



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Obtención de curvas de barrido en Z para nanocubos de
plata en solución coloidal

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Eduardo de Florencio Maximo

Asesorado por

Dra. Emma Vianey García Ramírez

Puebla Pue.
24 de Agosto del 2023



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Obtención de curvas de barrido en Z para nanocubos de
plata en solución coloidal

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Eduardo de Florencio Maximo

Asesorado por

Dra. Emma Vianey García Ramírez

Puebla Pue.
24 de Agosto del 2023

Título: Obtención de curvas de barrido en Z para nanocubos de plata en solución coloidal

Estudiante: EDUARDO DE FLORENCIO MAXIMO

COMITÉ

Dra. Marcela Maribel Méndez Otero
Presidente

Dr. Edmundo Reynoso Lara
Secretario

Dra. María del Rosario Pastrana Sánchez
Vocal

Dr. Julio Abraham Mendoza Fierro
Vocal

Dra. Emma Vianey García Ramírez
Asesor

Índice general

Agradecimientos	VII
1. Introducción	1
2. Marco Teórico	3
2.1. Ecuación de onda	3
2.1.1. Ecuaciones de Maxwell en el espacio libre	3
2.1.2. Ecuación de Helmholtz	4
2.1.3. Ecuación paraxial de Helmholtz	5
2.2. Haces Gaussianos	6
2.2.1. Propiedades del haz Gaussiano	7
2.3. Óptica lineal	10
2.4. Óptica no lineal	11
2.4.1. Polarización no lineal	11
2.4.2. Procesos ópticos no lineales de tercer orden	11
2.4.3. Índice de refracción dependiente de la intensidad	12
2.4.4. Efectos de auto-acción	12
2.5. Nanoplasmónica	13
3. Desarrollo experimental	17
3.1. Técnica de la navaja	17
3.2. Técnica de barrido en Z	21
3.3. Campo eléctrico a la salida de la muestra	22
3.3.1. Síntesis de materiales	24
4. Desarrollo numérico	27
4.1. Modelo no local refractivo	28
5. Resultados	33
5.1. Muestra S1 (99 nm)	33
5.1.1. Caracterización de la muestra S1 con $\lambda=488$ nm	33
5.1.2. Caracterización de la muestra S1 con $\lambda=514$ nm	35
5.1.3. Caracterización de la muestra S1 con $\lambda= 633$	38
5.2. Muestra S2 (215 nm)	39
6. Conclusiones	41
Bibliografía	43

Agradecimientos

La culminación de esta etapa de mi vida no habría sido posible sin el apoyo incondicional de mi familia, por ello quiero darle las gracias a mi papá Javier quien fue el que me indujo en el mundo de la ciencia al hablarme de temas científicos cuando yo era un niño, por todo el apoyo que me brindó y por todo su trabajo para que nunca me faltara nada, a mi mamá Irais que todos los domingos cocinaba mi comida de la semana y siempre se preocupaba por mi y confió en mi cuando los demás decían que no iba a poder por ser una carrera muy difícil, a mis hermanos Adrián y Francisco y a mi hermanita Frida por siempre estar conmigo.

También agradezco a la Dra. Emma Vianey García Ramírez por su tiempo, paciencia y asesoramiento para poder elaborar este trabajo y por los conocimientos que me dejó.

A mi novia Karen que esta conmigo desde inicios de la carrera apoyándome, acompañándome en mis horas de estudio, gracias.

A todos mis profesores y amigos de la facultad.

Capítulo 1

Introducción

La evolución de los láseres de alta potencia ha impuesto demandas crecientes sobre el estudio de las propiedades ópticas de los materiales. Los campos eléctricos asociados con haces ópticos intensos son tan grandes que los términos no lineales de orden superior en la polarización del material se vuelven importantes. De particular importancia son los cambios dependientes de la intensidad en el índice de refracción [1].

Las mediciones anteriores de refracción no lineal han utilizado una variedad de técnicas, incluida la interferometría no lineal, mezcla degenerada de cuatro ondas, mezcla degenerada de tres ondas, rotación de elipse y mediciones de distorsión del haz. Los primeros tres métodos, a saber, la interferometría no lineal y la mezcla de ondas son técnicas potencialmente sensibles, pero todas requieren un diseño experimental relativamente complejo. Las mediciones de distorsión de haz, por otro lado, son relativamente insensibles y requieren un análisis detallado de la propagación de la onda. La técnica que se emplea aquí se basa en los principios de la distorsión espacial del haz, pero ofrece simplicidad y una sensibilidad muy alta [2].

El concepto inicial de la investigación de materiales y sistemas biológicos a nano escala data de hace más de 60 años, cuando Richard Feynman, presenta una lectura en 1959 en la reunión anual de la Sociedad Americana de Física en el Instituto Tecnológico de California. Esta lectura, titulada "There's plenty of room at the bottom", es considerada la primera mirada al mundo de los materiales, especies y estructuras a nivel nano escalar. [3]

Se han desarrollado nuevos métodos de síntesis para fabricar nanopartículas con un tamaño y forma específicos que, a su vez, nos han permitido controlar las propiedades ópticas para revelar nuevos aspectos de su ciencia subyacente y adaptarlos para aplicaciones claramente definidas. Por ejemplo, la respuesta óptica de las nanopartículas ahora se esta investigando por su potencial en óptica, magneto-óptica, fotónica, como sustrato de nanoingeniería, y para aplicaciones químicas y de biodetección.[4]

En este trabajo se mide refracción no lineal de nanocubos de plata suspendidos en agua desionizada utilizando la técnica de z scan la cual consiste en hacer un barrido a través del foco de un haz Gaussiano con el fin de detectar en campo lejano los cambios en la transmistencia, al mismo tiempo, se puede ver en los datos obtenidos el signo de la no linealidad refractiva. Se emplea esta técnica porque ofrece un diseño experimental muy simple y que a su vez ofrece una alta sensibilidad.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. Ecuación de onda

2.1.1. Ecuaciones de Maxwell en el espacio libre

Un campo electromagnético se describe mediante dos campos vectoriales relacionados: el campo eléctrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$ y el campo magnético $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Ambos son funciones vectoriales de la posición y el tiempo. Estas funciones están relacionadas ya que deben satisfacer un conjunto de ecuaciones diferenciales parciales acopladas conocidas como ecuaciones de Maxwell.

Los campos eléctrico y magnético en el espacio libre satisfacen las siguientes ecuaciones diferenciales parciales:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad \text{Ley de Gauss eléctrica} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0. \quad \text{Ley de Gauss magnética} \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \quad \text{Ley de Faraday} \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad \text{Ley de Ampere} \quad (2.4)$$

donde las constantes $\epsilon_0 \approx (1/36\pi) \times 10^{-9} \text{ F/m}$ y $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ (unidades MKS), son respectivamente, la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética del espacio libre.

La ecuación de onda

Una condición necesaria para que \vec{E} y \vec{H} satisfaga las ecuaciones de Maxwell es que cada una de sus componentes satisfaga la ecuación de onda. Dicha ecuación para el campo \vec{E} se obtiene aplicando el rotacional a la ecuación (2.3)

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla} \times \left(-\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right). \quad (2.5)$$

El lado izquierdo de la igualdad se puede simplificar aprovechando la identidad de operadores $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot) - \vec{\nabla}^2$,

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla} \times \vec{H}). \quad (2.6)$$

Desarrollamos el lado derecho sustituyendo la ecuación (2.4)

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right), \quad (2.7)$$

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (2.8)$$

y considerando un medio libre de cargas y corrientes, los términos $\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) = 0$ y $-\mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = 0$ quedando solamente

$$-\vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (2.9)$$

Reescribimos la ecuación obtenemos

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad \text{Ecuación de onda} \quad (2.10)$$

donde $c = 1/(\epsilon_0 \mu_0)^{\frac{1}{2}} \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ es la velocidad de la luz. [14]

2.1.2. Ecuación de Helmholtz

Ondas monocromáticas

Una onda monocromática es representada por una función de onda con dependencia armónica del tiempo

$$u(\vec{r}, t) = \vec{a}(\vec{r}) \cos(2\pi\nu t + \varphi(\vec{r})). \quad (2.11)$$

donde:

$$\begin{aligned} a(\vec{r}) & \text{ amplitud} \\ \varphi(\vec{r}) & \text{ fase} \\ \nu & \text{ frecuencia} \\ \omega = 2\pi\nu & \text{ frecuencia angular} \\ T = 1/\nu = 2\pi/\omega & \text{ período} \end{aligned}$$

Es conveniente representar la función de onda real (2.11) en términos de una función compleja

$$U(\vec{r}, t) = a(\vec{r}) \exp[i\varphi(\vec{r})] \exp(i2\pi\nu t), \quad (2.12)$$

así que

$$u(\vec{r}, t) = \text{Re}U(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}[U(\vec{r}, t) + U^*(\vec{r}, t)]. \quad (2.13)$$

La función $U(\vec{r}, t)$, conocida como función de onda compleja, describe completamente la onda; la función de onda $u(\vec{r}, t)$ es simplemente su parte real. Ambas ecuaciones satisfacen la ecuación de onda y las mismas condiciones de frontera. Análogamente a la ecuación (2.10) tenemos

$$\vec{\nabla}^2 \vec{U} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = 0. \quad \text{Ecuación de onda} \quad (2.14)$$

La ecuación (2.12) se puede reescribir en la forma

$$U(\vec{r}, t) = U(\vec{r}) \exp(i2\pi\nu t), \quad (2.15)$$

donde el factor independiente del tiempo $U(\vec{r}) = \vec{a}(\vec{r}) \exp(i\varphi(\vec{r}))$, se conoce como la amplitud compleja de la onda. Por lo tanto la función de onda $u(\vec{r}, t)$ esta relacionada con la amplitud compleja por

$$u(\vec{r}, t) = \text{Re}U(\vec{r}) \exp(i2\pi\nu t) = \frac{1}{2}[U(\vec{r}) \exp(i2\pi\nu t) + U^*(\vec{r}) \exp(-i2\pi\nu t)]. \quad (2.16)$$

Si sustituimos la ecuación (2.15) en (2.14) obtenemos:

$$\nabla^2(U(\vec{r}) \exp(i2\pi\nu t)) + \frac{1}{c^2}(4\pi^2\nu^2 U(\vec{r}) \exp(i2\pi\nu t)) = 0. \quad (2.17)$$

Reescribimos la ecuación en la forma

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + \frac{4\pi^2\nu^2}{c^2} U(\vec{r}) = 0. \quad (2.18)$$

si tomamos $\kappa = \frac{2\pi\nu}{c}$ como el número de onda. Finalmente llegamos a

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + \kappa^2 U(\vec{r}) = 0. \quad \text{Ecuación de Helmholtz} \quad (2.19)$$

2.1.3. Ecuación paraxial de Helmholtz

Ondas paraxiales

Se dice que una onda es paraxial si las normales a sus frentes de onda son rayos paraxiales. Una manera de construir una onda paraxial es partiendo de una onda plana $A \exp(-i\kappa z)$ considerándola como una onda portadora y modificar o modular su envolvente compleja A , convirtiéndola en una función de la posición que varía lentamente $A(r)$, de modo que la amplitud compleja de la onda modulada se convierte

$$U(\vec{r}) = A(\vec{r}) \exp(-i\kappa z). \quad (2.20)$$

La variación de la envolvente $A(r)$ y su derivada respecto de la posición z debe de ser lenta dentro de la distancia de su longitud de onda $\lambda = 2\pi/\kappa$ para que la onda mantenga aproximadamente su naturaleza de onda plana.

La ecuación paraxial de Helmholtz

Para que la ecuación (2.20) satisfaga la ecuación de Helmholtz (2.19), la envolvente compleja $A(\vec{r})$ debe de satisfacer una nueva ecuación diferencial parcial que se obtiene sustituyendo la ecuación (2.20) en (2.19), además $A(\vec{r})$ debe variar lentamente dentro de una distancia de propagación del orden de la longitud de onda λ es decir satisfacer la condición de envolvente lentamente variable.

Si $A(\vec{r})$ varía lentamente respecto a la distancia de propagación z , entonces un cambio dentro de la distancia $\Delta z = \lambda$ implica un cambio ΔA mucho menor que A , es decir $\Delta A \ll A$.

Puesto que $\Delta A = \frac{\partial A}{\partial z} \Delta z = \frac{\partial A}{\partial z} \lambda$ y como $\Delta A \ll A$, entonces $\frac{\partial A}{\partial z} \ll A/\lambda = \frac{Ak}{2\pi}$ tal que

$$\frac{\partial A}{\partial z} \ll \frac{kA}{2\pi}, \quad (2.21)$$

al derivar tenemos

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll \frac{k}{2\pi} \frac{\partial A}{\partial z}, \quad (2.22)$$

y como $\frac{\partial A}{\partial z} \ll \frac{kA}{2\pi}$ implica que

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll \frac{k^2}{4\pi^2} \frac{\partial A}{\partial z}. \quad (2.23)$$

Al sustituir (2.20) en la ecuación de Helmholtz (2.19) y aplicar la condición de envolvente lentamente variable, ecuaciones (2.22) y (2.23), llegamos a la ecuación paraxial de Helmholtz

$$\nabla_T^2 A(\vec{r}) - 2i\kappa \frac{\partial A(\vec{r})}{\partial z} = 0. \quad \text{Ecuación Paraxial de Helmholtz} \quad (2.24)$$

donde $\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ es la parte transversal del laplaciano [14].

2.2. Haces Gaussianos

El haz Gaussiano es una solución a la ecuación paraxial de Helmholtz, el cuál es obtenido a partir de la onda paraboloidal que también es solución a la ecuación (2.24)

Para obtener la amplitud compleja $U(r)$ del haz Gaussiano se inicia por construir una onda paraxial partiendo de una onda plana

$$U(\vec{r}) = A(\vec{r}) \exp(-ikz), \quad (2.25)$$

con $A(\vec{r})$ la envolvente compleja, que satisface la ecuación paraxial de Helmholtz. Una solución a dicha ecuación (2.24) es la onda paraboloidal

$$A(\vec{r}) = \frac{A_1}{z} \exp\left(-ik \frac{\rho^2}{2z}\right), \quad (2.26)$$

donde $\rho^2 = x^2 + y^2$.

Para obtener el haz Gaussiano se hace una transformación, reemplazando z por $z - \xi$, (lo que implica sacar a la onda paraboloidal del origen), siendo ξ una constante compleja

$$A(\vec{r}) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left(-ik \frac{\rho^2}{2q(z)}\right), \quad (2.27)$$

con $q(z) = z - \xi$.

Cuando ξ es puramente imaginario $\xi = -iz_0$ da lugar a la envolvente compleja del haz Gaussiano.

$$A(\vec{r}) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left(-ikz \frac{\rho^2}{2q(z)}\right), \quad (2.28)$$

con $q(z) = z + iz_0$.

La cantidad $q(z)$ es llamado el **parámetro-q** del haz y el parámetro z_0 es conocido como la **distancia de Rayleigh**. Para separar la amplitud y la fase de esta envolvente compleja, escribimos la función compleja $1/q(z) = 1/z + iz_0$ en términos de sus partes real e imaginaria para definir dos nuevas funciones reales, $R(z)$ y $W(z)$, tal que

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi W^2(z)}. \quad (2.29)$$

Sustituyendo (2.29) en (2.28) y usando (2.25), obtenemos directamente una expresión para la amplitud compleja $U(\vec{r})$ del haz Gaussiano:

$$U(\vec{r}) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right) \exp\left(-ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right). \quad (2.30)$$

donde:

$$W(z) = W_0 \left(1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.31)$$

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right). \quad (2.32)$$

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right). \quad (2.33)$$

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.34)$$

$$A_0 = \frac{A_1}{i z_0}. \quad (2.35)$$

2.2.1. Propiedades del haz Gaussiano

Intensidad

La intensidad óptica $I(\vec{r}) = |U(\vec{r})|^2$ es una función de las distancias axial y radial, z y $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ respectivamente

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[\frac{-2\rho^2}{W^2(z)} \right]. \quad (2.36)$$

Para cada valor de z la intensidad es una función Gaussiana de la distancia radial ρ . La intensidad tiene su valor máximo en $\rho = 0$ y decrece monotónicamente con el incremento de ρ ; el ancho de haz crece con la distancia axial z

Enfocándonos en el eje del haz ($\rho = 0$) la intensidad

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2}. \quad (2.37)$$

Tiene su máximo valor en $z = 0$ y decrece con el aumento de z

Potencia

La potencia óptica transportada por el haz es la integral de la intensidad óptica sobre el plano transversal

$$P = \int_0^\infty I(\rho, z) 2\pi \rho d\rho, \quad (2.38)$$

lo cual da

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2). \quad (2.39)$$

Dado que los haces se describen por su potencia P , expresamos I_0 en términos de P usando y (2.39) y reescribiendo (2.36) en la forma

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp \left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right]. \quad (2.40)$$

Radio del haz

El ancho de haz esta dado por la expresión

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.41)$$

En el punto $z = 0$ llega a su mínimo valor W_0 se le conoce como “cintura del haz” por lo que W_0 es el radio de la cintura. Y el diámetro de la cintura es $2W_0$. Si $z \gg z_0$ el primer término de la expresión (2.41) puede despreciarse quedando solamente

$$W(z) \approx \frac{W_0}{z_0} z = \theta_0 z, \quad (2.42)$$

donde $\theta_0 = W_0/z_0$. Usando $W_0 = (\frac{\lambda z_0}{\pi})^{\frac{1}{2}}$, podemos escribir

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0}. \quad (2.43)$$

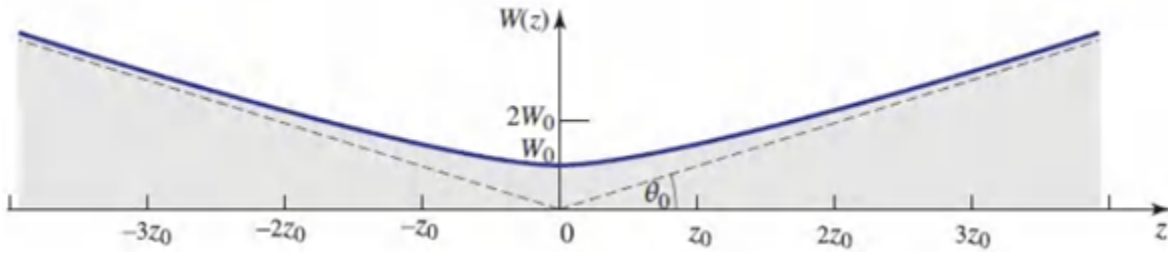


Figura 2.1: El ancho de haz $W(z)$ tiene su valor mínimo W_0 en la cintura del haz ($z = 0$) [14].

Fase

La fase de un haz Gaussiano es

$$\varphi(\rho, z) = kz - \zeta(z) + \frac{k\rho^2}{2R(z)}. \quad (2.44)$$

En el eje del haz ($\rho = 0$) la fase

$$\varphi(0, z) = kz - \zeta(z). \quad (2.45)$$

Comprende dos componentes, el primero, kz , es la fase de una onda plana. El segundo representa un retardo de fase $\zeta(z)$ que va desde $-\pi/2$ en $z = -\infty$ hasta $+\pi/2$ en $z = \infty$.

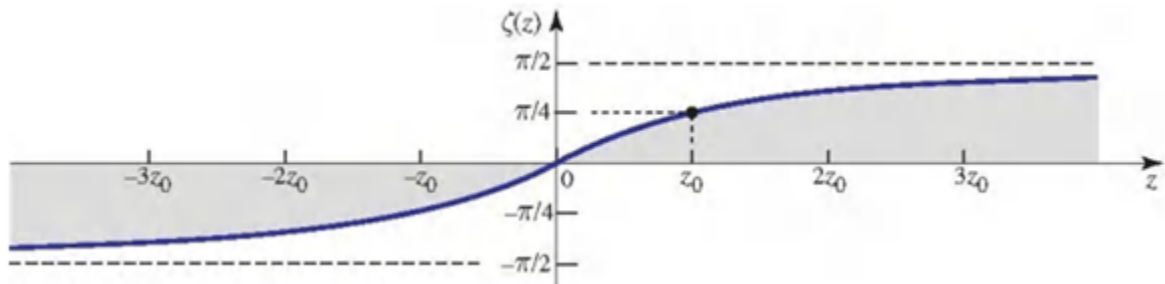


Figura 2.2: La función $\zeta(z)$ representa el retardo de fase del haz Gaussiano en relación con una onda plana uniforme en puntos sobre el eje del haz [14].

Frente de onda

El tercer término de (2.44) es responsable de la curvatura del frente de onda. Esto representa la desviación de la fase en los puntos fuera del eje en un plano transversal dado de la del punto axial.

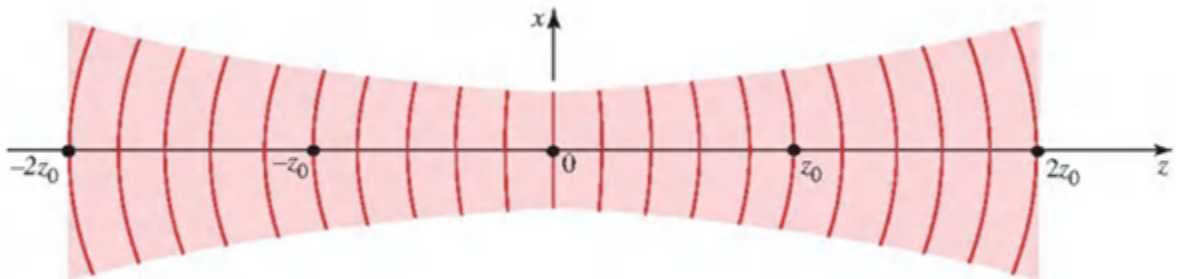


Figura 2.3: Frentes de onda de un haz Gaussiano [14].

2.3. Óptica lineal

Ecuaciones de Maxwell en un medio

Las ecuaciones de Maxwell para un medio isótropo, libre de cargas y corrientes se escriben como

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0. \quad (2.46)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (2.47)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (2.48)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (2.49)$$

La relación entre el vector de desplazamiento eléctrico \vec{D} y el campo eléctrico \vec{E} depende de las propiedades eléctricas del medio. Similarmente, la relación entre la densidad de flujo magnético \vec{B} y el campo magnético \vec{H} depende de las propiedades magnéticas del medio. Dos ecuaciones que ayudan a definir estas relaciones son las ecuaciones constitutivas:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.50)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}, \quad (2.51)$$

donde \vec{P} es la densidad de polarización. En un medio dieléctrico la polarización es la suma microscópica de los momentos dipolares eléctricos que el campo eléctrico induce y esta representada por $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$.

Con estas nuevas ecuaciones podemos reescribir la ecuación de onda para un medio lineal, homogéneo, dieléctrico e isotropico, obteniendo

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}. \quad \text{Ecuación de onda} \quad (2.52)$$

Alternativamente esta ecuación puede escribirse como

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.53)$$

Medios lineales, no dispersivos, homogéneos e isótropicos

Consideremos primero el caso mas simple de un medio lineal, no dispersivo, homogéneo e isotrópico. Los vectores \vec{P} y \vec{E} en cualquier posición y tiempo son paralelos y proporcionales, así que

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (2.54)$$

donde χ es una constante escalar llamada **susceptibilidad eléctrica**.

Sustituyendo (2.54) en (2.50)

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (2.55)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} (1 + \chi), \quad (2.56)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad (2.57)$$

donde $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi)$ es la permitividad eléctrica.

2.4. Óptica no lineal

La óptica no lineal es el estudio de fenómenos que ocurren como consecuencia de modificar las propiedades ópticas de un material por la presencia de luz. Normalmente, solo luz láser es suficientemente intensa para modificar las propiedades ópticas de un sistema material.

2.4.1. Polarización no lineal

La expresión para la polarización

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi \vec{E}(t), \quad (2.58)$$

se modifica cuando el medio está en presencia de una fuente de luz intensa, como es nuestro caso, por lo que es conveniente generalizarla, expresando (2.58) como una serie de potencias en el campo $\vec{E}(t)$

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \left[\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots \right], \quad (2.59)$$

$$\equiv \vec{P}^{(1)}(t) + \vec{P}^{(2)}(t) + \vec{P}^{(3)}(t) + \dots, \quad (2.60)$$

donde $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ son las susceptibilidades ópticas no lineales de segundo y tercer orden respectivamente.

La ecuación (2.59) contiene a la polarización lineal representada en el primer término y a la polarización no lineal que corresponde a los términos adicionales, los cuales representan no linealidades de segundo, tercer orden, etc, dependiendo de su dependencia con la potencia del campo \vec{E} incidente.

Las interacciones ópticas no lineales de segundo orden pueden ocurrir solamente en cristales no centro simétricos, esto es, en cristales que no muestran inversión de simetría. Y las interacciones ópticas no lineales de tercer orden ocurren en ambos medios, centro simétricos y no centro simétricos. Este trabajo de tesis se encuentra enmarcado dentro de los efectos de tercer orden por lo que no se hará mención de efectos de orden diferente.

2.4.2. Procesos ópticos no lineales de tercer orden

Tomamos la contribución de tercer orden de la polarización (2.59)

$$\vec{P}^{(3)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(t), \quad (2.61)$$

donde los fenómenos asociados con $\chi^{(3)}$ pueden ser divididos en no linealidades rápidas y lentas, las primeras son debidas al movimiento electrónico; algunos fenómenos relacionados a ellas son la generación de tercer armónico y la absorción de dos fotones; mientras que las segundas están asociadas a los movimientos nucleares tales como vibraciones y rotaciones; el auto-enfocamiento y auto-atrapamiento son algunos de los fenómenos no lineales asociados a no linealidades lentas.

Por otro lado, considerando un campo aplicado de la forma

$$\vec{E}(t) = E \cos \omega t \hat{v}. \quad (2.62)$$

Sustituimos (2.62) en (2.61)

$$P^{(3)}(t) = \epsilon_0 \chi E^3 \cos^3 \omega t, \quad (2.63)$$

usando la identidad trigonométrica $\cos^3 \omega t = \frac{1}{4} \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \cos \omega t$, por lo que la polarización queda como

$$P^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \cos \omega t. \quad (2.64)$$

2.4.3. Índice de refracción dependiente de la intensidad

El segundo término de (2.64)

$$P^{(3)}(t) = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \cos \omega t. \quad (2.65)$$

Describe una contribución no lineal a la polarización a la frecuencia del campo incidente. El índice de refracción en presencia de este tipo de no linealidad puede ser representado como

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (2.66)$$

donde n_0 es el índice de refracción usual y $n_2 = \frac{3}{2n_0^2 \epsilon_0 c} \chi^{(3)}$ es una constante óptica que caracteriza la fuerza de la no linealidad óptica e $I = \frac{1}{2} n_0 \epsilon_0 c E^2$ es la intensidad de la onda incidente.

Este tipo de cambio en el índice es llamado efecto Kerr por analogía con el efecto electro-óptico Kerr [14]. Algunos de los mecanismos que pueden producir un cambio no lineal en el índice de refracción se en listan en la tabla 2.1 donde se muestran las magnitudes del índice no lineal, susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$ y tiempo de respuesta.

Valores típicos del índice de refracción no lineal			
Mecanismo	n_2 (cm^2/W)	$\chi^{(3)}$ (m^2/W)	Tiempo de respuesta (s)
Polarización electrónica	10^{-16}	10^{-14}	10^{-15}
Orientación molecular	10^{-14}	10^{-12}	10^{-12}
Saturación de absorción	10^{-10}	10^{-8}	10^{-8}
Efectos térmicos	10^{-6}	10^{-4}	10^{-3}

Tabla 2.1: Procesos físicos que producen un cambio no lineal en el índice de refracción

El cambio en el índice de refracción tiene como consecuencia diferentes efectos no lineales conocidos como efectos de auto acción. En la óptica convencional la estructura y propagación de un haz pueden controlarse por medio de diferentes elementos ópticos como lentes y prismas. En óptica no lineal el medio es equivalente a uno de estos elementos, la estructura espacial de un haz de luz intenso puede cambiar debido a las interacciones no lineales entre el medio y el haz [15]. Al considerar al medio como un elemento óptico lleva a la conclusión que el índice de refracción del medio cambia debido al campo incidente, este cambio influye a su vez en el campo eléctrico modificando las características de la propagación del mismo; cuando esto ocurre se presentan los llamados fenómenos de auto-acción.

2.4.4. Efectos de auto-acción

Estos efectos ocurren cuando un haz de luz modifica su propia propagación por medio de una respuesta no lineal al atravesar un medio. Esto es resultado de la dependencia del índice de refracción con la intensidad [12, 15].

Dentro de los efectos de auto-acción se encuentran el auto-enfocamiento y auto-desenfocamiento. El auto-desenfocamiento de la luz es el proceso en el cual un haz de luz modifica las propiedades ópticas de un material de tal manera que el haz provoque un desenfoque, hemos asumido que n_2 es negativo, como resultado el haz láser induce una variación del índice de refracción dentro del material con un índice de refracción menor en el centro del haz que en su periferia, como se muestra en la figura 2.4. Por lo tanto el material actúa como si fuera una lente negativa. En el caso del autoenfocamiento el medio funciona como una lente positiva.

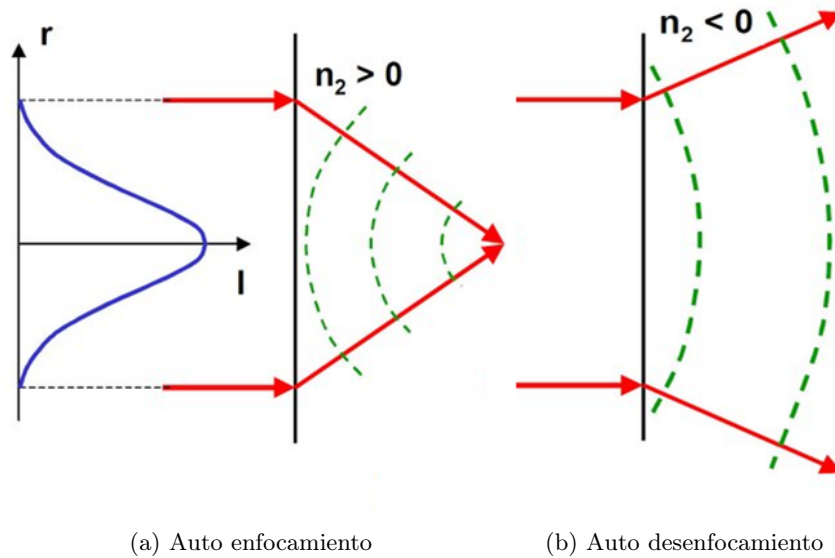


Figura 2.4: Autoacción de un haz Gaussiano

2.5. Nanoplasmónica

La nanoplasmónica es una componente de la nano-óptica, la cual es óptica a la escala nanométrica. El tema de la nanoplasmónica son las propiedades ópticas de nanopartículas metálicas (NPs) y determinadas estructuras.[5]

El estudio científico de los plasmones de superficie inicia a principios del siglo XX, cuando Gustav Mie publicó su obra pionera explicando las sorprendentes propiedades ópticas de los coloides metálicos [17]. Sin embargo, los plasmones de superficie en NPs se han utilizado empíricamente durante mucho tiempo particularmente para la coloración del vidrio. Vasos de vidrio de la edad de bronce (1000-1200 a. C.) encontrados en Fratessina di Rovigo (Norte de Italia) fueron coloreados por la presencia de Cu metálico NPs [18]. La copa de Lycurgo (400 AC) es probablemente el más famoso ejemplo del uso de NP en la antigüedad, exhibiendo coloración diferente cuando se observa con iluminación desde el interior o desde afuera de ella [19], [20].



Figura 2.5: Copa de Lycurgo

Los plasmones de superficie son oscilaciones colectivas de los electrones en la interfaz entre un conductor y un dieléctrico y se describen por ondas electromagnéticas evanescentes que no necesariamente se encuentran en la interfaz [6].

Los plasmones de superficie aparecen en diferentes fenómenos entre ellos la respuesta óptica de materiales a diferentes escalas. El fuerte acoplamiento entre la luz y plasmones superficiales en nanoestructuras conduce a fenómenos novedosos como incremento en la fuerza de la respuesta óptica [7], localización y guía de los mismos [8], transporte y almacenamiento de energía, por mencionar algunos.

En general, hay dos tipos de plasmones de superficie: los que se propagan a lo largo de una interfaz plana dieléctrico-metal, que generalmente se llaman plasmones superficiales de resonancia (por sus siglas en inglés SPR) y aquellos localizados en nanopartículas (NPs) metálicas, que generalmente son llamados plasmones superficiales de resonancia localizados (LSPR).

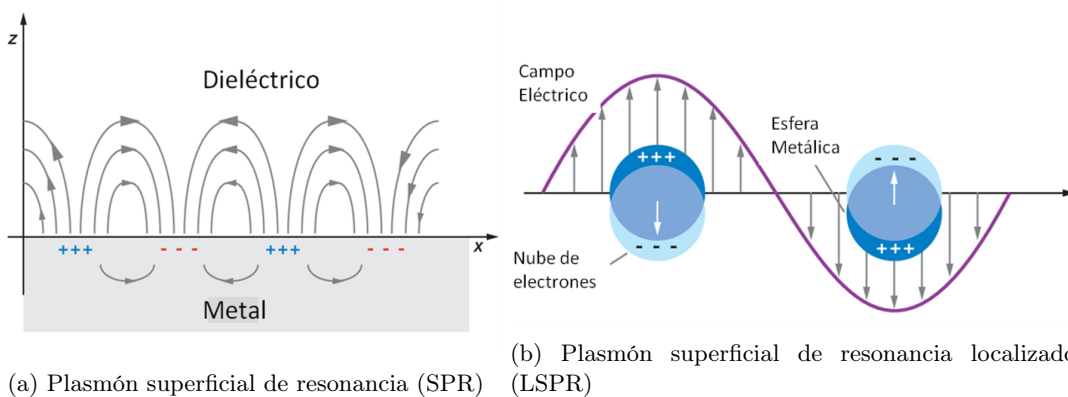


Figura 2.6: Diagramas esquemáticos

La respuesta óptica de una NP esta caracterizada por la función dieléctrica $\epsilon(\omega)$ que es obtenida resolviendo las ecuaciones de Maxwell en la materia. Mie en 1908 [17] encontró la solución exacta de las ecuaciones de Maxwell para la respuesta óptica de una esfera de tamaño arbitrario en un medio homogéneo, esto para una onda monocromática [6]. Sin embargo para geometrías más complejas, la obtención de la solución no es sencilla por lo que se requieren métodos numéricos avanzados.

Diversas investigaciones han demostrado que los LSPR están relacionados con la forma de la partícula, tamaño, composición y medio en el que se encuentre la partícula. [10], [11]. También

se ha demostrado que la posición de los LSPR es altamente sintonizable y varía con el tamaño y forma de la partícula [10] y que los LSPR son debidos no solo a excitaciones dipolares sino también a excitaciones multipolares [12].

Para comprender la influencia de la morfología en los LSPR, nanopartículas poliédricas han sido estudiadas en la referencia [13], una de las morfología estudiadas en esta referencia es la cúbica, dónde se analiza la modificación de los LSPR pasando de una partícula cúbica a una esférica, esto truncando un cubo.

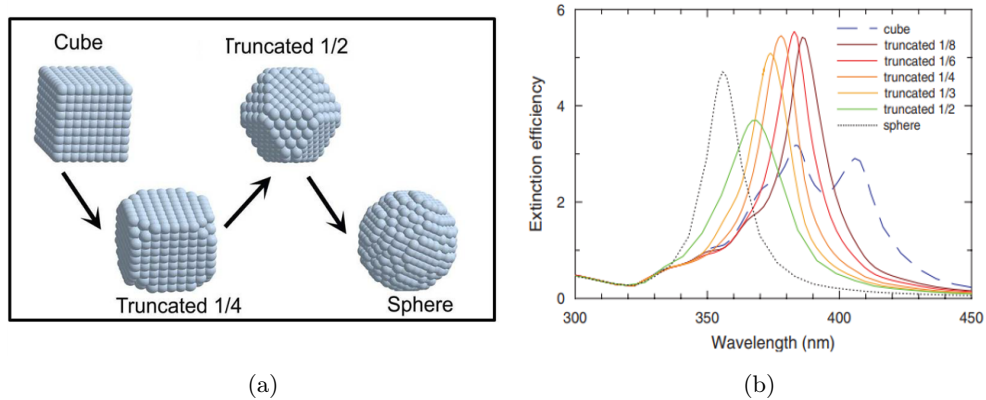


Figura 2.7: (a) Nanopartícula cúbica, dos cubos truncados diferentes y nanopartícula esférica, (b) Espectro de extinción como función de la longitud de onda de la luz incidente para un nanocubo de plata, diferentes cubos truncados y nanoesfera

En la figura 2.7b puede observarse la modificación del espectro en función de la morfología; para una esfera se observa un solo pico de absorción mientras que para el cubo el espectro muestra diferentes picos o bandas de absorción estos se asocian a la geometría cúbica.

Los cubos tienen mayor número de bandas de absorción o picos de resonancia debido a que las cargas no se distribuyen de manera homogénea lo que resulta en muchas formas diferentes al lado de la distribución dipolar. En [21] se obtienen seis picos de resonancia en el espectro de absorción para la estructura cúbica. En lo referente a la ubicación de los LSPR aquellos por debajo de 335 nm son independientes de la morfología pues a estas longitudes de onda la absorción se da por la componente intrabanda [13], para longitudes de onda mayores el espectro es sensible a la morfología, es decir, el espectro depende de la geometría de las nanopartículas y de su tamaño. Los LSPR más intensos corresponden a las distribuciones de carga dipolar y octopolar, los otros LSPR se encuentran a longitudes de onda más cortas ensanchando el espectro [13].

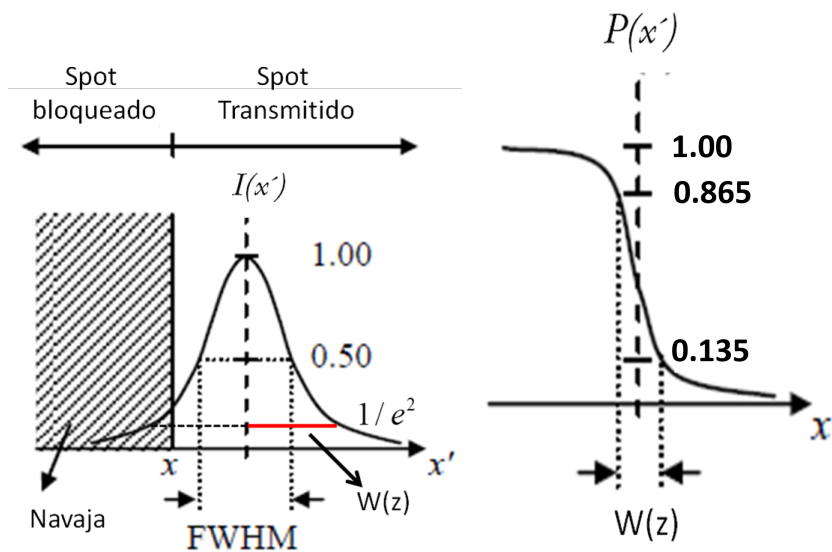
Capítulo 3

Desarrollo experimental

3.1. Técnica de la navaja

Un método para caracterizar los parámetros del láser es la técnica de la navaja, mediante este método experimental se pretende encontrar la cintura mínima del haz Gaussiano.

El procedimiento experimental para el desarrollo de esta técnica consiste en: colocar una navaja en algún punto del eje de propagación del haz, en donde se desee determinar el ancho del haz, y posteriormente, eclipsarlo de forma transversal, como se muestra en la figura 3.1 midiendo al mismo tiempo el cambio en la potencia con un fotodetector.



(a) Perfil de intensidad eclipsado por la navaja (b) Señal medida después de eclipsar el spot

Figura 3.1

A medida que la navaja cubre o descubre al haz se detectan cambios en la potencia medidos por el fotodetector, produciendo una señal como la que se muestra en la figura 3.1b

Recordando que para un haz Gaussiano la intensidad en términos de la potencia corresponde a la ecuación (3.1)

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp \left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right],$$

o

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp \left[-\frac{2x^2}{W^2(z)} \right] \exp \left[-\frac{2y^2}{W^2(z)} \right], \quad (3.1)$$

donde P es la potencia total y el radio del haz $W(z)$ es medido donde la potencia decae a un valor de $1/e^2$.

Si una obstrucción plana semi-infinita con una arista paralela al eje y se coloca frente al haz cubriéndolo parcialmente, como se muestra en la figura 3.1(a), la potencia después de la obstrucción P_x puede expresarse por

$$P_x = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(\frac{-2y^2}{W^2(z)} \right) \int_x^{\infty} \exp \left(\frac{-2x^2}{W^2(z)} \right) dy dx, \quad (3.2)$$

de donde se obtiene

$$P_x = \frac{\sqrt{2}P}{W(z)\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp \left(\frac{-2x^2}{W^2(z)} \right) dx, \quad (3.3)$$

quedando solamente

$$P_x = \frac{1}{2} \frac{P_x}{P} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}x}{W(z)} \right) \right). \quad (3.4)$$

La ecuación anterior esta centrada en $x = 0$

$$P_x = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}x}{W(z)} \right) \right). \quad (3.5)$$

donde erf es la función error de Gauss

Con esta técnica se determino la cintura mínima de dos fuentes láser después de ser enfocadas por una lente de distancia focal de $f = 3,5$ cm. Los láseres caracterizados fueron un láser multilínea de iones de Argón con emisión en 455, 488 y 514nm y uno de He-Ne a 633nm.

Antes de iniciar las mediciones se alineo el haz y se hizo pasar por una lente de distancia focal $f = 3,5$ cm, posteriormente se procedió a colocar de manera transversal al eje de propagación del haz una placa de metal sobre un tornillo micrométrico, este a su vez estaba montado sobre un riel que permite hacer pequeños desplazamientos en dirección $+z$ como se muestra en la figura 3.2

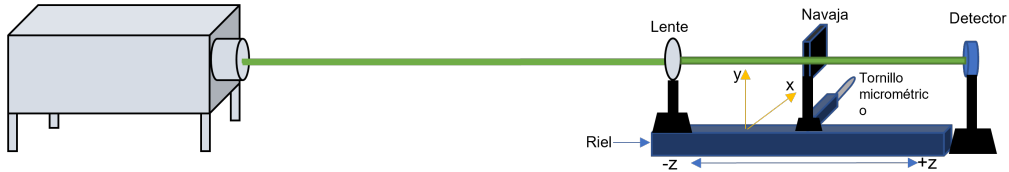


Figura 3.2: Arreglo experimental para la técnica de la navaja

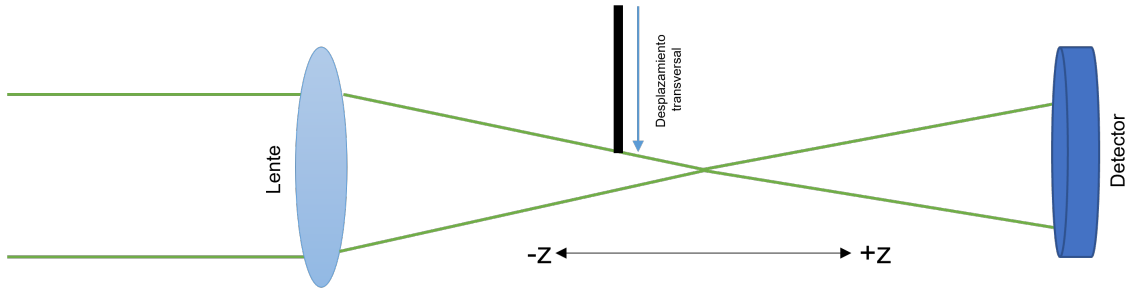


Figura 3.3: Vista superior de la técnica de la navaja

Siguiendo el arreglo, el primero paso fue acotar en una distancia aproximada de 2mm respecto al punto focal, las mediciones del ancho del haz, siguiendo la óptica geométrica del siguiente esquema:

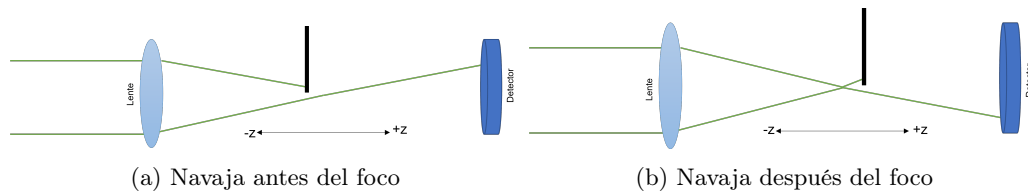
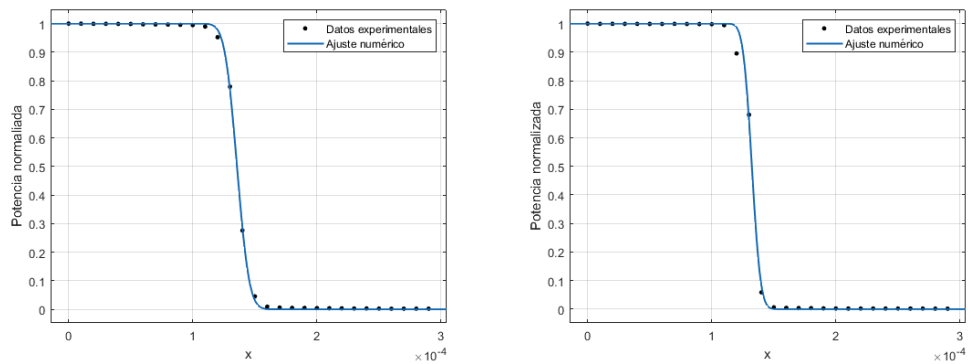


Figura 3.4: Obstrucción de haz Gaussiano con la técnica de la navaja

Podemos ver que antes del foco la placa de metal va a generar una sombra en lado contrario del eje del haz y una vez que la placa se encuentra después del foco, la sombra se genera en el mismo lado de la placa. De esta manera se puede ir acotando la distancia de barrido a 2mm .

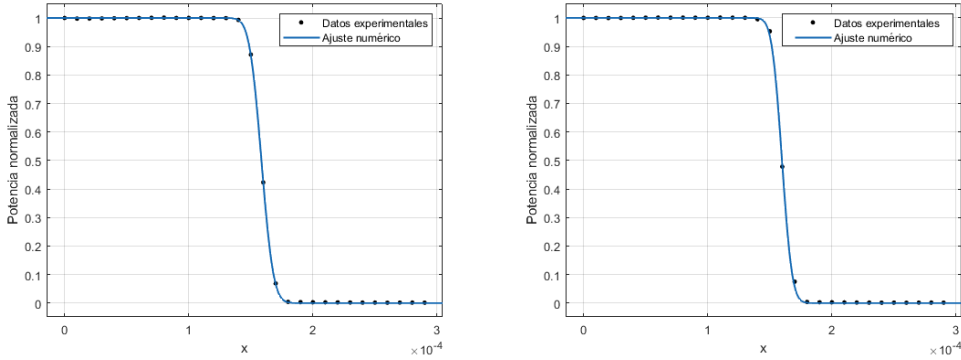
Colocando la placa en el inicio de nuestro intervalo se procede a hacer 30 desplazamientos sobre el eje x de $10\mu\text{m}$ cada uno, durante este proceso se obtienen curvas experimentales de potencia contra el desplazamiento en x , y con la ayuda de la función error se hace un ajuste que nos arroja el ancho del haz en ese punto del eje z . Estos pasos se hacen cada $200\mu\text{m}$ en todo el intervalo de barrido de 2mm .

Algunas curvas experimentales obtenidas con esta técnica para el láser de Argón son mostradas en la figura 3.5 y para el láser de He-Ne en la figura 3.6.



(a) Potencia registrada al inicio del intervalo después de eclipsar el spot (b) Potencia registrada a la mitad del intervalo después de eclipsar el spot

Figura 3.5: Ajustes numéricos para el ancho de haz del láser de argón



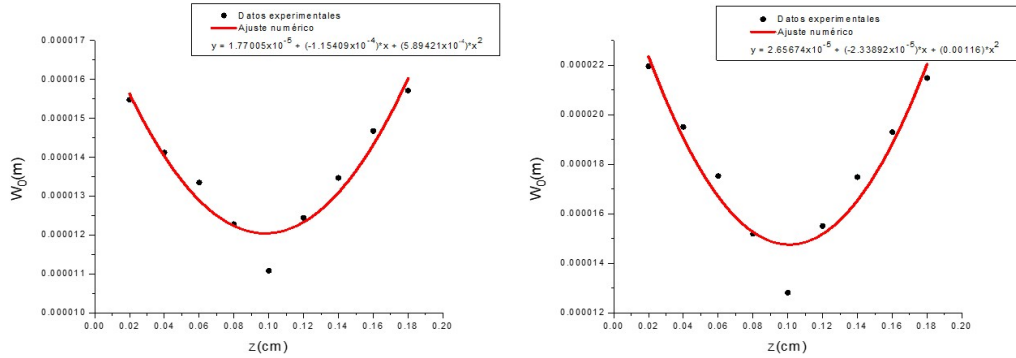
(a) Potencia registrada al inicio del intervalo después de eclipsar el spot (b) Potencia registrada a la mitad del intervalo después de eclipsar el spot

Figura 3.6: Ajustes numéricos para el ancho de haz del láser de He-Ne

Estos resultados fueron reproducidos numéricamente usando la función error complemento:

$$\varphi(x) = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\left(\frac{\sqrt{2}}{W} \right) (x - a) \right) \right). \quad (3.6)$$

Se usó Matlab para extraer de cada curva el valor del ancho del haz $W(z)$. Los resultados obtenidos para los anchos $W(z)$ se presentan en la figura 3.7, la figura 3.7a muestra los resultados para el láser de Argón, mientras que la figura 3.7b para el láser de He-Ne.



(a) Láser de argón

(b) Láser He-Ne

Figura 3.7: Ajustes numéricos para el ancho del haz

Para obtener el valor de la cintura mínima W'_0 se realiza un ajuste de los datos a un polinomio de segundo orden y de dicho ajuste se extrae el mínimo.

Después de haber aplicado esta técnica en ambos láseres se obtuvieron los siguientes resultados experimentales, para el láser de argón figura 3.7a se obtuvo un ancho mínimo de $W'_0 = 1,2354 \times 10^{-5}$ m y para el láser de He-Ne el ancho mínimo es de $W'_0 = 1,4778 \times 10^{-5}$ m.

Cabe mencionar que el W'_0 obtenido es para un haz enfocado, por lo que los valores obtenidos corresponden a un W'_0 obtenido mediante los parámetros de transformación de un haz Gaussiano al pasar por una lente.

Para comprobar esto, se toman los datos caracterizados que ya existen en el laboratorio de los haces láser sin enfocar, tabla 3.1

Láser	$W_0(\mu m)$	$z_0(cm)$	Posición (cm)
Argón	280 ± 3	$47,92 \pm 0,5$	-7
He-Ne	319 ± 3	$50,5 \pm 0,5$	-7

Tabla 3.1: Parámetros del láser de argón y He-Ne

Y mediante el uso de las siguientes expresiones y una lente de longitud focal $f = 3,5$ cm

$$W'_0 = MW_0. \quad (3.7)$$

$$(z' - f) = M^2(z - f). \quad (3.8)$$

$$M = \frac{M_r}{\sqrt{(1 + r^2)}}. \quad (3.9)$$

$$r = \frac{z_0}{z - f}. \quad (3.10)$$

$$M_r = \left| \frac{f}{z - f} \right|. \quad (3.11)$$

Los parámetros de transformación obtenidos se muestran en la tabla 3.2

Láser	$W'_0(\mu m)$	$z'(cm)$	$z'_0(cm)$
Argón	12.31	3.62	0.092
He-Ne	13.76	3.61	0.093

Tabla 3.2: Transformación de parámetros del láser de argón por una lente delgada

Comparando los datos de la tabla 3.2 para W_0 con los datos del ajuste numérico para el ancho del haz se puede observar que son aproximados, y de los cuales serán utilizados los datos del ajuste numérico en la figura 3.7

3.2. Técnica de barrido en Z

La técnica de barrido en Z, es una de las más populares para la caracterización de las propiedades ópticas no lineales de tercer orden de un material, mientras que para no linealidades de orden diferente se utilizan otras técnicas mas adecuadas. Esta consiste en barrer una muestra delgada alrededor del punto focal de un haz Gaussiano enfocado, para medir la transmitancia de dicho haz a campo lejano.

La técnica usa un haz Gaussiano enfocado, se mide la transmitancia de un medio no lineal a través de una apertura finita en el campo lejano en función de la posición z de la muestra medida con respecto al plano focal figura 3.8.

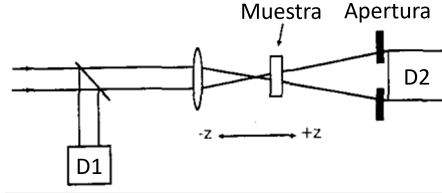


Figura 3.8: Esquema de la técnica de z-scan [2].

Supongamos un material con un índice de refracción no lineal negativo y un espesor menor que la longitud de difracción z_0 del haz enfocado (un medio delgado). Este puede considerarse como una lente delgada de distancia focal variable. Iniciando el escaneo desde una distancia alejada del foco (z negativo), la irradiancia del haz es baja y se produce una refracción no lineal insignificante; por lo tanto, la transmitancia permanece relativamente constante. A medida que la muestra se acerca al foco, la irradiancia del haz aumenta, lo que genera una lente auto inducida en la muestra. Una lente negativa autoinducida antes del foco de la lente tenderá a colimar el haz, lo que provocará un estrechamiento del haz en la apertura, lo que dará como resultado un aumento en la transmitancia. A medida que continúa el barrido en z y la muestra pasa el plano focal hacia la derecha (z positivo), se tendrá un desenfoque que aumenta la divergencia del haz, lo que conduce a un ensanchamiento del haz en la apertura y, por lo tanto, a una disminución en la transmitancia. El barrido en z se completa a medida que la muestra se aleja del foco (z positivo) de modo que la transmitancia se vuelve lineal ya que la irradiancia vuelve a ser baja. Un máximo de transmitancia prefocal (pico) seguido de un mínimo de transmitancia posfocal (valle) es, por lo tanto, la firma del barrido en z de una no linealidad refractiva negativa. La refracción no lineal positiva, siguiendo la misma analogía, da lugar a una configuración opuesta valle-pico [2].

3.3. Campo eléctrico a la salida de la muestra

Considerando un medio no lineal de la siguiente forma, ecuación (2.66)

$$n = n_0 + n_2 I,$$

donde $I = |U^2(\vec{r})|$.

Asumiendo un haz Gaussiano de cintura mínima W_0 viajando en la dirección z positivo podemos escribir U como

$$U(z, \rho, t) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2(z)} - \frac{i\kappa\rho^2}{2R(z)}\right) \exp^{-i\phi(z,t)}. \quad (3.12)$$

Este haz se hace incidir en un medio delgado cuya longitud es suficientemente pequeña para despreciar los cambios en el diámetro del haz dentro de la muestra debido a la difracción o a la refracción no lineal. Considerando la aproximación de la envolvente lentamente variable, la amplitud U y la fase ϕ del campo eléctrico como función de z están gobernados en esta aproximación por las siguientes ecuaciones

$$\frac{d\Delta\phi}{dz} = \Delta n(I)\kappa, \quad (3.13)$$

y

$$\frac{dI}{dz} = \alpha(I)I, \quad (3.14)$$

donde z es la propagación dentro de la muestra y $\alpha(I)$ incluye términos lineales y no lineales de absorción. En el caso de una no linealidad cúbica y una absorción no lineal despreciable, (3.13)

y (3.14) se resuelven para dar el cambio de fase $\Delta\phi$ en la superficie de salida de la muestra que simplemente sigue la variación radial de la irradiancia incidente en una posición dada de la muestra z . Por lo tanto,

$$\Delta\phi(z, \rho, t) = \Delta\phi_0(z, t) \exp\left(-\frac{2\rho^2}{W^2(z)}\right), \quad (3.15)$$

con $\Delta\phi_0(z, t) = \frac{\Delta\Phi_0(t)}{1+z^2/z_0^2}$ donde $\Delta\Phi_0(t) = k\Delta n_0(t)L_{eff}$ es el cambio de fase en el eje del foco[2].

El campo eléctrico en el plano de salida de la muestra U_s no es otro que el campo en el plano de entrada, ecuación (3.12) más un cambio de fase no lineal

$$U_s(\rho, z, t) = U(z, \rho, t) \exp^{-\alpha L/2} \exp^{i\Delta\phi(z, \rho, t)}. \quad (3.16)$$

La expresión (3.16), fue desarrollada en [14] por el método de descomposición Gaussiana (GD) [26] con el objetivo de encontrar la transmitancia a campo lejano; este método consiste en descomponer el campo eléctrico en el plano de salida de la muestra en una suma de haces Gaussiano de radio decreciente, esto por medio de una expansión en serie de Taylor del término de cambio de fase $e^{-i\Delta\phi(z, \rho)}$. Cada haz Gaussiano se propaga al plano de la abertura donde se sumarán para reconstruir el haz. El método GD es muy útil para pequeños cambios de fase detectados por la técnica de Z-scan pues solo pocos términos de la expansión en serie para el cambio de fase son necesarios [14]. Así la transmitancia normalizada $T(z)$ sobre eje, ecuación (3.17), lleva a obtener la expresión (3.18)

$$T(z, \Delta\Phi_0) = \frac{|U_a(z, \rho, \Delta\phi_0)|}{|U_a(z, \rho, \Delta\phi_0 = 0)|}, \quad (3.17)$$

con U_a el campo en el plano de la abertura

$$T(z, \Delta\Phi_0) = 1 + \frac{4\Delta\Phi_0 x}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)}. \quad (3.18)$$

Mediante esta técnica y con el arreglo experimental figura 3.8 se obtienen las curvas mostradas en la figura 3.9.

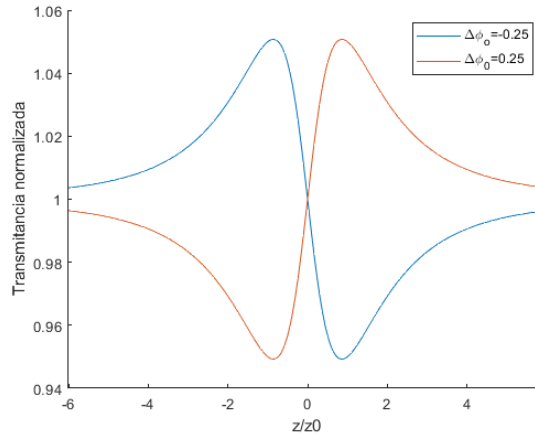


Figura 3.9: Curvas de transmitancia de Z-scan, para un cambio de fase $\Delta\phi_0=-0.25$ (curva azul, linealidad negativa) y $\Delta\phi_0=0.25$ (curva roja, linealidad positiva)[2]

Esta ecuación (3.16) es llevada a un software en el cual se aplica la transformada de Fourier para ser llevada a campo lejano, esto quiere decir que el haz Gaussiano U_s se mueve una distancia

considerable desde el plano de salida de la muestra hasta llegar al punto de observación donde se aplica la transformada inversa de Fourier para así obtener el cambio en la transmitancia.

Arreglo experimental

Para implementar la técnica de barrido en Z se utilizó un láser de Argón multilínea con dos longitudes de onda $\lambda = 514nm$, $\lambda = 488nm$, a potencias de $3mW$, $6mW$, $9mW$, $12mW$, $15mW$ y $18mW$, un láser de He-Ne con una longitud de onda $\lambda = 633nm$ a potencias aproximadas de $3mW$, $6mW$, $9mW$ y $12mW$, una lente con distancia focal $f = 3,5cm$, dos diafragmas, un riel con motor, dos fotodetectores, y una celda de vidrio.

El primer paso fue alinear la fuente láser que fue colocada al extremo de una mesa haciendo pasar el haz por ambos diafragmas, el primero fue colocado en la salida del láser y el segundo en el otro extremo de la mesa. Después de tener alineado el láser, fue retirado el primer diafragma y posteriormente fue colocado y alineado al eje de propagación del haz, un riel con motor sobre el cual se puede fijar una lente en el eje z a una distancia de la salida del haz de $58,5cm$, y también permite montar la muestra para hacer los barridos sobre el eje z . Atrás del segundo diafragma fue colocado un fotodetector el cual va a registrar el cambio en la transmitancia, mientras que el otro fotodetector solo es colocado para registrar la potencia incidente en la muestra antes de cada barrido por lo que una vez registrada es retirado del arreglo de z-scan. Este arreglo experimental es controlado desde un software que hace los desplazamientos y registra el cambio en la transmitancia.

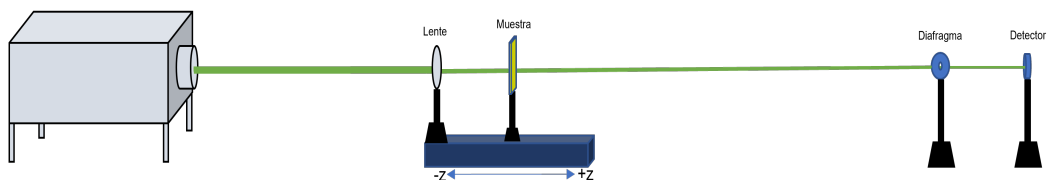


Figura 3.10: Arreglo experimental de la técnica de z scan para refracción

3.3.1. Síntesis de materiales

Los nanocubos estudiados en este trabajo fueron sintetizados por el método del poliol, con una pequeña modificación [16]. Se añadió etilenglicol (35 mL, EG, Sigma-Aldrich 324558) en un matraz de fondo redondo de 250 ml y se calentó con agitación magnética (400 rpm), durante 1 hora, en un baño de aceite preestablecido a $140\text{ }^{\circ}\text{C}$. - 145°C en aire. Después de este paso, se añadió una solución de HCl (411 L, 24,35 mM, HCl, Sigma-Aldrich 320331, en EG) a la solución calentada. 5 min después, se añadió una solución de PVP (10 mL, 0,225 M en términos de unidad monomérica, PVP, peso molecular, 55000, 856568-100G en EG). Después de otros 10 min, se añadió a la mezcla $AgNO_3$ (15 ml, 0,1 M, Aldrich 209139 en EG). Luego se dejó reaccionar esta mezcla por períodos de 32 y 38 horas para obtener nanocubos de diferentes tamaños. Luego, las muestras se lavaron, primero con acetona y luego con una mezcla de etanol-acetona (1:9) y agua varias veces para eliminar la mayor parte del EG y PVP por centrifugación. Se obtuvo un conjunto de dos muestras de nanocubos de Ag coloidal con tamaños de borde de 99 y 215 nm, que se etiquetaron como S1 y S2 respectivamente.

La concentración de las muestras se estimó mediante la técnica de diferencia de peso. En este caso, parte del volumen de cada muestra se secó a $75\text{ }^{\circ}\text{C}$ durante ~ 15 horas, lo que evaporó el solvente (agua). Luego, se encontraron concentraciones iniciales de Ag de 0.837 y 0.552 mg/ml, para S1 y S2, respectivamente. Luego de este proceso, los nanocubos fueron resuspendidos en agua preparando muestras con concentraciones de Ag de 0.4 y 0.2 mg/ml, para cada tamaño de

partícula. La morfología de las muestras se estudió mediante microscopio electrónico de barrido de emisión de campo (SEM) JEOL JSM-7200F a un voltaje de 10kV.

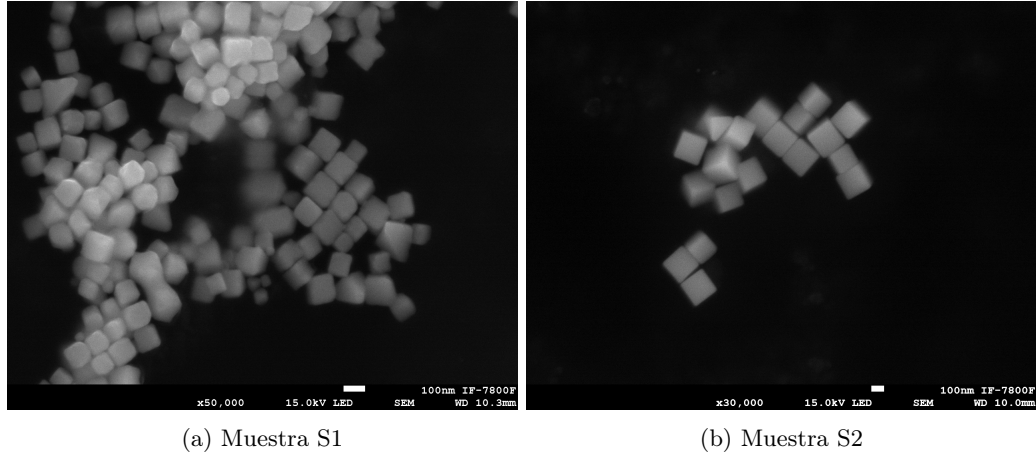


Figura 3.11: Nanocubos de Plata

Los espectros de absorción mostrados en la figura 3.12 fueron obtenidos mediante un espectrofotómetro. Pueden observarse para el caso de la muestra S1 (99 nm) 3.12 a), tres bandas de absorción centradas 353 nm, 399 nm y 505 nm, como era de esperarse a la concentración de 0.2 mg/ml se observa una absorción más pequeña. Para el caso de la muestra S2 (215 nm) 3.12 b) no se observan bandas de absorción bien definidas para ninguna concentración.

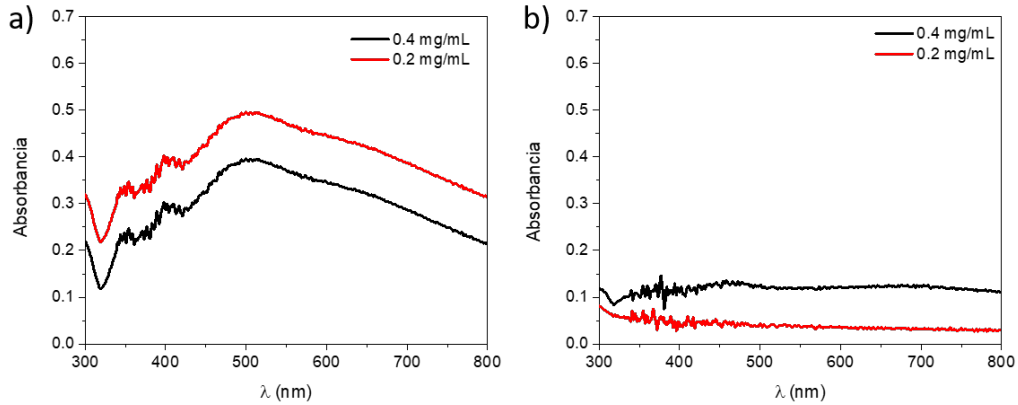


Figura 3.12: Espectros de absorción: a) Muestra S1 y b) Muestra S2.

Las muestras fueron analizadas para las longitudes de onda de 488, 514 y 633 nm, en la siguiente tabla se muestran los coeficientes de absorción lineal obtenidos, los cuales fueron determinados por la ley De Lamber-Berr, que relaciona la absorción de radiación y la longitud de la trayectoria a través del medio absorbente

$$\log \frac{I}{I_0} = \alpha l, \tag{3.19}$$

con I_0 e I las energías radiante incidente y transmitida respectivamente, al término $\log(I_0/I)$ se le conoce como absorbancia y se le adjudica el símbolo A ; l representa la longitud de trayectoria

Desarrollo experimental
3.3 Campo eléctrico a la salida de la muestra

dentro de la muestra y por lo general se expresa en centímetros; los valores obtenidos se reportan en la tabla 3.3

	S1			S2		
	α (cm^{-1})					
Concentración de nanocubos de plata	488 nm	514nm	633 nm	488 nm	514 nm	633 nm
0.4 mg/ml	0.48	0.49	0.42	0.12	0.12	0.12
0.2 mg/ml	0.38	0.39	0.32	0.039	0.039	0.039

Tabla 3.3: Coeficientes de absorción para las muestras S1 y S2

Las muestras que son estudiadas en este trabajo son nanocubos de plata suspendidos en agua desionizada para dos concentraciones. La primer muestra a estudiar es *S1* (99 nm), la segunda es *S2* (215 nm). Ambas fueron colocadas en una celda de vidrio con un grosor de $1mm$ (medio delgado) para analizarlas con la técnica de Z-scan.

Con el fin de que los datos obtenidos fueran de las muestras a estudiar, primero se hizo el barrido en z de la celda vacía y con agua desionizada, si el detector no marcaba algún cambio en la transmitancia, podemos estar seguros de que estos materiales no tienen alguna respuesta no lineal.

Antes de iniciar cada barrido en z se midió la potencia del haz incidente, en cada uno se inicio con una potencia de $3mW$ y a medida que se iban obteniendo los resultados, la potencia del siguiente barrido fue aumentando $3mW$, así hasta llegar a una de potencia de $18mW$

Capítulo 4

Desarrollo numérico

La no localidad es una característica de un gran número de sistemas ópticos no lineales. En el contexto espacial significa que la respuesta de un medio en un punto en particular no está determinada solamente por la intensidad en ese punto como en el caso local sino que depende de la intensidad en la vecindad [22]. La no localidad implican transferencia de calor [23], etc. La respuesta óptica no lineal no local de tercer orden ha sido previamente modelada, numérica y analíticamente, con una buena correspondencia con respecto a resultados experimentales [24], [25].

Para que un material exhiba una respuesta no lineal es necesario que la luz incidente en el material sea lo suficientemente intensa para producir un cambio de índice de refracción en el medio, dicho cambio para un medio no local puede representarse por la expresión, que corresponde a un modelo fenomenológico para medios no locales [22].

En este capítulo se describe un modelo numérico, que caracteriza la no localidad de la respuesta no lineal a tercer orden para refracción, con él fue posible reproducir las curvas obtenidas experimentalmente. Recordemos que en la sección 3.2, se describió la técnica de Z-scan, que permite determinar el índice de refracción no lineal y el coeficiente de absorción no lineal, con esta técnica se obtienen curvas de barrido para la configuración de abertura finita, del análisis del campo eléctrico para esta técnica se obtiene una expresión para la transmitancia a campo lejano sobre eje, esto para medios tipo Kerr con iluminación pulsada, sin embargo no todos los materiales presentan respuesta tipo Kerr por lo que su respuesta no lineal no puede reproducirse con dicha expresión (3.18); por lo que se opta por otros modelos numéricos para describir respuestas no lineales de otro tipo, en este trabajo se utiliza el modelo reportado en [24] y en [25]. Este modelo describe la respuesta no lineal no local refractiva y/o absorptiva para medios delgados.

4.1. Modelo no local refractivo

En esta sección se presenta el modelo numérico no lineal no local refractivo reportado en la referencia [24]. De manera general, en dicho modelo se considera que el ancho del perfil de cambio de fase no lineal $\Delta\phi$ puede o no coincidir en ancho con el perfil de intensidad del haz incidente que también es Gaussiano.

Consideremos un haz Gaussiano propagándose por un medio no lineal delgado de manera que el campo en el plano de salida esta dado por la ecuación 3.16

$$U_s(\rho, z) = U(z, \rho) \exp^{-\alpha L/2} \exp^{-i\Delta\phi(z, \rho)}. \quad (4.1)$$

Con α el coeficiente de absorción lineal característico del medio, el concepto de absorción se utiliza para referirse a la cantidad de luz absorbida por el medio. En el caso de que el coeficiente de absorción sea lineal, este afectará la intensidad de la luz a la salida del medio, más no la distribución de la misma.

El haz Gaussiano se propaga en dirección z a través de un medio no lineal delgado de longitud L colocado a una cierta distancia respecto de la cintura del haz ω_0 . De la condición de medio delgado $L \ll z_0$ se considera que el campo incidente no se verá afectado al propagarse por el medio más que por un pequeño cambio de fase $\Delta\phi$ a la salida del medio. $\Delta\phi$ se obtiene de integrar el cambio en el índice de refracción Δn_0 a lo largo del grosor de la muestra z' ,

$$\Delta\phi = k_0 \int_{z'}^{z'+L} \Delta n_0(z, \rho) dz. \quad (4.2)$$

Se considera una dependencia del índice de refracción en intensidad de la forma $\Delta n_0(z, \rho) = n_2 I(z, \rho)$ de forma que la ecuación (4.2) puede expresarse como:

$$\Delta\phi = k_0 \int_{z'}^{z'+L} \Delta n_0(z, \rho) dz \approx \Delta\phi_0 \exp\left(\frac{-2\rho^2}{\omega^2(z)}\right). \quad (4.3)$$

De la expresión anterior podemos deducir que al iluminar un medio no lineal delgado con un perfil de intensidad Gaussiano se obtiene en el plano de salida del medio un perfil de cambio de fase $\Delta\phi$ también Gaussiano, que coincide en ancho con el perfil de intensidad incidente, esto representa una respuesta local del medio; sin embargo no todos los materiales presentan este tipo de respuesta, por lo que en [24] se propone incluir la no localidad del medio en la expresión para el cambio de fase (4.3) introduciendo el parámetro m en el argumento de la exponencial con esto se modifica el ancho de la función Gaussiana, m toma solo valores positivos, para que tenga sentido físico la modificación en el ancho del perfil de cambio de fase, de modo que (4.3) toma la forma:

$$\Delta\phi = \Delta\phi_0(z, m) \exp\left(\frac{-m\rho^2}{\omega^2(z)}\right), \quad (4.4)$$

donde

$$\Delta\phi_0 = \frac{\Delta\Phi_0}{[1 + (z/z_0)^2]^{m/2}}, \quad (4.5)$$

con $\Delta\Phi_0$ el cambio de fase máximo sobre eje.

La figura 4.1 muestra el perfil de cambio de fase, obtenido de la ecuación (4.3) para diferentes valores del parámetro m .

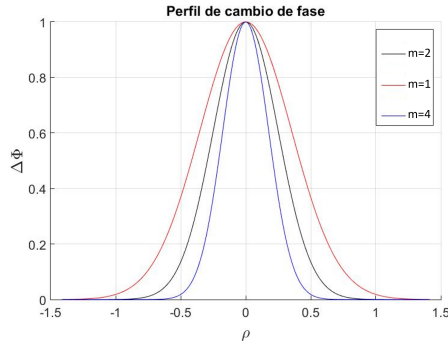


Figura 4.1: Perfiles de cambio de fase obtenido de la expresión 4.1, para diferentes m .

Para $m = 2$ el cambio de fase no lineal sigue la distribución de intensidad, es decir es igual que el ancho del perfil de intensidad incidente, teniendo una respuesta no lineal local, para $m \neq 2$ se considera como no local, para $m = 1$ el ancho incrementa respecto de $m = 2$ y para $m = 4$ disminuye.

El modelo numérico no local para describir curvas de Z-scan consiste en considerar el campo a la salida de la muestra, considerando la expresión (4.3)

$$U_s(\rho, z) = U(\rho, z) \exp(-i\Delta\phi), \quad (4.6)$$

que es similar a la ecuación (4.1), pero ignorando la absorción del material. Una vez que se tiene la expresión para el campo de salida U_s , este se propaga a campo lejano usando la Transformada de Fourier (TF). Una vez obtenida la distribución de campo eléctrico a campo lejano se obtiene la distribución de intensidad, se toma el valor central que corresponde al valor sobre eje, así por cada posición de barrido de la muestra tenemos una distribución de intensidad de la que se toma el valor central, para tener pares posición-intensidad con las que se obtienen las curvas numéricas de barrido en Z.

El algoritmo para obtener estas curvas fue desarrollado en Matlab y para probar su correcto funcionamiento se reprodujeron los resultados para refracción con un láser de He-Ne a 633nm y una cintura de haz $W_0 = 53\mu\text{m}$ de la referencia [24]

En la figura 4.2a las curvas de Z-scan obtenidas para una muestra con $\Delta\phi_0 = 0,1\text{rad}$ se grafican para diferentes valores del parámetro m y en la figura 4.2b se muestran las curvas Z-scan para valores de m de : 1, 2, 4, pero valores de $\Delta\phi_o$ se ajustaron para dar casi la misma diferencia de transmitancia pico-valle.

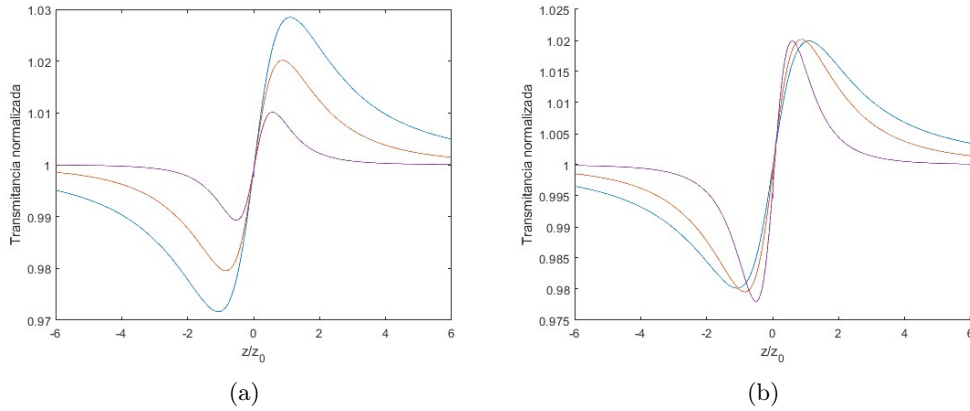


Figura 4.2: Curvas de Z-scan obtenidas para: (a) el mismo cambio de fase no lineal en el eje de 0.1 rad y diferentes valores del parámetro m : 1(línea azul), 2(línea naranja), 3 (línea morada), y (b) diferentes valores de $\Delta\phi_0 = 0,07\text{rad}$ ($m = 1$, línea azul), $0,10\text{ rad}$ ($m = 2$, línea azul) y $0,2\text{ rad}$ ($m = 4$, línea morada)

Cuando el cambio de fase no lineal es mayor que π , las curvas de Z-scan comienzan a ser asimétricas y aumenta la separación pico-valle. En la figura 4.3 se gráfica la transmitancia normalizada para diferentes $\Delta\phi_0$ para el caso local ($m = 2$)

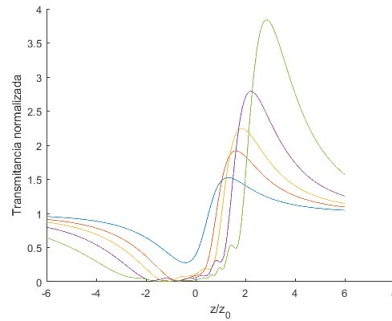


Figura 4.3: Curvas de Z-scan para el caso local ($m = 2$) y $\Delta\phi_0$ de : π (línea azul), 2π (línea naranja), 3π (línea amarilla), 5π (línea morada) y 10π (línea verde)

Un ejemplo del caso no local con cambios de fase mayores que π y que se extienden mas allá de la intensidad incidente, la figura 4.4 muestra el caso $m = 1$

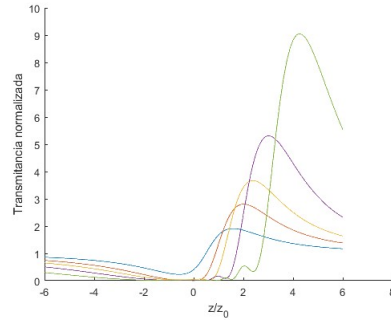


Figura 4.4: Curvas de Z-scan para el caso no local ($m = 1$) y $\Delta\phi_0$ de: π (lineal azul), 2π (linea naranja), 3π (linea amarilla), 5π (linea morada) y 10π (linea verde)

Como ejemplo del caso no local con una extensión espacial menor que la intensidad incidente, se muestra en la figura 4.5 el caso $m = 4$, para cambios de fase mayores que π

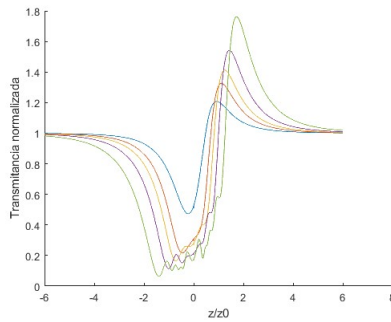


Figura 4.5: Curvas de Z-scan para el caso no local ($m = 4$) y $\Delta\phi_0$ de : π (lineal azul), 2π (linea naranja), 3π (linea amarilla), 5π (linea morada) y 10π (linea verde)

Capítulo 5

Resultados

En este capítulo presentamos los resultados obtenidos para las muestras S1 y S2 en sus distintas concentraciones y también sus reproducciones numéricas obtenidas con el modelo presentado en el Capítulo 4.

5.1. Muestra S1 (99 nm)

5.1.1. Caracterización de la muestra S1 con $\lambda=488$ nm

La figura 5.1 muestra las curvas de z-scan para potencias incidentes de 18, 15, 12 y 9 mW. Es posible observar una forma más definida de la curva típica de barrido en z con el aumento de la potencia, lo que se observa también es una clara asimetría entre el pico y el valle.

La respuesta que se observa corresponde a una no linealidad negativa (pico-valle). Los ajustes numéricos realizados con el modelo descrito en el capítulo 4, arrojan una reproducción adecuada para la menor potencia de 9 mW, mientras que con el incremento de la potencia no fue posible reproducir los resultados experimentales. Pensamos que esto es debido a la presencia de absorción no lineal en la muestra sin embargo el modelo utilizado no aborda este fenómeno por lo que la inclusión de absorción no lineal se dejara para estudios futuros.

Por otro lado, podemos observar que el parámetro de ajuste m es igual a 1, lo que representa un comportamiento no lineal no local, el cual representa un ensanchamiento espacial en la curva de barrido en z. Este ensanchamiento esta asociado a una no linealidad de origen térmico lo que concuerda con el espectro de absorción figura 3.12 a) donde se observa un máximo de absorción centrado en 505 nm, que es una longitud de onda cercana de 488 nm, y puesto que la luz incidente procede de una fuente continua se da el proceso de absorción lineal que favorece el calentamiento de la muestra.

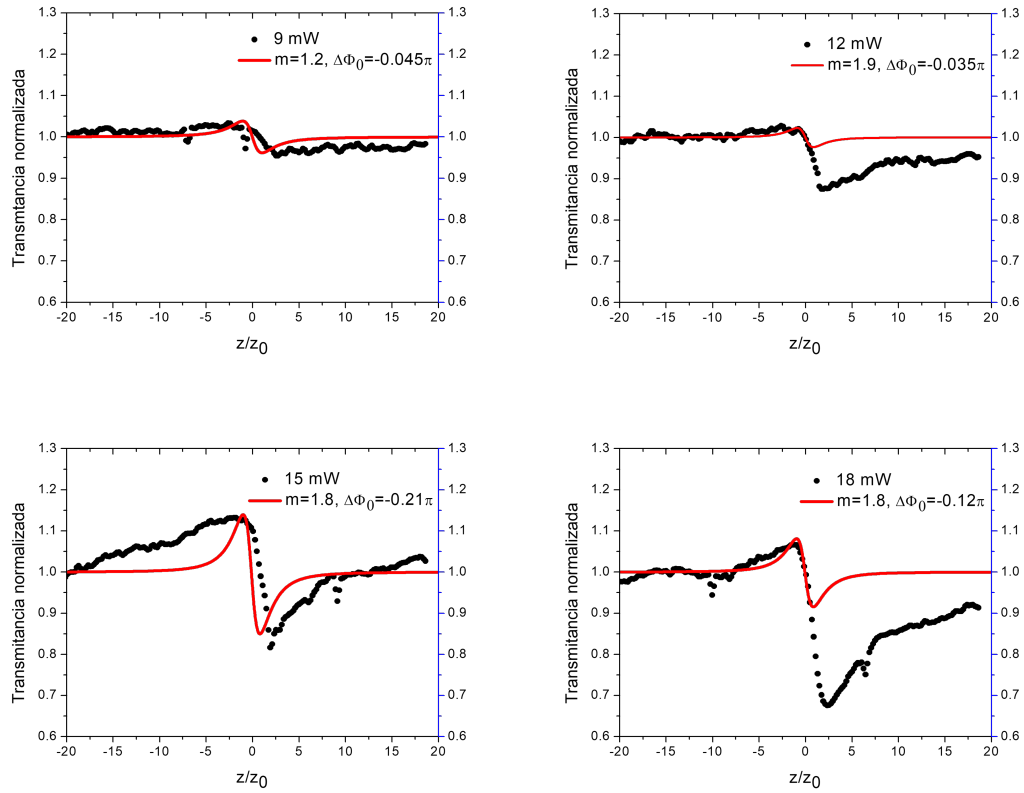


Figura 5.1: Ajustes numéricos (línea roja) muestran valores para el parámetro m , $m < 2$ y cambios de fase $\Delta\phi_0$ menores a π radianes para la muestra S1 a 488 nm con concentración de 0.4 mg/ml (puntos negros)

Caso similar se observa para la concentración de 0.2 mg/mL, como puede verse de la figura 5.2, donde se puede notar una menor manifestación de la respuesta no lineal comparada con la concentración de 0.4 mg/mL y una mejor reproducción numérica de los resultados experimentales.

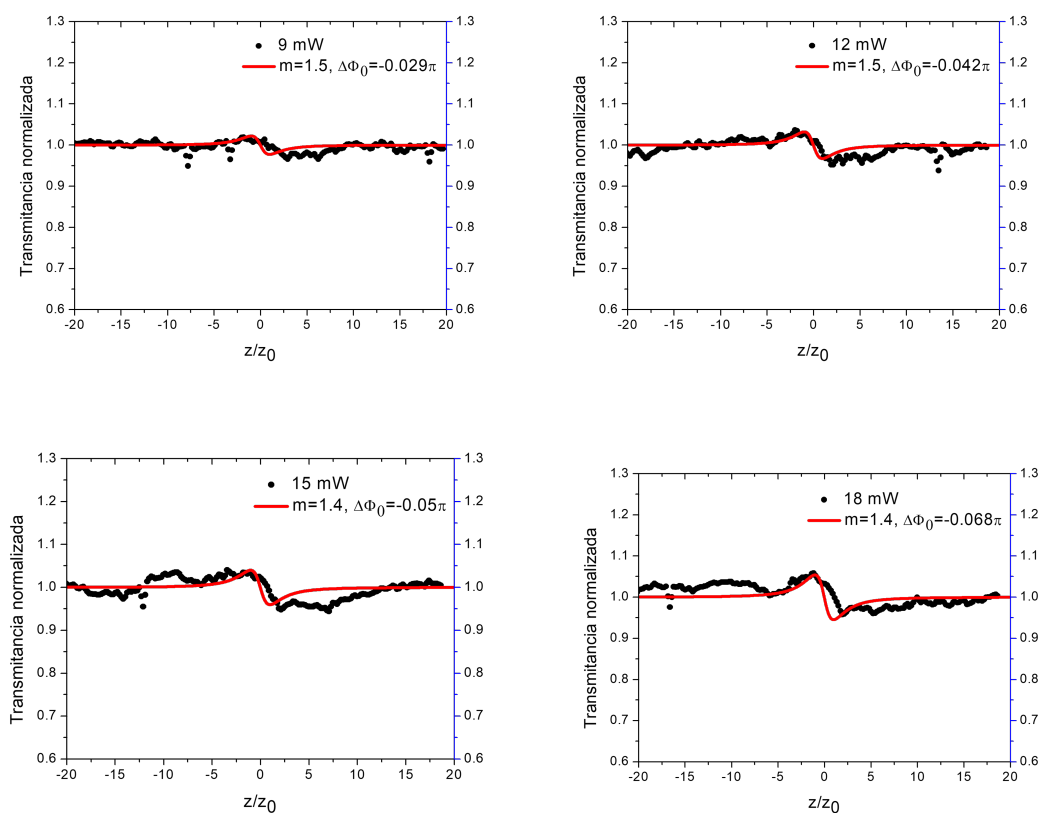


Figura 5.2: Ajustes numéricos (línea roja) muestran valores para el parámetro m , $m < 2$ y cambios de fase $\Delta\phi_0$ menores a π radianes para la muestra S1 a 488 nm con concentración de 0.2 mg/ml (puntos negros)

5.1.2. Caracterización de la muestra S1 con $\lambda=514$ nm

La figura 5.3 presenta los resultados obtenidos para la concentración de 0.4 mg/ml donde es clara la forma pico-valle de las curvas típicas de barrido en z . Los mejores ajustes numéricos obtenidos se presentan en esta gráfica donde puede observarse un incremento en el cambio de fase no lineal $\Delta\phi_0$ con el incremento de la intensidad y también se observa un valor de parámetro $m < 2$.

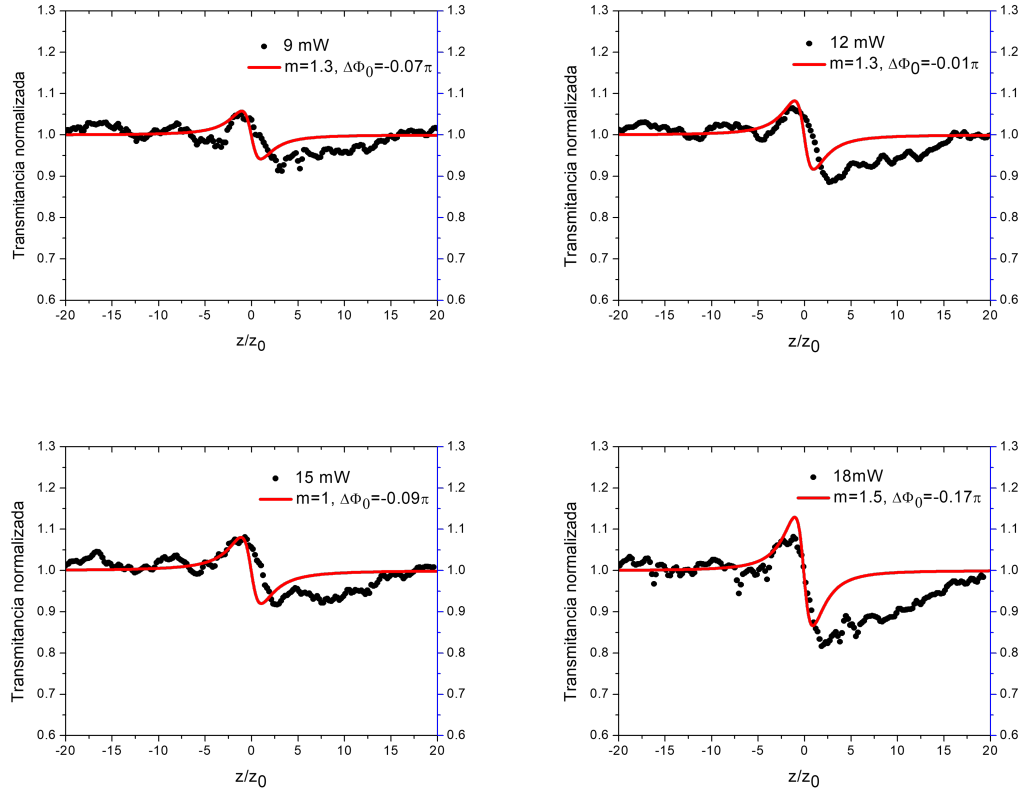


Figura 5.3: Ajustes numéricos (línea roja) muestran valores para el parámetro m , $m < 2$ y cambios de fase $\Delta\phi_0$ menores a π radianes para la muestra S1 a 514 nm con concentración de 0.4 mg/ml (puntos negros)

En cuanto a la muestra S1 con concentración de 0.2 mg/ml los resultados obtenidos se muestran en la figura 5.4 a 514 nm. De manera similar para 488 nm, a 514 nm la muestra presenta una respuesta que corresponde a una no linealidad refractiva negativa (pico-valle), para este caso la transmitancia registrada en la potencia máxima de 18 mW fue menor que en la muestra S1 de mayor concentración como era de esperarse, esto se puede apreciar en que tenemos curvas con picos y valles menos pronunciados, asimismo la diferencia de transmitancia disminuye conforme la potencia incidente decrece. Por otro lado, tenemos un mejor ajuste numéricos de los datos experimentales con valores de m menores a 2 y cambios de fase $\Delta\phi_0$ menores a π radianes. En el caso de 514 nm figura 5.4, solamente registró respuesta en las potencias de 18 mW y 15 mW mientras que para las potencias de 12 y 9 mW no hubo respuesta.

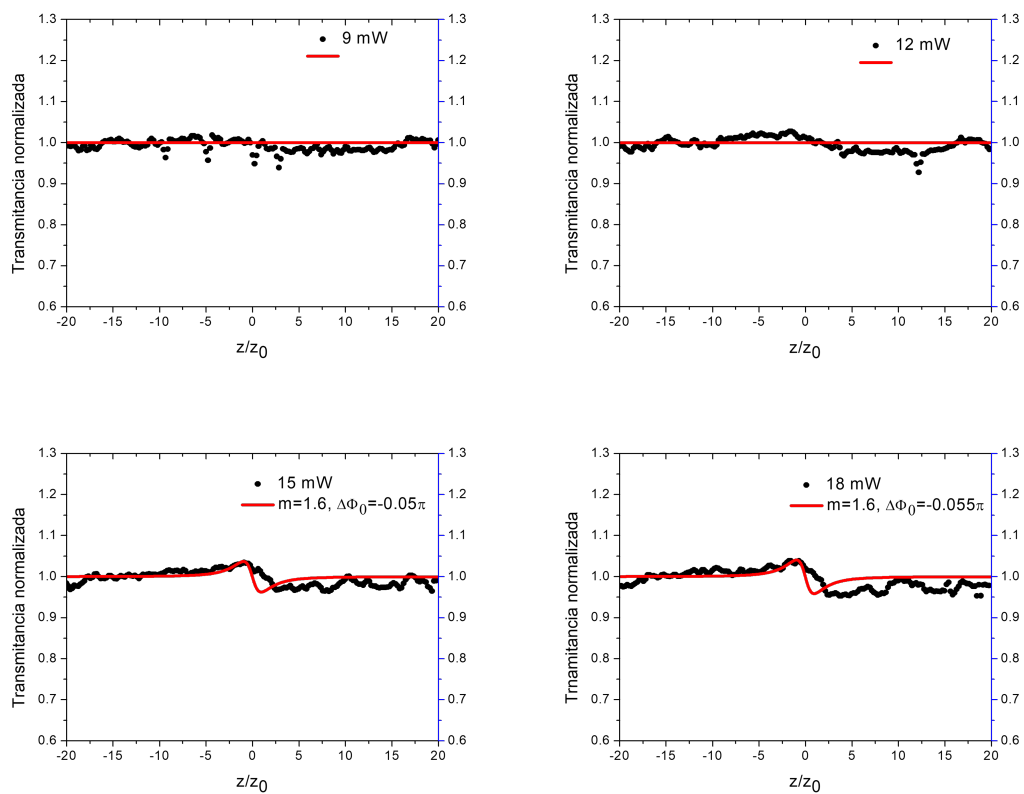
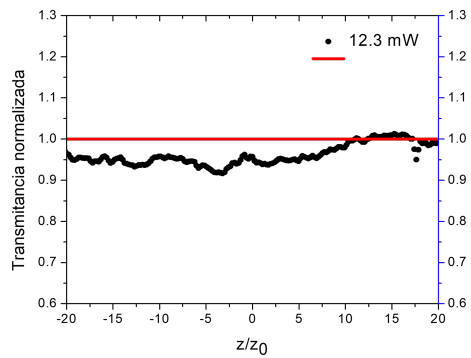


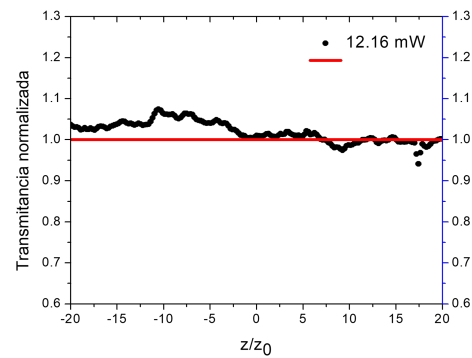
Figura 5.4: Ajustes numéricos (línea roja) muestran valores para el parámetro m , $m < 2$ y cambios de fase $\Delta\phi_0$ menores a π radianes para la muestra S1 a 514 nm con concentración de 0.2 mg/ml (puntos negros)

5.1.3. Caracterización de la muestra S1 con $\lambda = 633$

De igual manera, para $\lambda = 633$ nm la respuesta obtenida se presenta en las figuras 5.5a y 5.5b para las concentraciones 0.4 mg/ml y 0.2 mg/ml respectivamente. La muestra no tuvo respuesta en la potencia máxima del láser que fue de 12.3 y 12.16 mW dando una transmitancia prácticamente constante en ambos casos. Tal vez es necesario explorar las muestras a potencias más altas para esta longitud de onda sin embargo no disponemos de las fuentes necesarias.



(a) Concentración de 0.4 mg/ml



(b) Concentración de 0.2 mg/ml

Figura 5.5: Muestra S1 a 633 nm sin respuesta no lineal refractiva en ambas concentraciones

Comparando los resultados de las tres longitudes de onda se aprecia que a 514 nm tenemos una respuesta más simétrica respecto a 488 nm lo que nos permite tener un mejor ajuste numérico como era de esperarse y, por otro lado, los resultados obtenidos para una potencia incidente máxima de 12.3 mW en 633 nm no muestra respuesta no lineal por lo que solamente tenemos una línea constante sin diferencia de transmitancia.

5.2. Muestra S2 (215 nm)

Para la muestra S2 en la figura 5.6 se muestran los resultados experimentales para las longitudes de onda de 488, 514 y 633 nm para este caso la muestra no presentó respuesta no lineal refractiva por lo que solo se observan líneas de transmitancia con tendencia a la linealidad. Esto era de esperar ya que en la figura 3.12 b) presenta una baja absorción en las longitud de onda con las que se trabajó.

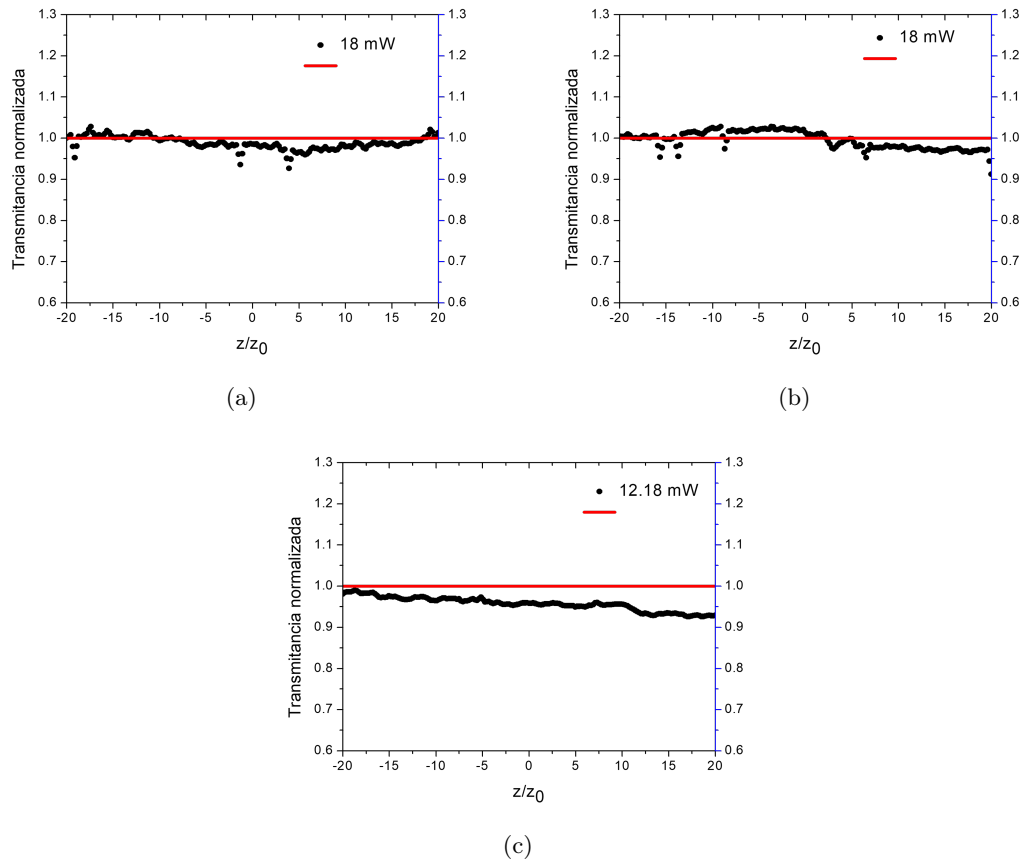
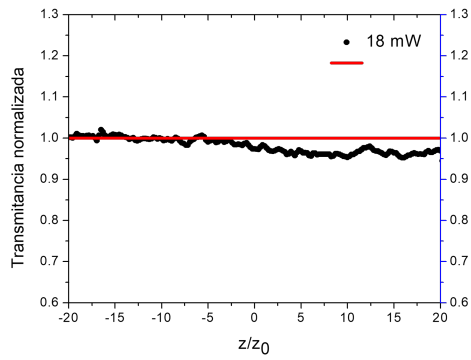
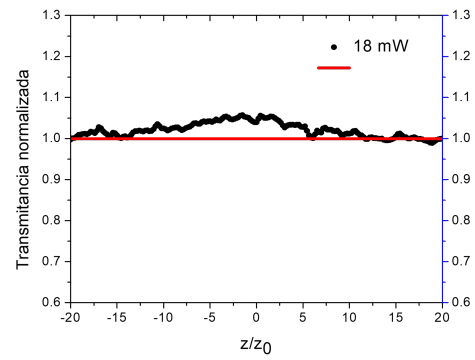


Figura 5.6: Muestra S2 sin respuesta no lineal refractiva en (a) 488 nm, (b) 514 nm y (c) 633 nm con concentración de 0.4 mg/ml

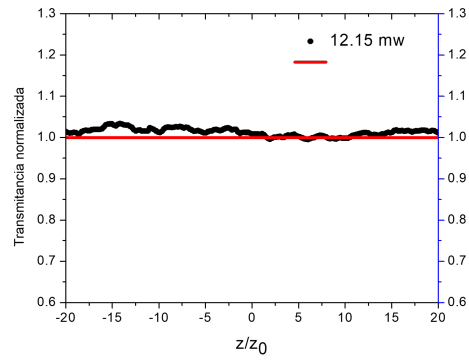
De manera similar para la concentración de 0.2 mg/ml los resultados obtenidos y que se muestran en la figura 5.7 no presentaron respuesta no lineal refractiva, por lo que simplemente se observan líneas de transmitancia constantes. En ambos casos solamente se muestran las potencias máximas con las que se trabajó en cada longitud de onda, ya que a menores potencias los resultados fueron similares.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.7: Muestra S2 sin respuesta no lineal refractiva en (a) 488 nm, (b) 514 nm y (c) 633 nm con concentración de 0.2 mg/ml

Capítulo 6

Conclusiones

- Este trabajo de tesis ha estudiado la respuesta no lineal de nanocubos de plata suspendidos en agua desionizada utilizando la técnica de z-scan. A través de esta técnica, se obtuvieron resultados donde se muestra el cambio en la transmitancia a distintas potencias incidentes.
- Se identificó que esta respuesta no lineal es debida al tamaño y a la concentración de estos nanocubos de plata.
- La asimetría que existe entre pico-valle en las figuras 5.1 a potencias de 18, 15 y 12 mW y en la figura 5.3 a potencias de 18 y 12 mW puede ser debida a que la muestra presenta absorción no lineal por lo que no fue posible reproducir los resultados experimentales.
- Los ajustes numéricos para las curvas que presentaron respuesta no lineal, se describen mediante el modelo no local refractivo, dado que el perfil de cambio de fase a la salida de la muestra no coincide en ancho con el perfil de intensidad incidente, el parámetro m tiene valores menores a 2 por lo que el perfil de cambio de fase presenta un ensanchamiento que asociamos a una no linealidad de origen térmico.
- Para la muestra S1 a 488 nm la concentración de 0.4 mg/ml tuvo una respuesta ligeramente más pronunciada que en la concentración de 0.2 mg/ml
- La muestra S1 a 514 nm tuvo igualmente una respuesta más pronunciada en la concentración de 0.4 mg/ml que en la de 0.2 mg/ml como era de esperarse.
- En 633 nm la muestra S1 en ambas concentraciones no presentó respuesta no lineal.
- Los resultados obtenidos para la muestra S2 en ambas concentraciones no presentaron respuesta no lineal en ninguna longitud de onda de manera que el cambio en la transmitancia es lineal.
- Los resultados obtenidos muestran una respuesta no lineal negativa de carácter no local para la muestra S1. A mayor concentración mayor es la respuesta no lineal. Para 488 nm se observó la presencia de un valle pronunciado en las curvas por lo que se sospecha de absorción no lineal. Para 514 nm la respuesta se observa más simétrica.
- Para la muestra S2 no se observó respuesta no lineal lo que asociamos en principio a la poca absorción de la muestra a las longitudes de onda incidente. Otra explicación es la rápida precipitación de los nanocubos debida a su tamaño de 215 nm.

Bibliografía

- [1] M. J. Weber, D. Milam, and W. L. Smith "Nonlinear Refractive Index Of Glasses And Crystals," *Optical Engineering* 17(5), 175463 (1 October 1978).
- [2] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. . -H. Wei, D. J. Hagan and E. W. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," in *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, no. 4, pp. 760-769, April 1990, doi: 10.1109/3.53394.
- [3] Feynman R : There's a plenty of a room at the bottom. *Engineering and Science* 1960
- [4] Gonzalez, Ana Noguez, Cecilia. (2007). Influence of Morphology on the Optical Properties of Metal Nanoparticles. *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*. 4. 231. 10.1166/jctn.2007.2309.
- [5] Vasily Klimov, *Nanoplasmonic* ,Pan Stanford Publishing Pte. Ltd, 2014.
- [6] C. Noguez. Surface plasmons on metal nanoparticles: The influence of shape and physical environment. *J. Phys. Chem. C*, 111(10):3806–3819, 2007.
- [7] H. Xu, M. Kll. Surface-plasmon-enhanced optical forces in silver nanoaggregates. *Phys. Rev. Lett.*, 89(24):246802, 2002.
- [8] S. A. Maier, H. A. Atwater. Plasmonics: Localization and guiding of electromagnetic energy in metal/ dielectric structures. *Appl. Phys.*, 98(011101), 2005.
- [9] G. Mie. Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Ann. Phys.*, 25, 1908
- [10] T. R. Jensen, M. D. Malinsky, C. L. Haynes and R. P. Van Duyne. Nanosphere lithography: tunable localized surface plasmon resonance spectra of silver nanoparticles. *J. Phys. Chem. B.*, 104(45):10549–10556, 2000.
- [11] C. Sönnichsen, S. Geier, N. E. Hecker, G. Von Plessen, J. Feldmann, H. Ditlbacher, B. Lamprecht, J. R. Krenn, F. R. Aussenegg, V. Z. Chan, J. P. Spatz, M. Möller. Spectroscopy of single metallic nanoparticles using total internal reflection microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 77(19):2949–2951, 2000.
- [12] R. Jin, Y. Cao, C. A. Mirkin, K. L. Kelly, G. C. Schatz, J. G. Zheng. Photoinduced conversion of silver nanospheres to nanoprisms. *Science*, 294(5548):1901–1903, 2001
- [13] A. L. González and C. Noguez. Influence of morphology on the optical properties of metal nanoparticles. *J. Comp. Theor. Nanosci*, 4:231–238, 2007.
- [14] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley Sons, 1991.
- [15] H. L. Song S. H. Guang. *Physics of nonlinear optics*. World Scientific, 1999.

- [16] Im S H, Lee T T, Wiley B, and Xia Y 2005, *Angew. Chemie - Int. Ed.* 44(14), 2154–2157
- [17] Mie G 1908 *Ann. Phys.* 25 377
- [18] Angelini I, Artioli G, Bellintani P, Diella V, Gemmi M, Polla A and Rossi A 2004 *J. Archaeol. Sci.* 31 1175
- [19] Barber D J and Freestone I C 1990 *Archaeometry* 32 33
- [20] Freestone I, Meeks N, Sax M and Higgitt C 2007 *Gold Bull.* 40 270
- [21] R. Fuch. Theory of the optical properties of ionic crystal cubes. *Phys. Rev. B.*, 11(4):1732–1739, 1975.
- [22] W. Krolikowski , O. Bang, N. I. Nikolov, D. Neshev, J. Wyller, J. J. Rasmussen and D. Edmundson. Modulational instability, solitons and beam propagation in spatially nonlocal nonlinear media. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, 6(5):5288–5294, 2004.
- [23] J. P. Gordon, R. C. C. Leite, R. S. Moore, S. P. Porto, J. R. Whinnery. Long-transient effects in lasers with inserted liquid samples. *J. Appl. Phys.*, 36(1), 1965.
- [24] E. V. García Ramírez, M. L. Arroyo Carrasco, M.M Mendez Otero, E. Reynosa Lara, S. Chavez-Cerda and M. D.Iturbe Castillo. Z-scan and spatial self-phase modulation of a gaussian beam in a thin nonlocal nonlinear media. *Journal of optics*, 13:085203, 2011.
- [25] B. A. Martínez Irvias, M. L. Arroyo Carrasco, M. M. Mendez Otero, R. Ramos Garcia, And M.D. Iturbide Castillo. Far-field diffraction patterns by a thin nonlinear absorptive nonlocal media. *Optics Express*, 23(11):14036–14042, 2015.
- [26] Weaire D, Wherrett B S, Miller D A B and Smith S. D. Effect of low-power nonlinear refraction on laser-beam propagation in insb. *Opt. Lett.*, 4:331–3, 1979.