

EXPERIMENTOS INTERFERENCIALES DE YOUNG EMPLEANDO UNA FUENTE FILAMENTARIA MONOCROMATICA

M. E. Manceñido, G. Pozzi, L. Zunino, L. M. Zerbino y M. Garavaglia

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, Universidad Nacional de La Plata;
 Departamento de Fisicomatemáticas, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional de La Plata;
 y
 Centro de Investigaciones Ópticas (CIOP-CONICET-CIC) Casilla de Correo 124 CC. 1900 La Plata.
 e-mail: LiaZ@ciop.unlp.edu.ar

El Teorema de van Cittert - Zernike permite interpretar la distribución de coherencia del campo electromagnético a partir de experiencias interferenciales simples, como son las experiencias de Young. La visibilidad de las franjas de interferencia es igual al módulo del grado de coherencia complejo del campo óptico. Si bien el Teorema de van Cittert - Zernike se aplica a fuentes casimonocromáticas, en los experimentos que se comentan en esta comunicación, se empleó como fuente de luz la línea focal de una lente cilíndrica iluminada por el haz expandido y colimado de 50 nm de sección de un láser rojo de He-Ne. Cuando las ranuras del interferómetro de Young de 22 mm de largo son paralelas a la línea focal, las franjas de interferencia resultan bien definidas y altamente contrastadas. Si la fuente es rotada en un plano paralelo al de las ranuras, la visibilidad de las franjas interferenciales se mantiene notablemente alta, aunque su geometría varía de un modo tal que resulta ser función de dicho ángulo de rotación. Se hicieron observaciones variando el ángulo de rotación desde cero hasta noventa grados. Los resultados experimentales de la observación de la geometría de las franjas interferenciales coinciden sorprendentemente con el modelo teórico planteado.

1- INTRODUCCION

El Teorema de van Cittert - Zernike permite establecer el grado de coherencia complejo que describe la correlación entre las vibraciones en un punto fijo P_2 y un punto variable P_1 , ubicados en un plano iluminado por una fuente primaria, extensa y casimonocromática. Por ello, no se aplica al caso de iluminación coherente para la cual la visibilidad es igual a 1. Sin embargo se consideró interesante describir el lugar geométrico de las franjas de interferencia producidas por una fuente luminosa filamentaria coherente observada a través de un par de ranuras, en lugar de utilizar las clásicas pupilas circulares

ubicadas en P_1 y P_2 . Los cambios en la figura de interferencia de Young en función del ángulo de rotación de las ranuras con respecto al filamento son discutidos teóricamente y analizados experimentalmente.

2- FUENTE FILAMENTARIA MONOCROMATICA

La fuente lineal monocromática y coherente utilizada fue materializada por la línea focal de una lente cilíndrica que enfoca un haz láser colimado. Se estudiaron las franjas de interferencia producidas al rotar respecto de la fuente un par de ranuras angostas paralelas situadas en un plano perpendicular al eje óptico z , tal como se esquematiza en la Figura 1.

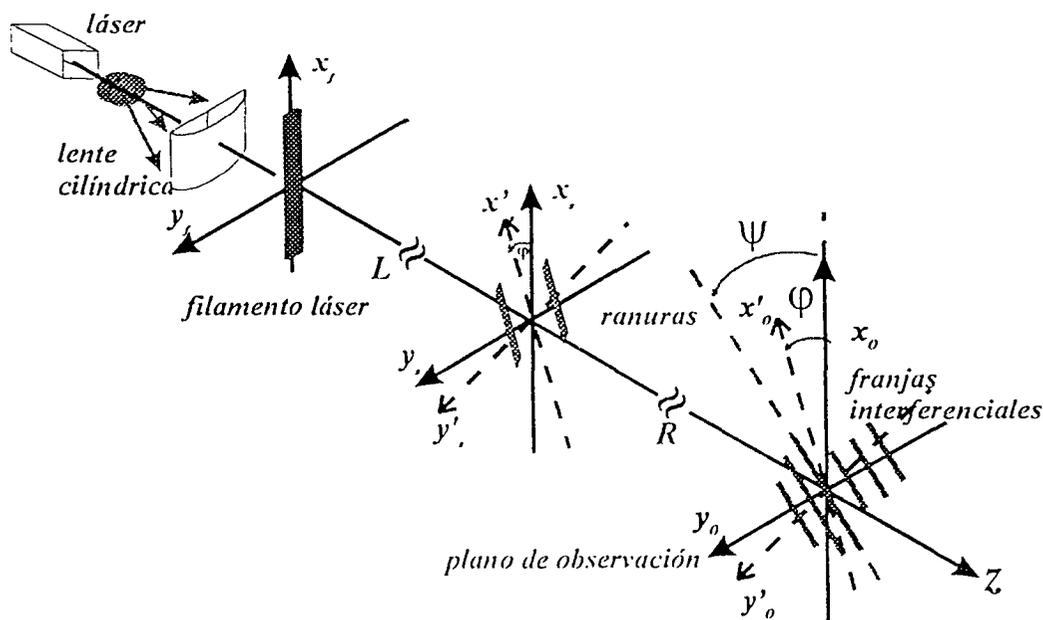


Figura 1: Esquema del dispositivo experimental

El campo óptico producido por la fuente lineal monocromática y coherente se puede representar por una onda cilíndrica de amplitud proporcional a $\exp(i2\pi r/\lambda)/r^{1/2}$, donde λ es la longitud de onda y r la distancia a la fuente.

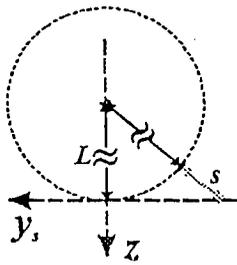


Figura 2: Cálculo de δ

El filamento se encuentra ubicado a lo largo del eje x_s del plano (x_s, y_s) , y las ranuras se colocan en las posiciones $y'_s = \pm a/2$, es decir, paralelas al eje x'_s en el plano (x'_s, y'_s) , y a una distancia L de la fuente. Los ejes de coordenadas x_s y x'_s forman un ángulo φ . A partir de los datos de la Figura 2, puede calcularse la diferencia de fase en el plano de las ranuras, la que resulta igual a $\delta = 2\pi s/\lambda$, donde $s = L\{1 + (y'_s/L)^2\}^{1/2} - L$, y $r = L + s$.

Si las ranuras tienen dimensiones mucho menores que L , entonces $y'_s \ll L$, y se puede utilizar el desarrollo binomial $\delta = 2\pi y'_s{}^2/\lambda L$, en el exponente, mientras que $r^{1/2}$ puede considerarse constante en el denominador.

La amplitud del campo óptico en el plano de las ranuras es entonces proporcional a

$$A(x'_s, y'_s) = \frac{\exp(i\pi[x'_s \sin \varphi + y'_s \cos \varphi]^2)}{\lambda L} \quad (1)$$

A una distancia R de las ranuras, en un plano de observación (x'_o, y'_o) paralelo a (x'_s, y'_s) , o (x_o, y_o) , paralelo a (x_s, y_s) , el campo óptico puede calcularse utilizando la fórmula de Huygens-Kirchhoff:

$$A(x'_o, y'_o) = \int_{\text{ranuras}} \frac{\exp(i\delta(x'_s, y'_s)) \exp(i2\pi\rho/\lambda)}{\rho} \quad (2)$$

donde $\rho = R\left[1 + ((x'_o - x'_s)/R)^2 + ((y'_o - y'_s)/R)^2\right]^{1/2}$

Si las ranuras tienen dimensiones mucho menores que R , entonces $(x'_o - x'_s)/R$ e $(y'_o - y'_s)/R$ son mucho menores que 1, de modo que utilizando en el exponente el desarrollo binomial,

$$\rho = R\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{x'_o - x'_s}{R}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{y'_o - y'_s}{R}\right)^2\right]$$

que en el denominador puede considerarse constante, resulta

$$A(x'_o, y'_o) = \int_{\text{ranuras}} dx'_s dy'_s E(x'_o, y'_o) \quad \text{donde}$$

$$E(x'_s, y'_s) = e^{i\pi\left[\frac{(x'_s \sin \varphi - y'_s \cos \varphi)^2}{\lambda L} + \frac{(x'_o - x'_s)^2 + (y'_o - y'_s)^2}{\lambda R}\right]} \quad (3)$$

La integral se puede resolver cambiando variables en el término entre corchetes, y considerando las ranuras puramente lineales, esto es, de ancho despreciable y longitud infinita, resulta:

$$A(x'_o, y'_o) = \frac{1}{\sqrt{L/R + \sin^2 \varphi}} \cos \frac{\pi a}{\lambda R} \left[\frac{(\sin \varphi \cos \varphi)}{\sqrt{L/R + \sin^2 \varphi}} x'_o - y'_s \right] \quad (4)$$

La variación sinusoidal de la amplitud de campo en función de las coordenadas del plano de observación significa que hay presentes franjas de interferencia, las que obedecen a la siguiente ecuación:

$$y'_o = \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{L/R + \sin^2 \varphi} x'_o + n \frac{2\lambda R}{a} \quad (5)$$

o bien, en términos de x_o e y_o , queda:

$$y_o = (1 + R/L) \operatorname{tg} \varphi x_o + n \frac{2\lambda R}{a} \frac{(1 + R/L \sin^2 \varphi)}{\cos \varphi} \quad (6)$$

La pendiente de esta ecuación:

$$\operatorname{tg} \psi = (1 + R/L) \operatorname{tg} \varphi \quad (7)$$

permite calcular el ángulo ψ de inclinación de las franjas de interferencia con respecto a la fuente.

Este análisis se corroboró con los resultados experimentales obtenidos utilizando el dispositivo mostrado en las fotografías de la Figura 3. El haz de un láser de He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$) fue expandido y colimado hasta un diámetro de 50 mm. La cara plana de una lente cilíndrica se alineó perpendicularmente al haz. Las ranuras del interferómetro de Young tienen un largo $d = 22 \text{ mm}$, un ancho $b = 37.5 \mu\text{m}$ y están separadas por $a = 237.5 \mu\text{m}$. Ellas fueron alineadas paralelamente a la línea focal que materializa el filamento monocromático y ubicadas a 25 cm de la misma. La montura de las ranuras permitía su rotación alrededor del eje óptico, es decir, perpendicularmente a su plano.

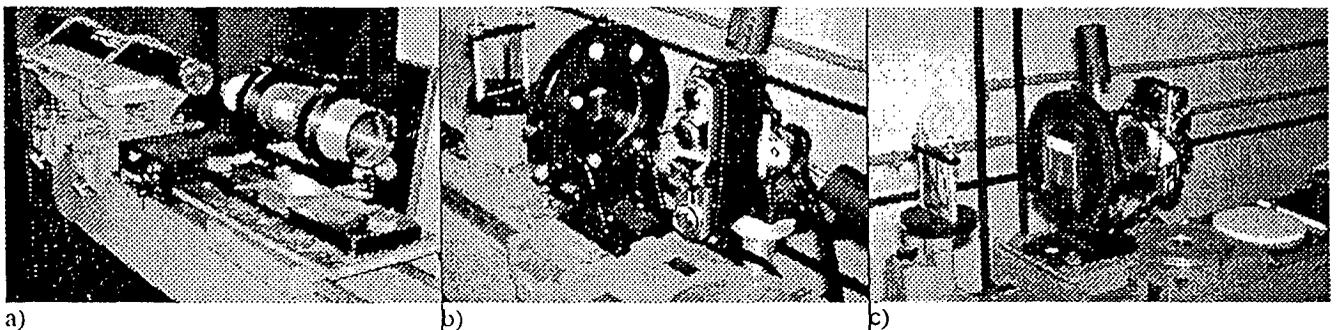


Figura 3: Detalles del montaje experimental empleado. a) láser y expansor-colimador, b) y c) lente cilíndrica y detalles de los planos de las ranuras y de observación.

Interferogramas de Young variando ϕ desde 0° hasta 90° fueron registrados mediante una cámara sin objetivo ubicada a distintas distancias R del plano de las ranuras. La película fotográfica materializaba el plano de observación. Se utilizaron películas color Kodak E100 SW y la información interferencial se digitalizó electrónicamente para su procesamiento. La Figura 4 contiene una colección de cuarenta interferogramas registrados a cinco valores de la relación R/L y a ocho valores del ángulo ϕ . En dichos interferogramas se midió el ángulo ψ y, sus valores en función de ϕ aparecen en la Figura 5. En la misma figura se graficó la relación obtenida en (7) entre los ángulos ψ y ϕ para los correspondientes valores de R/L . Se verifica que cuando las ranuras están paralelas o perpendiculares a la fuente, las franjas son paralelas a las ranuras a cualquier distancia de observación. Sin embargo, para otros valores del ángulo ϕ , el ángulo ψ de rotación de las franjas es siempre mayor que ϕ . A distancias cortas las franjas acompañan la rotación de las ranuras, mientras que a distancias grandes las franjas se localizan casi perpendicularmente a la fuente, aún para rotaciones pequeñas de las ranuras. En otras palabras, para una

posición fija de las ranuras, las franjas están más inclinadas a mayor distancia.

3- CONCLUSIONES

El experimento interferencial para observar fuentes filamentosas de luz monocromáticas y coherentes descrito en la sección anterior, fue analizado empleando un modelo muy simple aunque efectivo.

Dado que el experimento resulta fácil de instalar e interpretar, los autores consideran que es posible mostrarlo en cursos teóricos y prácticos sobre Óptica. Los estudiantes pueden observar las franjas de interferencia descriptas, así como la dinámica de la experiencia completa, utilizando una hoja de papel blanco a modo de pantalla de observación, ubicándola a diferentes distancias, si la fuente láser es lo suficientemente intensa.

Un comentario relacionado con las fotografías de los interferogramas de la Figura 4 sigue a continuación. En los interferogramas aparecen claramente otras estrechas franjas de interferencia superpuestas a las de Young. Cálculos y mediciones permiten asegurar que tales franjas corresponden a los "anillos" de Newton producidos por la interferencia de la luz reflejada en ambas caras de la lente cilíndrica.

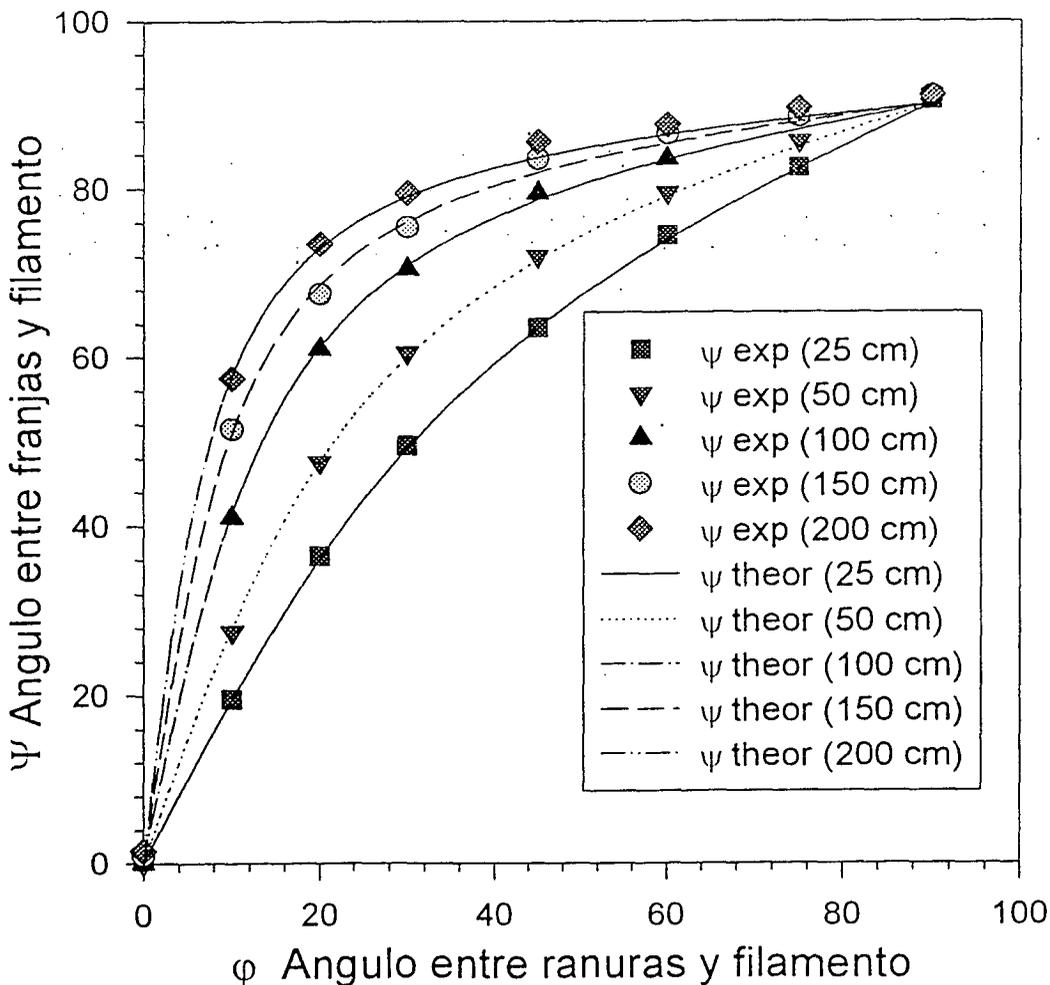


Figura 5: Ángulo Ψ entre franjas y filamento vs. ángulo ϕ entre ranuras y filamento para diferentes distancias de observación y las relaciones teóricas entre ellos según la ecuación (7).

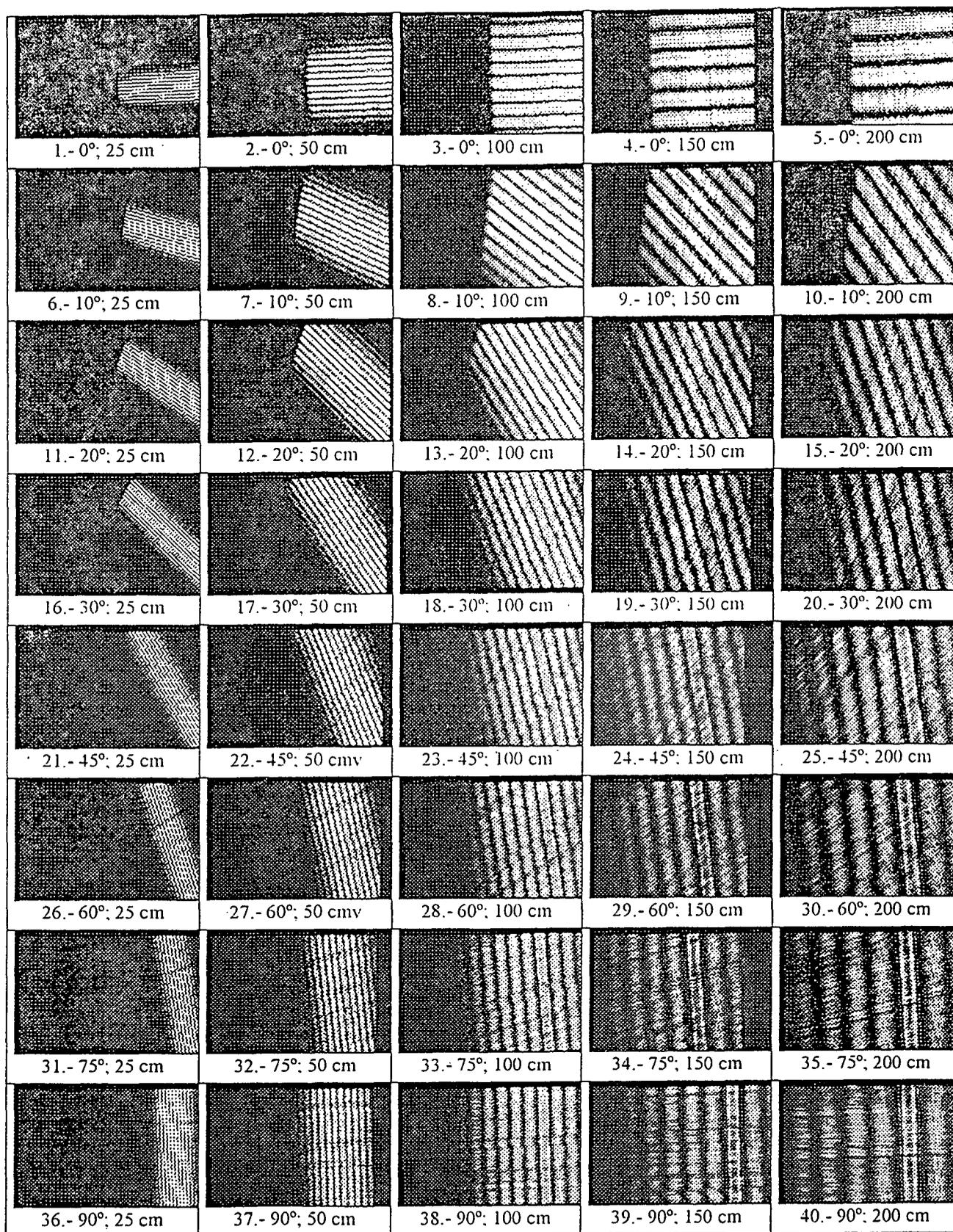


Figura 4: Interferogramas para una fuente filamentaria monocromática coherente, tomadas a diferentes distancias de observación con diferentes ángulos de rotación de las ramitas.