pasa por una rendija de anchura regulable. Se comienza con la rendija prácticamente cerrada que provoca un haz coherente y se va abriendo hasta que el patrón de interferencia se deja de ver nítido y con buen contraste. Lo que se observa por la cámara se muestra en las Figuras 7.2 y 7.3

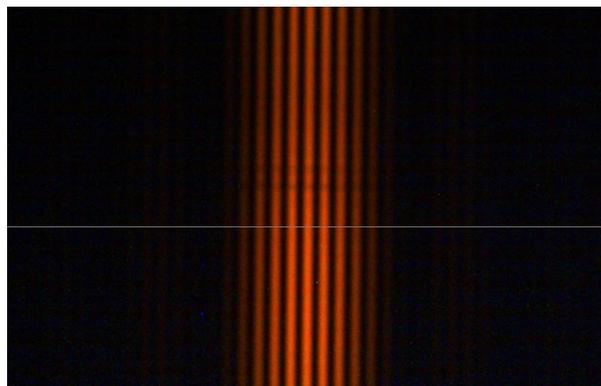


Figura 7.2: Patrón de intensidad observada desde la cámara, considerado como nítido y por tanto coherente.

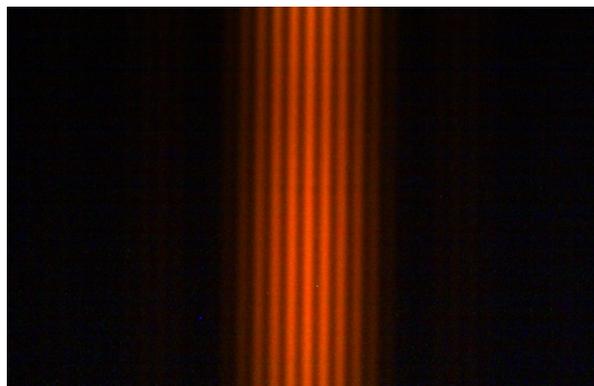


Figura 7.3: Patrón de intensidad observada desde la cámara, considerado como borroso y por tanto no coherente.

De esta manera la condición de coherencia se deja de cumplir cuando el alumno considera que el patrón se muestra borroso. Lo que supone un criterio subjetivo con gran fuente de error. Es por esto que se propone obtener el perfil de intensidades en el centro del patrón para tratar de considerar una condición de toma de medidas medible objetivamente. Se propone anotar la anchura de la rendija fuente cuando la intensidad de los mínimos corresponda a la mitad de la intensidad de los máximos como se muestra en las Figuras 7.4 y 7.5.

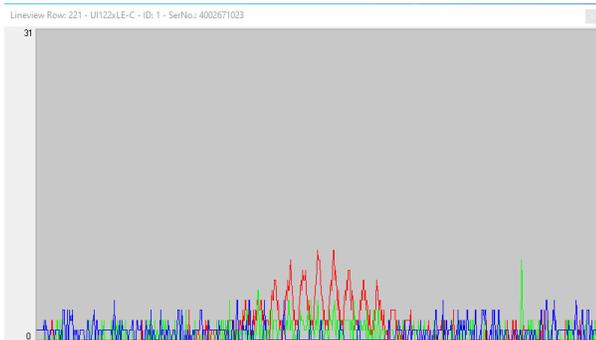


Figura 7.4: Patrón de intensidad observada desde la cámara con la rendija fuente muy cerrada, considerado como nítido y por tanto coherente.

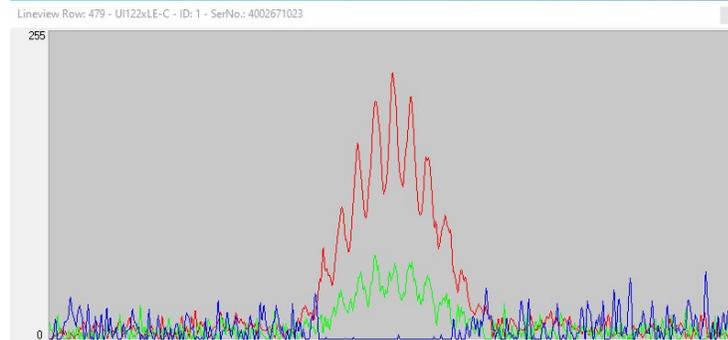


Figura 7.5: Patrón de intensidad observada desde la cámara con la rendija fuente más abierta, considerado como borroso y por tanto no coherente.

En la Tabla 7.1 se muestran los resultados obtenidos de la práctica original siguiendo el nuevo criterio medible basado en la disminución a la mitad de la intensidad.

$g + b/mm$	a/mm	$\theta/mrad$
1,15	0,34	0,79
0,9	0,36	0,83
0,65	0,57	1,30
0,4	0,68	1,50
1,2	0,32	0,74
0,95	0,39	0,90
0,7	0,58	1,34
0,45	0,6	1,395
0,94	0,35	0,813
0,56	0,55	1,27

Tabla 7.1: Resultados obtenidos en el experimento original a través de los cambios en la intensidad capturados por la cámara.

En la Figura 7.6 se representan los valores obtenidos, la curva de ajuste de los mismos y la curva teórica de condición de coherencia basándonos en la Ecuación 7.1.

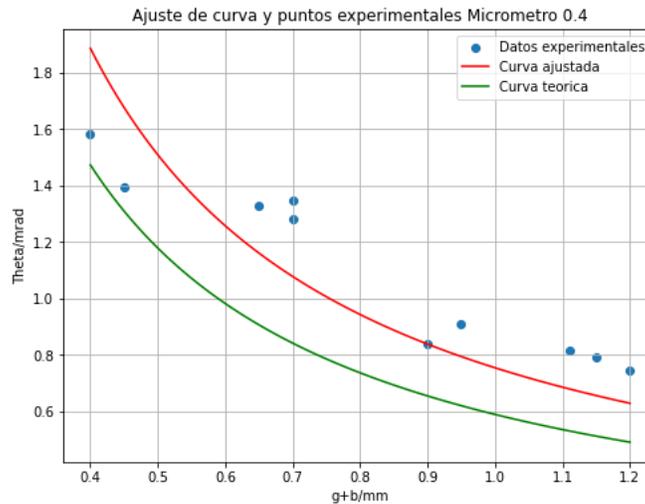


Figura 7.6: Ajuste de los valores del ángulo ($\theta = a/L$) en función de $g + b$, tomando $L = 43$ cm.

Se observan que los valores no concuerdan con los valores teóricos, pues la curva de ajuste debería encontrarse por debajo de la teórica siguiendo con la condición de coherencia. De esta forma se barajan varias hipótesis que se estudiarán más adelante.

Hipótesis 1. La nueva condición propuesta para la medición de los valores no es lo suficientemente objetiva para reducir la fuente de error y es necesario realizar un gran número de repeticiones para reducirla.

Hipótesis 2. El valor tomado como 0 en la escala del micrómetro es incorrecto pues todos los valores se muestran desviados por encima de lo debido de forma constante.

A continuación, se desea ampliar el experimento realizando una comprobación del comportamiento de la visibilidad con la anchura de la fuente. Para ello, se ilumina una doble rendija concreta y se va ampliando la anchura de la rendija en intervalos de 0.05 mm. Se realiza la medida de la visibilidad sobre las figuras de los perfiles de intensidad obtenidos de las imágenes de la cámara en cada caso. Se obtienen las alturas de máximos M y mínimos m en unidades de píxel en esas figuras. En la Figura 7.7 se muestran las imágenes obtenidas de la cámara a partir de los cuales se tienen las medidas de la Tabla 7.2.

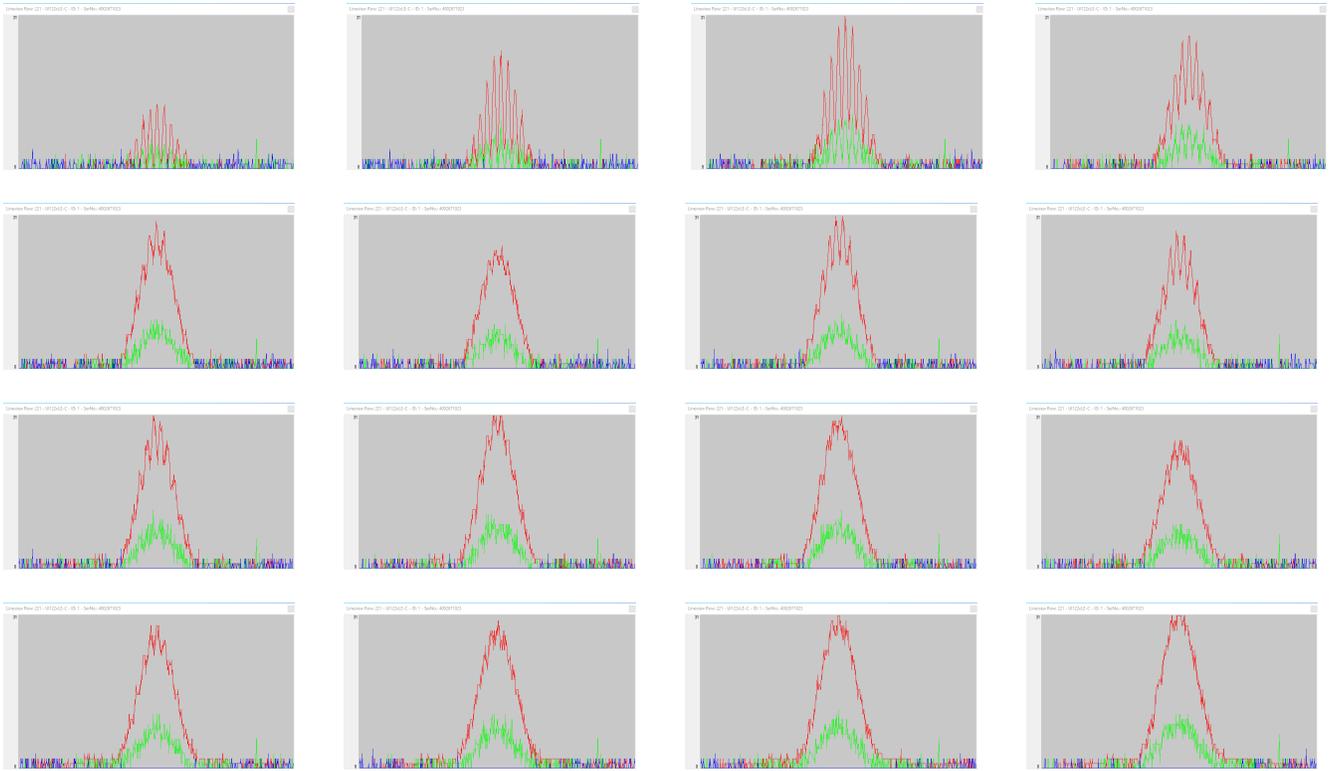


Figura 7.7: Imágenes obtenidas con la cámara abriendo la rendija de izquierda a derecha en tandas de 0,05 mm, desde una apertura de 0,15 mm hasta 0,9 mm, para unos valores de $g = 1$ mm y $b = 0,15$ mm.

Foto	a/mm	M/pixeles	m/pixeles	$\frac{M-m}{M+m}$
A.1	0,15	178	0	1
A.2	0,25	320	36	0,79
A.3	0,30	418	112	0,56
A.4	0,35	359	186	0,317
A.5	0,4	401	282	0,17
A.6	0,45	335	283	0,084
A.7	0,5	417	284	0,189
A.8	0,55	372	244	0,2
A.9	0,6	417	286	0,186
A.10	0,65	417	317	0,13
A.11	0,7	399	363	0,047
A.12	0,75	345	270	0,12
A.13	0,8	385	304	0,117
A.14	0,85	401	320	0,112
A.15	0,9	415	360	0,07

Tabla 7.2: Medidas obtenidas de la Figura 7.7

Se representan los datos de visibilidad adimensional calculada como $\frac{M-m}{M+m}$ frente a la anchura en la Figura 7.8.

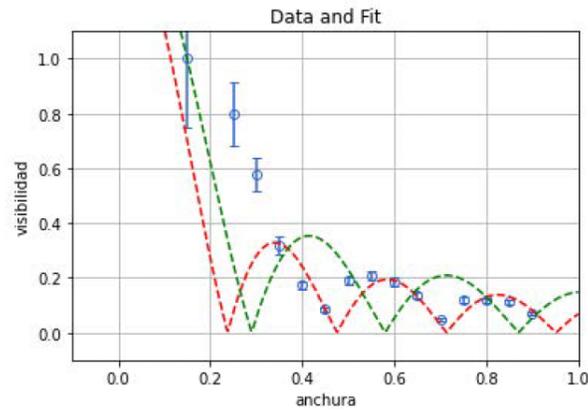


Figura 7.8: Representación y ajuste de los valores de visibilidad.

En esta figura, las bandas de error son una estimación en base al fondo, además se muestran dos ajustes, uno teniendo en cuenta este error y otro sin tenerlo en cuenta. Se observa que los valores no se ajustan a lo esperado y de esta forma se presentan las mismas hipótesis que para la parte anterior.

Para comprobar si repetir las medidas varias veces pudiera reducir la desviación respecto al comportamiento esperado, el profesor responsable de la asignatura proporcionó las curvas promedio de los 20 experimentos por curso de los últimos tres años. Los resultados se muestran en la Figura 7.9, mostrando que los resultados de 2021 concuerdan con la teoría pero los de 2022 y 2023 se muestran desviados por encima de los esperado como en este caso. Se analizan los cambios que se tienen registrados, que son dos. El primero la consideración del valor de rendija completamente cerrada, que en 2021 ronda los 0.2 mm por debajo del cero de la escala, mientras que en el resto de años ronda los 0.3 mm. En la realización de este experimento se consideró el valor de 0.4 mm.

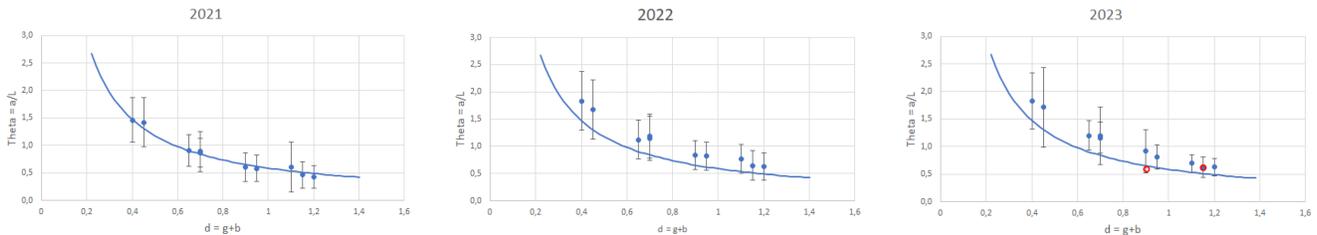


Figura 7.9: Valores medios obtenidos por los grupos de alumnos de Laboratorio de Física III, durante los años 2021, 2022 y 2023. Se marca en rojo los valores obtenidos durante este experimento en el año 2023.

El segundo aspecto variable es la posición de la lámpara que se encontraba en posición horizontal provocando que la iluminación de la rendija no fuera uniforme y fuera por ejemplo de la forma $i(x) = i_0(x_0^2 - x^2)$ (máximo en el centro y cayendo hacia los bordes). Este efecto se puede comprobar utilizando la expresión teórica de la visibilidad para una fuente no uniforme como la indicada. Sin embargo ajustando los valores de la Tabla 7.2 a esta función visibilidad tampoco se consigue un ajuste satisfactorio como se ve en la Figura 7.10.

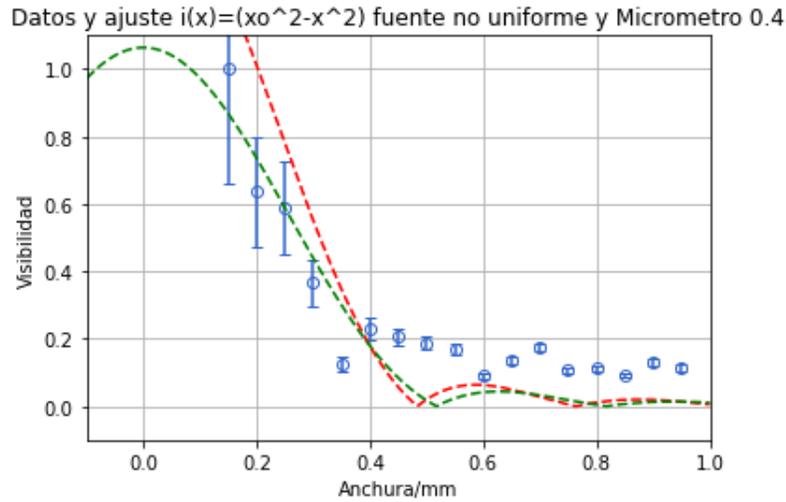


Figura 7.10: Representación y ajuste de los valores de visibilidad considerando una fuente no uniforme.

Para comprobar la hipótesis del error en el cero del micrómetro, se hace una medida con un microscopio para determinar el valor de la escala del micrómetro en el que la rendija se encuentra cerrada completamente y se toma como 0,25 mm (a diferencia del 0,40 mm tomado anteriormente). Corrigiendo este valor en las medidas experimentales se obtiene lo siguiente.

En primer lugar, para el experimento original de la Figura 7.6, el efecto de la corrección desplaza los puntos verticalmente haciéndolos más acordes con la teoría como se muestra en la Figura 7.11.

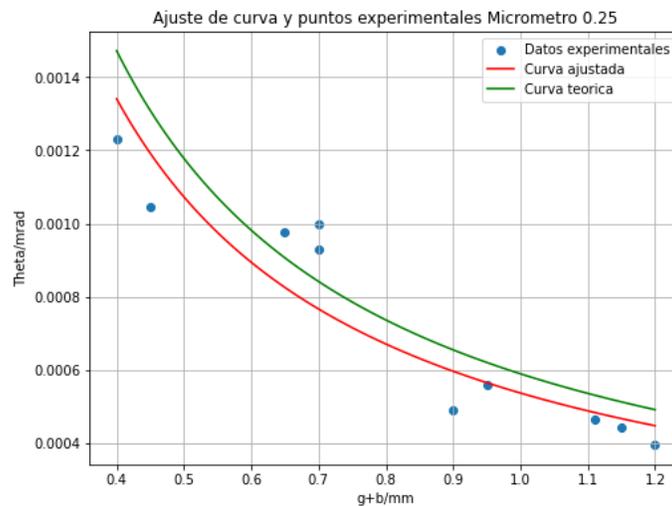


Figura 7.11: Ajuste de los valores del ángulo en función de $g + b$ corregidos al nuevo cero de la escala.

En segundo lugar, para el estudio de la visibilidad en función de la anchura, se obtiene el ajuste de la visibilidad mostrado en la Figura 7.12, que ahora sí que concuerda con lo esperado.

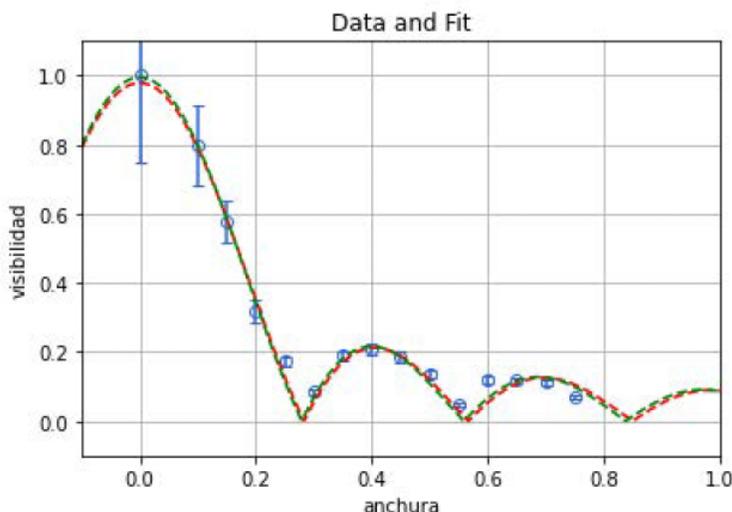


Figura 7.12: Representación y ajuste de los valores de visibilidad a una fuente uniforme pero con la escala del micrómetro corregida.

De esta forma, se concluye que es la corrección del cero del micrómetro la que arregla el problema, mientras que el usar el ajuste para una rendija uniforme o no uniforme no afecta prácticamente a los resultados.

7.5. Discusión y conclusión

Se ha presentado una propuesta de mejora de calidad de resultados de la práctica original, así como una ampliación del marco teórico del experimento original realizando la medida de la visibilidad en función de la anchura. Se concluye que ambas propuestas son viables y aportan resultados acordes con los teóricos.

En cuanto al uso de la cámara para la práctica original, se observa que la mejora en la calidad de los resultados se da cuando se hace una media de entorno a 10 repeticiones, como se muestra en la Figura 7.9 de los resultados de los grupos de Laboratorio de Física III en 2021, y no tanto cuando se realiza una medida con la cámara, por lo que su implementación dependerá de si se desea que los estudiantes trabajen con la cámara o no y no tanto por la búsqueda de una mejora de la precisión de resultados.

Sin embargo, sí se considera una buena ampliación la medida de la visibilidad en función del tamaño de la fuente, ya que los resultados obtenidos tienen un gran acuerdo con el marco teórico y además permiten una mejor comprensión del concepto de coherencia.

Además, cabe destacar la importancia de hacer una medida precisa con un microscopio de lo que se va a considerar como cero (rendija cerrada) en la escala del micrómetro. Debido al desgaste del mismo, se descalibra con el tiempo y es la mayor fuente de error encontrada en este experimento.

Capítulo 8: Conclusiones

En primer lugar, se ha realizado una ampliación de los conocimientos teóricos sobre óptica estudiados en el grado, como la función de visibilidad en coherencia espacial o el poder de resolución de redes de difracción, incorporando los mismos en las propuestas de ampliación de un conjunto de prácticas de laboratorio llevadas a cabo en el grado. Además se han usado dispositivos experimentales diferentes a los del grado, como el doble espejo de Fresnel o su placa zonal, que han requerido de procesos más sofisticados y precisos de alineamiento.

En otras ocasiones, se han realizado pequeñas modificaciones de los dispositivos originales para medir nuevos parámetros o magnitudes como el poder de resolución y el coeficiente de dilatación térmica o para afianzar lo estudiado originalmente como en el caso de las medidas en incidencia oblicua para la red de difracción o la medida de los anillos de Newton con luz reflejada además de transmitida.

Entre estos dispositivos nuevos, también se encuentran cámaras, tanto lineales como bidimensionales que, tras unos procesos de ajuste de variables internas como la saturación o la exposición, han permitido la toma de imágenes a partir cuyo procesado se obtienen medidas de mayor precisión. Esto ha llevado al uso de varias técnicas de manipulación de imágenes, como en el caso de la comprobación de la conservación de la energía para los anillos de Newton. Estas técnicas han sido, por ejemplo, obtener los perfiles de intensidad en las imágenes originales, centrar las mismas, realizar operaciones como suma de dos o multiplicación de una de ellas por factores de corrección de intensidades.

Uno de los motivos por los que se han utilizado cámaras es mejorar la precisión de las medidas de los experimentos originales. Para cada uno de los experimentos, se ha hecho un análisis de las fuentes de error, en algún caso, teniendo en cuenta medidas de varias generaciones de alumnos, y se han propuesto nuevos métodos para la reducción de su impacto en los resultados.

También se ha mostrado una forma didáctica de aplicar la óptica a otros ámbitos de la física, utilizando redes de difracción como espectrómetros capaces de identificar una mezcla de gases atómicos, caracterizando el doblete de sodio o midiendo el coeficiente de dilatación de un sólido.

Para cada uno de los 6 experimentos originales, se ha realizado un estudio de los conceptos teóricos que sustentan los mismos, antes de centrarnos en posibles ampliaciones que puedan incorporarse. Una vez se ha creado y realizado una propuesta experimental nueva, se ha hecho un análisis de los resultados y una recomendación sobre la incorporación de la propuesta a los experimentos originales, valorando el coste que supone, sobretodo en cuanto al tiempo que necesitan y otros factores que puedan dificultar su realización frente a lo que aportan a los alumnos.

También como apéndice se añade una propuesta de hoja de resultados a rellenar por los alumnos durante el experimento de Red de Difracción y un guión experimental para el alineamiento del Doble espejo de Fresnel, para la práctica de Franjas de Young con Biprisma y Doble espejo de Fresnel.

Bibliografía

- [1] Hechth, E. (2000) *Óptica*. (3^a edición, Capítulo 7, pág. 289-293.) Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. ISBN: 84-7829-025-7.
- [2] Hechth, E. (2000) *Óptica*. (3^a edición, Capítulo 9, pág. 392.) Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. ISBN: 84-7829-025-7.
- [3] Hechth, E. (2000) *Óptica*. (3^a edición, Capítulo 9, pág. 399.) Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. ISBN: 84-7829-025-7.
- [4] Hechth, E. (2000) *Óptica*. (3^a edición, Capítulo 10, pág. 441.) Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. ISBN: 84-7829-025-7.
- [5] Casas, J. (1994) *Óptica*. (7^a Edición, Capítulo 10, pág. 240-243) Librería general, Zaragoza. ISBN: 84-605-0062-4.
- [6] Casas, J. (1994) *Óptica*. (7^a Edición, Capítulo 10, pág. 243-245) Librería general, Zaragoza. ISBN: 84-605-0062-4.
- [7] Hechth, E. (2000) *Óptica*. (3^a edición, Capítulo 9.3, pág. 392) Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. ISBN: 84-7829-025-7.
- [8] Hechth, E. (2000) *Óptica*. (3^a edición, Capítulo 9.3, pág. 394) Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. ISBN: 84-7829-025-7.
- [9] Casas, J. (1994) *Óptica*. (7^a Edición, Capítulo 10, pág. 245) Librería general, Zaragoza. ISBN: 84-605-0062-4.
- [10] Reader J., Corliss C.H. *Line spectra of the elements*.
- [11] Universidad de Granada. *Técnicas Experimentales II. Óptica. Sesión n^o10 Anillos de Newton*.
- [12] LEYBOLD Physics Leaflets. *Newton's Rings in Transmitted Monochromatic Light*. Optics, Wave Optics Newton's Rings. P5 3.3.1.
- [13] Hernández Cornejo, N. (2018) *El interferómetro de Michelson: entre el éter y las ondas gravitacionales*. Universidad Nacional de Quilmes, RIDAA. URL: <https://ridaa.unq.edu.ar>.
- [14] Thorlabs Discovery. *Michelson Interferometer Kit: User Guide*. EDU-MINT1, EDU-MINT1/M.
- [15] Ligo Scientific Collaboration and Virgo Collaboration *Observación de ondas gravitacionales procedentes de la fusión de un sistema binario de agujeros negros, GW150914*. Ligo Scientific Collaboration, 2016 URL: <https://www.ligo.org/sp/science/Publication-GW150914/>
- [16] Bachiller, R. *Nobel de Física 2017: El descubrimiento de las ondas gravitacionales*.
- [17] Casas, J. (1994) *Óptica*. (7^a Edición, Capítulo 11, pág. 305) Librería general, Zaragoza. ISBN: 84-605-0062-4.
- [18] Departamento de Óptica, Universidad de Cantabria. *FBE-2; Óptica Física; Práctica 2: Medida de Longitudes de onda con una Red de Difracción*. Física Básica Experimental 2.
- [19] Hechth, E. (2000) *Óptica*. (3^a edición, Capítulo 10.2, pág. 477) Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. ISBN: 84-7829-025-7.
- [20] Casas, J. (1994) *Óptica*. (7^a Edición, Capítulo 11.6, pág. 309) Librería general, Zaragoza. ISBN: 84-605-0062-4.
- [21] HyperPhysics (Agosto,2020) *Niveles de energía del Sodio*. URL: <http://hyperphysics.gsu.edu/hbases/quantum/sodium.html>. Junio, 2024.
- [22] Hechth, E. (2000) *Óptica*. (3^a edición, Capítulo 10.1, pág. 445-459) Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. ISBN: 84-7829-025-7.

-
- [23] Franco García A. (2016) *MATLAB Funciones especiales: Funciones de Bessel*. Grado en Ingeniería de Energías Renovables. URL: www.sc.ehu.es/sbweb/fisica3/especial/bessel/bessel.html (Abril, 2024)
- [24] Casas, J. (1994) *Óptica*. (7^a Edición, Capítulo 11.5, pág. 299) Librería general, Zaragoza. ISBN: 84-605-0062-4.
- [25] Hecht, E. (2000) *Óptica*. (3^a edición, Capítulo 10.3, pág. 496) Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. ISBN: 84-7829-025-7.
- [26] Born M., Wolf E. (2019) *Principles of Optics*. (60th Anniversary Edition, Capítulo 7, pág. 290-293) Cambridge University Press. ISBN-13 978-1-108-47743-7
- [27] Born M., Wolf E. (2019) *Principles of Optics*. (60th Anniversary Edition, Capítulo 7, pág. 296-299) Cambridge University Press. ISBN-13 978-1-108-47743-7
- [28] Carreño Sánchez F., Revilla M. A., Ezquerro Rodríguez J. M., Gómez Calderon O. *Experiencias de óptica Física*.

Apéndice A: Doble espejo de Fresnel

Experimento de la doble rendija de Young con el doble espejo de Fresnel

Guión Experimental

Parte 1: Alineamiento

1. Colocar el láser en la posición adecuada para que ilumine convenientemente al Doble espejo.
2. Regula la posición de ambos espejos de forma que se comporte como un único espejo.
3. Modifica el doble espejo en su conjunto para que la luz se dirija en la dirección del banco óptico.
4. Aún con el alineamiento anterior, observarás dos haces diferenciados. Mueve el espejo mas cercano al láser, de forma que consigas que se superpongan los dos haces. Utiliza una pantalla de observación para localizar esta zona de superposición. Es posible que necesites modificar ligeramente también, la posición del espejo más lejano a la rendija.
5. Ahora, elige una posición en el banco en la que se observen las franjas y coloca ahí el ocular.
6. Si las franjas no están completamente alineadas con el banco, modifica el ángulo del soporte del espejo hasta que se encuentre en una posición más cómoda para la medida con el ocular colocado en el banco.
7. Ahora, comprueba que la rendija está completamente alineada con el espejo. Esto ocurrirá cuando se observen por el ocular las interferencias, para ello, mira por el ocular a la vez que vas girando la rendija delicadamente hasta una posición en la que se observen las franjas.

Parte 2: Toma de medidas

1. Medida de y
 - a) Se enfoca con el ocular colocado en el banco óptico de forma que se observe la zona de superposición con las franjas de interferencia.
 - b) Se mueve el micrómetro de forma que el retículo esté sobre la franja de uno de los dos extremos. Se anota la posición del micrómetro.
 - c) Se vuelve a mover hasta que el retículo se posicione N franjas después de la posición original. Se recomienda que N sea el mayor número de franjas visibles que sea posible para así reducir el error. Se anota la posición la posición del micrómetro.
 - d) La medida de y será los mm de diferencia de las dos posiciones.
2. Medida de d
 - a) Se coloca la lente y el diafragma en el banco óptico. Movemos la lente hasta que se observe con el ocular la doble rendija imagen de forma nítida y se anota la distancia entre las dos rendijas en mm como L_1 , a partir del movimiento del retículo con el micrómetro.
 - b) Debido al difícil alineamiento del dispositivo se necesita cambiar la alineación de la lente para observar la segunda imagen conjugada de la doble rendija y se repite el proceso anotando la distancia entre las dos rendijas en mm como L_2 .
 - c) La medida de d sera $\sqrt{L_1 L_2}$
3. Medida de D
 - a) Se anota la posición en el banco del ocular enfocándolo con el microscopio.
 - b) Se retira el doble espejo y se enfoca con el microscopio la rendija. Se anota la posición en el banco óptico.
 - c) La diferencia de las dos posiciones anteriores es la medida de D

Apéndice B: Red de difracción

HOJA DE RESULTADOS. RED DE DIFRACCIÓN

Parte 1: Medida con dos lámparas

Medidas conjuntas lámpara Cd y Na					
Orden	Color	$\alpha/^\circ$	λ/nm	Correspondencia	λ_{teo}/nm
m=1	Azul Oscuro				
	Azul Claro				
	Azul				
	Verde				
	Verde				
	Naranja				
	Roja				
	Roja				
m=2	Azul Oscuro				
	Azul Claro				
	Azul				
	Verde				
	Verde				
	Naranja				
	Roja				
	Roja				

Tabla B.1: Médidas conjuntas de con la lámpara de Cadmio y de Sodio

Medidas conjuntas lámpara Cd y Hg					
Orden	Color	$\alpha/^\circ$	λ/nm	Correspondencia	λ_{teo}/nm
m=1	Rosado				
	Violeta				
	Azul Oscuro				
	Azul Claro				
	Verde				
	Verde pistacho				
	Naranja				
	Roja				
m=2	Rosado				
	Violeta				
	Azul Oscuro				
	Azul Claro				
	Verde				
	Verde pistacho				
	Naranja				
	Roja				

Tabla B.2: Médidas conjuntas de con la lámpara de Cadmio y de Mercurio

Parte 2: Poder resolutivo

d de la red	Orden	distancia iluminada/ mm	Lineas necesarias exp.	Lineas teo.
588 l/mm	1			
	2			
300 l/mm	1			
	2			
	3			
	4			
	5			

Tabla B.3: Medidas de los mm iluminados para resolver el doblete.

Parte 3: Órdenes de difracción mayores. Incidencia no normal

Lámpara de Cadmio						
Orden	Color	$\beta/^\circ$	$\alpha/^\circ$	λ/nm	Correspondencia	λ_{teo}/nm
2	Azul Oscuro					
	Azul Claro					
	Verde					
	Roja					
3	Azul Oscuro					
	Azul Claro					
	Verde					
	Blanca					

Tabla B.4: Medidas con incidencia distinta a normal.