

# Propagación de un haz gaussiano y patrones de difracción.

M. Bandera

Programa de Física

Universidad del Atlántico, Barranquilla-Colombia

---

## Resumen

Mediante las herramientas computacionales de MatLab, se realizó la propagación de un haz gaussiano en el espacio libre. Para esto se tomó la ecuación que describe al haz gaussiano, y se pasó de un espacio a otro, por medio de la transformada rápida de Fourier (FFT), posterior a esto, se multiplico por un factor de propagación; para poder observar esta propagación en nuestro espacio original, se aplicó la transformada inversa de Fourier (IFT), gracias a esto se pudo obtener la intensidad del haz, y de un láser de Nd-YAG y otro que emite en infrarrojo. Además se observó los patrones de difracción del haz al pasar por una rendija de tamaño "a", a medida que la pantalla de observación se iba alejando. Encontrando que estos coincidían con los patrones de difracción de Fresnel (campo cercano) y de Fraunhofer (campo lejano).

**Palabras clave:** Haz gaussiano, transformada de Fourier, patrones de difracción.

## Abstract

Using the computer tools of MatLab, the propagation of a work in free space was carried out. To do this, we took the equation described in the Gaussian beam, and moved from one space to another, by means of the fast Fourier transformation (FFT), after that, it is multiplied by a propagation factor; In order to see this propagation in our original space, the inverse Fourier transform (IFT) was applied, thanks to this we could also obtain the intensity of the beam, and the Nd-YAG laser and another that emits in infrared. In addition, the diffraction patterns of the passage when passing through a slit of size "a", a measure that the observation screen was going to move away. Finding that these coincidences with the diffraction patterns of Fresnel (near field) and Fraunhofer (far field).

**Keywords:** Gaussian beams, Fourier transform, diffraction patterns.

---

## Introducción

Hasta la época de Isaac Newton (1642-1727), la mayoría de científicos pensaban que la luz consistía en corrientes de partículas (llamadas corpúsculos) emitidas por fuentes luminosas. Alrededor de 1665, comenzaron a descubrirse evidencia de las propiedades ondulatorias de la luz. En 1873 James Clerk Maxwell predijo la existencia de ondas electromagnéticas y calculó su rapidez de propagación; demostrándose en forma concluyente que la luz en verdad es una onda electromagnética.

Ahora bien, estamos familiarizados con la idea de que el sonido dobla las esquinas. Si el sonido no se comportara de este modo, no podríamos oír una sirena de auto de policía que suena a la vuelta de la esquina, donde no la vemos, o lo que nos dice una persona que está de espaldas a nosotros. Lo que quizá resulte sorprendente (y sin duda lo fue para muchos científicos de principios del siglo XIX) es que la luz también puede doblar las esquinas. Cuando la luz proveniente de una fuente puntual ilumina un borde recto y proyecta una sombra, el borde de la sombra nunca es perfectamente nítido. Se observa un poco de luz en el área que esperaríamos estuviese

en la sombra, y vemos que hay franjas brillantes y oscuras alternas en el área iluminada. En general, la luz que emerge de aberturas no se comporta exactamente de acuerdo con las predicciones del modelo de rayos rectilíneos de la óptica geométrica. La razón de estos efectos es que la luz, como el sonido, tiene características de onda.

Por tal motivo se desea determinar y comparar los patrones de difracción de una onda plana que atraviesa una rendija de tamaño “a”, con la teoría de difracción de Fresnel y Fraunhofer de campos cercano y lejano respectivamente. Además, determinar la cintura de un láser infrarrojo y de Nd-YAG.

## Naturaleza de la luz

Antes de iniciar el siglo XIX, la luz era considerada un flujo de partículas que eran emitidas por un objeto observado o emanaban de los ojos del observador. En 1801, Thomas Young (1773 – 1829) dio la primera demostración clara de la naturaleza ondulatoria de la luz. Demostró que, bajo condiciones apropiadas, los rayos de luz se interfieren unos con otros. Tal comportamiento no podía ser explicado en aquel tiempo por una teoría de partículas porque no había forma imaginable en que dos o más partículas pudieran unirse y cancelarse entre sí. Desarrollos adicionales durante el siglo XIX condujeron a la aceptación general del modelo de onda de la luz, el resultado más importante de la obra de Maxwell, quien en 1873 afirmó que la luz era una forma de onda electromagnética de alta frecuencia. El modelo de cuantización supone que la energía de una onda luminosa está presente en partículas llamadas fotones; por tanto, se dice que la energía está cuantizada.

En vista de estos desarrollos, debe considerar que la luz tiene doble naturaleza: en algún caso exhibe características de una onda y en otras de una partícula.

## Frentes de onda

A menudo se utiliza el concepto de frente de onda para describir la propagación de las ondas. De manera más general, un frente de onda se define como el lugar geométrico de todos los puntos adyacentes en los cuales la fase de vibración de una cantidad física asociada con la onda es la misma. Es decir, en cualquier instante, todos los puntos del frente de

onda están en la misma parte de su ciclo de variación.

## Ecuación de onda paraxial

Así como los rayos paraxiales simplificaron enormemente la óptica de rayos al permitirnos usar ecuaciones de propagación lineal, las ondas paraxiales son mucho más simples de tratar que las ondas en el caso general. Una onda paraxial es aquella en la que las curvas normales a los frentes de onda son rayos paraxiales.

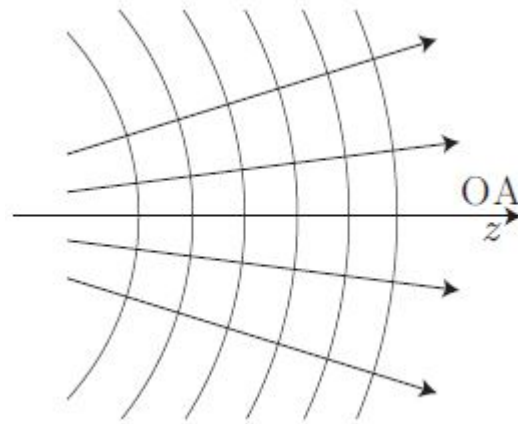


Figura 1: *Rayo paraxial*

Las ondas paraxiales se propagan (más o menos) a lo largo del eje óptico, por lo que deberían estar bastante cerca de una onda plana. Por lo tanto, podemos factorizar la parte de onda plana de la onda paraxial. Para un campo eléctrico escalar que se propaga a lo largo de la dirección  $z$ ,

$$E^{(+)}(\mathbf{r}) = \psi(\mathbf{r})e^{ikz} \quad (1)$$

Aquí,  $\psi$  es la envolvente y  $e^{ikz}$  es la onda portadora. Para una onda paraxial, la envoltura  $\psi$  debe ser suave en la escala de  $\lambda$ . Conectando esto en la ecuación de onda (Helmholtz),  $(\nabla^2 + k^2)E^{(+)} = 0$ , encontramos

$$(\nabla_T^2 + i2k\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial^2}{\partial z^2})\psi \quad (2)$$

Donde

$$\nabla_T^2 := \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Es el laplaciano transverso. Si  $\psi$  es suave (es decir, varía lentamente) en la escala de  $\lambda$ , entonces

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} \ll \frac{\psi}{\lambda},$$

que podemos reescribir como

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} \ll k\psi,$$

Podemos escribir de manera similar

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \ll k \frac{\partial \psi}{\partial z},$$

y así podemos descuidar el término  $\partial^2/\partial z^2$  en la ecuación. (2). Esto se denomina aproximación de envoltura que varía lentamente, y la ecuación de onda resultante es la ecuación de onda paraxial:

$$(\nabla_T^2 + i2k \frac{\partial}{\partial z})\psi = 0 \quad (3)$$

## Haz Gaussiano

Las ondas más simples son las ondas planas, que es de la forma  $\cos(kx - \omega t)$ , y la onda esférica, que es de la forma  $\cos(kR - \omega t)/R$ . Estos son modelos útiles; el haz de Gauss es el modelo más simple de un haz dirigido que satisface las ecuaciones de Maxwell, al menos en la aproximación paraxial. También resulta que las salidas de los resonadores de espejo esférico y los láseres son a menudo rayos gaussianos. El haz gaussiano es igual que el paquete de ondas gaussianas en la mecánica cuántica, ya que es lo suficientemente complejo como para ser interesante, pero lo suficientemente simple como para ser manejable.

Comencemos simplemente escribiéndolo:

$$E^{(+)}(\mathbf{r}) = E_0^{(+)} \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-\frac{\mathbf{r}^2}{\omega^2(z)}} e^{ikz - i\pi n^{-1}(\frac{z}{z_0})} e^{ik \frac{\mathbf{r}^2}{2R(x)}} \quad (4)$$

Este es el gaussiano o TEM<sub>0,0</sub> (para la onda electromagnética transversal, como para la onda plana; el subíndice proviene de la jerarquía de haces de Hermite-Gauss). En esta expresión, hemos usado coordenadas polares  $(r, z)$  con  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ;  $E_0^{(+)}$  es, como siempre, una constante de amplitud

de campo general;  $z_0$  es una constante llamada longitud de Rayleigh (o “rango de Rayleigh”);

$$\omega_0 := \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} \quad (5)$$

es el parámetro de la cintura del haz o el radio del haz, donde la relación inversa

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$$

Para la longitud de Rayleigh en términos del parámetro de la cintura del haz también es útil;

$$\omega(z) := \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (6)$$

es la cintura del haz en función de  $z$ ; y

$$R(z) := z[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2]$$

Es el radio de curvatura de los frentes de onda. Intentemos reescribir la solución de haz gaussiano de una manera que se divide en tres factores más pequeños:

$$E^{(+)}(\mathbf{r}) = E_0^{(+)} \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-\frac{\mathbf{r}^2}{\omega^2(z)}} e^{ikz - i\pi n^{-1}(\frac{z}{z_0})} e^{ik \frac{\mathbf{r}^2}{2R(x)}} \quad (7)$$

Ahora analizaremos cada factor por separado. El primer factor en la ec. (7) es el factor de amplitud, que describe completamente el perfil de intensidad del haz gaussiano. En este sentido, este es el factor más útil para comprender el comportamiento del haz gaussiano. Hay varias características importantes para entender aquí:

La intensidad es solo el módulo cuadrado de la ecuación (7), pero los otros dos factores no hacen ninguna contribución:

$$I(r, z) = I_0 \left[ \frac{\omega_0}{\omega(z)} \right]^2 e^{[-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}]} \quad (8)$$

Aquí, hemos definido  $I_0 := 2|E_0^{(+)}|^2/\eta$  como la intensidad máxima del haz gaussiano (que ocurre en el centro  $r = 0$ ). Claramente, la intensidad cae en la dirección radial como una función gaussiana, de ahí el nombre “rayo gaussiano”. Además, tenga en cuenta que  $\omega(z)$  es una medida del ancho del haz gaussiano y se reduce al valor mínimo  $\omega_0$  en  $z=0$ . Existen convenciones diferentes para citar el ancho del haz (e incluso para lo que  $\omega_0$  representa), por

lo que cuando se usa  $w_0$  o  $\omega(z)$  para representar el tamaño de un haz gaussiano, para mayor claridad, es bueno llamarlo el “radio  $1/e^2$ ” del haz.

Para la divergencia del haz, tenga en cuenta que la cintura del haz  $\omega(z)$  traza una curva hiperbólica en  $z$ . Cerca del foco en  $z = 0$ , la cintura alcanza su valor mínimo  $\omega_0$ . A grandes distancias del foco, la hipérbola se aproxima a sus asíntotas, dadas por  $(\omega_0/z_0)z$ . La longitud  $z_0$  de Rayleigh marca el cruce entre estos dos regímenes; así,

$$w(z) \sim \omega_0 \quad \text{para } |z| \ll z_0$$

$$w(z) \sim \frac{\omega_0}{z_0} z \quad \text{para } |z| \gg z_0$$

para las regiones cercanas y alejadas del foco, respectivamente.

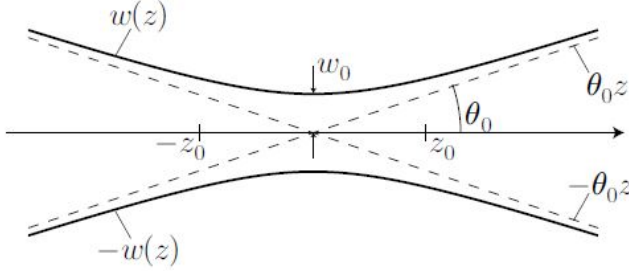


Figura 2: Cintura de un haz gaussiano.

De esto vemos que en el campo lejano, el haz se propaga en forma de un cono de ángulo medio  $\theta_0$ , donde

$$\tan(\theta_0) := \frac{\omega_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi\omega_0}$$

En el régimen paraxial, tenemos

$$\theta_0 \approx \frac{\omega_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi\omega_0}$$

Por lo tanto, un haz estrechamente enfocado (pequeño  $\omega_0$ ) diverge más rápidamente, mientras que un haz más grande (grande  $\omega_0$ ) diverge menos. Esta es una manifestación del principio de incertidumbre en la óptica. Además, una longitud de onda mayor causa más divergencia en el campo lejano; en general, los efectos de difracción son más

importantes para las longitudes de onda más largas.

En cuanto a la intensidad, en el campo lejano tenemos

$$I(r=0, z) \approx I_0 \left( \frac{z_0}{z} \right)^2$$

por lo tanto, el haz gaussiano es consistente con la ley de intensidad del cuadrado inverso en el campo lejano (como es también el caso de la onda esférica).

## Transformada de Fourier

La transformada de Fourier, denominada así por Joseph Fourier, es una transformación matemática empleada para transformar señales entre el dominio del tiempo (o espacial) y el dominio de la frecuencia. Es reversible, siendo capaz de transformarse en cualquiera de los dominios al otro. El propio término se refiere tanto a la operación de transformación como a la función que produce.

La transformada de Fourier es una aplicación que hace corresponder a una función  $f$  con otra función  $g$  definida de la manera siguiente:

$$g(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int f(x) e^{-i\xi x} dx \quad (9)$$

En forma bidimensional, se tiene que la transformada de Fourier es:

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint F(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (10)$$

y

$$F(k_x, k_y) = \iint f(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy$$

## Protocolo Transformada de Fourier

El desarrollo teórico nos lleva así a una receta bastante simple (en principio) para propagar el campo hacia adelante en el espacio, dada la forma del campo en algún plano.

1. Comencemos con un campo inicial  $E^{(+)}(x, y)$  en  $z = 0$ .

2. Se calcula la transformada de Fourier del campo inicial:

$$\hat{E}^{(+)}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy E^{(+)}(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)}$$

3. Multiplicamos la transformación  $E^{(+)}(k_x x + k_y y)$  por la función de transferencia de espacio libre  $e^{ik_z z}$ :

$$\hat{E}^{(+)}(k_x, k_y) \rightarrow \hat{E}^{(+)}(k_x, k_y) e^{ik_z z}$$

4. Finalmente, invertimos la transformada de Fourier para encontrar el campo propagado:

$$E^{(+)}(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \hat{E}^{(+)}(k_x, k_y) e^{ik_z z} e^{-i(k_x x + k_y y)}$$

## Difracción

La difracción es un fenómeno característico de las ondas que se basa en la desviación de estas al encontrar un obstáculo o al atravesar una rendija.

### Difracción de Fraunhofer

La difracción de Fraunhofer se refiere a lo que sucede con un patrón óptico después de la propagación en una distancia muy grande  $z$  en la aproximación paraxial. A menudo, el “patrón de difracción” se refiere al patrón de campo lejano de una abertura (por ejemplo, una rendija o un agujero) iluminada por un campo monocromático uniforme, como un rayo láser expandido (onda plana) en incidencia normal. Sin embargo, hablaremos de manera más general y nos referiremos al patrón de difracción de un campo inicial arbitrario  $E^{(+)}(x, y)$  en el plano  $z = 0$ .

Resulta que el patrón de difracción de Fraunhofer es fácil de calcular, con los factores de escala adecuados, es solo la transformada de Fourier del patrón inicial.

Considere la configuración de difracción que se muestra en la siguiente figura.

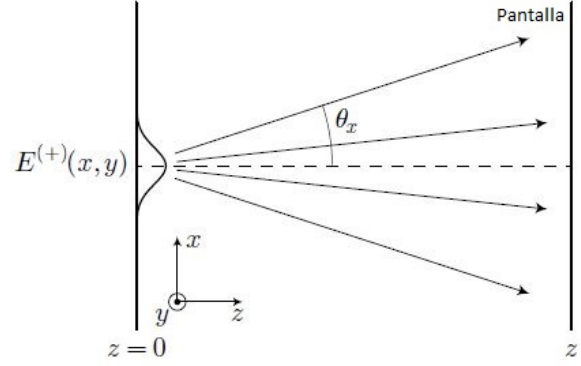


Figura 3: Configuración de difracción para un campo lejano.

El campo inicial  $E^{(+)}(x, y)$  se divide en sus componentes de Fourier, cada componente de Fourier corresponde a una onda que se propaga en un ángulo particular. En la aproximación paraxial, podemos escribir esto como

$$\theta_{x,y} \approx \frac{k_{x,y}}{k}$$

Por lo tanto, podemos escribir la transformada de Fourier de  $E^{(+)}(x, y)$  como

$$\hat{E}^{(+)}(k_x, k_y) = \hat{E}^{(+)}(k\theta_x, k\theta_y)$$

Teniendo en cuenta que en la aproximación paraxial,  $\theta_x \approx x/z$  y  $\theta_y \approx y/z$ , podemos escribir

$$E^{(+)}(x, y, z) = \frac{k}{2\pi z} \hat{E}^{(+)}\left(\frac{k_x}{z}, \frac{k_y}{z}\right), \quad (11)$$

donde

$$\hat{E}^{(+)}(k_x, k_y) = F[E^{(+)}(x, y)]$$

donde hemos descuidado una fase global. El factor  $k/2\pi z$  es menos obvio aquí, pero es lo que se requiere para hacer que la potencia total de la onda difractada sea igual a la potencia de la onda inicial (en particular, la dependencia  $1/z$  impone la ley del cuadrado inverso).

El patrón de difracción de Fraunhofer es claramente una aproximación al patrón “exacto” obtenido por la receta de propagación. Entonces, hay dos condiciones que deben cumplirse para que la aproximación de Fraunhofer se cumpla. La primera es que el tamaño del patrón de difracción debe ser mucho mayor que el tamaño del patrón de apertura inicial  $E^{(+)}(x, y)$ .

## Difracción de Fresnel

Si nos mantenemos en la aproximación paraxial, pero no requerimos que la pantalla de observación esté en el campo lejano, entonces tenemos el problema de la difracción de Fresnel. En realidad, la difracción de Fresnel también se usa para referirse al caso en el que los frentes de onda en  $z = 0$  no son planos, pero esto ya se tiene en cuenta en el formalismo de Fraunhofer que presentamos en la sección anterior, ya que solo modifica la forma particular de Función inicial  $E^{(+)}(x, y)$ . Por lo tanto, nos ocuparemos de la propagación de la onda óptica a cualquier distancia, no solo en el campo lejano.

Comenzamos con un campo  $E^{(+)}(x, y)$  en  $z = 0$ , esto es completamente general, por lo que podría ser una onda arbitraria  $E_{in}^{(+)}(x, y)$  incidente en un máscara de fase o amplitud (apertura) con transmisión cónica  $t_{apertura}$ , de modo que

$$E^{(+)}(x, y) = t_{apertura} E_{in}^{(+)}(x, y)$$

Entonces la solución del dominio de la frecuencia (ec. punto cuatro del protocolo) es

$$E^{(+)}(x, y, z) = F^{-1}[F[E^{(+)}(x, y)]e^{ik_z z}]$$

En la aproximación paraxial, pero no necesariamente en el campo lejano, esto se convierte en

$$E^{(+)}(x, y, z) = F^{-1}[F[E^{(+)}(x, y)]e^{ik_z z} e^{-i(k_x^2 + k_y^2)z/2k}] \quad (12)$$

Ahora usaremos la identidad.

$$F^{-1}[e^{-i(k_x^2 + k_y^2)z/2k}] = \frac{k}{2i\pi z} e^{ik(x^2 + y^2)/2z} \quad (13)$$

que se deduce de la fórmula de transformación de Fourier gaussiana. Dado que el exponente es puramente imaginario, la integral de transformación no converge en realidad. Pero dejando que  $z \rightarrow z - i\beta$ , donde  $\beta > 0$ , podemos hacer la integral convergente resultante y luego dejar  $\beta \rightarrow 0$  después (esto significa que las frecuencias espaciales arbitrariamente altas, correspondientes a un detalle fino arbitrario, no contribuyen físicamente). Entonces, usando la ecuación (8) en la ec. (12), podemos escribir

$$E^{(+)}(x, y, z) = F^{-1}[E^{(+)}(x, y)] F\left[\frac{k e^{ikz}}{2i\pi z} e^{ik(x^2 + y^2)/2z}\right]$$

Por el teorema de convolución,

$$E^{(+)}(x, y, z) = E^{(+)}(x, y) g(x, y, z) \\ = \int dx' \int dy' E^{(+)}(x', y') g(x - x', y - y', z - z') \quad (14)$$

Esta es la solución de convolución o dominio de espacio para el problema de propagación paraxial o difracción de Fresnel.

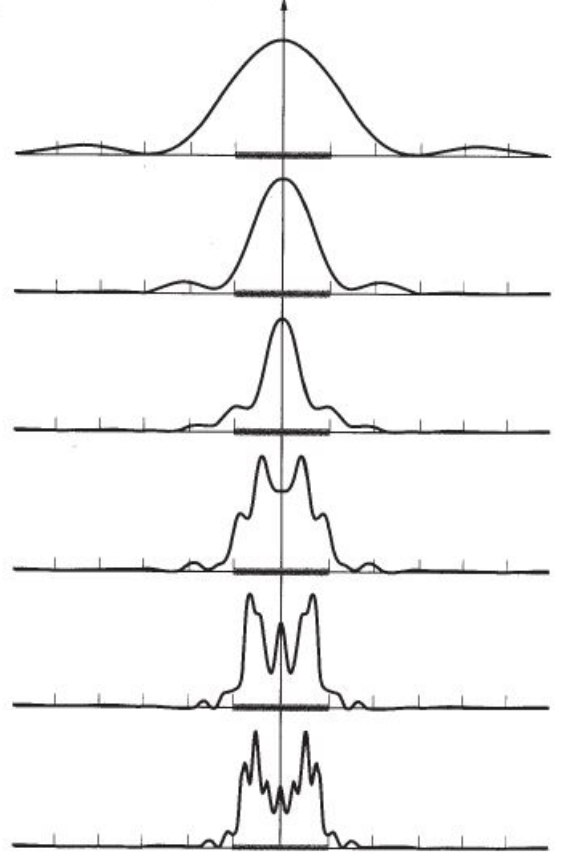


Figura 4: Sucesión de distribuciones de difracción a distancias crecientes de una rendija única; Fresnel abajo [cercano] desplazándose hacia Fraunhofer arriba [lejano].

## -Interpretación física y resultados

Con el fin de estudiar la propagación de un haz gaussiano, y el determinar la intensidad de un láser que emite en el infrarrojo y uno de Nd-YAG, se implementó la transformada rápida de Fourier (FFT), mediante las herramientas computacionales de MatLab. Se definió el dominio de las frecuencias

en el cual se va a trabajar la propagación del haz donde este esta descrito por medio de la ecuación (7), y en el plano  $(z, x)$ . Si  $z = 0$ , tenemos que el haz gaussiano (y) está dado por  $y(x) = A_0 \exp(-\frac{x^2}{w_0^2})$ , figura 5.

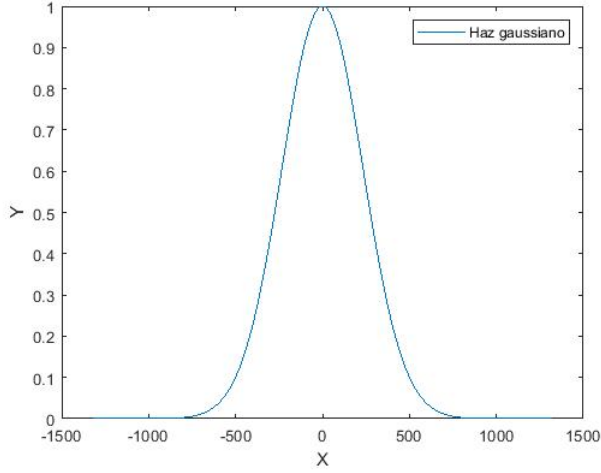


Figura 5: Haz gaussiano, con parametros  $[z=0, E_0 = 1, w_0 = 330]$ .

Siguiendo los pasos del “protocolo”, aplicamos la transformada rápida de Fourier (FFT) al haz gaussiano, utilizando la función interna de MatLab llamada `fft`; pasando así nuestro haz gaussiano de un espacio a otro, el cual tiene como dominio las frecuencias. Debido a que esta función (`fft`) nos entrega nuestros datos de manera desordenada, utilizamos la función `fftshift`, para reacomoda los datos y tomar la parte positiva de ellos, por medio del valor absoluto (`abs`), como muestra la figura 6.

De manera subsiguiente multiplicamos nuestra función transformada por un factor propagador, que viene dado por  $\exp(-iz\frac{f^2}{2})$ , de esta forma hemos podido propagar nuestro haz gaussiano en el espacio de Fourier (figura 7).

Para poder observar dicha propagación en el espacio cartesiano, aplicamos la función de MatLab “`ifftshift`” a nuestra onda propagada, y así posteriormente poder aplicar la transformada inversa de Fourier (`ifft`); obteniendo la propagación del haz en el espacio cartesiano (figura 8).

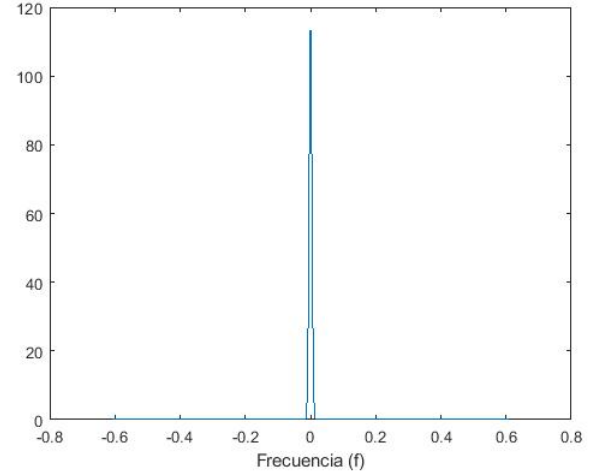


Figura 6: Transformada rapida de Fourier del haz gaussiano.

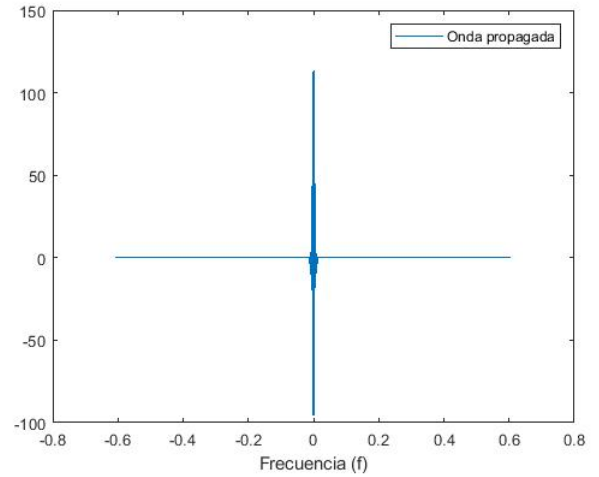


Figura 7: Haz gaussiano propagado en el espacio de Fourier.

La intensidad del haz gaussiano (ec. 8) está dado por el ancho o cintura del haz; por medio de un fitting, se obtiene la cintrua del haz  $\omega(z)$ .

Un láser tiene como característica el generar un haz de luz coherente tanto espacial como temporal. Se obtuvo por medio del fiteo anterior la cintura ( $\omega(z) = 527,5167$ ) de un láser infrarrojo de longitud de onda  $\lambda = 850nm$  y una cintura inicial  $w_0 = 300$  micras; por medio de la ecuación (2), obtenemos la cintura de haz teorica  $\omega(z) = 526,2647$  y un error porcentual de 0.2379 %.



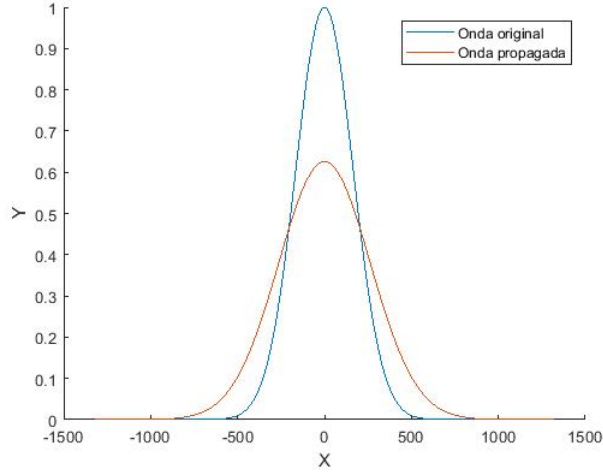


Figura 8: Comparación entre el haz gaussiano propagado y el haz original.

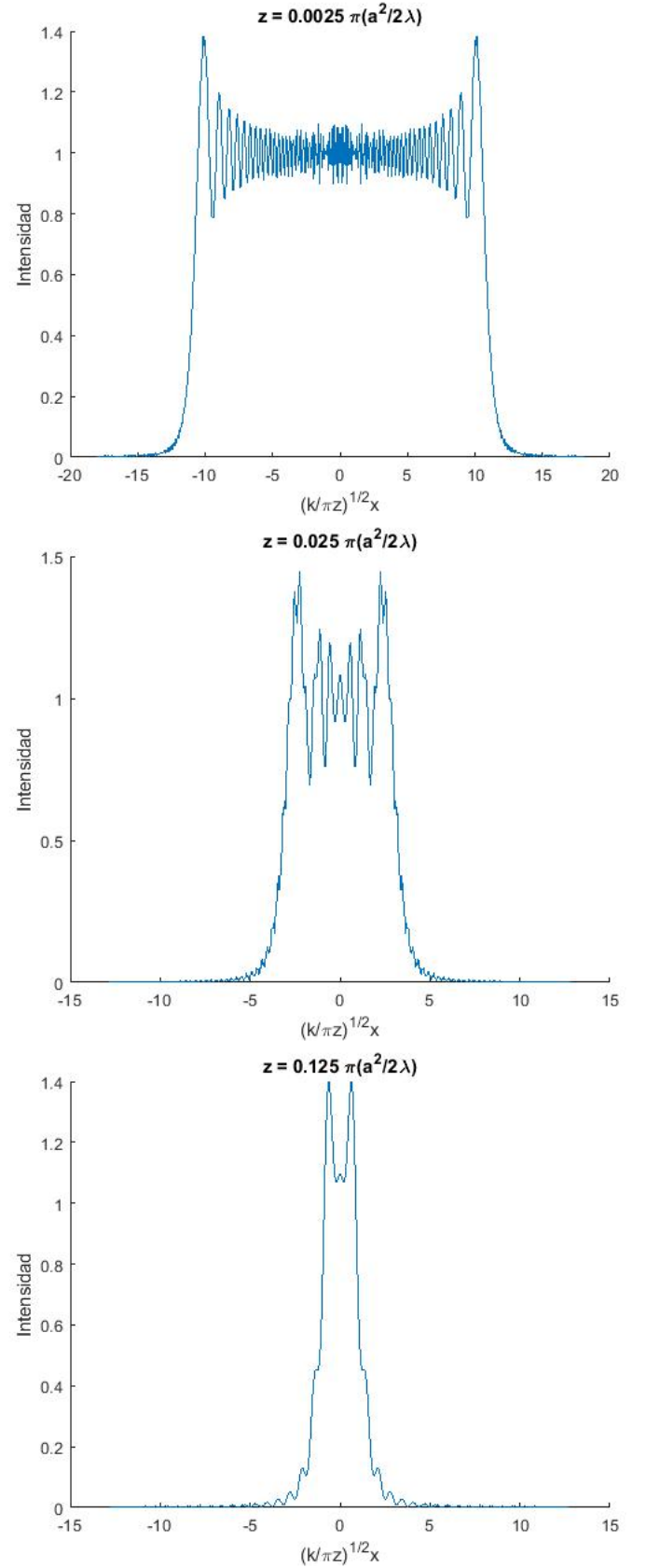
Así mismo se obtuvo la cintura ( $\omega(z) = 13,1245$ ) de un láser Nd-YAG, que emite a una longitud de onda  $\lambda = 532nm$  a un color verde, y con una cintura inicial  $w_0 = 10micras$ ; donde la cintura del haz teorico es  $\omega(z) = 13,1031$  y un error porcentual de 0.1638 %.

Con el propósito de estudiar los patrones de difracción que genera un haz que pasa por una rendija de tamaño “ $a=0.5$ ”. Se implementó la propagación del haz gaussiano a una función delta de Dirac  $\delta(x)$ . Se trata de una cantidad cuyo valor es cero en todas partes excepto en el origen donde tiende a una función gaussiana.

$$\delta(x) = \begin{cases} 0 & si \quad x \neq 0 \\ E_0 e^{-x^2/\omega_0^2} & si \quad -\frac{1}{4} < x < \frac{1}{4} \end{cases} \quad (15)$$

De manera que al ubicar un plano de observación cerca de la rendija, se empieza a observar unos patrones de difracción, y a medida que el plano de observación se va alejando, se obtienen diferentes patrones de difracción, como se observa en la siguientes figuras (figura 9).

Al comparar estos patrones de difracción con los patrones de difracción de un campo cercano y lejano (figura 4), obtenemos que son los patrones de difracción de Fresnel y Fraunhofer respectivamente.





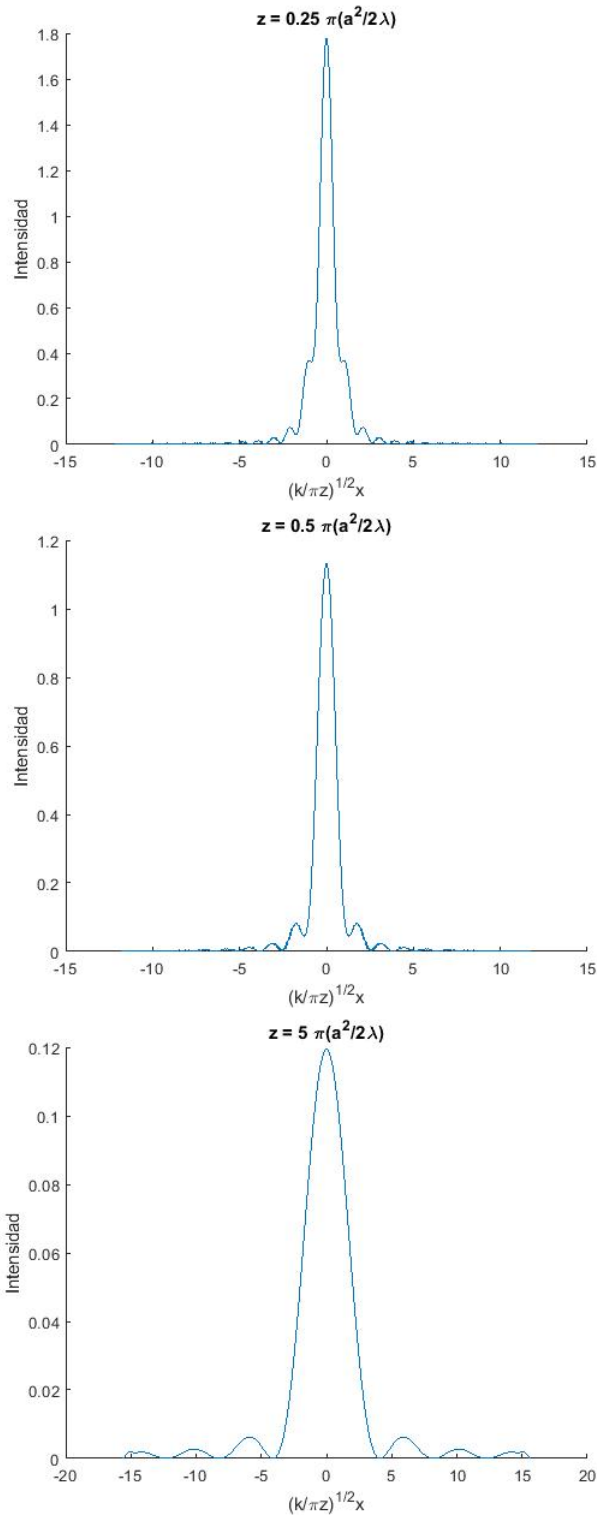


Figura 9: Sucesión de distribuciones de difracción a distancias crecientes de una rendija de tamaño  $a=0.5$ ; Fresnel arriba [cercano] desplazándose hacia Fraunhofer abajo [lejano].

## Conclusión

Mediante las herramientas computacionales de MatLab, se pudo propagar un haz gaussiano y determinar la intensidad de dicho haz. De igual forma se pudo determinar la intensidad que emite un láser en infrarrojo ( $\lambda = 850nm$ ) y un láser de Nd-YAG ( $\lambda = 532nm$ ), que emite un color verde; obteniendo un error porcentual de 0.2379 % y 0.1638 % respectivamente, muy cercano al valor estimado. Además se pudo observar los patrones de difracción del haz gaussiano al pasar por una rendija de tamaño “ $a=0.5$ ” y variar la distancia del plano de observación. Obteniendo que al tener el plano de observación cercano a la rendija se producían los patrones de difracción de Fresnel, y, al alejar el plano de observación, obtenemos los patrones de difracción de Fraunhofer.

## Referencias

- [ 1 ]. Classical and Modern Optics. Daniel A. Steck. Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon,
- [ 2 ]. Óptica. Tercera edición, E. HECHT, ADDISON WESLEY.
- [ 3 ]. Física Universitaria con física moderna Vol.2. Decimosegunda edición, Raymond YOUNG FREEDMAN, SEARS ZEMANSKY.
- [ 4 ]. Serway, R. A., Jewett, J. W., Hernández, A. E. G., and López, E. F. (2009). Física para ciencias e ingeniería (Vol. 2). Cengage Learning.