

Universidad de Santiago de Compostela

Facultad de Física

---

# Memorias Laboratorio de Óptica

---

Pedro Martínez Caamaño

Mencía Platas Varela

Abril 2026

# Índice

<b>1. Lentes delgadas e instrumentos ópticos</b>	<b>4</b>
1.1. Introducción y objetivos	4
1.1.1. Códigos de las lentes	4
1.2. Determinación de la distancia focal en lentes convergentes	5
1.2.1. Método objeto-imagen	5
1.2.2. Método de autocolimación	5
1.2.3. Método de Bessel	6
1.2.4. Compatibilidad de los resultados obtenidos por los diferentes métodos	8
1.3. Determinación de la distancia focal en lentes divergentes	8
1.4. Fotografías de las imágenes formadas por las lentes	9
1.4.1. Lente convergente. Método objeto-imagen	9
1.4.2. Lente convergente. Método de autocolimación	9
1.4.3. Lente convergente. Método de Bessel	10
1.4.4. Lente divergente	11
1.5. Determinación del aumento teórico y experimental de la lupa	11
1.6. Determinación del aumento teórico y experimental del microscopio	13
1.7. Imágenes grabadas	14
1.7.1. Imagen de la lupa	14
1.7.2. Imagen del microscopio	15
1.8. Trazado de rayos del ojo, de la lupa y el telescopio	15
1.8.1. Ojo artificial	15
1.8.2. Lupa	16
1.8.3. Telescopio	17
1.9. Apéndice. Cálculo de incertidumbres	17
<b>2. Polarización</b>	<b>19</b>
2.1. Introducción	19
2.1.1. Objetivo y Principios	19
2.2. Material y métodos	20
2.2.1. Montaje experimental	20
2.2.2. Procedimiento	20
2.3. Discusión y Resultados	21
2.3.1. Análisis y validez de la Ley de Malus	21
2.3.2. Generación y análisis de Luz Circular y Elípticamente Polarizada	24
2.3.3. Ángulo Brewster y Orientación de los ejes Polarizadores	25
2.4. Conclusiones	26
<b>3. Dispersión Material</b>	<b>28</b>
3.1. Introducción	28
3.1.1. Objetivo y Principios	28
3.2. Material y métodos	29
3.2.1. Montaje experimental	29
3.2.2. Procedimiento	30
3.3. Discusión y Resultados	31
3.3.1. Cálculo de $\alpha$ , $\delta_m$ y $n(\lambda_i)$	31
3.3.2. Ajustes y representación gráfica	31

3.4.	Cuestiones . . . . .	33
3.5.	Conclusiones . . . . .	34
<b>4.</b>	<b>Interferómetro de Young</b>	<b>35</b>
4.1.	Introducción y objetivos . . . . .	35
4.2.	Doble rendija . . . . .	35
4.2.1.	Distancia entre rendijas . . . . .	35
4.2.2.	Medida de mínimos . . . . .	36
4.3.	Doble agujero . . . . .	37
4.3.1.	Distancia medida entre agujeros . . . . .	37
4.3.2.	Distancia calculada entre agujeros . . . . .	38
<b>5.</b>	<b>Difracción de Fraunhofer</b>	<b>39</b>
5.1.	Introducción . . . . .	39
5.1.1.	Objetivo y Principios . . . . .	39
5.2.	Material y métodos . . . . .	40
5.2.1.	Montaje experimental . . . . .	40
5.2.2.	Procedimiento . . . . .	42
5.3.	Discusión y Resultados . . . . .	43
5.3.1.	Rendija . . . . .	43
5.3.2.	Abertura Rectangular . . . . .	46
5.3.3.	Mancha de Airy . . . . .	49
5.3.4.	Mancha de Poisson . . . . .	50
5.4.	Conclusiones . . . . .	51

# 1. Lentes delgadas e instrumentos ópticos

## 1.1. Introducción y objetivos

El objetivo de esta práctica es analizar el funcionamiento de las lentes delgadas en la aproximación de la Óptica Geométrica, así como de los instrumentos que se pueden construir en base a ellas.

Definimos una *lente* como un elemento óptico que nos permite modificar, mediante refracción, la trayectoria de un haz de luz incidente sobre ella. Idealmente tenemos un punto objeto cuya radiación emitida se concentra, tras atravesar la lente, en otro punto, que denominaremos punto imagen. Es por este motivo que las lentes son fundamentales para la formación de imágenes y la concentración de energía. Esta es la base de la visión del ojo humano, conformado por diversas 'lentes' que forman una imagen en la retina.

Introducimos también el concepto de *distancia focal*, que es la distancia que hay entre el plano principal de la lente y el foco. El foco es el punto situado en el plano en el que se forman las imágenes (plano imagen), donde convergen los rayos que inciden en la lente paralelos al eje óptico. Esta distancia nos permite caracterizar la lente y saber que tipo de imágenes se formarán.

A lo largo de nuestro estudio utilizaremos diversos métodos para hallar la distancia focal. Nos basearemos principalmente en la ecuación fundamental de las lentes delgadas:

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \frac{1}{f'} \quad (1)$$

Identificamos los elementos de la ecuación:

- $s'$ : distancia del centro de la lente a la imagen
- $s$ : distancia del centro de la lente al objeto
- $f'$ : distancia focal imagen. Se verifica la relación con la distancia focal objeto  $f' = -f$

Podemos expresar esta ecuación en función de las curvaturas, que son las inversas de las distancias:

### 1.1.1. Códigos de las lentes

Las lentes que se utilizaron a lo largo de la práctica fueron cuatro. Para la parte de lentes delgadas, primero usamos una lente convergente DA12 y después una lente divergente E9. Para la segunda parte, la construcción de instrumentos ópticos, usamos dos lentes convergentes, una IO109 y una IO54. Para la lupa utilizaremos la de mayor distancia focal (IO109), ya que el objeto debe de estar situado a una distancia de la lupa menor que su distancia focal. Para el microscopio utilizaremos las dos lentes, la de menor focal será el objetivo y la de mayor focal será el ocular.

## 1.2. Determinación de la distancia focal en lentes convergentes

### 1.2.1. Método objeto-imagen

Este método nos permite calcular la focal de la lente directamente de la ecuación de las lentes delgadas (ecuación 1). Lo que haremos será tomar pares de medidas  $s$  y  $s'$ . Para esto colocaremos un objeto a una distancia  $s$  delante de la focal de la lente y con la ayuda de una pantalla donde se proyectará la imagen, mediremos la distancia imagen  $s'$ . El diagrama de rayos de la situación es el siguiente:

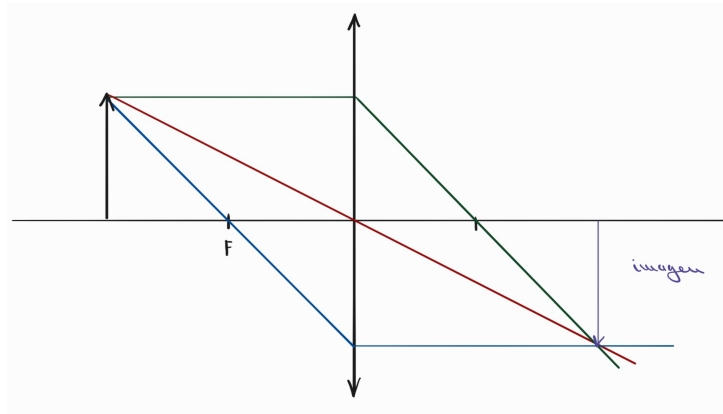


Figura 1: Diagrama de rayos de la lente convergente. Método objeto-imagen

Tomaremos cuatro distancias objeto diferentes, y para cada una de estas enfocaremos de nuevo la imagen hasta que esta se vea nítida moviendo la pantalla, otras cuatro veces, para intentar que nuestros valores sean lo más precisos posibles y así minimizar el error. Consideramos  $s < 0$ , ya que es la distancia medida a la izquierda a la lente y  $s' > 0$ , por estar a la derecha de la misma. Usaremos este criterio a lo largo de toda la práctica.

$s$ (cm)	$s'_1$ (cm)	$s'_2$ (cm)	$s'_3$ (cm)	$s'_4$ (cm)	$\bar{s}' \pm s(\bar{s}')$ (cm)
-41.5	25.8	25.8	25.9	25.8	$25,83 \pm 0,10$
-46.5	24.4	24.3	24.3	24.3	$24,33 \pm 0,10$
-36.5	28.4	28.2	28.3	28.2	$28,28 \pm 0,11$
-26.5	39.5	39.7	39.4	39.5	$39,53 \pm 0,12$

Cuadro 1: Medidas para el método objeto-imagen

Ahora calculamos la focal imagen mediante la ecuación 1 con los datos de  $s$  y  $\bar{s}'$ . Finalmente, haremos una media de todas las focales para quedarnos con un único valor.

$$f' = 15,921 \pm 0,021 \text{ cm}$$

### 1.2.2. Método de autocolimación

Para este método situaremos el objeto en el plano focal de la lente, de forma que la imagen se forme antes de la lente, es decir, será una imagen virtual.

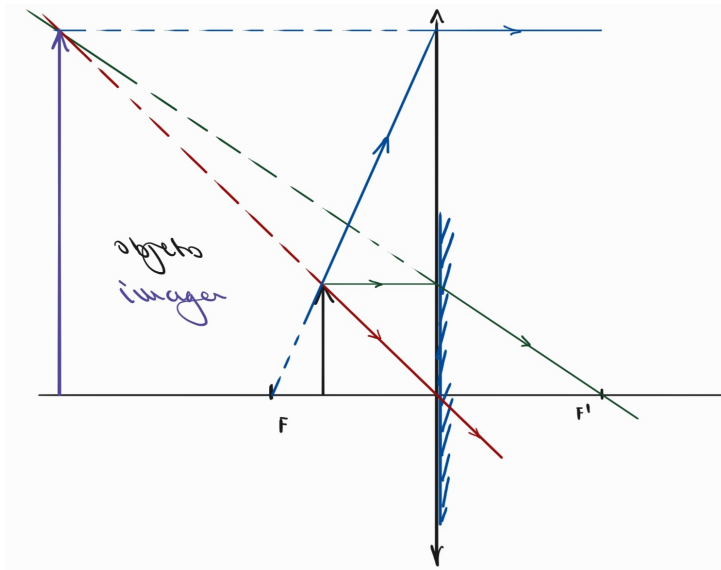


Figura 2: Diagrama de rayos de la lente convergente. Método de autocolimación

Entonces tomamos medidas directas de la focal y hacemos una media de estas, obteniendo el valor final.

$f'$ (cm)	15.7	15.9	15.9	15.9	16.0
	16.0	15.9	15.9	15.9	16.0

Cuadro 2: Medidas de la focal para el método de autocolimación

Haciendo una media de estos datos, obtenemos el valor de la focal de la lente.

$$f' = 15,9 \pm 0,1 \text{ (cm)}$$

Cabe destacar que aunque sea una medida directa, hay una incertidumbre a mayores a tener en cuenta, ya que hay una imprecisión debida a las rotaciones realizadas al sujetar el espejo.

### 1.2.3. Método de Bessel

Para este último método lo que haremos será situar el objeto y la pantalla a una distancia fija  $a$ . Observaremos que moviendo la lente, habrá dos posiciones de esta para la cual la imagen será nítida.

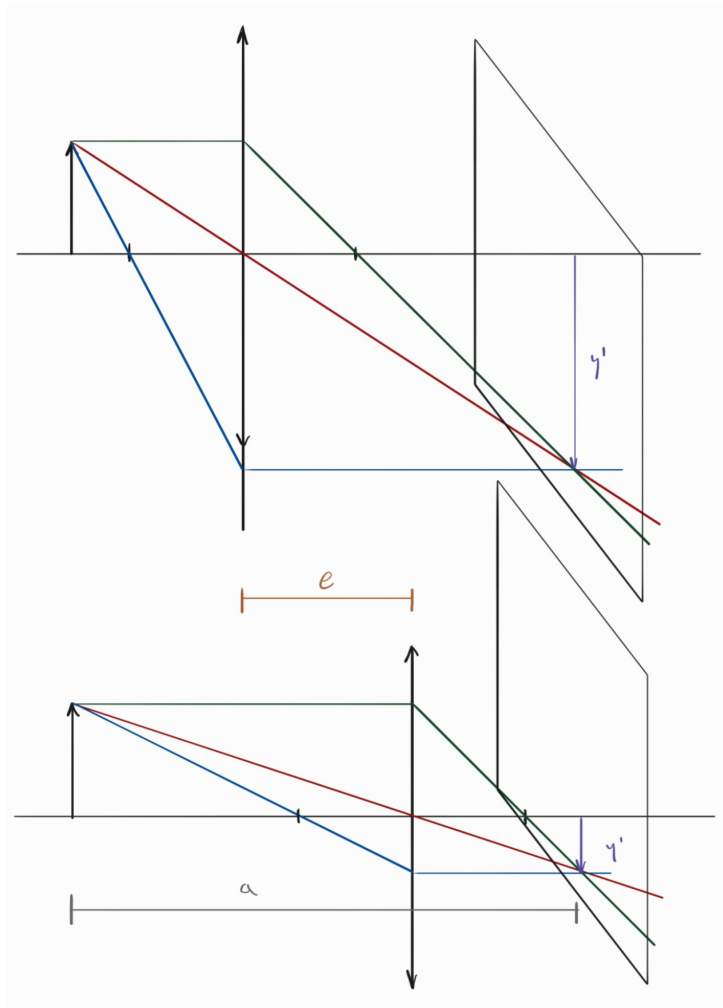


Figura 3: Diagrama de rayos de la lente convergente. Método de Bessel

La distancia entre estas posiciones será  $e$ . Estas dos distancias verifican la relación:

$$f' = \frac{a^2 - e^2}{4a} \quad (2)$$

Realizamos cinco medidas de  $a$ , y para cada una de estas obtuvimos tres medidas de  $e$ , moviendo la lente de cada vez para volver a enfocar la imagen.

$a$ (cm)	$e_1$ (cm)	$e_2$ (cm)	$e_3$ (cm)	$\bar{e} \pm s(\bar{e})$ (cm)
100.5	60.7	60.8	60.7	60,73 $\pm$ 0,10
95.5	55.0	55.0	55.1	55,03 $\pm$ 0,10
90.5	49.0	49.2	49.2	49,13 $\pm$ 0,11
80.5	36.6	36.6	36.7	36,63 $\pm$ 0,10
70.5	21.9	22.0	22.0	21,97 $\pm$ 0,10

Cuadro 3: Medidas para el método de Bessel

Aplicando la ecuación 2, usando los valores de  $a$  y  $\bar{e}$ , calculamos los valores de la focal y hacemos una media con estos. La distancia focal por este método sería:

$$f' = 15,945 \pm 0,014 \text{ (cm)}$$

### 1.2.4. Compatibilidad de los resultados obtenidos por los diferentes métodos

Haciendo una recopilación de los valores de las distancias focales que obtuvimos por cada método podemos construir el siguiente cuadro.

Método	$f' \pm s(f')$ (cm)
Objeto-imagen	$15,921 \pm 0,021$
Autocolimación	$15,91 \pm 0,10$
Bessel	$15,945 \pm 0,014$

Cuadro 4: Valores de las distancias focales obtenidos en cada método

Vemos que los valores de las focales son muy similares entre sí. La focal obtenida por el segundo método presenta una incertidumbre mayor, ya que como se mencionó previamente, esta es una medida directa y además habría que tener en cuenta el error humano que sufriría la desviación del espejo plano.

### 1.3. Determinación de la distancia focal en lentes divergentes

Una lente divergente forma imágenes virtuales de objetos reales. Es por esto que para poder ver nuestra imagen necesitamos valernos de una lente convergente. Primero formaremos una imagen con la lente convergente. Después, pondremos la lente divergente entre la convergente y el objeto. La distancia entre estos será  $s'$ .

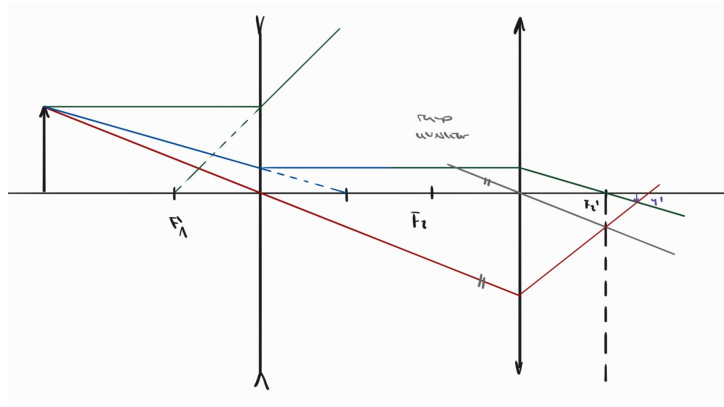


Figura 4: Diagrama de rayos de la lente divergente

La imagen se verá desenfocada, por lo que desplazaremos el objeto hasta el punto de volver a verla nítida, que corresponderá con la nueva distancia objeto  $s$  de la lente divergente. Tomamos tres medidas de la distancia imagen para cada distancia objeto, para después hacer una media de  $s'$ .

$s$ (cm)	$s'_1$ (cm)	$s'_2$ (cm)	$s'_3$ (cm)	$\bar{s}' \pm s(\bar{s}')$ (cm)
-40.0	-13.7	-13.8	-13.8	$-13,77 \pm 0,10$
-38.1	-13.5	-13.7	-13.5	$-13,57 \pm 0,11$
-13.0	-8.4	-8.5	-8.5	$-8,47 \pm 0,10$
-18.4	-9.9	-9.7	-9.8	$-9,80 \pm 0,11$
-12.3	-8.0	-8.1	-7.9	$-8,00 \pm 0,11$

Cuadro 5: Medidas para el cálculo de la focal de la lente divergente

Usando la ecuación 1, calculamos la focal de la lente divergente para cada par de medidas de  $s$  y  $s'$ , y hacemos una media para obtener un único valor.

$$f' = -22,04 \pm 0,29 \text{ (cm)}$$

## 1.4. Fotografías de las imágenes formadas por las lentes

### 1.4.1. Lente convergente. Método objeto-imagen

Algunas imágenes que captamos fueron las siguientes. Aunque no se aprecia demasiado bien, las imágenes son reales e invertidas.

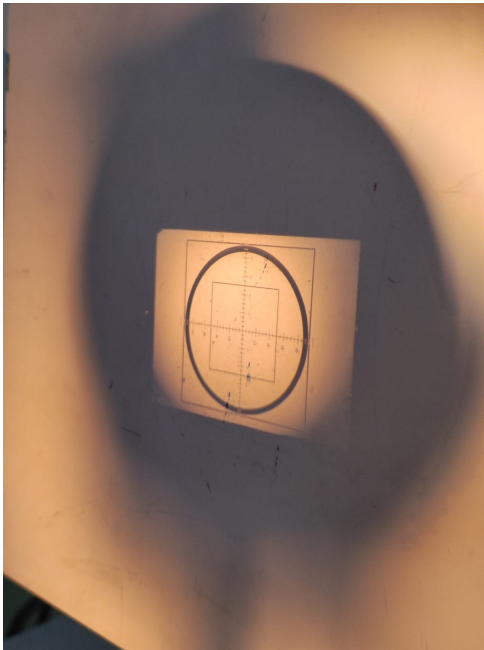


Figura 5: Imagen aumentada del objeto

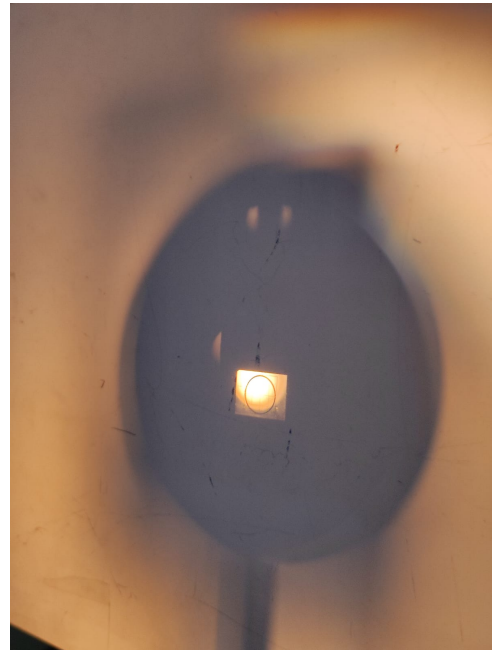


Figura 6: Imagen disminuida del objeto

### 1.4.2. Lente convergente. Método de autocolimación

Al colocar el objeto en el plano focal de la lente, la imagen se formará en el infinito, ya que los rayos emergerán paralelos de la lente. Para poder capturar la imagen, colocamos un espejo plano a continuación de la lente, perpendicular al eje óptico. De esta forma, la imagen se formará antes de la lente (imagen virtual) y colocando una pantalla ante de esta conseguiremos verla.

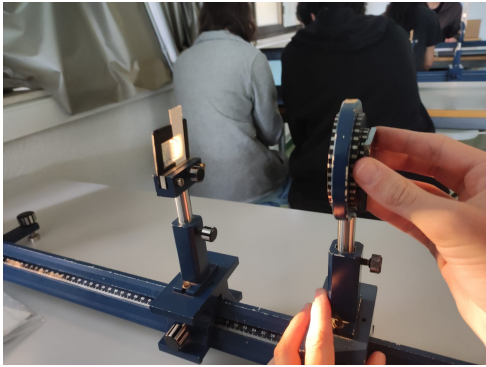


Figura 7: Montaje método de autocolimación

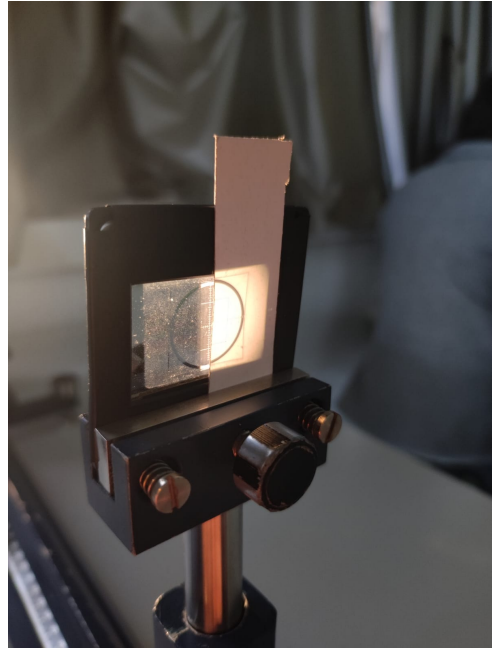


Figura 8: Imagen obtenida por autocolimación

Podemos observar que la imagen que se forma del objeto es del mismo tamaño que este y no está invertida.

#### 1.4.3. Lente convergente. Método de Bessel

Hicimos dos fotografías de las dos imágenes que se forman para una misma distancia  $a$ .

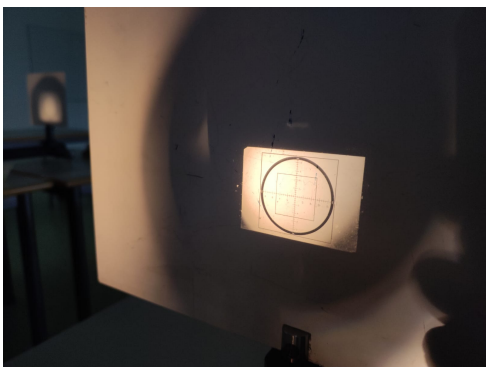


Figura 9: Imagen aumentada del objeto



Figura 10: Imagen disminuida del objeto

Se puede apreciar en la imagen aumentada, que está invertida.

#### 1.4.4. Lente divergente

En la imagen apenas se aprecia, pero igual que en la lente convergente, la imagen que se forma en la pantalla está invertida respecto al objeto original.



Figura 11: Imagen de la lente divergente

#### 1.5. Determinación del aumento teórico y experimental de la lupa

Lo primero que haremos será construir un *ojo artificial* utilizando un objetivo y una cámara. Fijaremos el punto próximo de este a  $d_0 = 40$  cm, midiendo desde el centro de la cámara hasta el punto en el que el objeto esté enfocado, lo cual conseguiremos ajustando el objetivo. Situamos nuestra lupa, una lente convergente, a una distancia  $d$  del ojo. Medimos cinco distancias lupa-ojo, enfocando tres veces para cada imagen. Con el ordenador, medimos el tamaño de la imagen, que consideramos un cuadrado formado por diez cuadraditos. El tamaño del cuadrado era de 62 píxeles.

Previamente, calculamos el valor de la distancia focal de la lente convergente usada para la lupa, mediante el método objeto-imagen. El valor de la focal de la lente IO109 es  $f' = 10,06 \pm 0,54$  (cm). Usando este dato podemos calcular el aumento teórico, dado por:

$$\beta_t = 1 - \frac{d_0 - d}{f'} \quad (3)$$

Donde  $d_0$  y  $d$  tienen ambas signo negativo. Obtuvimos los siguientes valores, en función de la distancia lupa-ojo.

$d$ (cm)	$\beta_t \pm s(\beta_t)$
5.8	4,40 $\pm$ 0,18
7.3	4,25 $\pm$ 0,17
8.8	4,10 $\pm$ 0,17
10.8	3,90 $\pm$ 0,16
13.3	3,65 $\pm$ 0,14

Cuadro 6: Valores del aumento teórico para la lupa

Por otro lado, calculamos el aumento experimental midiendo primero el tamaño de la imagen que se forma sin la lupa y después el tamaño de esta con ella, para cada distancia lupa-ojo.

$d$ (cm)	imagen 1 (píxeles)	imagen 2 (píxeles)	imagen 3 (píxeles)
5.8	279.01	277.00	280.00
7.3	273.01	269.00	270.00
8.8	258.01	256.01	259.01
10.8	243.01	248.00	248.00
13.3	231.00	229.01	233.01

Cuadro 7: Medidas de los tamaños de las imágenes captadas con la lupa

La ecuación que relaciona estas dos magnitudes nos proporciona el valor del aumento experimental:

$$\beta_{experimental} = \frac{\text{tamaño imagen en la retina con lupa}}{\text{tamaño imagen en la retina sin lupa}} \quad (4)$$

Calculando los valores de los aumentos y haciendo una media de estos, finalmente obtenemos:

$d$ (cm)	$\beta_{exp} \pm s(\beta_{exp})$
5.8	4,49 $\pm$ 0,27
7.3	4,37 $\pm$ 0,26
8.8	4,16 $\pm$ 0,25
10.8	3,97 $\pm$ 0,24
13.3	3,73 $\pm$ 0,22

Cuadro 8: Valores del aumento experimental para la lupa

Si comparamos los dos métodos:

$d$ (cm)	$\beta_t \pm s(\beta_t)$	$\beta_{exp} \pm s(\beta_{exp})$
5.8	4,40 $\pm$ 0,18	4,49 $\pm$ 0,27
7.3	4,25 $\pm$ 0,17	4,37 $\pm$ 0,26
8.8	4,10 $\pm$ 0,17	4,16 $\pm$ 0,25
10.8	3,90 $\pm$ 0,16	3,97 $\pm$ 0,24
13.3	3,65 $\pm$ 0,14	3,73 $\pm$ 0,22

Cuadro 9: Comparativa de los aumentos de la lupa por los dos métodos

Vemos que los valores son bastante similares. A medida que aumenta la distancia  $d$ , aumenta la diferencia entre ellos, excepto por la segunda medida, que también se aleja un poco. Los valores de aumento experimental tienen una incertidumbre mayor, ya que debemos tener en cuenta la imprecisión y el error humano al tomar las medidas del tamaño de las imágenes con el ordenador. Aun así, podemos concluir que los resultados son satisfactorios.

## 1.6. Determinación del aumento teórico y experimental del microscopio

Un microscopio está compuesto fundamentalmente por dos lentes. La primera es el objetivo, que es una lente convergente que forma una imagen real y aumentada del objeto. La segunda, también convergente, es el ocular, que hace de lupa aumentando la imagen de la primera. El aumento teórico total del instrumento será entonces el producto de los aumentos de estas dos lentes.

$$\beta_t = \frac{l'}{l} \left( 1 - \frac{d_0 - d}{f'} \right) \quad (5)$$

El aumento del objetivo corresponde con la fracción  $\frac{l'}{l}$ , siendo estas las distancias imagen y objeto, respectivamente. Usaremos como objetivo la lente con menor focal (IO54) y a partir de este dato ( $f' = 4,83 \pm 0,57 \text{ cm}$ ) y de las medidas de  $l$ , calcularemos  $l'$  junto con el aumento.

El aumento del ocular corresponde con el segundo término de la ecuación 5, igual que en el caso de la lupa. Pegamos el ocular al ojo, por lo que tendremos una distancia  $d = 5,8 \pm 0,1 \text{ cm}$  fija. Si calculamos esta magnitud obtendremos.

$$\beta_{t,ocular} = 4,39 \pm 0,18 \text{ cm}$$

Tomaremos medidas de  $l$  y de los tamaños de las imágenes, enfocando estas tres veces para cada longitud de tubo. La longitud de tubo es la distancia que hay entre las focales de las dos lentes y debe exceder la focal del objetivo.

Hicimos una media de las medidas de las distancias objetos y de las distancias imágenes calculadas. Luego, multiplicando por el valor del aumento del ocular, obtendremos el aumento teórico total.

Tubo $\pm 0,1$ (cm)	$\bar{l} \pm 0,033$ (cm)	$\bar{l}' \pm s(\bar{l}')$ (cm)	$\beta_t \pm s(\beta_t)$ (cm)
22.3	-7.700	12,96 $\pm$ 0,22	-7,40 $\pm$ 0,33
23.7	-7.333	14,15 $\pm$ 0,21	-8,49 $\pm$ 0,38
25.2	-7.000	15,58 $\pm$ 0,20	-9,79 $\pm$ 0,43
27.2	-6.700	17,31 $\pm$ 0,19	-11,36 $\pm$ 0,49
31.2	-6.300	20,7 $\pm$ 0,18	-14,46 $\pm$ 0,62

Cuadro 10: Valores del aumento teórico del microscopio

Observamos que el aumento total es negativo. Esto es debido a que el aumento del objetivo también es menor que cero, ya que forma una imagen invertida. La imagen final será por lo tanto, invertida.

Por otro lado, medimos los tamaños de las imágenes para cada longitud de tubo. En el caso del microscopio, consideramos que el tamaño de la imagen sin lupa era de 6,2 píxeles, es decir, un cuadrado pequeño, respecto al cuadrado grande que seleccionamos como imagen en el apartado de la lupa. Este cambio fue debido a que la imagen del microscopio se veía considerablemente aumentada, por lo que no alcanzamos a medir un cuadrado grande entero.

Tubo $\pm 0,1$ (cm)	imagen 1 (píxeles)	imagen 2 (píxeles)	imagen 3 (píxeles)
22.3	40.01	41.00	41.00
23.7	47.01	51.00	55.04
25.2	59.01	61.01	65.00
27.2	79.00	80.00	80.01
31.2	103.00	102.00	103.00

Cuadro 11: Medidas de los tamaños de las imágenes captadas con el microscopio

Calculando los valores de los aumentos, que siguen la misma relación que en el caso de la lupa (ecuación 4) y haciendo una media de estos, obtuvimos los valores que siguen. Podemos contrastarlos con el valor del aumento teórico previamente calculado.

Tubo (cm)	$\beta_t \pm s(\beta_t)$	$\beta_{exp} \pm s(\beta_{exp})$
22.3	$-7,40 \pm 0,33$	$-6,56 \pm 0,62$
23.7	$-8,49 \pm 0,38$	$-8,23 \pm 0,77$
25.2	$-9,79 \pm 0,43$	$-9,95 \pm 0,74$
27.2	$-11,36 \pm 0,49$	$-12,85 \pm 1,20$
31.2	$-14,46 \pm 0,62$	$-16,56 \pm 1,54$

Cuadro 12: Comparativa de los aumentos del microscopio por los dos métodos

Igual que en el apartado de la lupa, observamos que a medida que aumenta la distancia (del tubo en este caso), aumenta la diferencia entre el valor teórico y el experimental. Además, aquí esa discordancia es todavía más notable, así como el aumento de la incertidumbre progresivamente. Esto puede deberse nuevamente a que al medir los tamaños de las imágenes con el ordenador estamos cometiendo un error humano.

## 1.7. Imágenes grabadas

### 1.7.1. Imagen de la lupa

Como ya se mencionó anteriormente, consideramos como *imagen* un cuadrado grande, formado este por diez cuadraditos pequeños.

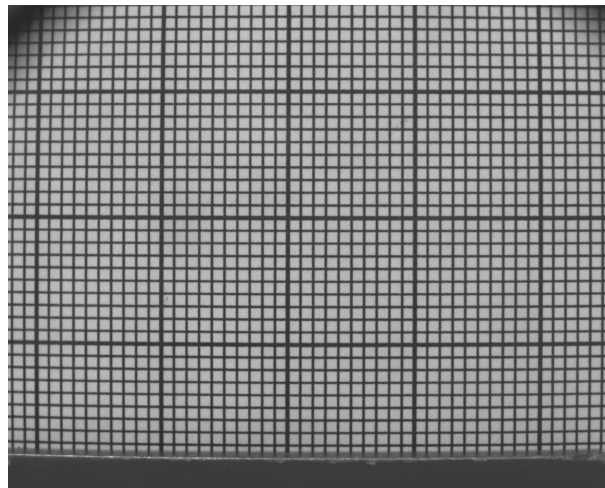


Figura 12: Imagen de la lupa

Si comparamos esta fotografía con una del objeto sin lupa, podemos apreciar mejor el aumento que produce esta lente.

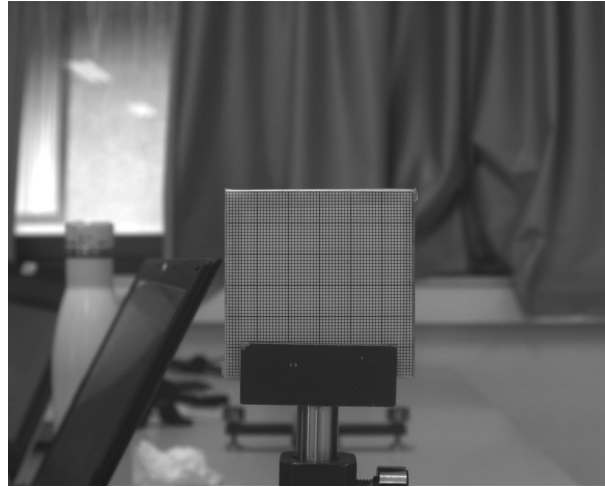


Figura 13: Fotografía del objeto sin lupa

### 1.7.2. Imagen del microscopio

Como ya se aprecia observando los aumentos, la imagen del microscopio está notablemente más aumentada que la de la lupa. En esta foto puede observar como el ojo no captaba el cuadrado grande que usábamos antes como referencia.

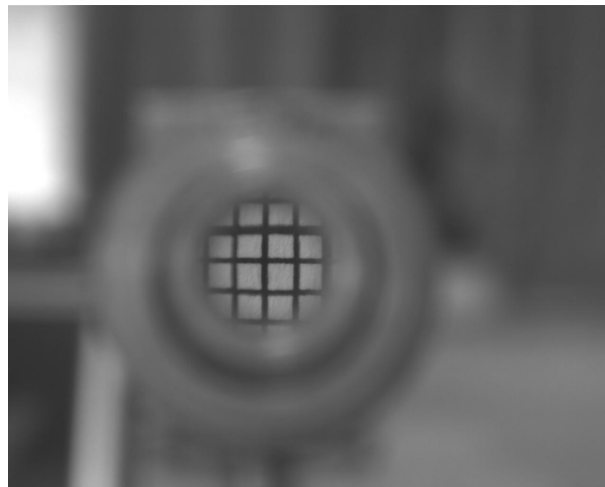


Figura 14: Imagen del microscopio

## 1.8. Trazado de rayos del ojo, de la lupa y el telescopio

### 1.8.1. Ojo artificial

Como ya se mencionó previamente en el apartado 1.5, construimos un ojo artificial usando una cámara y un objetivo. Establecimos el punto próximo de este a 40 cm. El punto próximo es el punto más cercano del ojo en el que podemos seguir viendo un objeto con nitidez. En el ojo humano tiene un valor de aproximadamente 25 cm.

Para el trabajo con nuestros instrumentos, la distancia entre la lente y la pantalla de observación es constante, tal como sucede en el ojo con la córnea y el cristalino con la retina, respectivamente. Haremos lo que hace el ojo para enfocar los objetos y conseguir imágenes nítidas, implementando variaciones en la distancia focal.

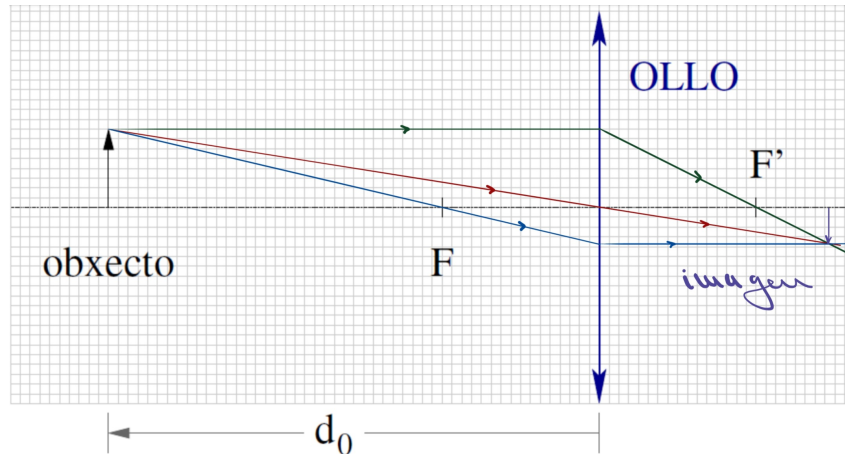
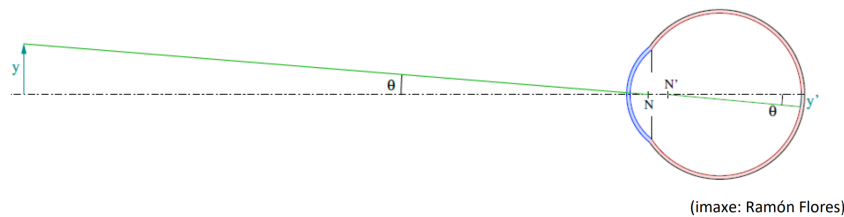


Figura 15: Trazado de rayos del ojo artificial

EL tamaño de un objeto visto por el ojo depende del ángulo al cual subtende el propio objeto.



(imaxe: Ramón Flores)

Figura 16: Esquema del ojo

A medida que el ángulo aumenta, aumenta el tamaño de la imagen que se proyecta en la retina. Conseguiremos esto si disminuimos la distancia objeto-ojo. En la aproximación paraxial tenemos que:

$$\tan(\theta) = \frac{y}{d_0} \quad (6)$$

Donde  $d_0$  es el punto próximo del ojo. De esta ecuación podemos extraer el aumento  $\beta$  de un instrumento como el cociente entre las tangentes de los ángulos del objeto con y sin instrumento. De forma equivalente, podemos también hacer el cociente entre el tamaño de las imágenes formadas, que fue como calculamos los aumentos experimentales.

### 1.8.2. Lupa

La distancia a la que situamos la lupa del ojo, lo que definimos como  $d$ , debe de ser menor que la distancia focal de esta, de forma que se genere una imagen virtual aumentada del objeto. Podemos así percibir un objeto próximo a nosotros aumentado en la retina.

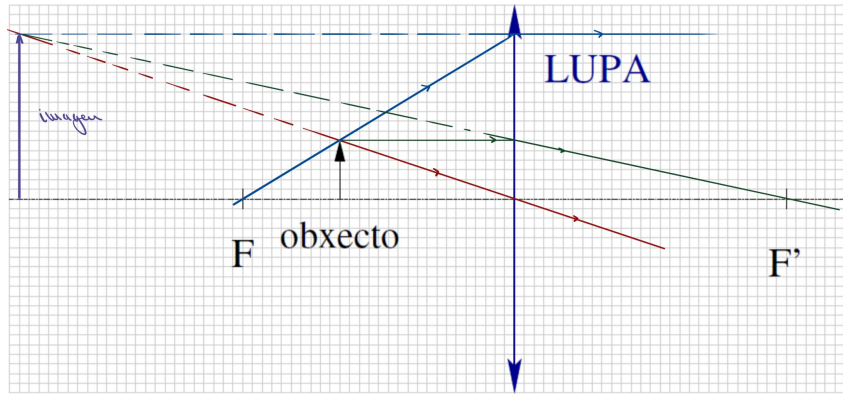


Figura 17: Trazado de rayos de la lupa

### 1.8.3. Telescopio

Al igual que en la lupa, el telescopio aumenta el ángulo bajo el cual vemos los objetos que están alejados de nosotros. Está compuesto por dos lentes convergentes, el objetivo y el ocular, separados una distancia igual a la suma de sus focales.

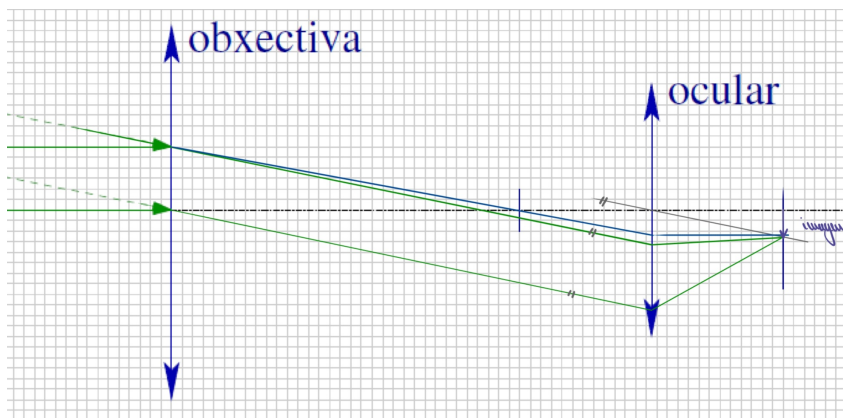


Figura 18: Trazado de rayos del telescopio

Observamos en el trazado que si consideramos que los rayos provienen del infinito, obtendremos una imagen invertida del supuesto objeto.

## 1.9. Apéndice. Cálculo de incertidumbres

A lo largo de toda la práctica obtuvimos los valores finales de las magnitudes hallando las medias aritméticas de cada una. Para calcular las incertidumbres de estas calculamos la incertidumbre combinada:

$$s_c(\bar{x}) = \sqrt{s_A(x) + s_B(x)} \quad (7)$$

Donde  $s_A$  se corresponde con la desviación típica y  $s_B$ , relacionada con la imprecisión del instrumento de medida. Esta última consideramos que en las medidas de distancia tendría un valor de  $s_B = 0.1$  cm, que era la precisión de la regla del banco óptico que utilizamos.

Para la parte de medida de los tamaños de las imágenes obtenidas con los instrumentos ópticos, utilizamos la herramienta de medida del ordenador. Esta medía en píxeles, con una precisión de 0.01 píxel. Sin embargo, consideramos un valor de incertidumbre tipo B mayor, ya que tenemos que tener en cuenta los errores humanos que se pudieron cometer, especialmente en la precisión para medir los cuadrados. Es por esto que en la lupa consideramos  $s_B = 6,2$  píxeles, lo que corresponde a un cuadrado pequeño, para dar margen de error, ya que las líneas eran bastante pequeñas y gruesas. En el microscopio lo que medimos fue precisamente uno de los cuadrados pequeños, por lo que simplemente  $s_B = 1$  píxel.

Por último, para el cálculo de las incertidumbres de las magnitudes que calculamos a lo largo de toda la práctica (aumentos, focales, etc.), utilizamos propagación de incertidumbres.

$$u(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 u^2(x_i)} \quad (8)$$

## 2. Polarización

### 2.1. Introducción

#### 2.1.1. Objetivo y Principios

El objetivo de esta práctica es estudiar los diferentes estados de polarización que puede presentar la luz, así como el análisis y validez de la Ley de Malus.

Luz es una onda electromagnética que se desplaza por el espacio oscilando su vector de campo eléctrico perpendicular a la dirección en la que se propaga. El cómo se comporta en el tiempo y en su forma la dirección de este campo eléctrico en un plano perpendicular a la dirección de propagación viene dado por el estado de polarización. Aunque la luz natural no está polarizada (ya que su campo eléctrico vibra en todas las direcciones transversales posibles de forma aleatoria), con uso de ciertas componentes, como los reflejos sobre superficies o los filtros polarizadores, es posible polarizar esta luz y alterar su estado de polarización con uso de láminas retardadoras.

La manera en la que evoluciona el vector de campo eléctrico da lugar a distintos tipos de polarización: lineal, circular o elíptica (dependiendo de la forma que dibuja en este plano perpendicular a la dirección de propagación).

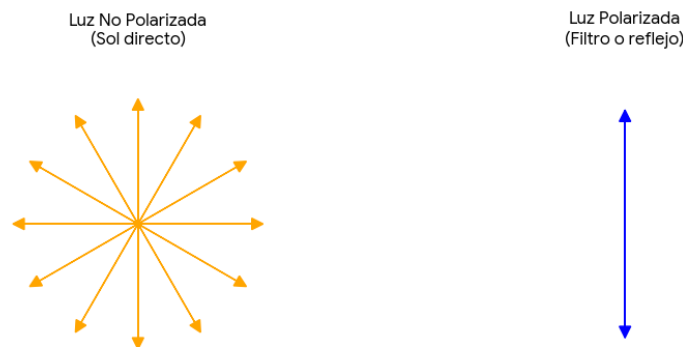


Figura 19: Representación gráfica del vector campo eléctrico en distintos estados.

Los polarizadores lineales nos permiten filtrar esta luz tal que solo pase aquella polarizada paralelamente a los ejes del filtro; luego, debido a esta filtración, solo llega la mitad de la Intensidad original al otro lado. En cambio, cuando un haz de luz linealmente polarizada se encuentra a un polarizador, la intensidad que se transmite viene dada por el ángulo entre los ejes de transmisión por la Ley de Malus:

$$I = I_0 \cos^2(\theta) \quad (9)$$

A mayores, haremos uso también de una lámina retardadora de cuarto de onda, que introduce un desfase relativo de  $90^\circ$  entre dos componentes ortogonales del campo eléctrico, permitiendo convertir luz linealmente polarizada en luz con polarización elíptica o circular (dependiendo del ángulo del eje de polarización de la luz incidente y los ejes de la lámina).

Para conocer los ejes relativos de dos polarizadores, siguiendo la ley de Malus, situándolos uno frente al otro y rotándolos, encontraremos un mínimo de intensidad allá donde sus ejes

formen  $90^\circ$ . Pero para saber sus ejes absolutos, usaremos el conocido ángulo de Brewster. Este es el ángulo aquel en el que un haz de luz incide sobre un medio (produciendo dos haces, uno que se refleja al mismo medio y otro que se refracta al pasar al otro medio) tal que la componente magnética transversal no se refleja (la eléctrica transversal sí, una parte). Esto quiere decir que, bajo este ángulo, la luz que se refleja está linealmente polarizada paralela a la superficie de incidencia. Se define:

$$r_{TM}(\theta_B) = 0 \iff \operatorname{tg}(\theta_B) = \frac{n_2}{n_1} \text{ tal que } \theta_B + \theta_r = \frac{\pi}{2} \quad (10)$$

Por lo que, observando el reflejo sobre un vidrio o agua desde el aire, a cierto ángulo, con el polarizador, haremos desaparecer tal reflejo si situamos el eje del polarizador perpendicular al vector campo eléctrico del haz reflejado, es decir, paralelo al eje de donde viene el rayo.

## 2.2. Material y métodos

### 2.2.1. Montaje experimental

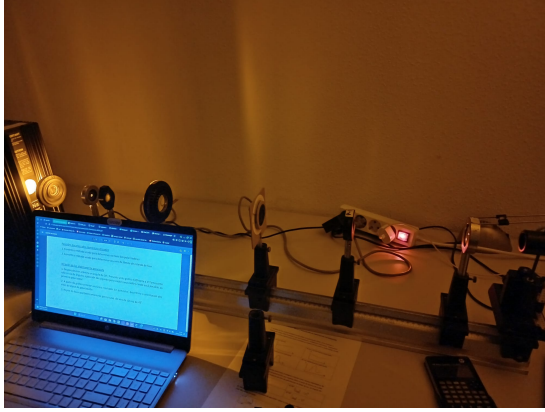
El material del que disponemos es el siguiente:

- Fuente de luz (lámpara de sodio de baja presión de 589 nm principalmente)
- Lámina retardadora de cuarto de onda para luz de sodio
- Dos polarizadores lineales
- Filtro pasa-baja
- Banco Óptico
- Tres lentes convergentes
- Aberturas circulares
- Detector de potencia de Radiación

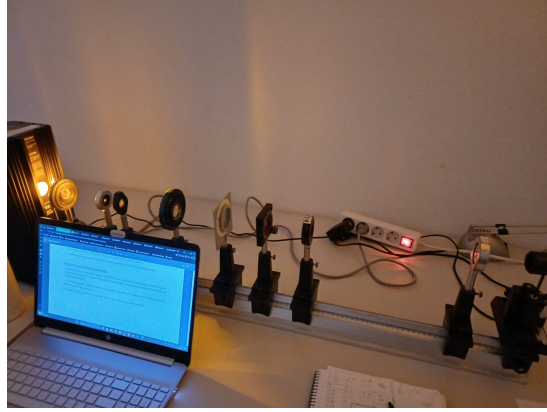
Nuestro método será el de generar un haz de luz colimado y utilizar los polarizadores lineales para estudiar la Ley de Malus. Para estudiar la relación intensidad-ángulo de polarizaciones circular y elíptica introduciremos la lámina retardadora.

### 2.2.2. Procedimiento

Generamos el haz de luz colimado de la siguiente forma: en nuestro banco óptico, de forma que haya buena alineación lateral y vertical, situamos la lámpara de sodio y a continuación el filtro pasa baja (que elimina las líneas intensas producidas por el sodio). Tras ello, la primera lente convergente (llamada lente condensadora), que hace converger la luz sobre una pantalla, esta pantalla tiene un pequeño orificio por el que escapa esta luz hacia la siguiente lente (la lente colimadora) tal que la pantalla está en el plano focal de la lente colimadora. El haz colimado ya está producido, situamos nuestros elementos de la práctica que necesitemos: polarizadores lineales, lámina retardadora etc. Al final, se coloca la tercera lente convergente (la lente colectora de radiación) que hace converger la luz sobre el detector que se coloca a continuación a la distancia focal de la lente colectora.



(a) Montaje con los dos polarizadores lineales.



(b) Montaje con los dos polarizadores lineales y la lámmina retardadora.

Comenzamos con las medidas de la Ley de Malus, hacemos uso de los dos polarizadores lineales y vamos registrando la intensidad medida en función de la inclinación del filtro analizador (el polarizador lo dejamos quieto, únicamente giramos el segundo), por una vuelta completa.

Después, introducimos la lámmina retardadora inclinada, primero  $30^\circ$  y luego  $45^\circ$  para generar luz polarizada elíptica y circularmente respectivamente y así hacer las mismas medidas que antes: girar el analizador, medir la intensidad que llega al sensor.

Es así que, para saber el ángulo de inclinación del analizador respecto al primer polarizador, tendremos que conocer los ejes de este. Para ello usamos un método sencillo. Colocamos los filtros polarizadores de manera que no pase luz ( $90^\circ$  de diferencia de ángulo entre ellos) y luego situamos la lámmina retardadora de cuarto de onda y la vamos girando hasta que la luz vuelva a no pasar. Cuando esto ocurra, significa que uno de los ejes de la lámmina retardadora está alineado con el polarizador; así hemos encontrado los ejes relativos de la lámmina (pero aún no sabemos cual es el eje rápido y cual es el eje lento).

Para saber los ejes reales de los polarizadores (pues los relativos, los sabremos con la ley de Malus), haremos uso del reflejo sobre vidrio y del ángulo de Brewster (de unos  $56^\circ$ ) para dar con su eje.

## 2.3. Discusión y Resultados

### 2.3.1. Análisis y validez de la Ley de Malus

La Ley de Malus viene dada por la ecuación 9, la cual expresa la irradiancia de salida de un haz de luz linealmente polarizado tras cruzar un polarizador tal que el ángulo entre el eje del polarizador y el vector campo eléctrico forman un ángulo  $\theta$ . En ella,  $I_0$  es la irradiancia antes de entrar al polarizador (y la máxima si  $\theta$  vale  $0^\circ$  o  $180^\circ$ ). Nosotros produciremos esta luz polarizada con ayuda de nuestra fuente de luz no polarizada y un polarizador.

Una vez, tomados los datos, los representamos gráficamente.

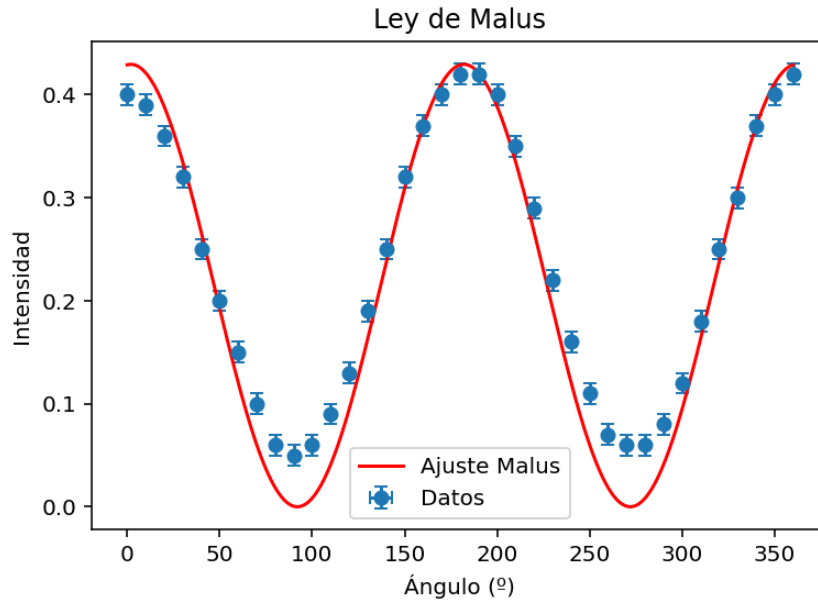


Figura 21: Ley de Malus. Gráfica de  $I(\theta)$  frente a  $\theta$  para polarización lineal.

La gráfica muestra claramente la oscilación entre el máximo de Intensidad y la Intensidad nula, teórica, pues en ciertos ángulos, según la Ley de Malus, debería no pasar luz. Aquí, sin embargo, observamos que estos mínimos no son nulos ya que experimentalmente, rara vez se halla la oscuridad total al ser los polarizadores comerciales no perfectos y al haber ligera contaminación lumínica externa en el banco de estudio. Vemos también, que los polarizadores están bastante bien alineados pues los máximos ocurren en  $0^\circ$ ,  $180^\circ$  y  $360^\circ$  y los mínimos en  $90^\circ$  y  $270^\circ$ , tal y como prevé la expresión 9. Aunque con el ajuste, observamos que realmente la imprecisión del ángulo es más bien  $\theta = 0,04 \pm 0,02$  rad, muy cercana a 0.

El ajuste puede no parecer muy bueno ya que no están todos los puntos contenidos; esto se debe a que se ajusta la Ley de Malus a los datos experimentales y, mientras que los mínimos teóricos han de ser nulos, los experimentales no lo son. Aún así, el ajuste lo hacemos para obtener  $I_0$ , es decir, la Intensidad máxima. Esta si se puede obtener en este ajuste con seguridad y es:

$$I_0 = 0,43 \pm 0,01 \mu\text{W}$$

Presentamos otro tipo de representación, esta vez un ajuste lineal para comparar con el ajuste no lineal recién comparado:

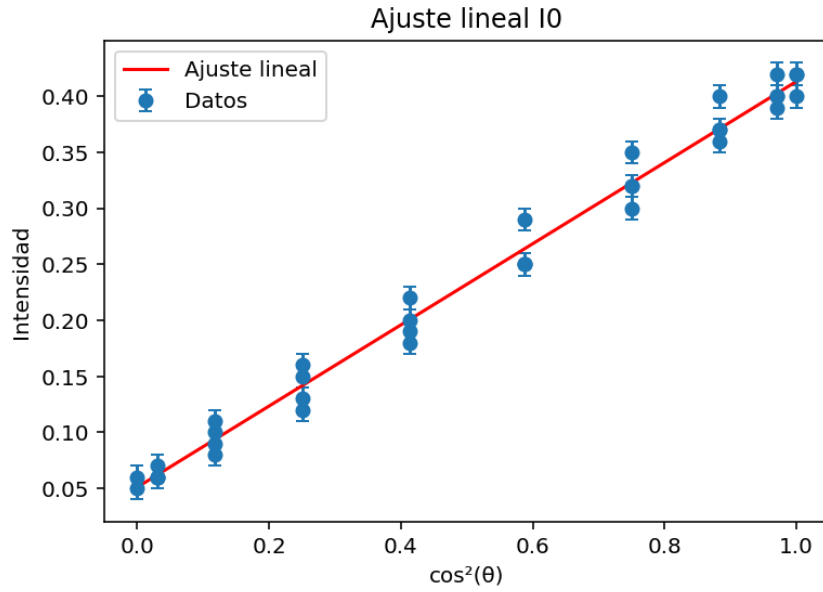


Figura 22: Ajuste lineal  $I_0$ . Gráfica de  $I(\theta)$  frente a  $\cos^2(\theta)$  para polarización lineal.

Se ve un ajuste muy bueno a esta recta, con una constante de correlación de  $r = 0,99456$ , el resultado obtenido de la pendiente de la recta en este ajuste es  $I_0 = 0,36 \pm 0,01 \mu\text{W}$ . Vemos que aunque el ajuste es bueno, el valor de intensidad máxima difiere del ajuste anterior; esto es porque aquí hemos tomado el ajuste a  $y = mx + n$  cuando el ajuste real para la Ley de Malus debería ser sin término independiente (y este nos da por impureza de los polarizadores y/o contaminación lumínica). El ajuste que se ajusta realmente a  $\frac{I}{\cos^2(\theta)} = I_0$  se ve a continuación:

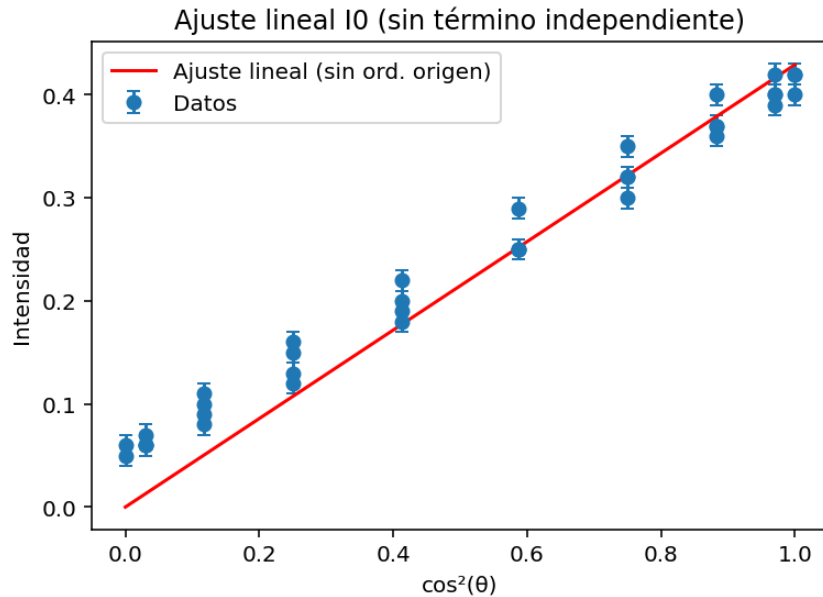


Figura 23: Ajuste lineal  $I_0$  sin término independiente. Gráfica de  $I(\theta)$  frente a  $\cos^2(\theta)$  para polarización lineal.

Este caso se ajusta a la realidad sin tener en cuenta los defectos de los polarizadores y

la contaminación, el ajuste es el mismo y el resultado es:

$$I_0 = 0,43 \pm 0,01 \mu\text{W}$$

Que es el mismo resultado al ajuste no lineal anterior, tal y como debería ser.

Podemos añadir a mayores que esa diferencia de  $0,07 \mu\text{W}$  corresponde a estos factores externos; se observa bien en la Figura 21, porque es la altura de los mínimos, por ello en la recta ello resulta en el término independiente, la ordenada respecto al origen.

### 2.3.2. Generación y análisis de Luz Circular y Elípticamente Polarizada

Entre los dos polarizadores colocamos la lámina retardadora de cuarto de onda, esta, si sus ejes (ya determinados, explicado con anterioridad) están inclinados respecto a los del polarizador, generan un desfase de  $90^\circ$  entre las componentes que cruzan su eje rápido y su eje lento. Por ello, si la lámina está inclinada  $45^\circ$ , la luz se divide en partes exactamente iguales ya que  $\cos(\frac{\pi}{4}) = \sin(\frac{\pi}{4})$ , resultando en polarización circular que analizaremos al igual que antes, con el analizador y la intensidad que llega al receptor. Si la inclinación de la lámina fuera otro ángulo, como los  $30^\circ$  que inclinaremos, la descomposición es desigual, siendo mayor en uno de sus ejes que en el otro, daría lugar así, a polarización elíptica, que también analizaremos.

Observamos la representación gráfica de la intensidad según la inclinación del analizador respecto al primer polarizador:

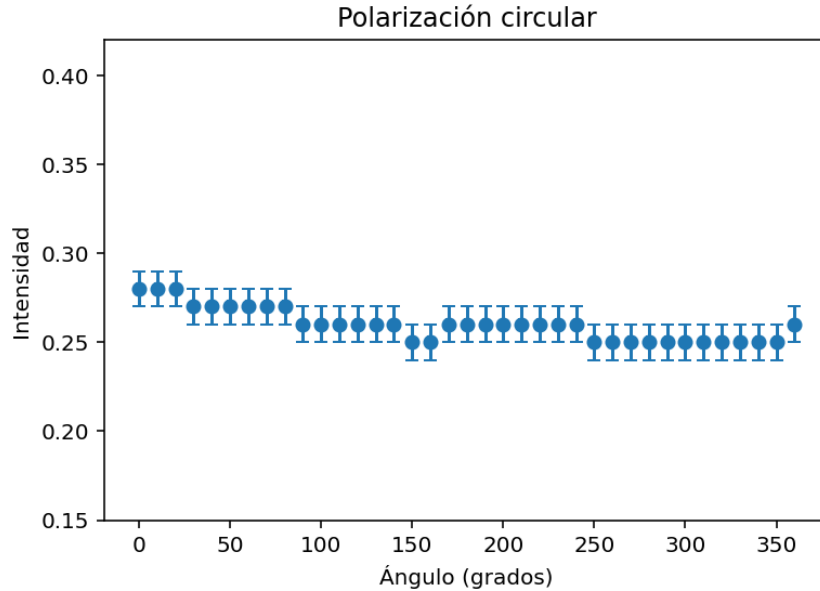


Figura 24: Gráfica de  $I(\theta)$  frente a  $\cos^2(\theta)$  para polarización circular.

Se observa un valor prácticamente constante de Intensidad en función del ángulo. Esto es así debido a que el analizador sólo deja pasar las componentes paralelas al eje de polarización, como la entrada es de polarización distribuida en todas las direcciones (circular), solamente pasa la mitad de la intensidad que había. La media de estos valores nos da  $I = 0,26 \pm 0,01 \mu\text{W}$ , por lo que la intensidad inicial nos daría:  $I = 0,52 \pm 0,01 \mu\text{W}$ . Este resultado parece diferir de los presentados en los métodos anteriores, sin embargo, si

tenemos en cuenta el error dado por contaminación lumínica ambiental o la naturaleza de nuestros polarizadores comerciales, que antes nos daba ese valor residual de unos  $0,07 \text{ W/m}^2$ , podríamos corregir este valor subido en intensidad por esta contaminación y al restarle ello tendríamos:

$$I = 0,45 \pm 0,01 \mu\text{W}$$

Que resulta mucho más parecido y coherente con nuestros resultados previos.

La representación de de  $I(\theta)$  para polarización elíptica se muestra a continuación:

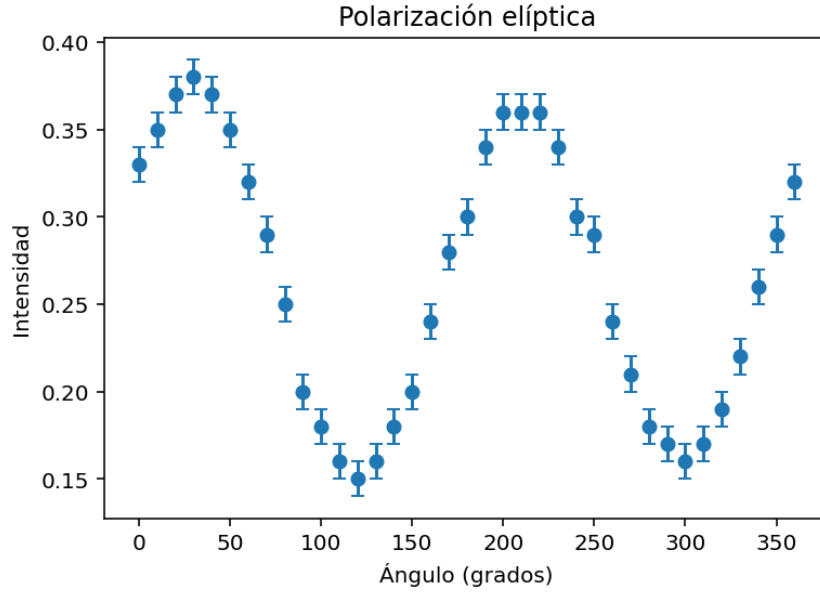


Figura 25: Gráfica de  $I(\theta)$  frente a  $\cos^2(\theta)$  para polarización elíptica.

En la polarización elíptica, los mínimos no llegan a ser cero, y se puede sacar mucha información de esta gráfica. Primero, se sabe que sus intensidades no son nunca nulas (ni teórica ni experimentalmente, aún aplicando corrección por contaminación), lo que reafirma el análisis de la polarización elíptica. También, sabemos que el eje mayor, dado por el eje rápido de la lámina retardadora, se encuentra en  $30^\circ$  (y  $210^\circ$ ) y el eje menor, el eje lento de la lámina, a  $120^\circ$  (y  $300^\circ$ ). Algo que no debería darse, sin embargo, es que un máximo sea mayor que el otro y un mínimo menor que su hermano, aunque entran en su margen de error, en este tipo de polarización no se debería dar. También, se deduce que la lámina está inclinada  $30^\circ$  al encontrarse el primer máximo en dicho ángulo.

Para saber  $I_0$  en este caso, usaríamos  $I_0 = I_{max} + I_{min}$  que corregiremos con nuestra corrección por contaminación a  $I_0 = I_{max} + I_{min} - I_{residual}$ , donde  $I_{residual} = 0,07 \mu\text{W}$ . Así, obtenemos que:

$$I_0 = 0,46 \pm 0,01 \mu\text{W}$$

Similar a los valores obtenidos de  $I_0$  en momentos previos.

### 2.3.3. Ángulo Brewster y Orientación de los ejes Polarizadores

Dado por la ecuación 10, el ángulo de Brewster nos resulta extremadamente útil para descubrir el eje de un polarizador lineal, aunque en esta práctica se haga de forma cualitativa. Para conocer los ejes relativos, nos basta con colocar dos polarizadores y girarlos de

forma que no pase luz, ahí estarán formando  $90^\circ$  sus ejes. Pero para conocer el real, con usar un reflejo en una superficie situada en el ángulo de Brewster correspondiente, nos llega. Por ejemplo, situándonos a unos  $56^\circ$  dirección a un vidrio, si colocamos el polarizador de manera que se vea el brillo reflejado con intensidad máxima, la dirección del polarizador paralela al plano de la superficie del vidrio será el eje del polarizador. Sin embargo, si lo giráramos hasta no ver nada de ese brillo, el eje del polarizador sería paralelo al plano incidente-reflejado del rayo.

En las siguientes dos imágenes se observa la representación ilustrativa de las consecuencias del ángulo de Brewster sobre la polarización de la luz y un ejemplo real de lo que visualizaríamos con ayuda de un polarizador en el ángulo de Brewster.

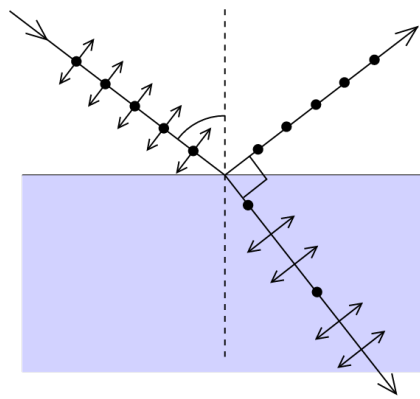


Figura 26: Ilustración esquemática del ángulo de Brewster.



Figura 27: Fenómeno de reducción de brillos con ayuda de un polarizador.

## 2.4. Conclusiones

En las secciones dedicadas al estudio y análisis de la Ley de Malus, la luz polarizada elíptica y circularmente, obtuvimos distintos valores de  $I_0$ , haciendo la media de todos ellos, obtendríamos que:

$$I_0 = 0,44 \pm 0,01 \mu\text{W}$$

A mayores, verificamos la Ley de Malus adecuada a un sistema con cierta contaminación lumínica, dándole así validez a la hora de representar fenómenos físico-ópticos.

A su vez, hemos hecho uso de nuestros conocimientos en óptica para resolver pequeños problemas de ajuste como conocer los ejes de los filtros polarizadores y conocer los ejes de la lámina retardadora de cuarto de onda.

### 3. Dispersión Material

#### 3.1. Introducción

La luz, al cambiar de medio viaja con una velocidad distinta según donde se encuentre. Esto viene dado por el índice de refracción propio del material  $n$ . Y dado por la Ley de Snell:

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2)$$

Sigue un camino distinto angularmente respecto a la normal de la superficie y proporcional a los índices de refracción. Esto, sumado a que la luz generalmente tiene una composición policromática, nos lleva al estudio de hoy: estudiar el índice de refracción en un medio según la longitud de onda, es decir, estudiar la dispersión cromática (relación entre el índice de refracción y la longitud de onda) en un material.

##### 3.1.1. Objetivo y Principios

Nuestro objetivo es estudiar la dispersión cromática de un vidrio. Calcular el índice de refracción para distintas longitudes de onda. Representar la curva de ajuste de la ecuación de  $n(\lambda)$  y probar la fórmula de Cauchy (expansión de Taylor simplificada en serie de potencias).

La primera pieza de información que deberemos saber es el ángulo del prisma  $\alpha$ , que aunque se intuya de  $60^\circ$ , no lo es de forma exacta. Con las medidas experimentales y la relación trigonométrica que se observa en la siguiente figura obtendremos dicho ángulo:

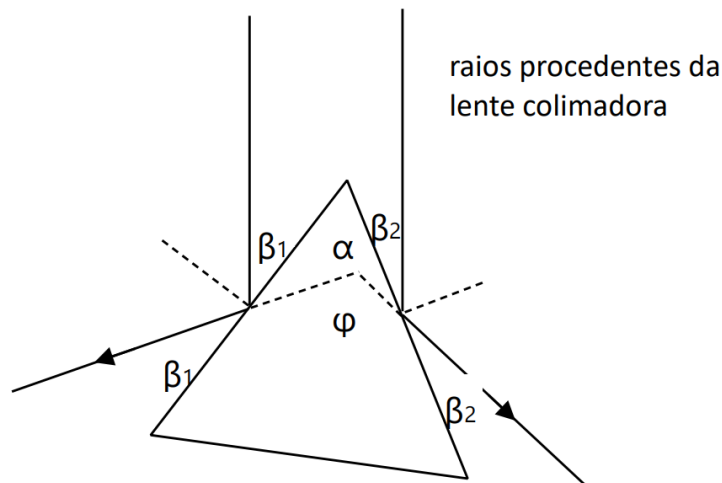


Figura 28: Esquema trigonométrico de  $\alpha$

La segunda pieza de información será obtener, para cada color (es decir, cada franja que representa luz de una longitud de onda determinada), el ángulo de desviación mínima  $\delta_m$ . Dado que el haz de luz incide sobre el prisma y se refracta en la cara de entrada del vidrio, se propaga por el prisma y se vuelve a refractar en la cara de salida, generará un ángulo de desviación que es la diferencia entre el ángulo de este haz saliendo del prisma respecto al haz entrante en el prisma. Variando el ángulo de incidencia, se observa que  $\delta$  no varía de forma monótona, sino que alcanza un mínimo y luego vuelve a

aumentar. Este es el ángulo de desviación mínima  $\delta_m$ , que varía según el color ( $\delta_m = \delta_m(\lambda)$ ).

Ahora ya podemos obtener la expresión del índice de refracción según la longitud de onda:

$$n(\lambda) = \frac{\sin(\frac{\delta_m + \alpha}{2})}{\sin(\frac{\alpha}{2})} \quad (11)$$

Y las incertidumbres calculadas con la fórmula de propagación de errores:

$$s(f) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 s(x_i)^2} \quad (12)$$

Que, en el caso de aplicar la ecuación 12 a 11 sería:

$$s(n) = \frac{1}{2|\sin(\frac{\alpha}{2})|} \sqrt{\left(\frac{\sin(\frac{\delta_m}{2})}{\sin(\frac{\alpha}{2})}\right)^2 s(\alpha)^2 + \left(\cos(\frac{\delta_m + \alpha}{2})\right)^2 s(\delta_m)^2}$$

Tras esto, haremos un ajuste de la ecuación 11 a nuestros datos (para graficar la curva) y también un ajuste lineal de  $n$  frente a  $\frac{1}{\lambda^2}$  para obtener el ajuste de la fórmula de Cauchy dada por:

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} \quad (13)$$

## 3.2. Material y métodos

### 3.2.1. Montaje experimental

Usaremos los siguientes materiales:

- Lámpara de Sodio ( $Na$ ) de baja presión.
- Goniómetro.
- Plataforma de soporte.
- Prisma de vidrio.
- Colimador.
- Telescopio.

El montaje se realizará de la siguiente forma:

Situamos la lámpara de sodio y a continuación el sistema colimador de una rendija de paso estrecha con una lente convergente a distancia focal de esta. Esto formará el haz de luz incidente. Después, el prisma de vidrio colocado en la plataforma de soporte del goniómetro para variar el ángulo de las caras del prisma. Y finalmente, el telescopio de una lente objetivo y una ocular que se puede mover libremente de forma angular en el goniómetro para encontrar el haz refractada del prisma.



Figura 29: Fotografía del montaje material experimental.

### 3.2.2. Procedimiento

1- Calibramos el refractómetro abriendo la rendija del sistema colimador y ajustando la lente ocular del telescopio (enfocando y buscando con claridad el dibujo reticular que es la cruz negra) y el telescopio en sí para que enfoque objetos muy lejanos. También colocamos el telescopio en la dirección de la rendija (aún sin el prisma colocado) y variamos su apertura intentando que sea la línea más estrecha posible y variando la distancia del sistema focal para que el haz salga colimado (se verá nítida esta rendija).

2- Tomamos datos para calcular  $\alpha$ , para ello, colocamos el prisma en el soporte del goniómetro de forma que su arista que junta las caras pulidas laterales (arista refrigente) apunte en dirección al tubo que contiene el sistema colimador con el rayo incidente. Tras ello, tomamos 5 sets de medidas a ambos lados (izquierdo y derecho) buscando la imagen de la rendija reflejada en la cara del prisma y anotando el ángulo en el que la encontramos. Por relaciones trigonométricas ya obtenemos  $\alpha$ .

3- Tomamos datos para calcular  $\delta_m$ . Lo haremos de la siguiente manera: quitamos el prisma y tomamos el ángulo del haz que proviene de la rendija. Luego colocamos de nuevo el prisma y movemos el soporte y el telescopio hasta encontrar y visualizar los haces de colores que son las líneas espectrales. Con el color que estemos estudiando, movemos la plataforma con el prisma lentamente hasta que este haz cambie su dirección en la que se mueve y afinamos hasta encontrar el mínimo donde cambia su dirección de giro. Hayamos así  $\delta_m$ . Tomamos 5 conjuntos de medidas para 4 colores de la línea espectral distintos.

4- Con uso de la ecuación 11 obtenemos el índice de refracción del medio para cada longitud de onda de los colores tomados. También representaremos gráficamente la curva del ajuste de la ecuación a los datos obtenidos en nuestro caso.

5- Acabamos haciendo el ajuste lineal de la ecuación 13 y su representación gráfica.

### 3.3. Discusión y Resultados

#### 3.3.1. Cálculo de $\alpha$ , $\delta_m$ y $n(\lambda_i)$

Con los datos obtenidos de las mediciones para  $\alpha$ , calcularemos este ángulo haciendo la media de:

$$\alpha = 180^\circ - (\beta_{derecha} - \beta_{izquierda})$$

Siendo  $\beta_{derecha}$  y  $\beta_{izquierda}$  los ángulos medidos de la reflexión por las caras derecha e izquierda. Obtenemos de resultado:

$$\alpha = 59,93^\circ \pm 0,05^\circ$$

Ahora, para el ángulo de desviación mínima tomaremos 4 colores y calculamos la diferencia entre el ángulo incidente y el refractado tal que sea mínimo como explicamos en el Procedimiento, de forma:  $\delta_m = \delta_i - \delta_r$ . Con ello luego aplicamos los datos a la ecuación de  $n(\lambda)$  y recogemos todo ello en la siguiente tabla:

Datos de Dispersión material		
$\alpha = 59,93 \pm 0,05$ (°)		
$\lambda$ (nm)	$\delta_m \pm 0,18$ (°)	$n \pm 0,002$
616	65.78	1.782
589	66.42	1.787
568	66.70	1.789
475	68.62	1.804

Cuadro 13: Datos de los resultados de  $n(\lambda)$  y otros parámetros.

Siendo los colores tomados de las líneas espectrales:

$\lambda$ (nm)	Color
616	Rojo
589	Naranja
568	Verde
475	Azul 2

Cuadro 14: Colores de las líneas espectrales medidas y sus  $\lambda$ .

Estos son los datos procesados a partir de los datos primarios de ángulos. El dato que destaca en valor es del del índice de refracción según la longitud de onda. Los representaremos y ajustaremos en el siguiente apartado.

#### 3.3.2. Ajustes y representación gráfica

Presentamos primero el Ajuste Lineal de Cauchy con nuestros datos experimentales a la recta  $n(x) = A + Bx$  donde  $x = \frac{1}{\lambda^2}$ . Enfrentando así  $n$  frente a  $\frac{1}{\lambda^2}$ , el término independiente nos dará  $A$  y la pendiente de la recta el valor  $B$ .

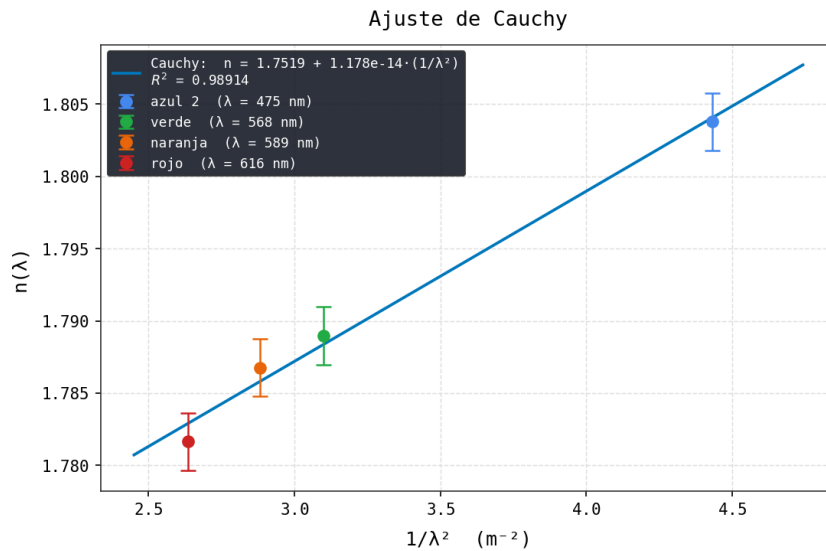


Figura 30:  $n$  frente a  $\frac{1}{\lambda^2}$  y ajuste de Cauchy.

Con un coeficiente de  $r^2 = 0,989$  obtenemos:

$$A = 1,7519 \pm 0,0029 \quad B = (1,178 \pm 0,087) \cdot 10^{-14} m^2$$

Donde  $A$  y  $B$  son parámetros propios del vidrio a tratar.

A continuación presentamos el Ajuste no Lineal, aplicando la ecuación 11 ajustado a los datos obtenidos. Enfrentamos  $n$  frente a  $\lambda$  y ajustamos con dicha expresión de Cauchy.

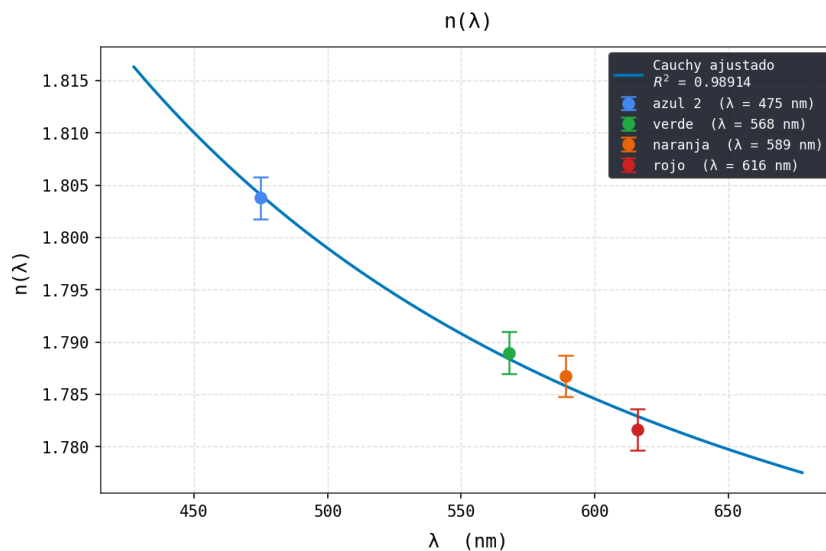


Figura 31:  $n$  frente a  $\lambda$  y ajuste de  $n(\lambda)$ .

Con un coeficiente de ajuste de  $r^2 = 0,989$ .

Se aprecian en ambos casos, ajustes aceptables para las respectivas ecuaciones y un ordenamiento de datos aceptable con errores en su margen experimental.

### 3.4. Cuestiones

**¿Por qué en el proceso de puesta a punto del refractómetro primero enfocamos el anteojo al infinito y después alineamos el tubo colimador? ¿No se podría hacer al revés?**

Esto es para asegurar que el observador no haya introducido errores por la acomodación del ojo. Se busca que los rayos que salen del colimador lleguen al telescopio como haces de luz paralelos (así cada color forme una imagen nítida en el plano focal de la lente ocular; el principio de un telescopio que los rayos vienen paralelos del infinito, vamos). Si primero se ajustase el colimador, esta referencia para rayos paralelos no existiría o no sería tan precisa ya que nuestro ojo se acomodaría a la imagen y tal ajuste del colimador arrastraría tal error de acomodación de nuestro ojo. Si primero ponemos a punto el telescopio, se fuerza al ojo a no acomodarse y luego garantizamos que los rayos salgan de verdad paralelos del colimador al ajustar la imagen nítida de la rendija a través del telescopio calibrado.

**Explica de forma precisa cuál es el principio de funcionamiento de un nonio o vernier.**

El nonio o vernier es un dispositivo de sistema de medida que aumenta la precisión de la escala de medida principal a través de una escala auxiliar sin necesidad de modificar la estructura del dispositivo. Se basa en que la longitud determinada por la escala del nonio se divide en un número distinto de partes de misma longitud de la escala principal, se genera así un pequeño desfase entre las dos escalas. Al medir, se busca que marca del nonio coincide exactamente con una marca de la escala principal y se determina así la fracción de la división mínima de la escala principal. Se aumenta, pues, la precisión de la medida.

Si  $n$  divisiones del nonio coinciden con  $n - 1$  de la escala principal, la precisión que se alcanza es de  $1/n$  de la máxima división de la escala principal.

**Deduce la fórmula que relaciona  $\alpha$  con  $\phi$**

En la medida del ángulo del prisma, se observan las reflexiones en ambas caras. Siendo  $\varphi$  el ángulo entre las dos direcciones reflejadas, entonces se cumple geoméricamente:

$$\alpha = 180^\circ - \varphi$$

Bajo esta definición de girar el telescopio entre dos ángulos de cada cara, ya que cada reflexión conserva el ángulo respecto a la normal.

**A la vista de los resultados de las medidas, ¿el vidrio del prisma presenta dispersión normal o anómala?**

En ambas figuras 30 y 31 se observa que el índice de refracción disminuye cuando la longitud de onda aumenta. Así se cumple de forma coherente la fórmula de Cauchy y nos situamos en el caso de dispersión normal al presentarse en un vidrio transparente lejos de su frecuencia de resonancia.

### 3.5. Conclusiones

En este experimento se ha determinado el índice de refracción de un prisma de vidrio según distintas longitudes de onda (en base a los datos obtenidos de la medida del ángulo de desviación mínima). Los resultados muestran esta clara dependencia en la que observamos que  $n$  aumenta cuando disminuye  $\lambda$ .

Con un  $\alpha$  consistente con el valor esperado y con los ángulos  $\delta_m$  se han obtenido los valores de  $n$  acorde a las incertidumbres experimentales.

Los dos ajustes muestran buena relación entre teoría y práctica con un coeficiente de ajuste bastante grande. Con ello confirmamos que, para el rango de longitudes de onda estudiado (el observable por el humano), el material presenta un comportamiento dispersivo (normal, ya que decrece  $n$  cuando aumenta  $\lambda$  como se predice en materiales transparentes en el espectro visible).

Las fuentes de error e incertidumbre principales se relacionan con la precisión del goniómetro y las cifras significadas que aceptamos de la salida de los datos. También la manera a ojo de encontrar el ángulo mínimo de desviación y también imperfecciones en el material o desalineaciones en los sistemas ópticos. Aún con todo ello los resultados son sólidos y parecen describir adecuadamente la naturaleza de la dispersión material de este vidrio. Nos permite así validar el modelo teórico presentado de la dispersión material, acercándose a las propiedades ópticas y naturaleza del vidrio que analizamos.

## 4. Interferómetro de Young

### 4.1. Introducción y objetivos

El objetivo de esta práctica será medir la longitud de onda de un haz monocromático. Además, obtendremos el patrón de interferencia, mediremos la distancia entre máximos (o mínimos) y la distancia entre las rendijas (y agujeros). Utilizaremos como fuente un láser con una longitud de onda de  $\lambda_f = 633$  nm.

La irradiancia de la luz que atraviesa una doble rendija no es la suma de la irradiancia de cada rendija, sino una distribución oscilatoria que presenta máximos y mínimos. Las ondas (coherentes) emergentes de las rendijas se superponen y la amplitud de la onda resultante depende de la fase relativa que haya entre estas. Si esta fase es cero o un múltiplo entero de  $2\pi$ , las amplitudes se suman y hay máximos. Si es múltiplo impar de  $\pi$ , las amplitudes se restan y hay mínimos.

En aproximación paraxial:

$$I(x) = 2I_0 \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi xd}{\lambda D}\right) \right] \quad (14)$$

Siendo  $x$  la posición en el plano de observación (tomando  $x = 0$  como la proyección del punto medio entre las dos rendijas),  $I_0$  la irradiancia producida por cada rendija por separado,  $D$  la distancia entre la placa con las rendijas y el plano de observación;  $d$  la distancia entre los centros de las rendijas y finalmente,  $\lambda$  la longitud de onda, que es lo que queremos calcular, en el caso de la doble rendija. Para la placa con agujeros, nuestro objetivo será calcular la distancia entre los centros de estos.

### 4.2. Doble rendija

#### 4.2.1. Distancia entre rendijas

Para medir la distancia entre los centros de las rendijas, iluminamos la placa con una lámpara del laboratorio y con la ayuda de una lente convergente se proyectará la imagen de esta en el sensor de la cámara. En nuestro caso, utilizamos la tercera rendija.

Para conocer la distancia real entre estas, necesitamos saber el aumento de la lente. Para esto utilizaremos una dispositiva con escala y observaremos nuevamente la imagen que se forma en la cámara. Mediremos la distancia entre trazos de la escala, sabiendo que la distancia real entre estos es de  $0,50 \pm 0,01$  mm. Medimos dos trazos, para que de esta forma tuviésemos el factor de conversión de 1 mm a 1 píxel, y obtuvimos  $d = 568 \pm 1$  píxeles. Sabemos también que 1 píxel son  $5,2 \mu\text{m}$ , entonces el aumento de la lente:

$$\text{aumento lente} = \frac{d \text{ medida}}{d \text{ trazos real}} = \frac{d \cdot 5,2}{2 \cdot 0,5} = 2,9536 \pm 0,0052$$

Mediremos con el ordenador la distancia entre los centros de las rendijas, tres veces y haremos una media de estos valores. Luego calcularemos el valor real de la distancia con la siguiente ecuación:

$$d_{real} = \frac{d_{medida} \cdot 5,2}{aumento\ lente} \quad (15)$$

Los valores que obtuvimos fueron:

$d \pm 1$ (píxeles)	145.0	144.1	143.0
---------------------	-------	-------	-------

Cuadro 15: Medidas de las distancias entre los centros de las rendijas

Haciendo una media nos quedamos entonces con el valor de  $d = 144,0 \pm 1,4$  píxeles. Usando la ecuación 15 concluimos que la distancia real entre las rendijas es de  $d = 253,6 \pm 2,5 \mu m$ .

#### 4.2.2. Medida de mínimos

De la ecuación 14 se deduce que habrá máximos en las posiciones en las que se verifique  $\frac{xd}{D} = m\lambda$  y mínimos en  $\frac{xd}{D} = (m + 1/2)\lambda$  con  $m \in \mathbb{Z}$ . La interfranja, es decir, la distancia entre dos máximos (o mínimos) consecutivos, viene definida por:

$$i = \frac{\lambda D}{d} \quad (16)$$

Vemos entonces que si obtenemos los parámetros  $i$ ,  $D$ , y  $d$ , podremos entonces calcular el valor de la longitud de onda del haz de luz utilizado.

Para hallar el valor de la interfranja, medimos la distancia entre  $N$  mínimos y dividimos el resultado entre  $N-1$ . Cogimos los mínimos porque se apreciaban mejor en cámara a la hora de tomar medidas. Realizamos este proceso para cuatro distancias  $D$ , entre la placa y la cámara.

$D \pm 0,001$ (m)	$i \pm 1$ (píxeles)	$i \cdot 10^{-3}$ (m)	$\lambda \cdot 10^{-7}$ (m)
0.905	448.6	2,33(1)	6,536771(7)
0.830	413.1	2,15(1)	6,563412(7)
0.781	389.0	2,02(1)	6,568272(7)
0.757	374.2	1,95(1)	6,518693(7)

Cuadro 16: Valores de la interfranja y la longitud de onda para la doble rendija

Si hacemos una media de estos valores tenemos que la longitud de onda es  $\lambda_1 = 6,546787(3)$  m.

Podemos calcular la longitud de onda de otra forma, haciendo un ajuste lineal de nuestros datos, usando la ecuación 16. Ajustamos a una recta de la forma  $i = bD$ , donde el la pendiente se corresponde con  $b = \lambda/d \rightarrow \lambda = b \cdot d$ .

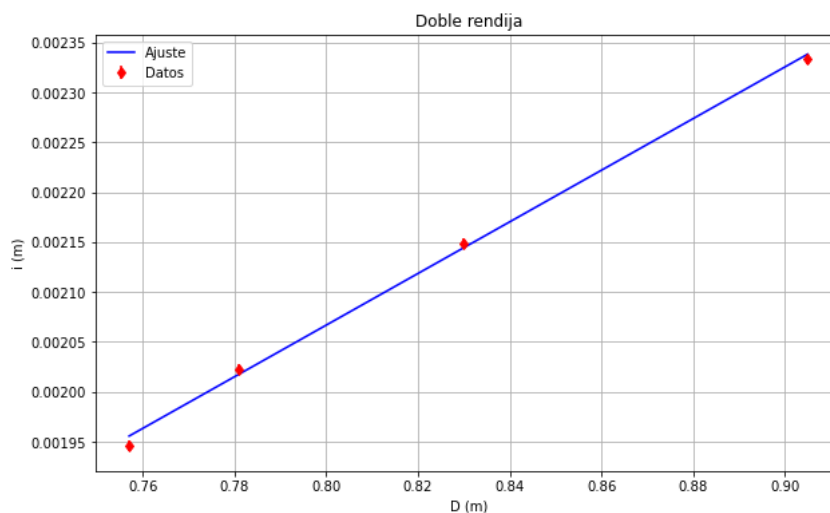


Figura 32: Ajuste lineal para la doble rendija

Del ajuste obtuvimos que  $b = (2,584 \pm 0,080) \cdot 10^{-3}$ , entonces la longitud de onda resulta  $\lambda_2 = (6,55 \pm 0,20) \cdot 10^{-7} \text{m}$ .

Si comparamos los valores de la longitud de onda obtenida por los dos métodos:

$$\lambda_1 = 6,546787(3) \text{ m} \qquad \lambda_2 = (6,55 \pm 0,20) \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

Observamos que ambos valores son muy similares entre sí y que a su vez se acercan bastante el valor de la longitud de la fuente,  $\lambda_f = 633 \text{ nm}$ .

### 4.3. Doble agujero

Repetiremos el mismo procedimiento que en el apartado anterior, pero cambiando la placa con las dobles rendijas por una lámina de aluminio con dos agujeros extremadamente pequeños, hechos por nosotros con un alfiler. Procuramos que estos estuviesen lo más juntos posibles, para obtener unos resultados satisfactorios del experimento.

Además del patrón de máximos y mínimos que observamos con la doble rendija, podremos apreciar ahora también como se forman unos anillos concéntricos, debidos a la difracción de la luz que producen los agujeros.

#### 4.3.1. Distancia medida entre agujeros

Determinamos la distancia entre los centros de los agujeros de forma idéntica que para las rendijas. Obtuvimos los siguientes resultados:

$d \pm 1$ (píxeles)	222.1	222.5	223.0
---------------------	-------	-------	-------

Cuadro 17: Medidas de las distancias entre los centros de los agujeros

Haciendo una media tenemos que  $d = 222,5,0 \pm 1,1$  píxeles. Usando nuevamente la ecuación 15, la distancia real entre los agujeros será de  $d = 391,8 \pm 1,9 \mu\text{m}$ .

### 4.3.2. Distancia calculada entre agujeros

Ahora calcularemos esta magnitud de dos maneras. Primero, de forma similar al apartado de la doble rendija, pero en lugar de hallar la longitud de onda, utilizaremos en valor nominal de la fuente para calcular  $d$ , a partir de la ecuación 16. Hicimos tres medidas de la interfranja para cada distancia  $D$ , haciendo una media de estos obtuvimos lo siguiente.

$D \pm 0,001$ (m)	$i \pm 1,5$ (píxeles)	$i \cdot 10^{-4}$ (m)	$d \cdot 10^{-4}$ (m)
0.333	103.2	5,364(78)	3,930(59)
0.317	98.2	5,109(60)	3,928(48)
0.294	90.7	4,717(56)	3,945(49)
0.250	75.5	3,923(70)	4,033(74)

Cuadro 18: Valores de la interfranja y la distancia entre los centros de los agujeros

Haciendo una media de todos los valores de las distancias, podemos concluir que el valor final es de  $d_1 = 3,959 \cdot 10^{-4}(29)$ m.

Podemos calcular este valor haciendo un ajuste de nuestros datos de la misma forma que hicimos en el apartado de la interfranja. Ajustaremos la ecuación 16 a una recta de la forma  $i = bD$ , en este caso siendo la pendiente nuevamente  $b = \lambda/d$ . Despejando tenemos que la distancia entre centros será  $d = \lambda/b$ .

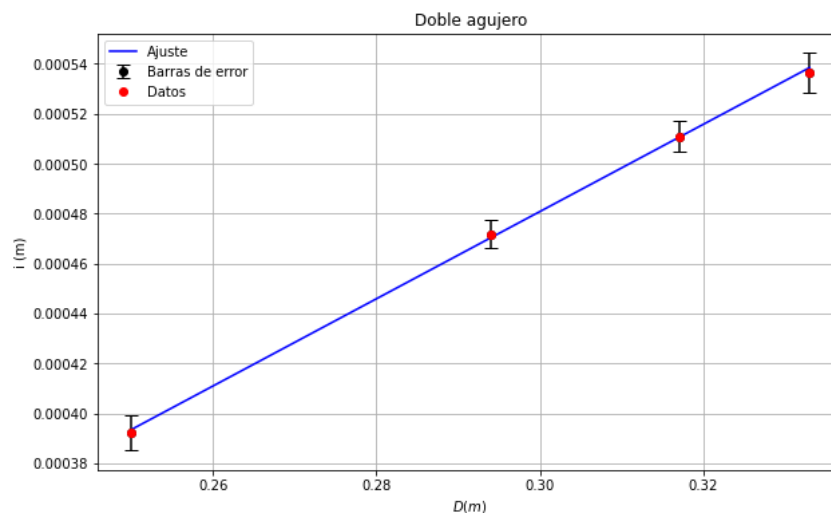


Figura 33: Ajuste lineal para el doble agujero

Del ajuste obtuvimos que  $b = 0,00175 \pm 0,00011 \text{ m}^{-1}$ , entonces la distancia entre los centros de los agujeros  $d_2 = 3,62 \cdot 10^{-4}(23)$ m.

Si comparamos los dos valores que obtuvimos mediante nuestros cálculos con el el valor medido en el apartado 4.3.1  $d = 391,8 \pm 1,9 \mu\text{m}$ .

$$d_1 = 395,9 \pm 2,9 \mu\text{m}$$

$$d_2 = 361,7 \pm 23 \mu\text{m}$$

Podemos ver que los resultados de las distancias entre los centros son bastante similares entre sí. Además, están a menos de 0.5 mm, que es lo que estipulaba el gui3n como distancia ideal entre ellos

## 5. Difracción de Fraunhofer

### 5.1. Introducción

#### 5.1.1. Objetivo y Principios

En esta práctica, nuestro objetivo es hacer uso y estudio del principio de difracción en régimen de Fraunhofer para medir las dimensiones de pequeñas aperturas así como observar e identificar estructuras del fenómeno de difracción diferentes, como son la mancha de Airy y la mancha de Poisson.

El fenómeno de estudio, la difracción, propio de la naturaleza ondulatoria de la luz, ocurre cuando una onda se encuentra con un obstáculo de dimensiones similares a su longitud de onda. Acorde al principio de Huygens-Fresnel, cada punto de un frente de onda actúa como una fuente secundaria de ondas esféricas (en nuestro caso en 3 dimensiones), cuya superposición produce patrones de interferencia que forman una distribución de intensidad que podemos medir u observar al proyectar en una pantalla.

El régimen de difracción de Fraunhofer, corresponde a la observación de este patrón a distancias grandes (respecto al tamaño de la abertura), la distribución de intensidad produce una forma sencilla de analizar. Para el caso de una rendija de anchura  $a$ , la irradiancia en función del ángulo  $\theta$  sería:

$$I(\theta) = I_0 \left( \frac{\sin(\alpha)}{\alpha} \right)^2 ; \quad \alpha = \frac{\pi a}{\lambda} \sin(\theta)$$

La expresión predice un máximo central acompañado de mínimos sin intensidad, estos últimos serán de gran ayuda a la hora de hacer mediciones y vendrán dados en posición por:

$$a \sin(\theta) = n\lambda \quad ; \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Para el caso de ángulos pequeños (aplicando a una distancia  $D$  tal que  $D$  mayor que  $a$ ), obtenemos la posición del mínimo  $x_{min}$  con:

$$x_{min} = \frac{n\lambda}{a} D \tag{17}$$

De donde se deduce:

$$\Delta x = x_{n+1} - x_n = \frac{\lambda}{a} D \tag{18}$$

Y estas ecuaciones podrán usarse, en el estudio de los patrones, para determinar  $a$ .

Para una abertura rectangular de lados  $a$  y  $b$ , el patrón de difracción viene del producto de dos de estas distribuciones en direcciones perpendiculares, lo que da lugar a una estructura bidimensional en la que los mínimos vienen dados por:

$$x_{mín} = \frac{n\lambda z}{a}; \quad y_{mín} = \frac{m\lambda z}{b}$$

Con  $n$  y  $m$  siendo números enteros no nulos. Este comportamiento permite determinar de forma independiente las dimensiones de la abertura en cada dirección.

Es sencillo deducir pues, que al igual que la distribución se adecuaba bidimensionalmente a la imagen, para una abertura circular, la simetría sera radial. Esto da lugar a la llamada Mancha de Airy, que es el mismo patrón pero con simetría radial, por lo que los máximos y mínimos son anillos concéntricos situados alrededor de un máximo central.

La característica de la Mancha de Airy es que el ángulo correspondiente al primer mínimo de intensidad viene dado por:

$$\theta \approx 1,22 \frac{\lambda}{d} \quad (19)$$

Donde  $d$  es el diámetro de la abertura. Resulta de gran importancia este fenómeno pues muestra el límite óptico de resolución de muchos aparatos.

Por último, la difracción también se manifiesta en la aparición de la mancha de Poisson. Consiste en un punto brillante en el centro de la sombra producida por un obstáculo circular. Este fenómeno, consecuencia directa de la interferencia constructiva de las ondas difractadas al rodear los bordes del obstáculo circular, resultó en una de las evidencias más tempranas para mostrar el carácter ondulatorio de la luz.

En conjunto, estos fenómenos ópticos nos enseñan cómo la difracción no solo permite interpretar la naturaleza de la luz más allá de la óptica geométrica, sino que también se nos presenta como una herramienta experimental para la medida de dimensiones microscópicas; que será en la manera en la que pondremos a prueba nuestros conocimientos en el laboratorio.

## 5.2. Material y métodos

### 5.2.1. Montaje experimental

El material que se usará en esta práctica es el siguiente:

- Fuente de luz láser He-Ne (de  $\lambda = 632,8$  nm).
- Placa con rendijas.
- Placa con aberturas rectangulares.
- Placa de vidrio con obstáculo circular.
- Pantalla y Regla.
- Lente convergente.
- Alfiler.
- Placa de Aluminio.
- Bastidor de Diapositivas.
- Banco de trabajo.
- Soportes.

- Microscopio de medición.

El montaje variará levemente según busquemos estudiar unos u otros principios de difracción.

Situamos la fuente de luz láser (o el sistema de fuente de luz con la lente convergente a distancia focal para que salga un haz colimado) y a continuación el soporte que sostendrá la placa (sea con rendijas, aberturas rectangulares, aluminio perforado o con el vidrio y el obstáculo circular) de forma que el rayo de luz incida alineado y perpendicularmente a esta placa. Tras la placa, colocaremos la pantalla.

Para las mediciones del ancho de una rendija, usaremos la placa con las rendijas habiendo elegido una de estas.

Para las mediciones del alto y ancho de una abertura cuadrada, usaremos la placa con las aberturas cuadradas.

En la observación cualitativa de la Mancha de Airy, usaremos la placa de aluminio en el que perforaremos con el alfiler un pequeño agujero y colocaremos en el bastidor de diapositivas para poner en el soporte. En nuestro caso, usaremos la misma placa de la otra práctica de difracción para ahorrar material.

En la observación cualitativa de la Mancha de Poisson, usaremos la placa de vidrio con el obstáculo circular.

A mayores, haremos uso del microscopio de medición para medir el ancho de la rendija y el alto y ancho de la abertura circular para así tener valores con los que comparar nuestro resultado.

Mostramos un ejemplo de montaje experimental para la sección de medición del tamaño de una rendija:

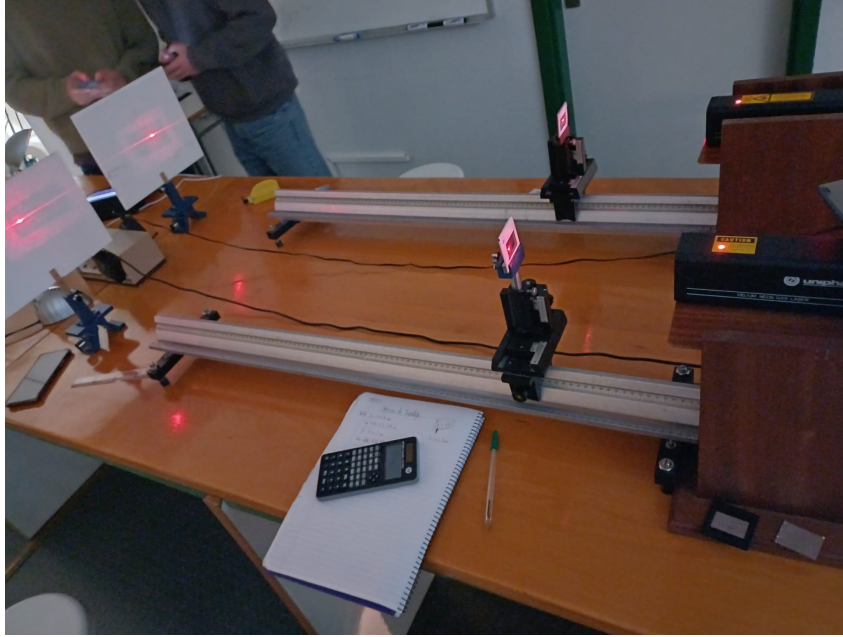


Figura 34: Esquema del montaje experimental.

### 5.2.2. Procedimiento

Con el montaje y material comentado en la sección anterior, comenzamos con la intención de observar y medir el ancho de una rendija a través de la medición de mínimos en la proyección del patrón de difracción formado por la rendija. En este caso, solamente nos preocupa una dimensión, el eje  $x$ , así que lo que deberíamos hacer es medir la distancia de la rendija a la pantalla y a continuación, en la proyección de la distribución de intensidad en la pantalla, medir con la regla la posición de varios mínimos así como que mínimo representa. Una vez hecho esto, repetimos para otra distancia  $D$  rendija-pantalla distinta.

Se medirían las posiciones  $x_{min}$  frente a  $n$  para, en un ajuste, lineal del tipo  $x_{min} = An + B$  obtener las constantes  $A$  y  $B$ . De ellas, a partir de  $A$  obtendríamos el tamaño de la rendija  $a$  ya que:

$$a = D \frac{\lambda}{A} \quad ; \quad s(a) = \sqrt{\left(\frac{\lambda}{A}\right)^2 s(D)^2 + \left(\frac{\lambda D}{A^2}\right)^2 s(A)^2} \quad (20)$$

En nuestro caso, nosotros no tomamos las medidas directas de posición  $x_{min}$ , sino que tomamos  $\Delta x$  (distancia entre mínimos) a la hora de medir, lo cual es directamente  $A$ . Por ello, podemos calcularlo directamente con la ecuación anterior. Sin embargo, para obtener la regresión lineal y la gráfica debemos reconstruir las  $x_{min}$ , y es lo que haremos; tras ello, realizaremos la regresión y obtendremos  $a$ .

Así, tendríamos tres tipos de medida para cada dimensión:  $a$  calculado de forma directa  $a = D \frac{\lambda}{\Delta x_{media}}$ ,  $a$  por regresión lineal y  $a$  medida directamente con el microscopio. Con las dos primeras, haremos la media para comparar con la obtenida con el microscopio.

En el caso rectangular realizaremos lo mismo que antes pero por duplicado, para la componente horizontal tomaremos los  $x_{min}$  y para la componente vertical los  $y_{min}$ . Realizando de nuevo todo el proceso de calculo directo, por regresión lineal y medida directa con el microscopio que comentamos antes.

A continuación, nos tocará presenciar el efecto de la Mancha de Airy, así, con la lámina de Aluminio perforada por nosotros con un alfiler observaremos el patrón formado. Dependiendo del tamaño del agujero, el patrón será más amplio angularmente o más pequeño. Cuanto más grande el agujero, más concatenados los anillos, cuanto más pequeño el agujero, más amplios estos anillos. Esto lo observamos con distintos tamaños de agujeros y viene dado por los términos de la ecuación 19.

El caso final será observar el punto central de máximo luminoso en la sombra del círculo iluminado por el láser. Esto es la Mancha de Poisson. Jugaremos con la distancia para que el área de sección luminosa del láser y el del círculo sean similares y se pueda observar con claridad. Sacaremos una fotografía buscando que se observe el punto central luminoso.

### 5.3. Discusión y Resultados

#### 5.3.1. Rendija

Procederemos midiendo el tamaño entre mínimos, tal y como se muestra en la imagen.

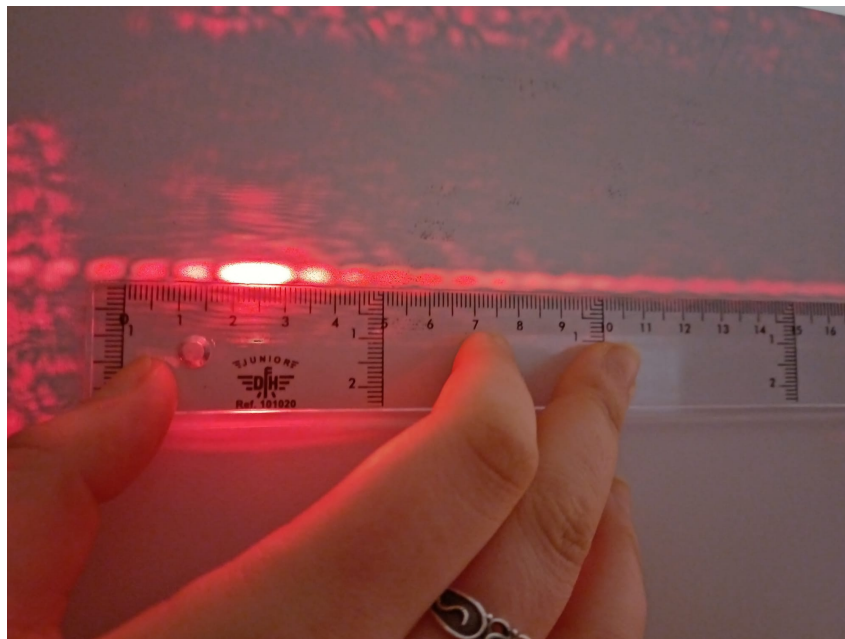


Figura 35: Fotografía del fenómeno observado.

Recordamos que hemos hecho dos sets de medidas, uno para  $D_1 = 194,8$  cm y otro para  $D_2 = 342,0$  cm.

La media de las medidas directas  $\Delta x$  que hemos tomado, nos revela directamente  $A$ , que, al operarla, llegaríamos a  $a$ . Los resultados directos serían:

La media del resultado sería:

$$a = (1,53 \pm 0,05) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Ahora procedemos al ajuste lineal para los datos en  $D_1$ :

$D_1 = 194,8 \text{ cm}$		$D_2 = 342,0 \text{ cm}$	
$A_1 \text{ (m)}$	$a_1 \text{ (m)}$	$A_2 \text{ (m)}$	$a_2 \text{ (m)}$
$(8,17 \pm 0,29) \cdot 10^{-3}$	$(1,51 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$	$(1,40 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$	$(1,55 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$

Cuadro 19: Datos Directos

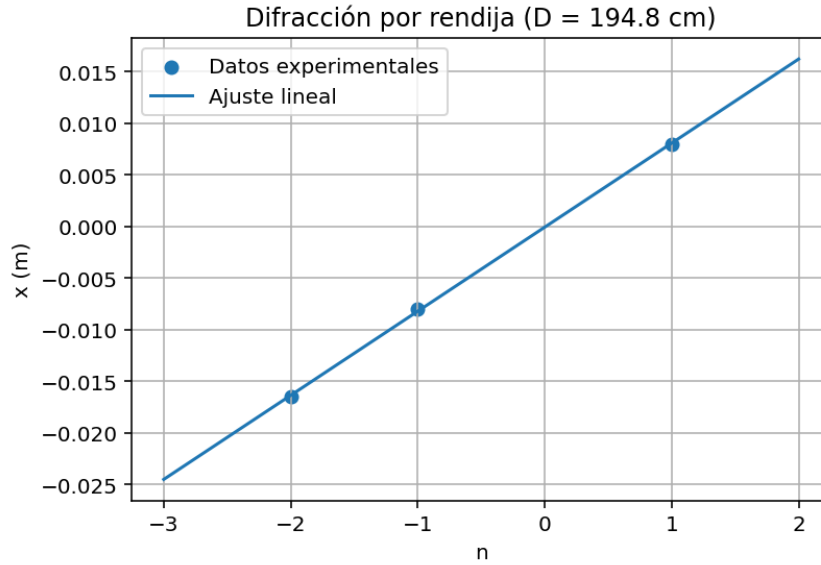


Figura 36: Ajuste lineal Rendija  $D_1 = 194,8 \text{ cm}$

Este ajuste nos devuelve:

$$A_1 = (8,14 \pm 0,12) \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$B_1 = (-7,14 \pm 0,17) \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

Lo cual nos lleva a que:

$$a = (1,51 \pm 0,02) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Hacemos el ajuste lineal para los datos en  $D_2$ :

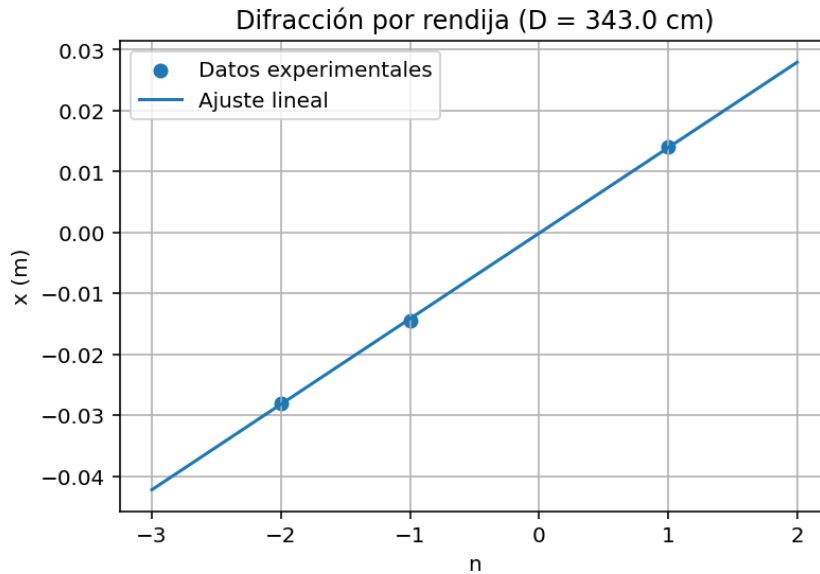


Figura 37: Ajuste lineal Rendija  $D_2 = 342,0$  cm

Este ajuste nos devuelve:

$$A_2 = (1,40 \pm 0,02) \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

$$B_2 = (-1,43 \pm 2,60) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Obtenemos:

$$a = (1,54 \pm 0,02) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

La media de los resultados obtenidos con el ajuste lineal son:

$$a = (1,53 \pm 0,02) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Y, combinando el resultado directo con el lineal, tenemos la media final:

$$a = (1,53 \pm 0,03) \cdot 10^{-4} \text{ m} \tag{21}$$

Comparamos en la siguiente tabla este resultado obtenido en la ecuación 21 con la obtenida de la media de tomas de  $a$  con el microscopio:

$a$ [ajustado] ( $10^{-4}$ m)	$a$ [microscopio] ( $10^{-4}$ m)
$1,53 \pm 0,03$	$1,72 \pm 0,01$

Cuadro 20: Resultados medidas rendija.

Se aprecia de forma directa que los datos, pese a ser similares, no acaban de cuadrar; comentaremos estas discrepancias junto a las de los resultados para la abertura rectangular en la sección final de conclusiones.

### 5.3.2. Abertura Rectangular

Esta sección es similar a la anterior, solo que al ser un caso bidimensional, la cantidad de datos y resultados será mayor. Comenzaremos obteniendo los resultados directos y ajustes tanto para la componente horizontal como para la vertical de nuestros datos a  $D_1 = 154,4$  cm y posteriormente repetiremos lo mismo para  $D_2 = 342,8$  cm. Finalmente, recopilaremos todos los datos en una tabla que nos servirá para apreciar y comentar aquello obtenido.

La distribución para este caso se muestra a continuación:

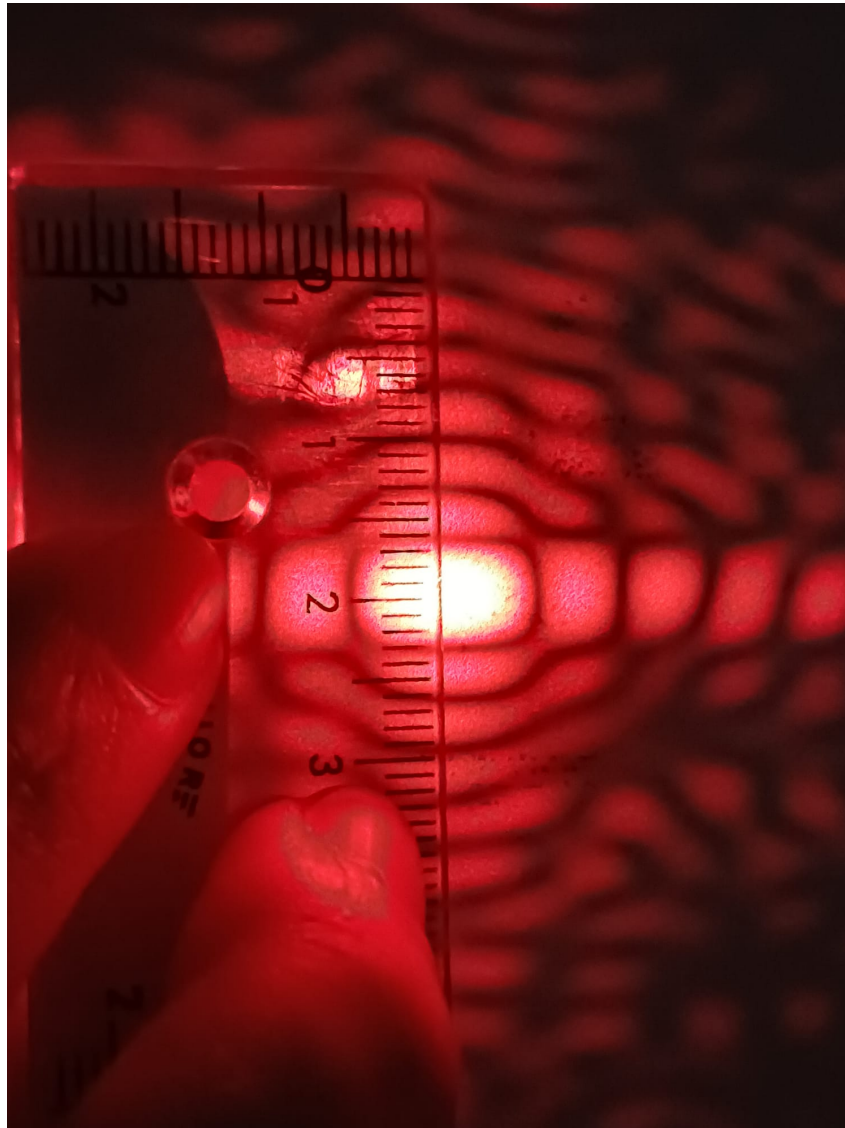


Figura 38: Fotografía del fenómeno observado.

Con las medidas de  $D_1$  empezamos, primero las medidas directas de la componente horizontal ( $A_1^H$ , relacionada con  $a_1$ ) y vertical ( $A_1^V$ , relacionada con  $b_1$ ).

El ajuste de la componente horizontal en esta longitud quedaría como:

$D_1 = 154,4 \text{ cm}$			
$A_1^H \text{ (m)}$	$a_1 \text{ (m)}$	$A_1^V \text{ (m)}$	$b_1 \text{ (m)}$
$(6,00 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$	$(1,63 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$	$(3,17 \pm 0,29) \cdot 10^{-2}$	$(3,09 \pm 0,28) \cdot 10^{-4}$

Cuadro 21: Datos Directos

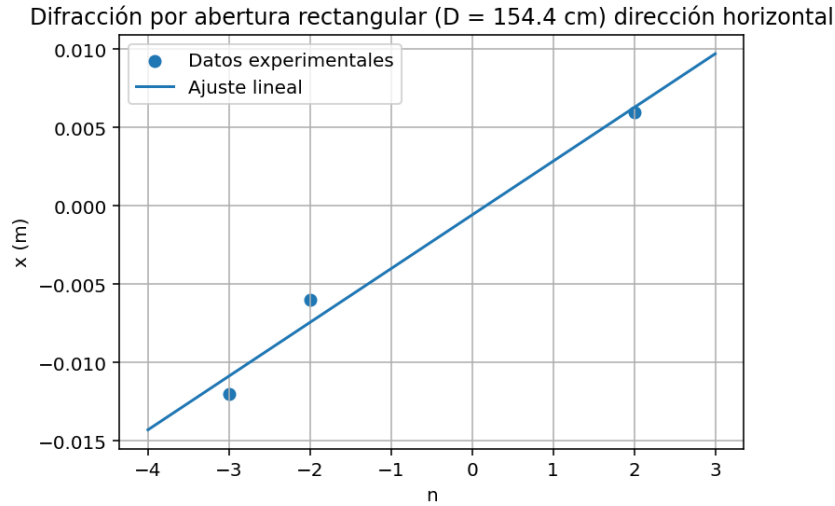


Figura 39: Ajuste lineal horizontal Abertura Rectangular  $D_1 = 154,4 \text{ cm}$

Las constante que se obtienen así son:

$$A_1^H = (3,43 \pm 0,49) \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$B_1^H = (-5,71 \pm 0,12) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Conseguimos:

$$a = (2,85 \pm 0,41) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Hacemos ajuste de la componente vertical en la misma longitud y queda:

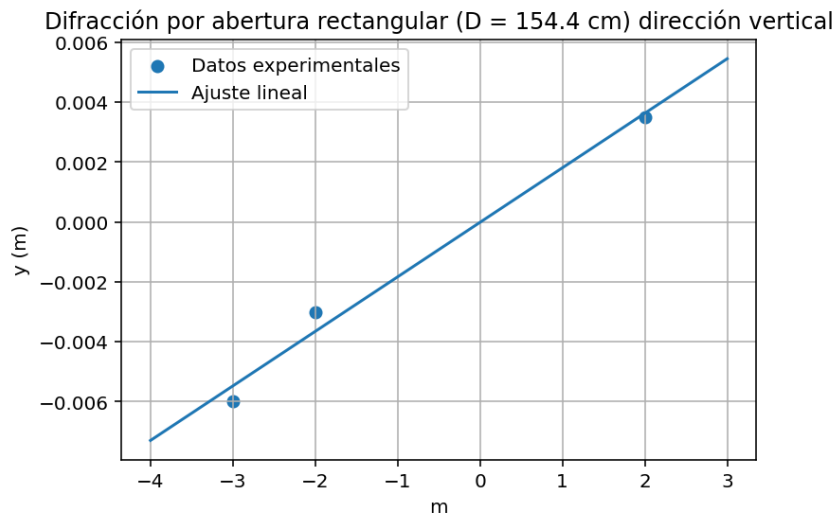


Figura 40: Ajuste lineal vertical Abertura Rectangular  $D_1 = 154,4 \text{ cm}$

Las constante que se obtienen así son:

$$A_1^V = (1,82 \pm 0,23) \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$B_1^V = (-1,191 \pm 0,54) \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

Conseguimos:

$$b = (5,36 \pm 0,67) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Procedemos haciendo lo mismo pero para nuestra segunda distancia de medidas,  $D_2$ . Primero las medidas directas.

$D_2 = 342,8 \text{ cm}$			
$A_1^H \text{ (m)}$	$a_1 \text{ (m)}$	$A_1^V \text{ (m)}$	$b_1 \text{ (m)}$
$(1,30 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$	$(1,67 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$	$(7,17 \pm 0,29) \cdot 10^{-3}$	$(3,03 \pm 0,12) \cdot 10^{-4}$

Cuadro 22: Datos Directos

El ajuste de la componente horizontal en esta longitud quedaría como:

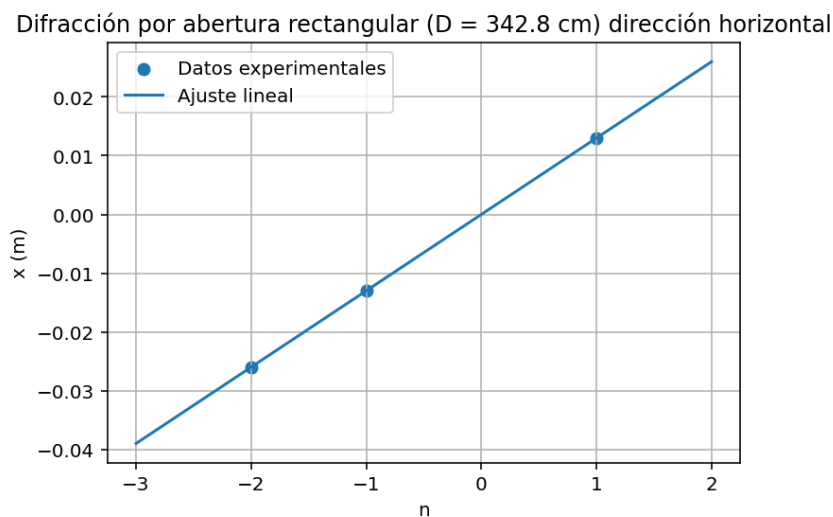


Figura 41: Ajuste lineal horizontal Abertura Rectangular  $D_2 = 342,8 \text{ cm}$

Las constantes que se obtienen así son:

$$A_2^H = (1,30 \pm 0,05) \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

$$B_2^H = (0,00 \pm 0,05) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Conseguimos:

$$a = (1,67 \pm 0,05) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Hacemos ajuste de la componente vertical en la misma longitud y nos queda:

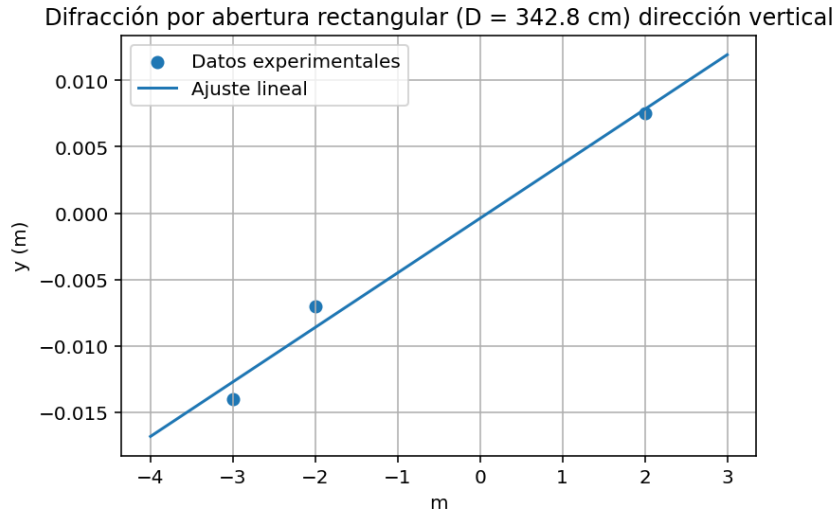


Figura 42: Ajuste lineal vertical Abertura Rectangular  $D_2 = 342,8$  cm

Las constante que se obtienen así son:

$$A_2^V = (4,11 \pm 0,56) \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$B_2^V = (-3,93 \pm 0,13) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Conseguimos:

$$b = (5,28 \pm 0,72) \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Entonces hacemos la media de nuestros resultados y comparamos con la media de los resultados obtenidos por medición con el microscopio:

$a$ [ajustado] ( $10^{-4}$ m)	$a$ [microscopio] ( $10^{-4}$ m)
$1,95 \pm 0,10$	$2,13 \pm 0,06$

Cuadro 23: Resultados medidas abertura rectangular.

$b$ [ajustado] ( $10^{-4}$ m)	$b$ [microscopio] ( $10^{-4}$ m)
$4,19 \pm 0,45$	$2,23 \pm 0,06$

Cuadro 24: Resultados medidas abertura rectangular.

El resultado de la anchura parece razonable, pero el de la altura del rectángulo es absurdo, casi el doble. Hablaremos de ello más adelante.

### 5.3.3. Mancha de Airy

En este apartado se ha estudiado el patrón de difracción producido por aberturas circulares de muy pequeño tamaño, observándose la denominada mancha de Airy. Se debería obtener una estructura con simetría radial caracterizada por un máximo central intenso (disco de Airy) rodeado de anillos concéntricos de intensidad decreciente.

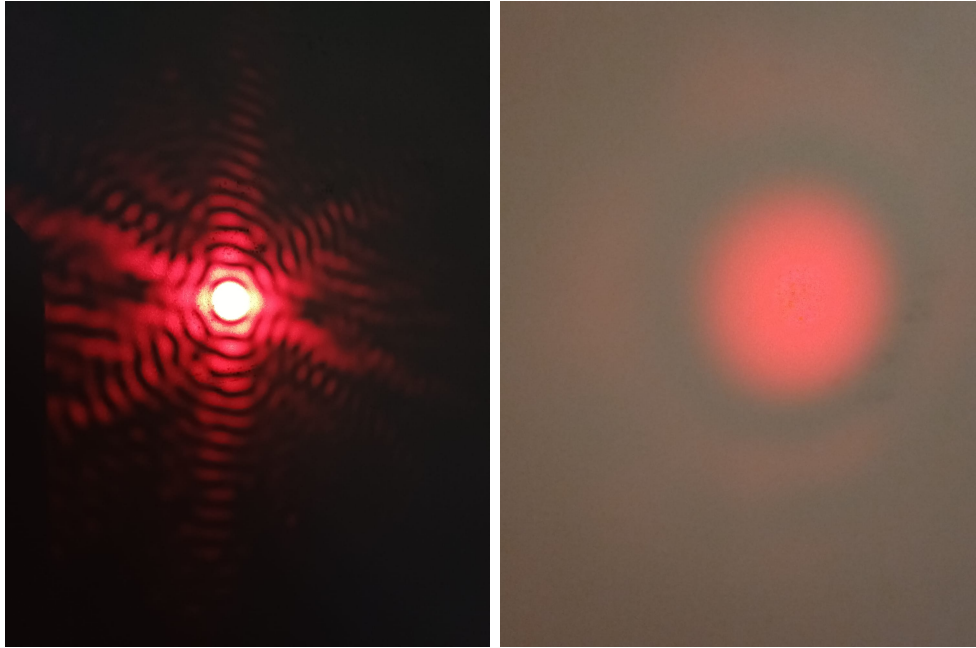


Figura 43: Mancha de Airy.

Sin embargo, como se aprecia en la imagen del fenómeno, esto no es así. No es así porque, como pudimos ver en el microscopio, la perforación no fue circular perfecta, sino una especie de mancha proto-rectangular; afectando evidentemente a la rotura de esta simetría.

El radio angular del primer mínimo de intensidad viene dado por la expresión 19. Esta relación muestra que el tamaño del disco de Airy es inversamente proporcional al diámetro del orificio. Esto se observa experimentalmente ya que, al disminuir el tamaño de la abertura el patrón de difracción se ensancha, aumentando el tamaño del disco central y la separación entre anillos. Y al revés, aberturas de mayor tamaño producen patrones más concentrados.

#### 5.3.4. Mancha de Poisson

En este apartado se ha observado la denominada mancha de Poisson, que consiste en la aparición de un punto brillante en el centro de la sombra proyectada por un obstáculo circular opaco. A pesar de que, desde un punto de vista de la óptica geométrica, dicha región debería permanecer completamente oscura, experimentalmente se detecta una intensidad no nula en el centro de la sombra, lo cual sirve para mostrar la naturaleza ondulatoria de la luz.

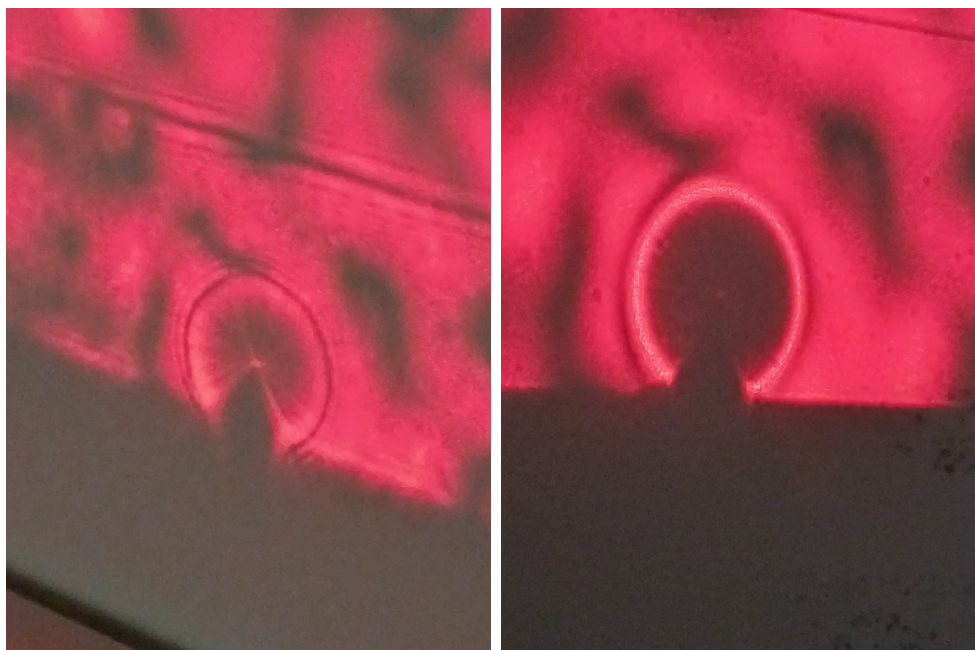


Figura 44: Mancha de Poisson.

Este fenómeno se explica mediante la teoría ondulatoria de la luz. Según el principio de Huygens-Fresnel, todos los puntos del frente de onda que rodean el obstáculo actúan como fuentes secundarias que emiten ondas esféricas. En el punto central de la sombra, las contribuciones de todas estas ondas llegan con la misma fase, produciendo interferencia constructiva y dando lugar a un máximo de intensidad.

En este apartado, se ha comprobado la presencia de este punto brillante en el centro de la sombra, observándose además una distribución aproximadamente simétrica alrededor del mismo. La calidad de la mancha observada depende de factores como la alineación del sistema, la homogeneidad del haz incidente y nuestra propia precisión.

## 5.4. Conclusiones

En esta práctica se ha estudiado el fenómeno de la difracción de Fraunhofer como manifestación de la naturaleza ondulatoria de la luz, empleándolo tanto para la determinación de dimensiones características de aperturas como para la observación de patrones de difracción de la luz.

En el caso de la rendija, los resultados obtenidos mediante el análisis del patrón de difracción permiten estimar su anchura con un valor del orden de  $10^{-4}$  m. La concordancia entre los valores obtenidos por medida directa y por ajuste lineal es notable, lo que indica una buena consistencia interna del método experimental. Sin embargo, al comparar con la medida obtenida mediante microscopio, se observa una discrepancia apreciable, aunque del mismo orden de magnitud.

Para la abertura rectangular, el comportamiento es más irregular. Mientras que la estimación de la anchura presenta resultados razonables y comparables con los obtenidos mediante el microscopio, la determinación de la altura muestra una desviación significativa, llegando a valores claramente incompatibles. Esto sugiere una mayor sensibilidad del

método a errores experimentales en este caso, especialmente en la identificación y medición de los mínimos en la dirección vertical.

Estas discrepancias pueden explicarse por diversas fuentes de error. En primer lugar, el modelo teórico empleado se basa en varias aproximaciones, como la condición de ángulo pequeño ( $\sin \theta \approx \frac{x}{D}$ ) y el régimen ideal de Fraunhofer, que en la práctica solo se cumple de forma aproximada debido a las distancias finitas del montaje. Además, la determinación experimental de los mínimos presenta una incertidumbre en sí misma, ya que no se trata de puntos perfectamente definidos sino de regiones oscuras cuya localización exacta depende de nuestra propia decisión y ojo de observador.

Por otro lado, el uso de diferencias entre mínimos ( $\Delta x$ ) en lugar de posiciones absolutas introduce correlaciones entre los datos que pueden afectar a la precisión de los ajustes realizados. A esto se suma el hecho de que el número de mínimos claramente identificables es muy pequeño (tres en cada set de medidas, pues eran los únicos bien apreciables), lo que limita la calidad de los ajustes lineales, en nuestros casos basados únicamente en tres puntos.

También deben considerarse errores asociados al montaje experimental, como posibles desalineaciones del haz láser, desviaciones respecto a la incidencia perpendicular sobre la placa o imprecisiones en la medida de la distancia entre la placa y la pantalla. Todos estos factores contribuyen a la acumulación de errores que explican las diferencias observadas entre los valores experimentales y los medidos directamente con el microscopio.

En cuanto a los fenómenos cualitativos, se ha podido observar la mancha de Poisson, verificando experimentalmente la existencia de un máximo de intensidad en el centro de la sombra de un obstáculo circular, en concordancia con la teoría ondulatoria. Por otro lado, la observación de la mancha de Airy se ha visto limitada por la falta de idealidad de las perforaciones en la placa de aluminio empleadas, lo que ha no nos ha dejado obtener un patrón con simetría radial perfecta, aún así, similar.

En conjunto, los resultados obtenidos confirman la validez del modelo ondulatorio de la luz y muestran cómo la difracción constituye una herramienta útil para la determinación de dimensiones microscópicas, aunque hemos comprobado que su aplicación experimental requiere de un cuidado y precisión considerables en las condiciones experimentales y de las fuentes de error asociadas.