

Anexos

Nerea Arosa Riveiro y Daniel Vázquez Lago

February 2024

Índice

| | |
|--|-----------|
| 1. Dispersión material | 2 |
| 1.1. Ventajas e inconvenientes de rendija estrecha y ancha | 2 |
| 1.2. Intensidad de los colores | 2 |
| 1.3. Deducción de la fórmula que relaciona α con ϕ | 2 |
| 1.4. Datos de la práctica | 3 |
| 1.5. Dipsersión del prisma: normal o anómala. | 4 |
| 1.6. Gráficas | 5 |
| 2. Polarización | 6 |
| 2.1. Datos de la práctica | 6 |
| 2.2. Gráficas | 7 |
| 2.3. Cuestiones | 8 |
| 3. Interferómetro de Young | 12 |
| 3.1. Doble rendija (1) | 12 |
| 3.2. Doble rendija (2) | 14 |
| 4. Difracción de Fraunhofer | 16 |
| 4.1. Rendija 1 | 16 |
| 4.2. Rendija 2 | 17 |
| 4.3. Gráficas | 17 |

1. Dispersión material

1.1. Ventajas e inconvenientes de rendija estrecha y ancha

La ventaja de una rendija ancha es clara: cuanto mas intensidad entre en la rendija las franjas de luz, observaremos las líneas espectrales usando el goniómetro. Incluso puede que se lleguen a observar líneas que de algún otro modo no se verían. A pesar de la clara ventaja, el inconveniente pesa mucho mas: aumentar el tamaño de la rendija hace que las líneas espectrales también sean mas anchas, por lo que el error de medida aumentaría. Si se aumentara lo suficiente podría llegar incluso a la superposición de algunas (no en nuestro experimento, ya que estaban suficientemente distanciadas, pero usando otra lámpara o espectro quizás pueda pasar).

La ventaja de la rendija estrecha es, como se puede deducir del anterior comentario, el aumento de la precisión de medida, disminución del error, ya que seremos capaces de colocar el goniómetro en el centro del halo de luz con mayor precisión, y por tanto tomar una medida angular mejor. La desventaja: la intensidad de las líneas de luz será menor.

La pregunta ahora es, en nuestro experimento, ¿Cuál nos interesa usar? ¿La configuración estrecha o ancha? La rendija ancha no proporciona *de facto* ninguna ventaja, ya que nosotros solo observamos 4 líneas espectrales, con una gran intensidad, no haciendo falta un aumento de esta para observarlas adecuadamente. En otro experimento quizás sea interesante, no el nuestro. Sin embargo la rendija estrecha proporciona mas calidad (menos error) sin ningún tipo de prejuicio. Por tanto esta configuración es la que usaremos.

1.2. Intensidad de los colores

Una de las observaciones mas interesantes de la práctica es la diferencia de intensidad entre algunos colores de las líneas espectrales. Una de las razones por las que pasa esto es la diferencia energética entre ondas. Como sabemos, la frecuencia es directamente proporcional a la energía (relación de Planck–Einstein) $E = h\nu$. Esto es, cuanto mas frecuencia tenga una onda mas energía tendrá.

Por tanto para emitir fotones de una frecuencia mayor (como puede ser el azul en el espectro visible) hará falta más energía que para emitir un fotón de frecuencia menor (rojo). Debido a las excitaciones cuánticas que ocurren en el interior de nuestra lámpara, será mas sencillo emitir fotones de menor energía que fotones de mayor energía, por lo que la cantidad de fotones que se emitan de color rojo será mayor que la cantidad de fotones de color azul, y como la intensidad es proporcional al número de fotones que se emiten, tendremos que existirá diferencia de intensidad para cada color. Lógicamente, la forma de reducir este fenómeno es aumentando la energía que le metemos a la lámpara.

Otros fenómenos como la dispersión de los átomos del prisma, así como la pérdida de intensidad por la transmisión y reflexión a través de la superficies del prisma, pueden tener cierta influencia.

1.3. Deducción de la fórmula que relaciona α con ϕ

La deducción de las fórmulas es pura trigonometría, por lo que presentamos las imagenes siguientes:

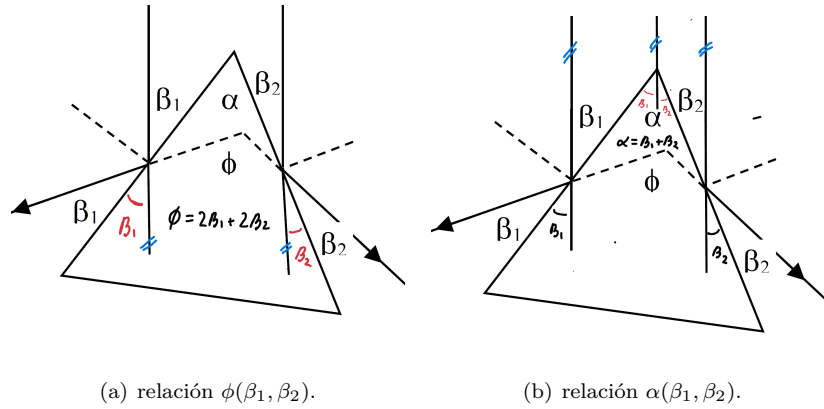


Figura 1: Demostración visual de las relaciones

de lo que podemos deducir las relaciones siguientes:

$$\phi = 2(\beta_1 + \beta_2) \quad \alpha = \beta_1 + \beta_2 \quad (1)$$

Y como lo que queremos hacer es relacionar α con ϕ , pues directamente ponemos que:

$$\alpha = \phi/2 \quad (2)$$

1.4. Datos de la práctica

Tenemos que usar la ecuación

$$n(\lambda) = \frac{\sin\left(\frac{\delta_m(\lambda) + \alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \quad (3)$$

por lo que conociendo λ , δ_m y α podemos deducir $n(\delta)$. Primero presentamos el valor de ángulo refringente del prisma (α) con su incertidumbre:

$$\alpha = 76,05^\circ \quad s(\alpha) = 0,92^\circ \quad (4)$$

y a continuación la tabla con los valores obtenidos (la incertidumbre tan grande de δ para el amarillo se debe a un dato que se desvía mucho de la media, y por tanto altera en gran medida la incertidumbre).

| $\lambda(\text{nm})$ | δ ($^\circ$) | $s(\delta)$ ($^\circ$) | n | $s(n)$ |
|----------------------|-----------------------|--------------------------|---------|---------|
| 625.0 | 65.77 | 0.14 | 1.53407 | 0.00075 |
| 590.0 | 66.67 | 0.58 | 1.53813 | 0.00269 |
| 570.0 | 66.67 | 0.13 | 1.53819 | 0.00067 |
| 500.0 | 68.62 | 0.12 | 1.54680 | 0.00060 |

Cuadro 1: tal que: longitud de onda (λ), ángulo de desviación mínima (δ) y índice de refracción (n).

La verificación de la *relación de dispersión de Cauchy* por parte del vidrio, tal y como podemos ver en la gráfica 2, es uno de los resultados más interesantes que podemos obtener en esta práctica. Que dicha

relación sea capaz de predecir con bastante precisión el índice de refracción de un material como el vidrio aumenta mucho el valor científico y tecnológico de dicho material. Por ejemplo una aplicación interesante puede ser la de separar las líneas de los espectros de emisión (lo que de hecho, hacemos en esta práctica), aplicar esto para la metrología, diseño de fibras ópticas... Las aplicaciones de un material que verifique esta relación son muchas y muy interesantes, pero si además el material es un material común, barato de producir, y muy usado a lo largo del mundo hace que incluso el valor de esta relación sea mucho mayor.

Para ver si las medidas realmente son compatibles deberíamos hacer un test estadístico, sin embargo sale del contenido de esta práctica. Se puede ver claramente la correlación y que sigue, aproximadamente, una línea recta. Ahora quiero hacer un comentario fuera de esto: podemos ver que existe una gran incertidumbre en el índice de refracción del amarillo. Esto es porque tenemos un dato experimental que difiere mucho de las demás. De hecho se puede ver en la tabla 2 que hay un orden de magnitud de diferencia respecto las demás. Por esa misma razón escribimos la incertidumbre con 3 cifras significativas, de otro modo no podríamos diferencia n del amarillo respecto cualquier otro color). En la figura 2 también lo podemos ver.

Por esa misma razón traemos una gráfica con los índices eliminando ese dato anómalo. Como podemos ver mejora bastante la regresión, por lo que podemos concluir que anotamos mal el dato o tuvimos un error en la medida. Para este caso la tabla sería:

| $\lambda(\text{nm})$ | $\delta (^{\circ})$ | $s(\delta)(^{\circ})$ | n | $s(n)$ |
|----------------------|---------------------|-----------------------|---------|---------|
| 625.0 | 65.77 | 0.14 | 1.53407 | 0.00075 |
| 590.0 | 66.23 | 0.14 | 1.53617 | 0.00071 |
| 570.0 | 66.67 | 0.13 | 1.53819 | 0.00067 |
| 500.0 | 68.62 | 0.12 | 1.54680 | 0.00060 |

Cuadro 2: tabla de datos experimentales eliminando dato anómalo.

1.5. Dipsersión del prisma: normal o anómala.

Decimos que un material tiene dispersión normal siempre que verifique la relación de cauchy a primer orden

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} \quad (5)$$

Como podemos ver en las gráfica 2 y 3 esta ecuación se verifica, por lo que podemos considerar al vidrio usado en la práctica un medio normal. Los valores son:

$$A = 1,51 \quad s(A) = 0,16 \quad B = 8572 \text{ (nm}^2\text{)} \quad s(B) = 95 \text{ (nm}^2\text{)} \quad (6)$$

Sin el valor experimental desviado del amarillo:

$$A' = 1,5106 \quad s(A') = 0,0012 \quad B' = 9006 \text{ (nm}^2\text{)} \quad s(B') = 61 \text{ (nm}^2\text{)} \quad (7)$$

1.6. Gráficas

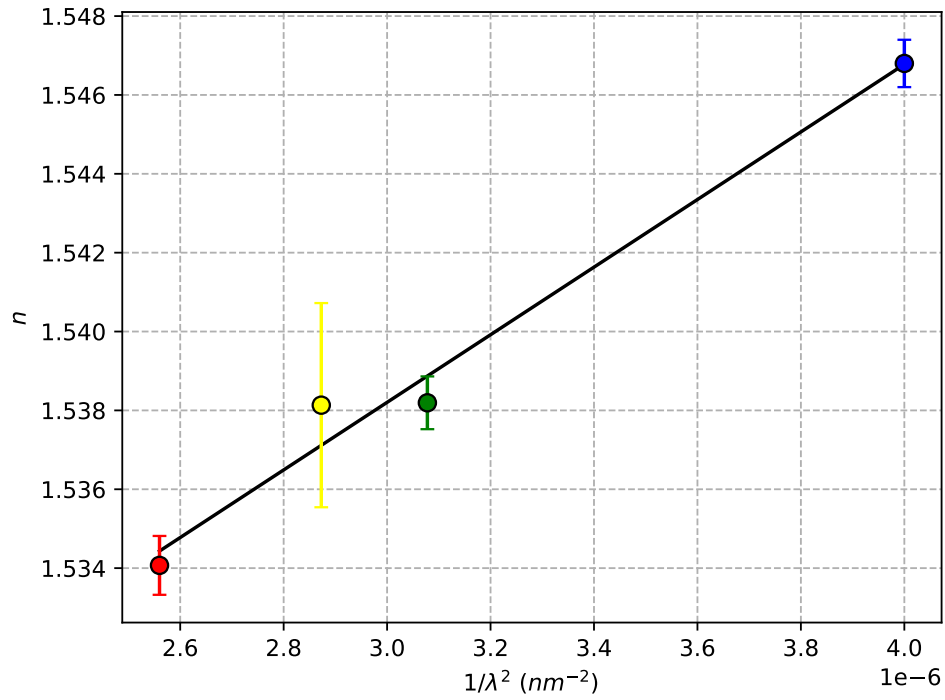


Figura 2: Representación gráfica de $n(\lambda) = A + B/\lambda^2$ con los errores experimentales.

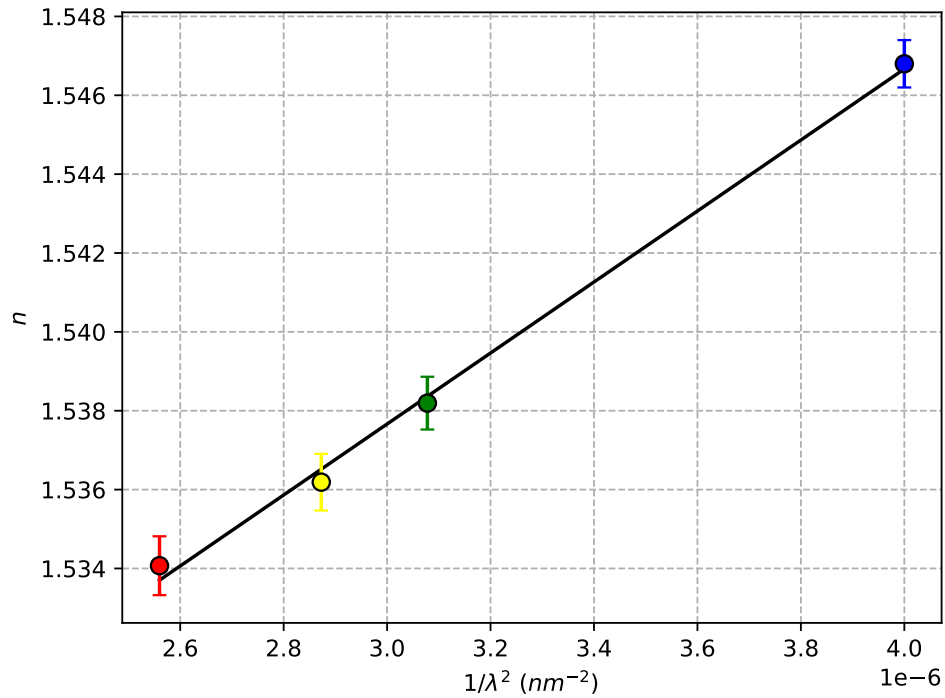


Figura 3: Representación gráfica de $n(\lambda) = A + B/\lambda^2$ sin los errores experimentales.

2. Polarización

La **Ley de Malus** se corresponde con:

$$I(\theta) = I_0 \cdot \cos^2(\theta) \quad (8)$$

Nos indica que la intensidad de un rayo de luz polarizado linealmente, que atraviesa un analizador perfecto y de eje óptico vertical equivale a este producto. Esta θ es la posición **entre** polarizadores.

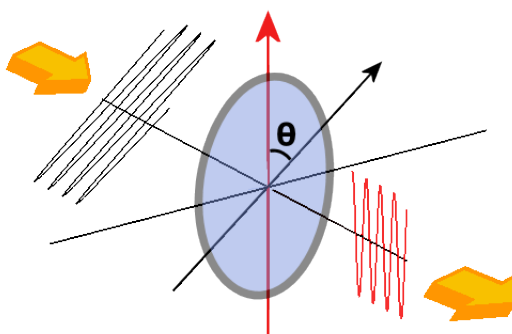


Figura 4: Ley de malus. Imagen de: *Wikipedia, Ley de Malus*.

2.1. Datos de la práctica

| $(\theta(^{\circ}) \pm 2^{\circ}) - 90^{\circ}$ | $(I (\mu W)) - 0.11 \mu W$ |
|---|----------------------------|
| 0 | 0.14 |
| 10 | 0.18 |
| 20 | 0.47 |
| 30 | 0.93 |
| 40 | 1.50 |
| 50 | 2.22 |
| 60 | 2.82 |
| 70 | 3.35 |
| 80 | 3.78 |
| 90 | 3.95 |
| 100 | 3.85 |
| 110 | 3.63 |
| 120 | 3.18 |
| 130 | 2.59 |
| 140 | 1.90 |
| 150 | 1.27 |
| 160 | 0.68 |
| 170 | 0.30 |
| 180 | 0.13 |

Cuadro 3: Datos para la comprobación de la Ley de Malus.

Restamos 0.11 a la irradiancia puesto que el cero del aparato de medida era este. Y al ángulo le restamos 90° para que nos quedase centrado en cero la figura (5)

2.2. Gráficas

En la primera gráfica representamos la irradiancia frente θ , ¿qué podemos observar? Es una gráfica periódica que tiende a un coseno puesto que tiene un **máximo en el cero**. Los mínimos de la gráfica están en $0\mu W$ y $\pm 75^\circ$. En los lados que no se ve volvería a subir la gráfica con máximos en $\pm 180^\circ$ de la misma altura que en el cero obteniendo así una función periódica. Este **máximo de irradiancia** se corresponde con I_0 .

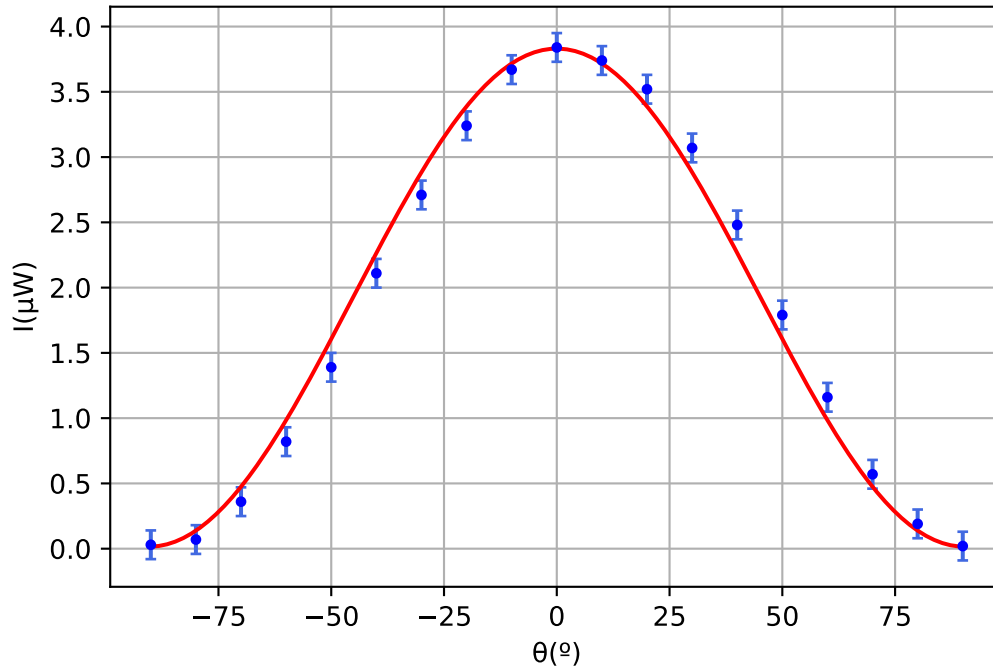


Figura 5: I frente a θ

En la segunda gráfica representamos la irradiancia frente al coseno cuadrado¹ Aquí I_0 es el valor de la pendiente de nuestra regresión. Pero esta no pasa por el origen de coordenadas puesto que no tendría sentido, el coseno al cuadrado no vale cero para ningún valor. Para $\theta=0$ vale 1.

¹Recordemos pasar los ángulos a radianes.

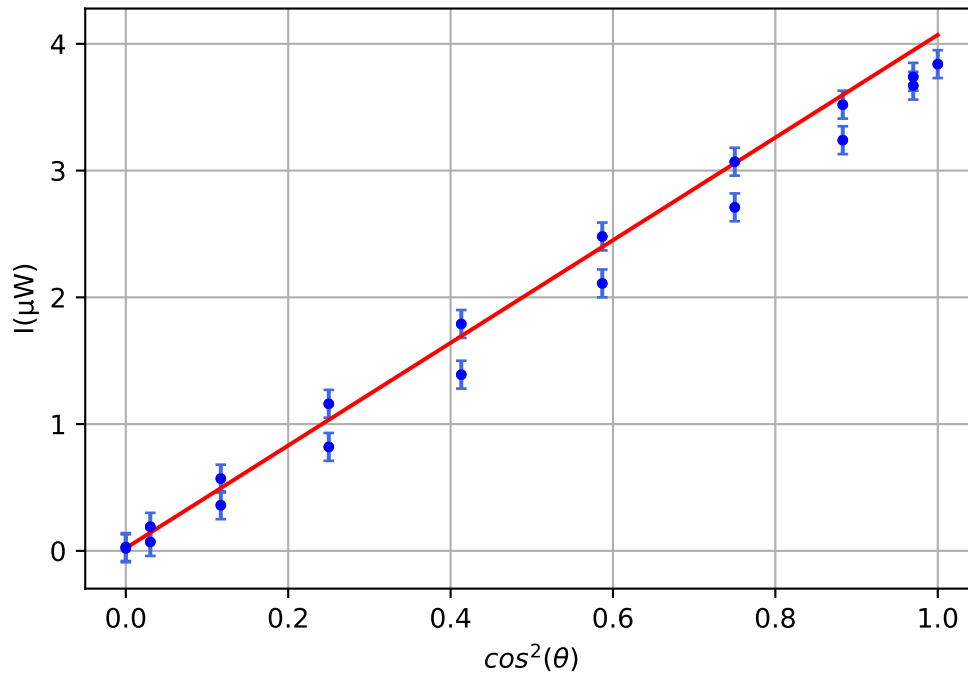


Figura 6: I frente al coseno de theta

2.3. Cuestiones

Posiciones de los elementos

¿Cómo determinamos los ejes de los polarizadores? El método que se ha utilizado para determinar los ejes polarizadores es un método experimental, poco preciso, pero eficaz. Fuimos a un sitio con luz y observamos el reflejo de un cristal. Cuando no se viese reflejo alguno significaba que el eje del polarizador está perpendicular a la luz.

- El ángulo que forma el eje de transmisión del primer polarizador con 0° de su escala **está en 150°** y en 330° , es decir en $+180^\circ$.
- Para el eje de transmisión del segundo polarizador **está en 60°** , también en su opuesto es decir a $+180^\circ$, como en el caso anterior, aquí esta en 240° .

¿Qué pasará cuando pongamos los polarizadores perpendiculares? No veremos nada, no pasa luz. Tal y como vemos en este esquema los polarizadores solo dejan pasar la parte de la luz que la orientación de sus ejes les permite(7):

- Idem para los ejes principales de la lámina de retardo de fase. Para saber cuales son los ejes principales de la lámina utilizamos el método descrito debajo que estarán a **101° y 15°** y sus respectivos opuestos. Esto es respecto al primer polarizador 49° y 45° . Los ejes deberían ser perpendiculares entre sí pero debido a errores en la hora de medir, como puede ser la oscilación del medidor de irradiancia o el error humano no nos dan exactamente 90° .

El método que se ha utilizado para determinar los ejes de la lámina retardadora de fase es colocar lo dos

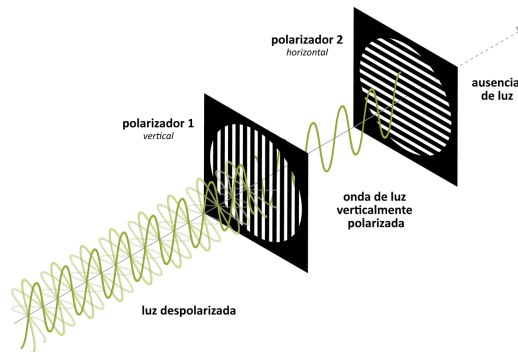


Figura 7: Acción de dos polarizadores cruzados, es decir con los ejes perpendiculares. Imagen de: *MaterialsPolarizers*

polarizadores en el banco óptico con los ejes perpendiculares. Esto significa que el polímetro no recibe ningún tipo de irradiancia. Ahora interponemos la lámina retardadora entre los polarizadores. Y vamos variando el ángulo que forman respecto al primer polarizador. Cuando sus ejes y los del polarizador sean coincidentes, es decir, estén paralelos, la irradiancia no se va a ver afectada.² Por ello vamos moviendo el ángulo de la lámina hasta conseguir un máximo de irradiancia. Este ángulo es el que anotaremos y el otro eje tiene que estar perpendicular a este, a $\pi/2$, puesto que es el desfase que introduce esta lámina.³

Luz elípticamente polarizada

Para generar luz elípticamente polarizada utilizamos una lámina retardadora $\lambda/4$ que descompone el campo en dos direcciones con una fase entre ellas.

La posición del eje mayor de la elipse de polarización medida desde los ejes principales de la lámina es aquel por el cual anotemos mayor intensidad. En nuestro caso está a 90° del polarizador uno, y por consiguiente a 270° nos daría otro máximo y el otro lado del eje mayor, pero no tomamos tantas medidas ya que supusimos que eran cíclicas.

La posición del eje menor de la elipse de polarización medida desde los ejes principales de la lámina estará donde la potencia sea menor. En este caso en 0° y en 180° con el primer polarizador.

Vemos como la luz elípticamente polarizada nos da un seno con un máximo donde corresponde el eje mayor y mínimo en el eje menor(8):

²Causa el mismo efecto que sin lámina retardadora.

³Como ya dijimos antes el nuestro está a 86°

| θ° | I (μW) |
|----------------|---------------------|
| 0 | 0.66 |
| 10 | 0.68 |
| 20 | 0.75 |
| 30 | 0.91 |
| 40 | 1.11 |
| 50 | 1.32 |
| 60 | 1.48 |
| 70 | 1.62 |
| 80 | 1.76 |
| 90 | 1.81 |
| 100 | 1.77 |
| 110 | 1.68 |
| 120 | 1.56 |
| 130 | 1.35 |
| 140 | 1.17 |
| 150 | 0.96 |
| 160 | 0.78 |
| 170 | 0.69 |
| 180 | 0.66 |

Cuadro 4: Datos para representar la gráfica de polarización elíptica

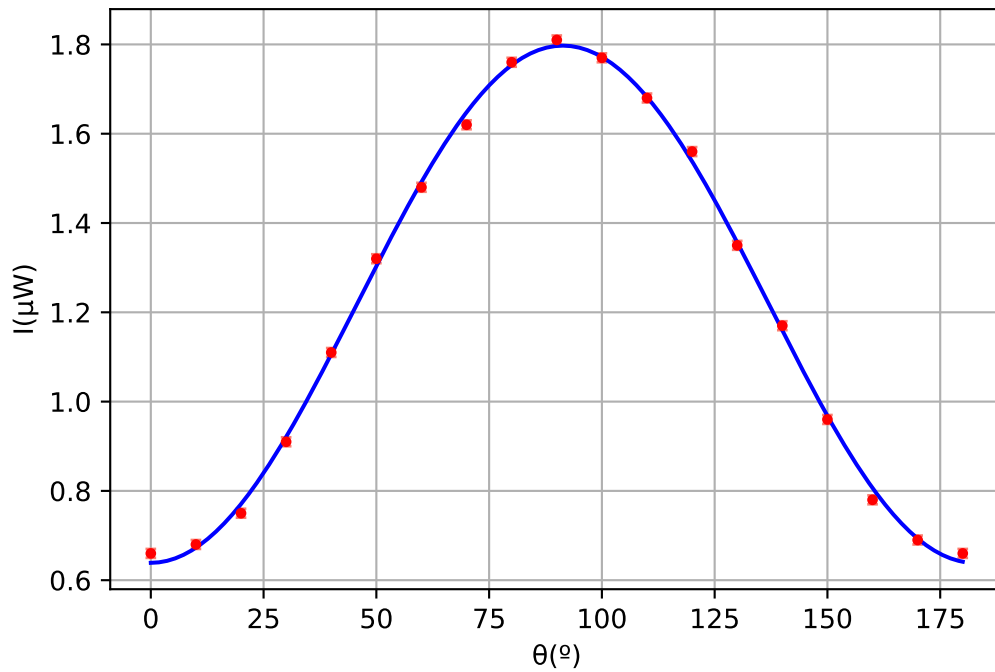


Figura 8: Representación de los datos medidos para la medida de polarización elíptica

Luz circularmente polarizada

El ángulo relativo entre el eje del primer polarizador y los ejes principales de la lámina retardadora tiene que ser de $\pi/4$ radianes o 45° . (Esto nos puede ayudar a pensar que es una lámina retardadora $\lambda/4$) ¿Cómo y cuánto varía la irradiancia al girar el analizador? En este caso habría un círculo, sin máximos ni mínimos de irradiancia (sí los hay a la hora de representarlo pero la distancia entre ellos es despreciable), por ello la irradiancia **permanece casi constante**. Nos fijamos en el ajuste a un seno de los datos para este tipo de polarización. Los valores de la irradiancia oscilan entre 1 y $1.2 \mu W$, es decir, permanece prácticamente constante.

| θ° | I (μW) |
|----------------|---------------|
| 140 | 1.13 |
| 170 | 1.15 |
| 200 | 1.15 |
| 230 | 1.12 |
| 260 | 1.10 |
| 290 | 1.08 |
| 320 | 1.13 |
| 350 | 1.15 |
| 20 | 1.15 |
| 50 | 1.12 |
| 80 | 1.09 |
| 110 | 1.08 |

Cuadro 5: Datos polarización circular

A estos datos les restamos 135° para obtener la forma de la imagen(9) y observamos como nos da una función periódica :

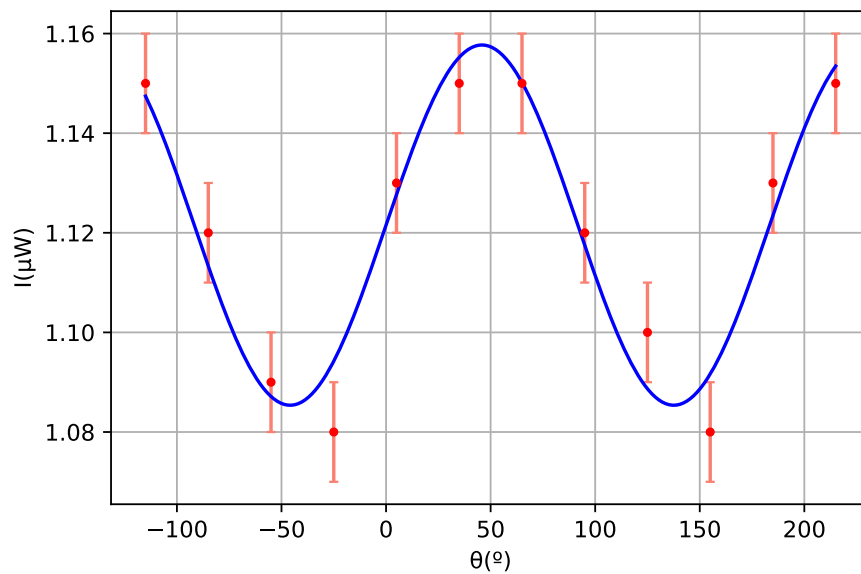


Figura 9: Representación de los datos medidos para la medida de polarización circular

3. Interferómetro de Young

Longitud de onda nominal de la fuente $\lambda = 632,8nm$, valor que aparece en el propio láser. Ahora comprobaremos de forma experimental si nuestras prácticas se ajustan a este dato.

Vamos a calcular la longitud de onda de dos formas, mediante la ecuación de la interfranja y mediante un ajuste lineal

Tenemos que la **interfranja**:

$$i = \frac{\lambda \cdot D}{d} \quad (9)$$

Entonces despejamos la longitud de onda λ ya que mediremos la interfranja **i**, la distancia entre la placa con las rendijas y el plano de observación **D** y la distancia entre los centros de las rendijas **d**.

$$\lambda = \frac{i \cdot d}{D} \quad (10)$$

¿Cómo medimos la interfranja **i**? Medimos en el ordenador la distancia entre dos máximos o dos mínimos y lo dividimos entre el número de medidas menos uno.

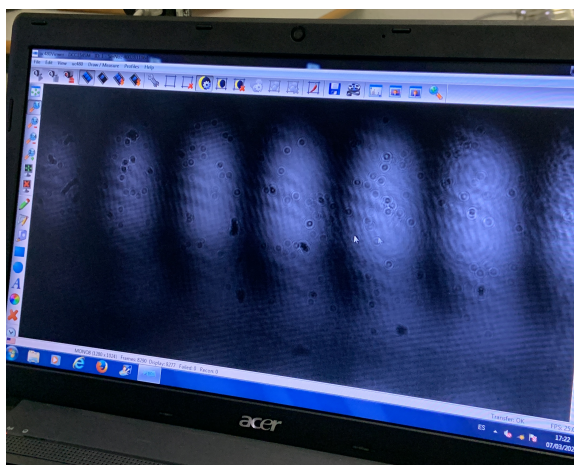


Figura 10: Medíamos sobre el ordenador las distancias

Pero tenemos un problema con este método y es que estamos midiendo píxeles. A pesar de que el propio guión nos daba la conversión de que el tamaño de un píxel en un sensor es de $5.2\mu m$ lo quisimos comprobar. Hicimos la medida y nos dio $1\text{pixel} = 4,2\mu m$. Hicimos los cálculos con ambas relaciones y nos daba mejor con nuestra medida. Por ello los resultados presentados son con ese dato.

3.1. Doble rendija (1)

Escogimos el primer par de rendijas y medimos la distancia con una lupa. La distancia entre las rendijas es $d_1 = (6,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}m$

Hacemos el promedio de las cuatro longitudes de onda obtenidas y sus incertidumbres para obtener un valor de longitud de onda:

| $D_1(\text{m})$ | $s(D_1)$ | $i_1(\text{m})$ | $s(i_1)$ | $\lambda_1(\text{nm})$ | $s(\lambda_1)$ |
|-----------------|----------|-----------------|-----------|------------------------|----------------|
| 0.876 | 0.001 | 0.0008598 | 0.0000055 | 628.23 | 0.25 |
| 0.717 | 0.001 | 0.0007048 | 0.0000042 | 629.12 | 0.24 |
| 0.672 | 0.001 | 0.0006620 | 0.0000043 | 630.45 | 0.23 |
| 0.552 | 0.001 | 0.0005436 | 0.0000044 | 630.17 | 0.23 |

Cuadro 6: D es la distancia, i es interfranja y λ longitud de onda

$$\lambda_1 = 629,49 \cdot 10^{-9}\text{m} \quad s(\lambda_1) = 0,23 \cdot 10^{-9}\text{m} \quad (11)$$

El primer valor, aplicando la ecuación (3) nos da aproximadamente 630 nm el cual se acerca bastante al valor que aparece en el propio láser si tenemos en cuenta su incertidumbre. Ahora representamos i frente a D , de este ajuste, $i_1 = b_1 \cdot D_1$, obtendremos la pendiente que será $b = \lambda/d$

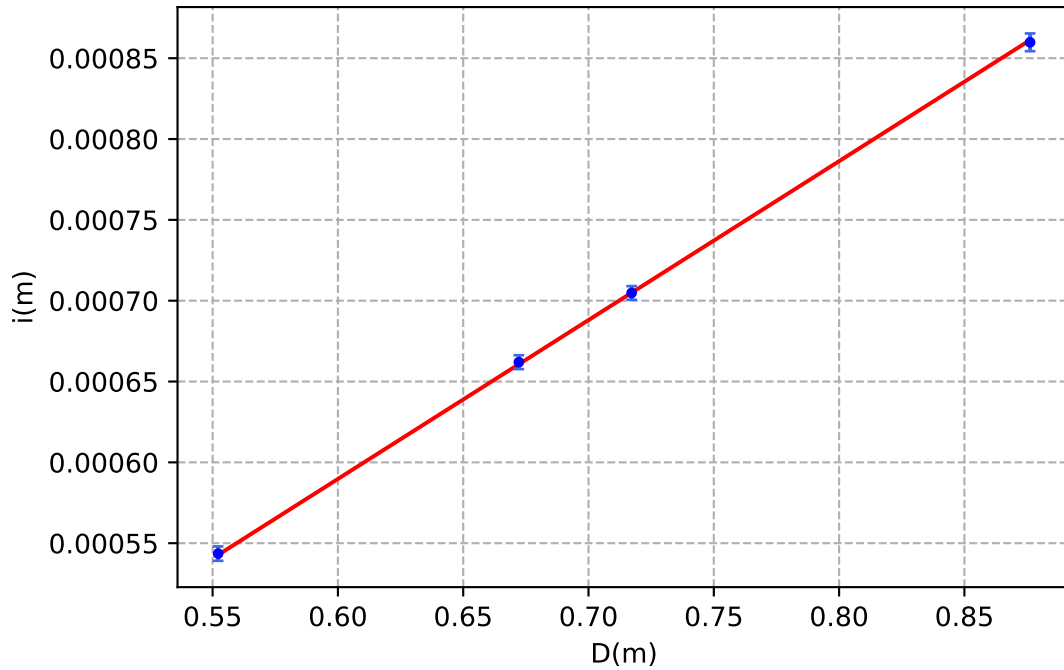


Figura 11: Interfranja frente a distancia para la primera rendija

Entonces la primera pendiente de nuestros valores será:

$$b_1 = 9828,9 \cdot 10^{-7} \quad s(b_1) = 8,2 \cdot 10^{-7} \quad (12)$$

De la ecuación de la pendiente despejamos la longitud de onda $\lambda'_1 = b_1 \cdot d_1$ ⁴

$$\lambda'_1 = 62,9 \cdot 10^{-8}\text{m} \quad s(\lambda'_1) = 9,8 \cdot 10^{-8}\text{m} \quad (13)$$

Este valor se ajusta aún mejor a nuestro valor nominal puesto que su incertidumbre es mucho mayor. De este apartado podemos concluir que nos da mucho mejor el ajuste que aplicar directamente la ecuación y hacer el promedio.

⁴Le llamamos con la prima ya que λ_2 será la de la segunda rendija.

3.2. Doble rendija (2)

Escogemos ahora otra doble rendija y repetimos el procedimiento anterior. La distancia entre las rendijas en este caso es $d_2 = (6,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-4} \text{m}$.

| $D_2(\text{m})$ | $s(D_2)$ | $i_2(\text{m})$ | $s(i_2)$ | $\lambda_2(\text{nm})$ | $s(\lambda_2)$ |
|-----------------|----------|-----------------|-----------|------------------------|----------------|
| 0.873 | 0.001 | 0.0009100 | 0.0000045 | 644.89 | 0.23 |
| 0.714 | 0.001 | 0.0008162 | 0.0000056 | 707.23 | 0.26 |
| 0.669 | 0.001 | 0.0006620 | 0.0000043 | 639.34 | 0.23 |
| 0.549 | 0.001 | 0.0005436 | 0.0000047 | 659.13 | 0.24 |

Cuadro 7: D es la distancia, i es interfranja y λ longitud de onda

Hacemos el promedio de las cuatro longitudes de onda obtenidas y sus incertidumbres:

$$\lambda_2 = 662,65 \cdot 10^{-9} \text{m} \quad s(\lambda_2) = 0,24 \cdot 10^{-9} \text{m} \quad (14)$$

A través de esta doble rendija y por este método es el valor de longitud de onda que nos da mayor. Es el peor dato que obtuvimos difiriendo este 30nm con el valor esperado. Este error puede parecer muy pequeño pero puesto que estamos hablando de longitudes de onda podemos cambiar de color en el espectro⁵. Hacemos el ajuste $i_2 = b_2 \cdot D_2$:

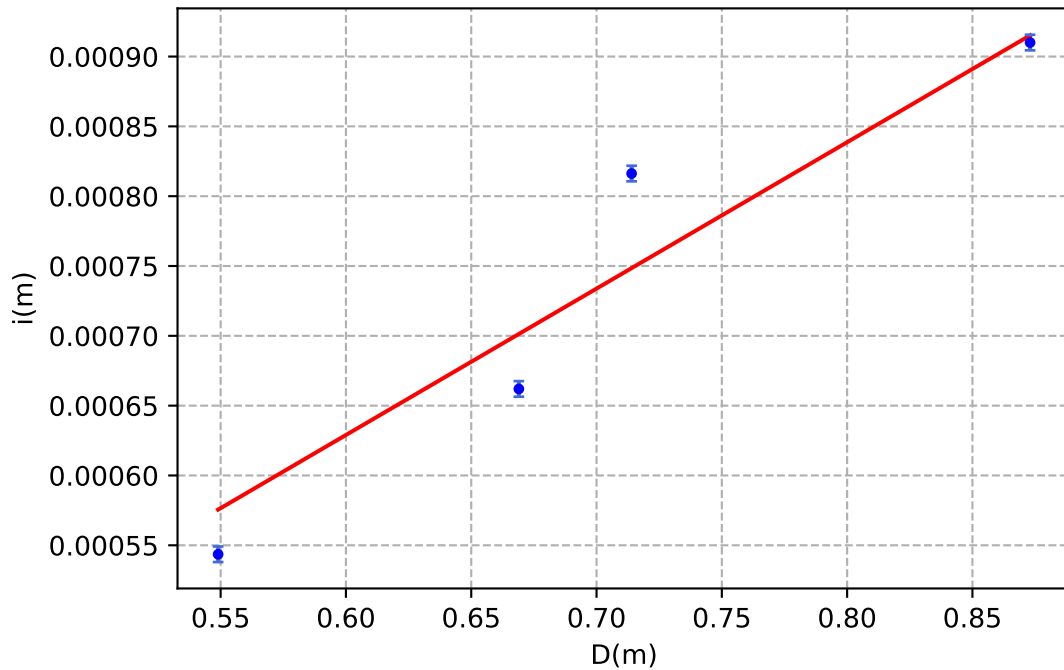


Figura 12: Interfranja frente a distancia para la segunda rendija.

Nos da una pendiente mayor que la del ajuste anterior, por tanto sería de esperar que la longitud de onda nos fuese a dar mayor.

⁵Fijémonos en la práctica de dispersión material.

$$b_2 = 104,8 \cdot 10^{-5} \quad s(b_2) = 3,4 \cdot 10^{-5} \quad (15)$$

Efectivamente la longitud de onda nos da mayor pero con su incertidumbre también se ajusta al valor nominal de la longitud de onda de nuestro láser.

$$\boxed{\lambda'_2 = 6,49 \cdot 10^{-7} \text{m} \quad s(\lambda'_2) = 1,1 \cdot 10^{-7} \text{m}} \quad (16)$$

A simple vista el ajuste de la primera rendija nos da más ajustado puesto que los puntos están más cerca de la línea de ajuste. En cambio el segundo ajuste no nos da tan bien pero sus incertidumbres sí dan mayores y se ajustan igual de bien al valor real.

Representamos las 4 longitudes de onda en una tabla para visualizarlas mejor:

| | Ecuación | Ajuste |
|---|--|---|
| 1 | $\lambda_1 = 629,49 \cdot 10^{-9} \text{ m} \quad s(\lambda_1) = 0,23 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ | $\lambda'_1 = 62,9 \cdot 10^{-8} \text{ m} \quad s(\lambda'_1) = 9,8 \cdot 10^{-8}$ |
| 2 | $\lambda_2 = 662,65 \cdot 10^{-9} \text{ m} \quad s(\lambda_2) = 0,24 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ | $\lambda'_2 = 6,49 \cdot 10^{-7} \text{ m} \quad s(\lambda'_2) = 1,1 \cdot 10^{-7}$ |

Cuadro 8: Tabla de comparación de datos de longitudes de onda

4. Difracción de Fraunhofer

4.1. Rendija 1

Toda la práctica se realizó con un láser de longitud de onda $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. En cualquier caso, presentamos las medidas de la anchura de la hendidura y su incertidumbre para cada distancia:

| $z \text{ (m)}$ | $s(z) \text{ (m)}$ | $B \text{ (mm)}$ | $s(B) \text{ (mm)}$ | $A \text{ (mm)}$ | $s(A) \text{ (mm)}$ | $a \text{ (}\mu\text{m)}$ | $s(a) \text{ (}\mu\text{m)}$ |
|-----------------|--------------------|------------------|---------------------|------------------|---------------------|---------------------------|------------------------------|
| 1.92 | 0.05 | 0.50 | 0.41 | 18.43 | 0.19 | 65.9 | 1.8 |
| 2.01 | 0.05 | -0.67 | 0.41 | 19.50 | 0.19 | 65.2 | 1.7 |
| 2.37 | 0.05 | -0.33 | 0.41 | 23.04 | 0.19 | 65.0 | 1.5 |
| 2.65 | 0.05 | -0.50 | 0.41 | 25.89 | 0.19 | 64.8 | 1.3 |
| 3.39 | 0.05 | -0.17 | 0.41 | 32.82 | 0.19 | 65.4 | 1.0 |

Cuadro 9: tabla de datos experimentales.

donde z es la distancia entre pantalla y hendidura, A y B son los valores de la regresión, y a es el tamaño de la hendidura. De estos datos podemos hacer la media, por lo que si llamamos a a_{exp} a la anchura calculada usando el experimento (la *media ponderada* de todas ellas) y a_{mic} a la anchura calculada usando el microscopio, podemos obtener los siguientes valores:

$$a_{exp} = 65,20 \text{ (}\mu\text{m)} \quad s(a_{exp}) = 0,62 \text{ (}\mu\text{m)} \quad a_{mic} = 90 \text{ (}\mu\text{m)} \quad s(a_{mic}) = 10 \text{ (}\mu\text{m)} \quad (17)$$

Como podemos ver los valores son bastante diferentes, aunque cuadran en el mismo orden. La mejor manera de ver si dos medidas son compatibles (estadísticamente) es hacer un test. Lo primero que hacemos es calcular el valor del estadístico de contraste t :

$$t = \frac{|a_{exp} - a_{mic}|}{s_c} \quad s_c = \sqrt{\frac{(n_{mic} - 1)s^2(a_{mic}) + (n_{exp} - 1)s^2(a_{exp})}{n_{mic} + n_{exp} - 2}}$$

Dado que $t > t_{3;0,01}$ ($t_{3;0,01} = 3,48$), podemos asegurar con un 98 % de probabilidad de que las medidas *no son compatibles*. Consecuentemente no hace falta evaluar la incertidumbre con otro test. ¿Cuál es la causa de esta incompatibilidad? La probabilidad de error es muy elevada: estamos midiendo z con un metro, estamos obteniendo la posición de los máximos usando una cámara del móvil y un papel milimetrado, además que tenemos que tener en cuenta que factores como la desviación por los bordes (ya que la teoría solo es válida en tanto en cuanto se verifique la aproximación paraxial), que la luz del láser no incida bien en la rendija y solo incida una parte...

Son muchas causas las que influyen en esta incompatibilidad, por lo que es difícil afirmar cual es la principal, lo que está claro es que el dato experimental a_{exp} es erróneo, ya que si midiera 65 micras no podríamos verlo a simple vista, cosa que hacemos. Sin embargo veremos que en la siguiente rendija da un valor mucho más “acertado”, por lo que si tuviera que aventurarme diría que en esta parte de la práctica colocamos mal el láser, tal que no incidía bien en la rendija. De cualquier forma es probable que también hallamos medido mal a_{mic} y sea mucho menor de 90 (por ejemplo si $a_{mic} = 70 \text{ (}\mu\text{m)}$ el test estadístico ya sería aceptable.

4.2. Rendija 2

Al igual que antes, la longitud de onda $\lambda = 632,8$ nm. Las medidas de la anchura de la hendidura y su incertidumbre para cada distancia:

| z (m) | s(z) (m) | B (mm) | s(B) (mm) | A (mm) | s(A) (mm) | a (μm) | s(a) (μm) |
|-------|----------|--------|-----------|--------|-----------|---------------------|------------------------|
| 1.68 | 0.05 | 0.00 | 0.35 | 7.80 | 0.13 | 135.9 | 4.6 |
| 1.99 | 0.05 | 0.00 | 0.35 | 7.70 | 0.13 | 163.5 | 4.9 |
| 2.47 | 0.05 | -0.12 | 0.35 | 11.62 | 0.13 | 134.5 | 3.1 |
| 2.83 | 0.05 | 0.25 | 0.35 | 13.08 | 0.13 | 137.1 | 2.8 |
| 3.39 | 0.05 | -0.12 | 0.35 | 15.95 | 0.13 | 134.5 | 2.3 |

Cuadro 10: tabla de datos experimentales

Así podemos obtener:

$$a_{exp} = 137,6 \text{ } (\mu\text{m}) \quad s(a_{exp}) = 1,4 \text{ } (\mu\text{m}) \quad a_{mic} = 130 \text{ } (\mu\text{m}) \quad s(a_{mic}) = 10 \text{ } (\mu\text{m}) \quad (18)$$

Al igual que antes hacemos el test estadístico. Primero obtenemos el valor del estadístico de contraste t tal que:

$$t = \frac{|137,6 - 130|}{1,4\sqrt{5}} = 2,44$$

como podemos ver es un valor mucho mas pequeño que el anterior. Si queremos rechazarlo con un 95 % de probabilidad no podríamos, ya que $t_{4;0,025} = 2,78$. Es por tanto un resultado compatible este último, de lo que podemos inferir que el mal resultado anterior se debe a una mala colocación del láser, ya que errores como la distancia también han sido cometidas aquí.

4.3. Gráficas

