



UNIVERSIDAD TECNOLÓGICA DE LA MIXTECA

**“ATRAPAMIENTO DE MICROPARTÍCULAS
POR CAMPO EVANESCENTE
FOTORREFRACTIVO”**

TESIS

PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
INGENIERO EN FÍSICA APLICADA

PRESENTA:

ELIZABETH CRUZ OSORIO

DIRECTOR:

DR. RAÚL JUÁREZ AMARO

CO-DIRECTOR:

DR. RUBÉN RAMOS GARCÍA

(INSTITUTO NACIONAL DE ASTROFÍSICA ÓPTICA Y ELECTRÓNICA)

Huajuapán de León, Oaxaca, Diciembre 2013.

A Dios, familia y amigos.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco a Dios por permitirme llegar hasta este momento y por darme la fuerza necesaria para seguir adelante.

A mis padres, Enrique Cruz Osorio y Blandina Osorio Rojas, por todo su apoyo, sus palabras de aliento, por todos sus consejos y por estar siempre conmigo. A Nabor Eduardo Guzmán Vasquez, por ser como un segundo padre para mí, gracias por apoyarme y por estar conmigo. A mis hermanos, por todos aquellos maravillosos momentos que hemos pasado juntos y por animarme siempre.

A mis directores de tesis, Dr. Raúl Juárez Amaro y Dr. Rubén Ramos García, gracias por compartir conmigo sus conocimientos, por todas sus asesorías y orientaciones, por su motivación y tiempo dedicado a lo largo de la realización de este trabajo de tesis, gracias por todo su apoyo.

A mis sinodales, M.C Juan Carlos Mendoza Santos, M.C. José Luciano Moyotl Coyomani y Dr. Jorge González García por el tiempo dedicado a la revisión de este trabajo, por sus observaciones y sugerencias realizadas. Al Dr. Marcelo Hernández Ávila por las observaciones realizadas en la revisión del protocolo de tesis.

A la Universidad Tecnológica de la Mixteca, por darme la oportunidad de prepararme profesionalmente. A todos mis profesores, por compartir conmigo sus conocimientos y por todas sus aportaciones en mi formación académica.

Al Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica, por todo el apoyo material en la parte experimental de este trabajo.

A M.C. Susana Alejandra Torres Hurtado, por compartir conmigo sus conocimientos y por todo su apoyo durante mi estancia en el laboratorio.

Por último, a mis compañeros y grandes amigos José Armando Martínez Pérez y Eder Sosa Sánchez, por su compañía durante estos cinco años, por su apoyo y ayuda incondicional, gracias.

Elizabeth Cruz Osorio, Diciembre de 2013.

ÍNDICE GENERAL

DEDICATORIA	III
AGRADECIMIENTOS	v
LISTA DE FIGURAS	x
1. INTRODUCCIÓN	1
2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS DE LA CAPTURA ÓPTICA	5
2.1. Introducción	5
2.2. Pinzas Ópticas	5
2.2.1. Fuerza de esparcimiento y fuerza de gradiente	6
2.2.2. Esparcimiento de la luz	7
2.2.3. Esparcimiento y régimen de Rayleigh	8
2.2.4. Régimen de rayos ópticos	10
2.3. Captura electrocinética	11
2.3.1. Dielectroforesis y fuerza dielectroforética	11
2.3.2. Electroforesis y fuerza electroforética	18
2.4. Materiales fotorrefractivos	18
2.4.1. El cristal LiNbO_3	18
2.4.2. Efecto fotorrefractivo	19
2.4.2.1. Creación de una rejilla	22
2.4.2.2. Etapas en la formación del campo eléctrico de carga espacial	24
2.4.3. Campo eléctrico de carga espacial	25
2.4.4. Efecto fotovoltaico	32

2.4.5. Campo eléctrico evanescente	34
2.5. Haz Gaussiano	35
2.5.1. Radio de un haz Gaussiano	35
3. DESARROLLO EXPERIMENTAL	37
3.1. Introducción	37
3.2. Materiales	37
3.3. Descripción del arreglo experimental	41
4. RESULTADOS	47
4.1. Introducción	47
4.2. Haz enfocado	47
4.3. Captura de micropartículas	50
4.4. Campo eléctrico evanescente	56
4.5. Fuerza de dielectroforesis	61
4.6. Relación entre la potencia incidente y el tiempo de captura	62
5. CONCLUSIONES	67
REFERENCIAS	69
Apéndices	72
A. CÓDIGO DE MATLAB	75

LISTA DE FIGURAS

2.1.	7
2.2.	10
2.3.	12
2.4.	20
2.5.	21
2.6.	22
2.7.	24
2.8.	36
3.1.	40
3.2.	42
3.3.	43
3.4.	44
4.1.	48
4.2.	49
4.3.	51
4.4.	51
4.5.	52
4.6.	52
4.7.	53
4.8.	53
4.9.	54
4.10.	54
4.11.	55
4.12.	56
4.13.	57
4.14.	58

4.15.	58
4.16.	59
4.17.	60
4.18.	60
4.19.	61
4.20.	62
4.21.	63
4.22.	63
4.23.	64
4.24.	64
4.25.	65

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

En el proceso de interacción entre radiación y materia, la energía y el momento lineal que porta la luz se conservan; la transferencia de momento lineal se traduce en que la luz es capaz de ejercer presión sobre la materia aunque ésta es muy débil. Sin embargo, la presión que ejerce la luz de un láser llega a ser importante cuando actúa sobre objetos suficientemente pequeños.

Quien utilizó por primera vez el término presión de radiación fue Johannes Kepler en el siglo XVII, tras observar que la cola de los cometas siempre estaba en sentido contrario al Sol por lo que él consideraba que se debía a la presión ejercida por la luz solar [1], en la actualidad se sabe que este efecto se debe al viento solar. Dos siglos más tarde, James Clerk Maxwell demuestra que la radiación ejerce una fuerza al interactuar con la materia y se denomina presión de radiación [1].

A principios de 1970, el científico norteamericano Arthur Ashkin de los laboratorios Bell, diseñó un experimento para estudiar la presión de radiación que ejerce un láser. Para medir dicha presión de radiación, Ashkin utilizó pequeñas esferas de látex del orden de micras, suspendidas en agua, con el fin de evitar efectos de calentamiento debidos a la absorción de la luz. Al incidir un haz de luz sobre las microesferas observó que dicha presión de radiación no solo empujaba a las partículas en la dirección de propagación del haz, sino que también las partículas eran atraídas hacia el centro del haz. Ante esta situación, decidió colocar otro haz pero en sentido opuesto al primero, de tal forma que ambas presiones de radiación se equilibraran, de esta manera logró atrapar una microesfera en medio de estos dos haces, creando así el

1.0.

primer atrapamiento óptico [2].

Un avance aún más importante ocurrió en 1986 debido al mismo Ashkin y colaboradores, entre ellos Steven Chu premio nobel de Física en 1997. En esta ocasión desarrollaron una trampa o pinza óptica que permitía atrapar a una partícula en las tres dimensiones espaciales utilizando solamente un haz de luz láser fuertemente enfocado [3].

Las pinzas ópticas y la captura electrocinética son técnicas de atrapamiento y manipulación óptica de partículas, la principal diferencia entre ellas es el número de partículas que pueden ser manipuladas al mismo tiempo [4]. Mediante pinzas ópticas el número de partículas que pueden ser manipuladas es pequeño comparado con la captura electrocinética, que permite la manipulación de incluso decenas de partículas y además, en la captura electrocinética no se requiere de un láser, solo una fuente de voltaje.

Una pinza óptica es una técnica de laboratorio que mediante un haz de luz láser fuertemente enfocado permite el atrapamiento de micro y nano partículas. En principio, lo que utiliza es la radiación del láser fuertemente enfocado para proporcionar una fuerza que generalmente es del orden de piconewtons, la cual permite el atrapamiento de las partículas. Lo que hace posible la captura óptica, es el hecho de que existen gradientes en la intensidad de la luz ya que la luz en la sección transversal de un láser se distribuye de tal manera que la intensidad es máxima en el centro, y decae rápidamente hacia los lados. Al existir un gradiente de intensidad, la fuerza óptica que experimentará la partícula depende de su posición con respecto a la distribución de la luz debido a que esta fuerza se descompone en dos fuerzas; una fuerza de esparramiento que empuja a las partículas en la dirección de propagación del haz y en otra fuerza de gradiente que las atrae hacia la zona de mayor intensidad [5].

En estos últimos años, los resultados de las investigaciones en atrapamiento y manipulación óptica han hecho contribuciones muy importantes en diferentes campos de la ciencia, tales como física atómica, biofísica, química [6, 7] y ciencias biológicas; ya que se utilizan para manipular y separar partículas [8], átomos, moléculas [9] y células vivas [10], como virus y bacterias [1, 11, 12].

El atrapamiento y manipulación de partículas mediante la captura electrocinética se basa en dos mecanismos que son: *dielectroforesis* y *electroforesis* [4]. El mecanismo de dielectroforesis consiste en el movimiento de las partículas sin carga neta, las cuales se polarizan bajo la acción de un campo eléctrico no uniforme; como consecuencia de esto, experimentan una fuerza que es la que permite el atrapamiento. En el mecanismo de electroforesis se manipulan las partículas cargadas en campos eléctricos tanto uniformes como no uniformes. Sin embargo, la técnica de captura electrocinética requiere del suministro de un voltaje externo. Para evitar esta fuente externa se pueden usar los cristales fotorrefractivos ya que en ellos la luz láser produce gradientes de intensidad por medio de campos de carga espacial. En cristales fotorrefractivos con propiedad ferroeléctrica como el LiNbO_3 , es posible la generación de campos de carga espacial por medio del efecto fotovoltaico, sin tener que aplicar un voltaje externo [13].

Para el atrapamiento de micropartículas, en este trabajo de tesis se propone usar el campo eléctrico evanescente generado por el efecto fotovoltaico en un cristal de niobato de litio dopado con hierro $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$, ya que como se mencionó anteriormente, en estos materiales es posible la generación de un campo eléctrico sin tener que aplicar un voltaje externo. Además, este material posee la constante fotovoltaica más grande [14], presentando así una mayor tendencia al efecto fotovoltaico, por lo que el campo eléctrico es lo suficientemente capaz para que se lleve a cabo la captura de micropartículas.

El objetivo principal de este trabajo de tesis es realizar la captura de micropartículas de óxido de silicio usando el campo eléctrico de carga espacial evanescente fotorrefractivo generado en un cristal de $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$. La generación de éste campo eléctrico se logrará al iluminar el material con el haz Gaussiano de un láser cuya longitud de onda es de 532 nm. La originalidad de este trabajo consiste en que las partículas con las que se trabajará se encuentran inmersas en agua.

Capítulo 2

FUNDAMENTOS TEÓRICOS DE LA CAPTURA ÓPTICA

2.1. Introducción

En este capítulo se presenta la base teórica del atrapamiento y manipulación óptica de partículas. Comenzaremos con la técnica de pinzas ópticas, posteriormente, nos enfocaremos en la técnica de captura electrocinética que se empleará en este trabajo; también se describen las características de un material fotorrefractivo que es el niobato de litio. Además, se dará una descripción del efecto fotorrefractivo, así como las bases teóricas del campo eléctrico de carga espacial evanescente generado en un material fotorrefractivo. Por último, se incluyen los conceptos de haz Gaussiano, ya que el campo eléctrico que se utilizará para el atrapamiento de las micropartículas se generará al iluminar el material fotorrefractivo con el Gaussiano de un láser.

2.2. Pinzas Ópticas

La técnica de pinzas ópticas permite el atrapamiento, así como la manipulación de micro y nano partículas dieléctricas mediante un haz de luz láser fuertemente enfocado; debido a que en cualquier proceso de interacción entre radiación y materia ocurre un intercambio de momento lineal. Para que haya captura óptica, la intensidad de la luz láser tiene que distribuirse de manera no uniforme; es decir, tiene que haber determinadas regiones donde la intensidad sea máxima que es a lo que se le

llama gradiente de intensidad. Entre las ventajas de una pinza óptica se encuentran, la capacidad de manipulación no invasiva y el número de partículas que pueden ser manipuladas al mismo tiempo es limitado, lo cual permite separar a una partícula de un conjunto de partículas [15, 16].

2.2.1. Fuerza de esparcimiento y fuerza de gradiente

Cuando la luz con gradientes de intensidad interacciona con un objeto se da lugar a la fuerza de esparcimiento y a la fuerza de gradiente. Una vez que los rayos de luz inciden sobre una partícula se origina una fuerza que apunta en dirección del haz incidente, dicha fuerza se conoce como fuerza de esparcimiento \vec{F}_{scat} y es proporcional a la intensidad del haz [2]. Esto se explica considerando el concepto de luz como partículas; es decir, como fotones a los cuales se les asocia un momento lineal que puede ser transferido [17] y cada fotón ejerce una fuerza sobre las partículas que se encuentran a su paso como consecuencia del momento lineal entregado, provocando que éstas se desplacen en la dirección de propagación del haz. Sin embargo, si la partícula se encuentra fuera del eje del haz se tiene una fuerza adicional, llamada fuerza de gradiente \vec{F}_{grad} , que es la responsable de que se lleve a cabo el atrapamiento.

En la figura 2.1 se considera un par de rayos **a** y **b** que chocan con la partícula y la mayor parte de los rayos se refractan a través de la partícula dando como resultado las fuerzas \vec{F}_a y \vec{F}_b , se puede observar que la fuerza F_a es mayor que F_b puesto que la intensidad del rayo **a** es mayor que la del rayo **b**. Tomando en cuenta que son n rayos los que inciden en la partícula, entonces existirán n fuerzas, las cuales dan origen a la fuerza de esparcimiento.

Por otra parte, la fuerza de gradiente proviene del gradiente de intensidad de luz y aparece solamente cuando la partícula se encuentra fuera del eje, su dirección es perpendicular a la dirección de propagación del haz incidente; ésta fuerza apunta hacia la zona ya sea de mayor o menor intensidad dependiendo de los índices de refracción tanto de la partícula como del medio.

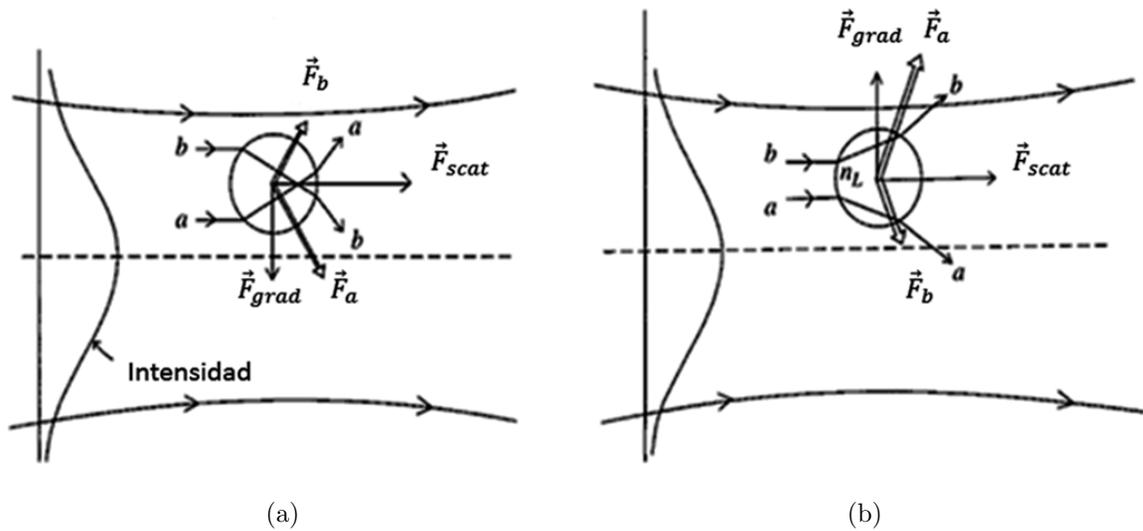


Figura 2.1: Fuerzas sobre una partícula dieléctrica, situada fuera del eje e iluminada con un haz Gaussiano. En el caso (a) el índice de refracción de la partícula es mayor que el índice de refracción del medio. Para el caso (b) se tiene que el índice de refracción de la partícula es menor que el índice de refracción del medio.

De acuerdo con la figura 2.1a, cuando el índice de refracción de la partícula es mayor que el del medio, la fuerza de gradiente que actúa sobre la partícula la atrae hacia la zona más intensa del haz. En cambio, si el índice de refracción de la partícula es menor que el del medio que es el caso 2.1b, la fuerza de gradiente permite que la partícula se aleje de la zona de mayor intensidad.

2.2.2. Esparcimiento de la luz

Como se sabe, la luz posee un comportamiento dual, que es la naturaleza ondulatoria y corpuscular, donde la luz se considera como cuantos o paquetes de energía llamados fotones. La naturaleza ondulatoria se pone de manifiesto al propagarse, así como en los fenómenos de difracción e interferencia, mientras que la naturaleza corpuscular, se evidencia cuando la luz interacciona con la materia, lo cual da lugar a lo que se conoce como esparcimiento o dispersión.

En el confinamiento y manipulación de partículas se hacen dos consideraciones importantes, las cuales involucran tanto el diámetro de las partículas con las que se está trabajando, así como la longitud de onda del haz utilizado [3]. Para ello se hace

un análisis cuando el diámetro de las partículas es mucho mayor que la longitud de onda del haz y otro cuando el diámetro de las partículas es menor que la longitud de onda del haz.

2.2.3. Esparcimiento y régimen de Rayleigh

Cuando el diámetro de las partículas es mucho menor que la longitud de onda λ del haz incidente, nos encontramos en el régimen de Rayleigh. Se trata a las partículas como dipolos eléctricos puntuales puesto que al estar bajo un gradiente de intensidad, éstas se polarizan y de la relación del tamaño de la partícula y la longitud de onda del haz se puede considerar que el campo eléctrico instantáneo dentro de la partícula es homogéneo, razón por la cual se puede hacer el análisis de las fuerzas sobre las partículas mediante las ecuaciones de la electrostática [18].

La fuerza que actúa sobre la partícula se descompone en dos, la fuerza de esparcimiento y la fuerza de gradiente, ambas están asociadas con el cambio de momento de la onda electromagnética como consecuencia del esparcimiento causado por el dipolo inducido y a la fuerza que actúa sobre el mismo dipolo.

Al considerarse a la partícula como un dipolo puntual en presencia de un campo eléctrico, la fuerza en cada carga está dada por

$$\vec{F} = q\vec{E}, \quad (2.1)$$

donde q es la carga de la partícula y \vec{E} es el campo eléctrico.

Considerando el momento dipolar eléctrico \vec{p} , dado por

$$\vec{p} = q\vec{d}, \quad (2.2)$$

donde \vec{d} es la distancia de separación entre las cargas, la cual se considera muy pequeña. Entonces la expresión de la fuerza en función del momento dipolar se expresa de la siguiente manera

$$\vec{F} = (\vec{p} \cdot \nabla)\vec{E}. \quad (2.3)$$

Además, si el módulo del campo eléctrico es pequeño, el movimiento de la partícula será lineal y entonces el momento dipolar eléctrico es proporcional al campo eléctrico

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}, \quad (2.4)$$

donde la constante de proporcionalidad α es la polarizabilidad de la partícula.

Ahora, sustituyendo la ecuación (2.4) en (2.3) se tiene

$$\vec{F} = \alpha(\vec{E} \cdot \nabla)\vec{E}. \quad (2.5)$$

Haciendo uso de la siguiente identidad vectorial

$$\nabla(\vec{A} \cdot \vec{B}) = \vec{A} \times (\nabla \times \vec{B}) + (\vec{A} \cdot \nabla)\vec{B} + \vec{B} \times (\nabla \times \vec{A}) + (\vec{B} \cdot \nabla)\vec{A},$$

y aplicándola al campo eléctrico, se obtiene que la fuerza que experimentará el dipolo eléctrico está dada como

$$\vec{F} = \frac{1}{2}\alpha \nabla \vec{E}^2. \quad (2.6)$$

A esta fuerza \vec{F} se le llama fuerza de gradiente, la cual es proporcional al gradiente de intensidad I del haz incidente [2]; y se escribe como

$$\vec{F}_{grad} = \frac{1}{2}\alpha \nabla I. \quad (2.7)$$

Una expresión más general [2] para la fuerza de gradiente en función de los índices de refracción tanto de la partícula como del medio es

$$\vec{F}_{grad} = \frac{1}{2}n_m \left(\frac{N^2 - 1}{N^2 + 2} \right) \nabla \vec{E}^2. \quad (2.8)$$

Con $N = \frac{n_p}{n_m}$, que nos relaciona el índice de refracción de la partícula n_p y el índice de refracción n_m del medio donde se encuentra dicha partícula.

Por otra parte, la expresión para la fuerza de esparcimiento que apunta en dirección del haz incidente, es la siguiente

$$F_{scat} = \frac{I}{c} \frac{128\pi^5 R^6}{3\lambda^4} n_m \left(\frac{N^2 - 1}{N^2 + 2} \right)^2, \quad (2.9)$$

donde c es la velocidad de la luz y R es el radio de la partícula con la que se está trabajando.

2.2.4. Régimen de rayos ópticos

Cuando el diámetro de la partícula es mucho mayor que la longitud de onda del láser utilizado, estamos en el régimen de rayos ópticos [18], para ello se realiza un análisis geométrico, el cual se explica cualitativamente mediante la transferencia de momento lineal de los fotones hacia la partícula dieléctrica con la que inciden, cuya dirección es igual a la de propagación del haz. En la figura 2.2 se considera un par de rayos 1 y 2 con momento lineal \vec{p}_1 y \vec{p}_2 . Una vez que estos rayos chocan con la partícula ocurre el fenómeno de refracción y los rayos saldrán en dirección distinta a la que incidieron, como consecuencia habrá un cambio en los momentos lineales asociado a cada rayo; es decir, habrá un $\Delta\vec{p}_1$ y $\Delta\vec{p}_2$ respectivamente, y por la conservación del momento, la partícula experimentará un cambio de momento igual solo que en dirección opuesta es decir $-\Delta\vec{p}_1$ y $-\Delta\vec{p}_2$, es ahí donde surge la fuerza que atrae a la partícula hacia la zona donde se está enfocando el haz.

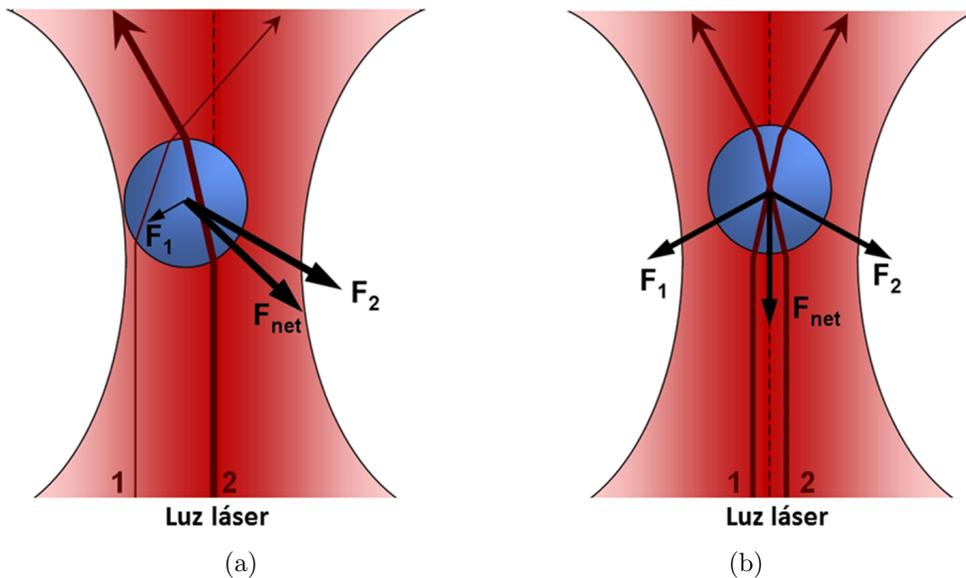


Figura 2.2: Esquema que muestra la dirección de la fuerza que sentirá la partícula de acuerdo con su posición respecto al centro del haz.

De acuerdo con la figura 2.2a, cuando la partícula se desplaza desde el centro del haz, la fuerza que actúa sobre la partícula la regresa al centro, ya que el cambio de momento del rayo 2 es mayor comparado con el del rayo 1 debido a la diferencia de intensidad. En cambio, si la partícula se encuentra en el centro del haz, que es el caso de la figura 2.2b, en donde los rayos se refractan de forma simétrica a través de la partícula; como consecuencia de esto, la fuerza que sentirá la partícula solo tendrá una componente, la cual se cancela con la fuerza de esparcimiento, por lo que, la partícula se mantiene ligeramente estable en el centro del haz.

2.3. Captura electrocinética

La técnica de captura de micropartículas, denominada electrocinética, permite el atrapamiento de un mayor número de partículas a diferencia de las pinzas ópticas. Esta técnica requiere del suministro de un voltaje externo. Para evitar esta fuente externa de voltaje se pueden utilizar los cristales fotorrefractivos ya que la luz láser produce gradientes de intensidad por medio de campos de carga espacial en estos materiales.

La captura electrocinética es un proceso que se basa en dos mecanismos que son, dielectroforesis y electroforesis.

2.3.1. Dielectroforesis y fuerza dielectroforética

En 1951 H.A. Pohl acuñó el término de dielectroforesis, ya que fue quien realizó los primeros experimentos con partículas pequeñas de plástico suspendidas en un líquido aislante dieléctrico y encontró que las partículas se movían por efectos de polarización en respuesta a la aplicación de un campo eléctrico no uniforme [19]. A este movimiento de las partículas dieléctricas le llamó dielectroforesis. A continuación se definen las condiciones en las que se lleva a cabo este fenómeno.

- Las partículas experimentan la fuerza de dielectroforesis solo cuando el campo eléctrico no es uniforme.
- La partícula es atraída a la región donde el campo eléctrico es más intenso, si la permitividad de la partícula es mayor que la permitividad del medio.

- Las partículas son repelidas de la región más intensa, si la permitividad de la partícula es menor que la del medio.
- El fenómeno de dielectroforesis se observa más fácilmente cuando el diámetro de las partículas se encuentran aproximadamente en el rango de $1 - 1000 \mu\text{m}$.

De acuerdo a la polarizabilidad de la partícula y del medio puede existir dielectroforesis positiva o negativa. La dielectroforesis positiva tiene lugar cuando las partículas son más polarizables que el medio, de lo contrario se experimenta una dielectroforesis negativa, en donde la partícula será repelida de la región donde el campo eléctrico es mayor [19, 20]. Por lo tanto, la dielectroforesis es el movimiento de las partículas dieléctricas causado por los efectos de polarización en un campo eléctrico no uniforme como se muestra en la figura 2.3.

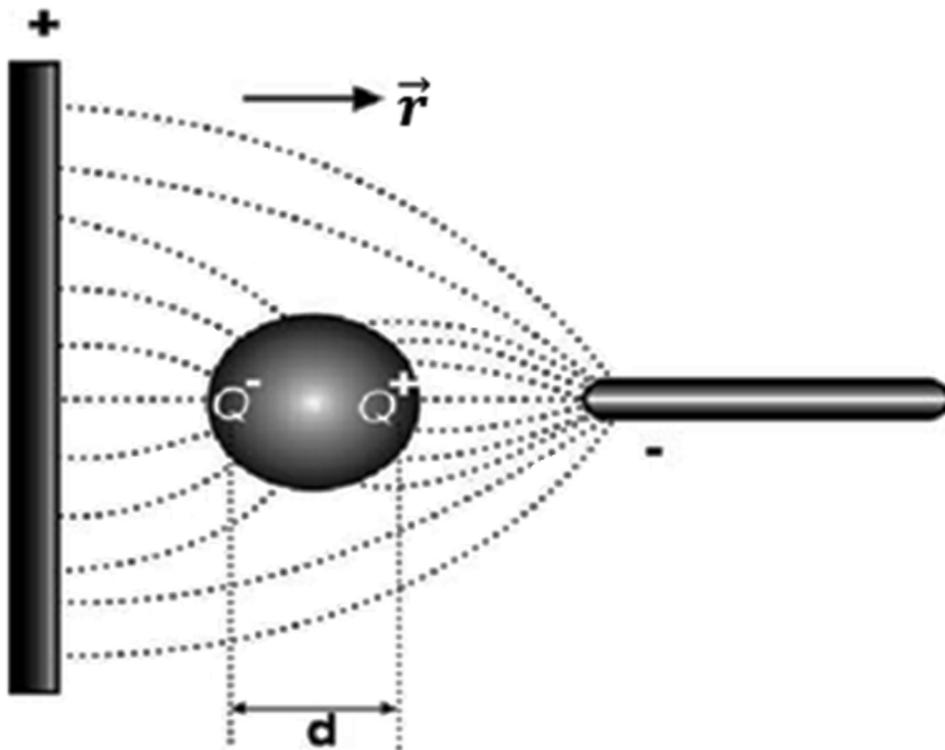


Figura 2.3: Esquema de una partícula dieléctrica dentro de un campo eléctrico no homogéneo.

Cuando se aplica un campo eléctrico a una partícula polarizable, se produce una separación de cargas positivas y negativas en cantidades iguales. Debido al campo

eléctrico, la partícula sentirá una fuerza de Coulomb, si el campo es uniforme la fuerza de Coulomb se cancela ya que en magnitud son iguales solo que de signos opuestos. En cambio, si el campo eléctrico no es uniforme, se estaría ejerciendo una fuerza sobre la partícula, a esta fuerza se le llama *fuerza de dielectroforesis*.

Debido a que el campo eléctrico no es uniforme, las cargas positivas de la partícula están en presencia de un campo eléctrico diferente al que se encuentran las cargas negativas. Por lo tanto, la fuerza total que experimentará la partícula está dada por

$$\vec{F} = q\vec{E}(\vec{r} + \vec{d}) - q\vec{E}(\vec{r}), \quad (2.10)$$

donde \vec{d} es la distancia de separación entre las cargas a lo largo del vector de posición \vec{r} . La ecuación (2.10) se puede simplificar cuando la distancia de separación es pequeña, en este caso la expresión del campo eléctrico puede ser desarrollado en serie de Taylor alrededor de la posición \vec{r} y tomando únicamente el primer orden, se tiene que

$$\vec{E}(\vec{r} + \vec{d}) = \vec{E}(\vec{r}) + (\vec{d} \cdot \nabla)\vec{E}(\vec{r}) + \dots$$

Sustituyendo esta ecuación y usando la expresión para el momento dipolar eléctrico, se tiene que la fuerza se expresa como [19]

$$\vec{F} = (\vec{p} \cdot \nabla)\vec{E}. \quad (2.11)$$

El momento dipolar para una partícula esférica de radio R se puede calcular al multiplicar el volumen de la partícula por la polarización, por lo que es necesario introducir un nuevo factor, la polarización inducida \vec{P} por unidad de volumen dentro de la partícula, este factor se define por la expresión [11]

$$\vec{P}_a = (\epsilon_p^* - \epsilon_m^*)\vec{E}_a, \quad (2.12)$$

donde $\epsilon_p^* = \epsilon_p - i\frac{\sigma_p}{\omega}$ y $\epsilon_m^* = \epsilon_m - i\frac{\sigma_m}{\omega}$ son las permitividades complejas de la partícula y del medio respectivamente, ϵ_p y ϵ_m la constante dieléctrica de la partícula y del medio, σ_p y σ_m representan las conductividades, ω es la frecuencia del campo eléctrico, el subíndice a puede ser uno de los ejes ya sea x , y o z y \vec{E}_a es el campo eléctrico inducido en un elipsoide inmerso en un campo eléctrico \vec{E} a lo largo del eje a y está dado como

$$\vec{E}_a = \frac{\epsilon_m \vec{E}}{\epsilon_m^* + A_a(\epsilon_p^* - \epsilon_m^*)}. \quad (2.13)$$

Donde A_a es el factor de despolarización, en nuestro caso nos estamos refiriendo a una esfera no a una elipse; por lo que el valor que toma este factor es de $\frac{1}{3}$.

Así, el momento dipolar de la partícula es

$$\vec{p}_a = \frac{4}{3}\pi R^3 \vec{P}_a. \quad (2.14)$$

Sustituyendo la ecuaciones (2.13) en (2.12) y después en (2.14), se tiene que el momento dipolar esta dado como

$$\vec{p}_a = 4\pi R^3 \epsilon_m \left(\frac{\epsilon_p^* - \epsilon_m^*}{\epsilon_p^* + 2\epsilon_m^*} \right) \vec{E}, \quad (2.15)$$

donde a la expresión entre paréntesis $\frac{\epsilon_p^* - \epsilon_m^*}{\epsilon_p^* + 2\epsilon_m^*}$ se le llama factor de Clausius-Mossotti y se denota por $K(\omega)$.

Ahora, igualando las ecuaciones (2.15) y (2.4) se obtiene que la polarizabilidad está dada como

$$\alpha_a = 4\pi R^3 \epsilon_m K(\omega). \quad (2.16)$$

Considerando que el campo eléctrico varía en el espacio y en el tiempo, entonces dicha variación puede estar dada por la amplitud de la onda que varía con respecto a la posición, o por la fase, que es la variación con respecto al tiempo debido a que la onda alcanza su máximo en diferentes tiempos. Podemos definir el campo eléctrico de frecuencia angular ω de acuerdo con su posición en coordenadas cartesianas, en términos de su magnitud y cambio de fase $\phi(x, y, z)$ como

$$\vec{E}(t) = E_x(t)\hat{i} + E_y(t)\hat{j} + E_z(t)\hat{k}, \quad (2.17)$$

donde las componentes las denotamos de forma general por $E_a(t)$, ya que el subíndice a puede representar a x , y , y z , y están dadas por la siguiente expresión

$$E_a(t) = E_{a0}(x, y, z)e^{i(\omega t + \phi_a)}. \quad (2.18)$$

Entonces, el momento dipolar de la partícula se puede escribir como

$$\vec{p}(t) = p_x(t)\hat{i} + p_y(t)\hat{j} + p_z(t)\hat{k}. \quad (2.19)$$

De acuerdo con la ecuación (2.15) que involucra el factor de Clausius-Mossotti [11] y tomando únicamente la parte real del producto de $K(\omega)\vec{E}(t)$, la expresión para el momento dipolar se puede escribir de la siguiente manera

$$\begin{aligned} \vec{p}(t) = & 4\pi R^3 \epsilon_m \left(\{E_{x0}(x, y, z)(\text{Re}[K(\omega)]\cos(\omega t + \phi_x(x, y, z)) \right. \\ & \left. - \text{Im}[K(\omega)]\text{sen}(\omega t + \phi_x(x, y, z))\} \hat{i} \right. \\ & + \{E_{y0}(x, y, z)(\text{Re}[K(\omega)]\cos(\omega t + \phi_y(x, y, z)) \\ & \left. - \text{Im}[K(\omega)]\text{sen}(\omega t + \phi_y(x, y, z))\} \hat{j} \right. \\ & \left. + \{E_{z0}(x, y, z)(\text{Re}[K(\omega)]\cos(\omega t + \phi_z(x, y, z)) \right. \\ & \left. - \text{Im}[K(\omega)]\text{sen}(\omega t + \phi_z(x, y, z))\} \hat{k} \right). \quad (2.20) \end{aligned}$$

Partiendo de la ecuación (2.11), se sigue que la fuerza que actúa sobre la partícula debido a la interacción entre el campo eléctrico y el dipolo inducido se puede escribir como

$$\vec{F}(t) = F_x(t)\hat{i} + F_y(t)\hat{j} + F_z(t)\hat{k}, \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} \vec{F}(t) = & p_x(t)\frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial x} + p_y(t)\frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial y} + p_z(t)\frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial z}, \\ \vec{F}(t) = & \left(p_x(t)\frac{\partial E_x(t)}{\partial x} + p_y(t)\frac{\partial E_x(t)}{\partial y} + p_z(t)\frac{\partial E_x(t)}{\partial z} \right) \hat{i} \\ & + \left(p_x(t)\frac{\partial E_y(t)}{\partial x} + p_y(t)\frac{\partial E_y(t)}{\partial y} + p_z(t)\frac{\partial E_y(t)}{\partial z} \right) \hat{j} \\ & + \left(p_x(t)\frac{\partial E_z(t)}{\partial x} + p_y(t)\frac{\partial E_z(t)}{\partial y} + p_z(t)\frac{\partial E_z(t)}{\partial z} \right) \hat{k}. \quad (2.22) \end{aligned}$$

Desarrollando para una expresión general $p_a(t)\frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial a}$ y para simplificar la notación hacemos $E_{a0}(x, y, z) = E_{a0}$ y $\phi_a(x, y, z) = \phi_a$, y tomando únicamente la parte real del campo eléctrico se tiene lo siguiente

$$p_a(t)\frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial a} = p_a(t)\frac{\partial E_x(t)}{\partial a}\hat{i} + p_a(t)\frac{\partial E_y(t)}{\partial a}\hat{j} + p_a(t)\frac{\partial E_z(t)}{\partial a}\hat{k},$$

$$\begin{aligned}
p_a(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial a} &= 4\pi R^3 \epsilon_m E_{a0} (Re[K(\omega)] \cos(\omega t + \phi_a) - Im[K(\omega)] \sen(\omega t + \phi_a)) \\
&\cdot \left(\frac{\partial E_{x0} \cos(\omega t + \phi_x)}{\partial a} \hat{i} + \frac{\partial (E_{y0} \cos(\omega t + \phi_y))}{\partial a} \hat{j} + \frac{\partial (E_{z0} \cos(\omega t + \phi_z))}{\partial a} \hat{k} \right), \\
p_a(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial a} &= 4\pi R^3 \epsilon_m E_{a0} (Re[K(\omega)] \cos(\omega t + \phi_a) - Im[K(\omega)] \sen(\omega t + \phi_a)) \\
&\cdot \left((\cos(\omega t + \phi_x) \frac{\partial E_{x0}}{\partial a} - E_{x0} \sen(\omega t + \phi_x) \frac{\partial \phi_x}{\partial a}) \hat{i} \right. \\
&+ (\cos(\omega t + \phi_y) \frac{\partial E_{y0}}{\partial a} - E_{y0} \sen(\omega t + \phi_y) \frac{\partial \phi_y}{\partial a}) \hat{j} \\
&+ (\cos(\omega t + \phi_z) \frac{\partial E_{z0}}{\partial a} - E_{z0} \sen(\omega t + \phi_z) \frac{\partial \phi_z}{\partial a}) \hat{k} \left. \right), \\
p_a(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial a} &= 4\pi R^3 \epsilon_m \left\{ \left[Re[K(\omega)] \left(E_{a0} \cos(\omega t + \phi_a) \cos(\omega t + \phi_x) \frac{\partial E_{x0}}{\partial a} \right. \right. \right. \\
&- E_{a0} E_{x0} \cos(\omega t + \phi_a) \sen(\omega t + \phi_x) \frac{\partial \phi_x}{\partial a} \left. \right) \\
&- Im[K(\omega)] \left(E_{a0} \sen(\omega t + \phi_a) \cos(\omega t + \phi_x) \frac{\partial E_{x0}}{\partial a} \right. \\
&- E_{a0} E_{x0} \sen(\omega t + \phi_a) \sen(\omega t + \phi_x) \frac{\partial \phi_x}{\partial a} \left. \right) \right] \hat{i} \\
&+ \left[Re[K(\omega)] \left(E_{a0} \cos(\omega t + \phi_a) \cos(\omega t + \phi_y) \frac{\partial E_{y0}}{\partial a} \right. \right. \\
&- E_{a0} E_{y0} \cos(\omega t + \phi_a) \sen(\omega t + \phi_y) \frac{\partial \phi_y}{\partial a} \left. \right) \\
&- Im[K(\omega)] \left(E_{a0} \sen(\omega t + \phi_a) \cos(\omega t + \phi_y) \frac{\partial E_{y0}}{\partial a} \right. \\
&- E_{a0} E_{y0} \sen(\omega t + \phi_a) \sen(\omega t + \phi_y) \frac{\partial \phi_y}{\partial a} \left. \right) \right] \hat{j} \\
&+ \left[Re[K(\omega)] \left(E_{a0} \cos(\omega t + \phi_a) \cos(\omega t + \phi_z) \frac{\partial E_{z0}}{\partial a} \right. \right. \\
&- E_{a0} E_{z0} \cos(\omega t + \phi_a) \sen(\omega t + \phi_z) \frac{\partial \phi_z}{\partial a} \left. \right) \\
&- Im[K(\omega)] \left(E_{a0} \sen(\omega t + \phi_a) \cos(\omega t + \phi_z) \frac{\partial E_{z0}}{\partial a} \right. \\
&- E_{a0} E_{z0} \sen(\omega t + \phi_a) \sen(\omega t + \phi_z) \frac{\partial \phi_z}{\partial a} \left. \right) \right] \hat{k} \left. \right\}. \tag{2.23}
\end{aligned}$$

Para obtener $\vec{F}(t)$ primero hay que sustituir en (2.23) $a = x$, después $a = y$, y por ultimo $a = z$.

Calculando el promedio temporal de $\vec{F}(t)$; es decir

$$\langle \vec{F}(t) \rangle = \langle p_x(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial x} \rangle + \langle p_y(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial y} \rangle + \langle p_z(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial z} \rangle,$$

de manera general, para cada uno de los términos de $\vec{F}(t)$ se obtiene la siguiente expresión

$$\langle F_a(t) \rangle = 4\pi R^3 \epsilon_m \left(\frac{1}{2} E_{a0} \frac{\partial E_{a0}}{\partial a} \text{Re}[K(\omega)] + \frac{1}{2} E_{a0}^2 \frac{\partial \phi_a}{\partial a} \text{Im}[K(\omega)] \right), \quad (2.24)$$

cabe aclarar que para la componente en \hat{i} hay que sustituir $a = x$, para la componente en \hat{j} , $a = y$ y para la componente en \hat{k} , $a = z$,

$$\begin{aligned} \langle \vec{F} \rangle &= 2\pi R^3 \epsilon_m (\text{Re}[K(\omega)] E_{a0} \nabla E_{a0} + \text{Im}[K(\omega)] E_{a0}^2 \nabla \phi_a), \\ &= 2\pi R^3 \epsilon_m (\text{Re}[K(\omega)] \nabla \vec{E}_{rms}^2 + \\ &\quad \text{Im}[K(\omega)] (E_{x0}^2 \nabla \phi_x + E_{y0}^2 \nabla \phi_y + E_{z0}^2 \nabla \phi_z)). \end{aligned} \quad (2.25)$$

Considerando que no hay variación en la fase, el segundo término de la ecuación (2.25) se hace cero y tomando la magnitud de campo eléctrico como la magnitud de su raíz cuadrática media, entonces esta expresión se reduce a

$$\vec{F}_{DEP} = 2\pi R^3 \epsilon_m \text{Re}[K(\omega)] \nabla \vec{E}^2. \quad (2.26)$$

A esta última expresión se le conoce como *fuerza dielectroforética* y se denota por \vec{F}_{DEP} , la cual depende del radio de la partícula, del gradiente del campo eléctrico y del factor de Clausius-Mossotti, que puede tomar valores tanto positivos como negativos. Dependiendo del valor de la parte real $\text{Re}[K(\omega)]$ del factor de Clausius-Mossotti y del gradiente del campo eléctrico, la fuerza dielectroforética puede ser negativa o positiva y la partícula va a ser repelida o atraída a la región donde el campo eléctrico es máximo.

2.3.2. Electroforesis y fuerza electroforética

El mecanismo de electroforesis describe el movimiento de las partículas cargadas eléctricamente en presencia de un campo eléctrico uniforme y no uniforme. La fuerza que la partícula experimentará debido al campo eléctrico será la fuerza electrostática por interacción de Coulomb entre la carga neta de la partícula y el campo eléctrico, más la fuerza debido a los dipolos \vec{p} , cuadrupolos \vec{Q} , octupolos y así sucesivamente. La expresión para la fuerza electroforética está dada por la siguiente ecuación [4]

$$\vec{F}_{ELEC} = q\vec{E} + (\vec{p} \cdot \nabla)\vec{E} + \frac{1}{6}\nabla(\vec{Q} \cdot \nabla)\vec{E}. \quad (2.27)$$

De manera general, para explicar la fuerza electroforética basta con la contribución hecha por los dipolos; es decir, hasta el segundo término del lado derecho de la ecuación (2.27).

2.4. Materiales fotorrefractivos

Los materiales fotorrefractivos son muy sensibles a la luz y se encuentran entre la familia de los materiales ópticos no lineales. Una de las características más importantes de estos materiales, es que su constante dieléctrica es muy grande, esta característica viene ligada a la no linealidad; es decir las propiedades ópticas del material pueden ser modificadas con la luz. Otra de las propiedades que poseen es la anisotropía, esta propiedad se ve reflejada en la variación del índice de refracción que posee en distintas direcciones [21].

2.4.1. El cristal LiNbO_3

Entre los materiales fotorrefractivos se encuentra el niobato de litio, que es uno de los más estudiados en óptica no lineal, debido a su alta eficiencia de difracción y además presenta parámetros de gran importancia, como sus coeficientes fotorrefractivos, ferroeléctricos, fotovoltaicos y susceptibilidades eléctricas no lineales por mencionar algunos, los cuales son mayores a los asociados a otras sustancias ópticas no lineales [22].

El niobato de litio es un cristal anisotrópico, esto significa que los índices de refracción dependen de la dirección de los ejes del cristal, además de ser asimétrico, el cual puede variar el estado de polarización del haz de luz incidente, con la variación de un campo eléctrico aplicado. Este cambio es debido al efecto electro-óptico, el cual explica que cuando el cristal está en presencia de un campo eléctrico, cambia su índice de refracción de acuerdo a la orientación del cristal y del campo eléctrico que se esté aplicando [22].

El LiNbO_3 es un cristal birrefringente; es decir presenta dos índices de refracción distintos a los cuales se les llama índice de refracción ordinario y extraordinario, denotados por n_o y n_e , estos índices se encuentran asociados según los ejes. El índice de refracción en dirección x y y toman el mismo valor, $n_x = n_y = n_o$ y en dirección z es $n_z = n_e$. Los valores para estos índices con una longitud de onda de 532 nm, son los siguientes $n_o = 2.32$ y $n_e = 2.23$.

Otros parámetros del LiNbO_3 son, el número de aceptores ionizados $N_A^- = 4 \times 10^{22} \frac{1}{\text{m}^3}$, la constante de recombinación $\gamma_R = 5 \times 10^{-14} \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$, la permeabilidad $\mu = 8 \times 10^{-5} \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$ y la constante dieléctrica $\epsilon_M = 29\epsilon_0$ [23]. El niobato de litio al ser impurificado con hierro posee la constante fotovoltaica más grande que existe $p_{ph} = 3 \times 10^{-9} \frac{\text{A cm}}{\text{W}}$ [14]. Además, estas impurezas en el niobato de litio son de gran importancia para el efecto fotorrefractivo, ya que con esto, el material presenta una transferencia de carga al ser iluminado con una longitud de onda alrededor de los 477 nm [24].

Las dimensiones del cristal de niobato de litio impurificado con hierro que se utilizará en este trabajo son de $3.23 \times 4.42 \times 4.43 \text{ mm}^3$.

2.4.2. Efecto fotorrefractivo

Ashkin y colaboradores [22], en 1966 fueron quienes realizaron los primeros estudios sobre la fotorefractividad al estudiar diversos fenómenos en cristales con propiedad electro-óptica, descubrieron cambios en los índices de refracción de dichos materiales al ser iluminados con luz no homogénea a lo que llamaron daño óptico y que actualmente se conoce como efecto fotorrefractivo. Como este efecto persistía una vez eliminada la iluminación, se dio pauta a que estos materiales se utilizaran para gra-

baciones holográficas. Se conoce como efecto fotorrefractivo al fenómeno óptico no lineal, en el cual un material al ser iluminado cambia su índice de refracción.

Los cristales fotorrefractivos son materiales fotoconductores y a la vez electro-ópticos que contienen impurezas, donadores y aceptores de electrones [23]. Al iluminar este tipo de cristales con una energía igual o mayor que la energía de activación de los electrones de las impurezas donadoras N_D , los fotones excitan a los electrones que a su vez son liberados a la banda de conducción creando así una impureza ionizada N_D^+ , como se muestra en la figura 2.4.

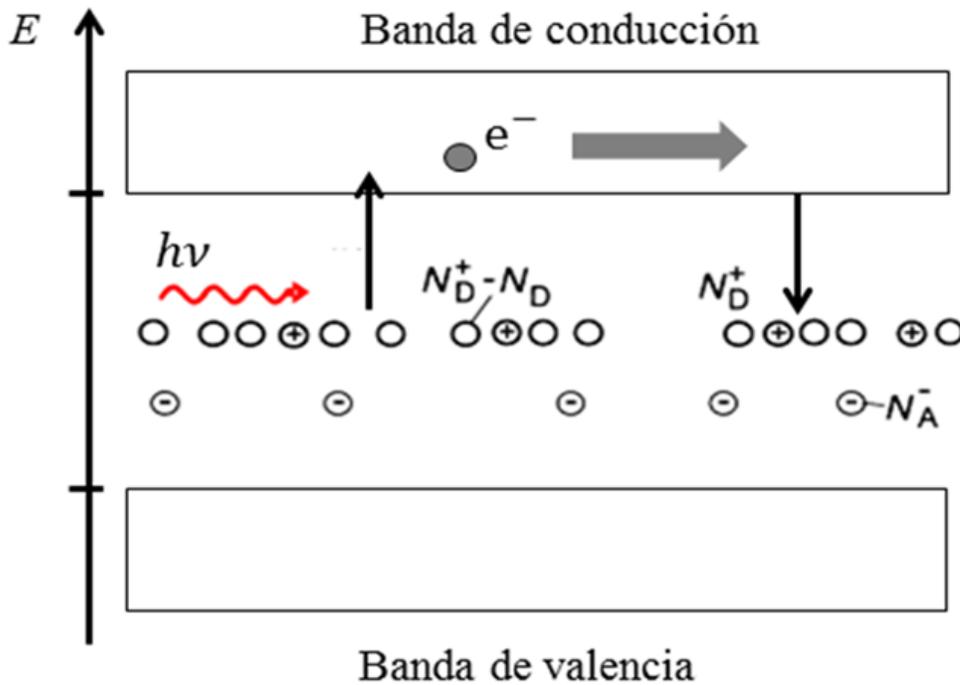


Figura 2.4: Modelo de la banda de transporte de fotorrefractividad.

Los electrones liberados se mueven a lo largo del material ya sea bajo efecto de difusión térmica, efecto fotovoltaico de volumen o la aplicación de un campo eléctrico externo, estos electrones pueden recombinarse con las impurezas ionizadas o difundirse a las regiones de menor intensidad, donde se recombinarán con aceptores ionizados N_A^- . Como los donantes y aceptores ionizados permanecen inmóviles, se tiene una redistribución de la carga, que origina un campo eléctrico interno llamado *campo eléctrico de carga espacial*, este campo eléctrico provoca un cambio en la constante dieléctrica del cristal y al mismo tiempo una variación en el índice de refracción me-

diante el efecto electro-óptico. A continuación en la figura 2.5 se muestra el mecanismo del efecto fotorrefractivo.

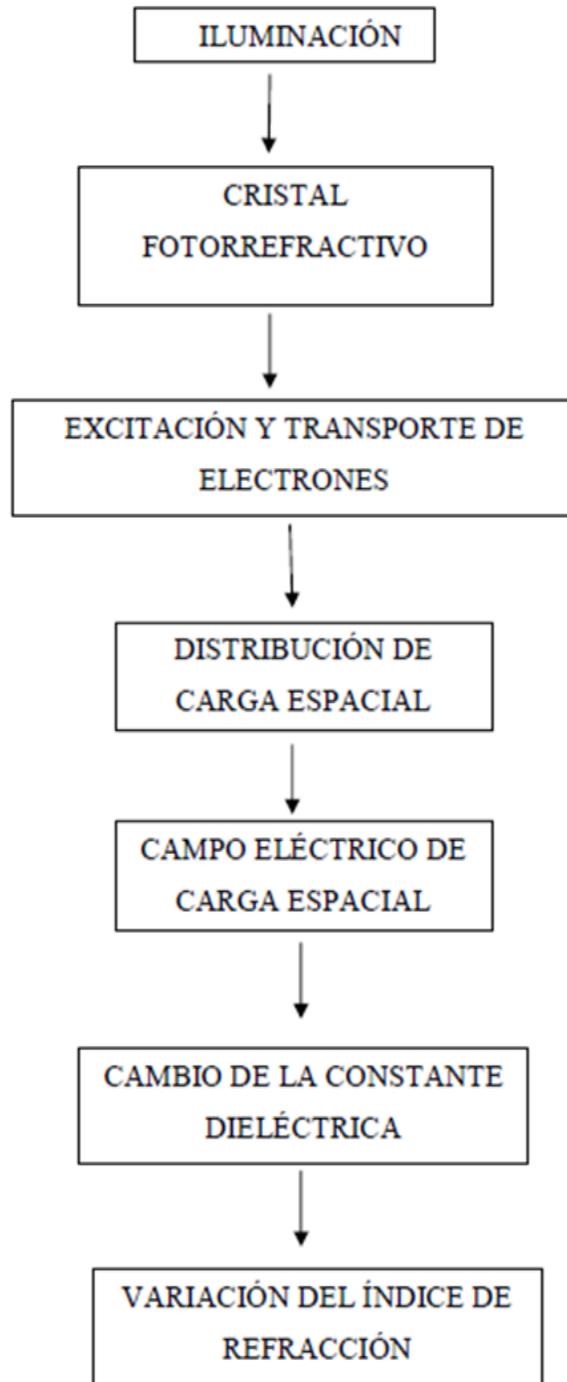


Figura 2.5: Diagrama de bloques que muestra el mecanismo del efecto fotorrefractivo.

2.4.2.1. Creación de una rejilla

Se considera como una rejilla holográfica a una estructura periódica, donde la separación entre las franjas oscuras y brillantes, conocida como periodo espacial, es comparable con la longitud de onda con la que se forma. Las rejillas holográficas se dividen en dos familias que son las rejillas delgadas y rejillas gruesas o también llamadas de volumen. También existe otra clasificación, que son las rejillas dinámicas y estáticas. La característica principal de las rejillas dinámicas es que pueden variar con el tiempo, en esta clasificación se encuentran las rejillas fotorrefractivas; mientras que las rejillas estáticas son independientes de la luz incidente y sus propiedades no dependen del tiempo [23].

Para la creación de una rejilla, por lo regular se utiliza la interferencia de dos haces. De esta manera se produce una distribución de carga espacial que producirá la modulación de la constante dieléctrica, la cual variará de acuerdo con el periodo espacial del patrón de interferencia formado, como se muestra en la figura 2.6.

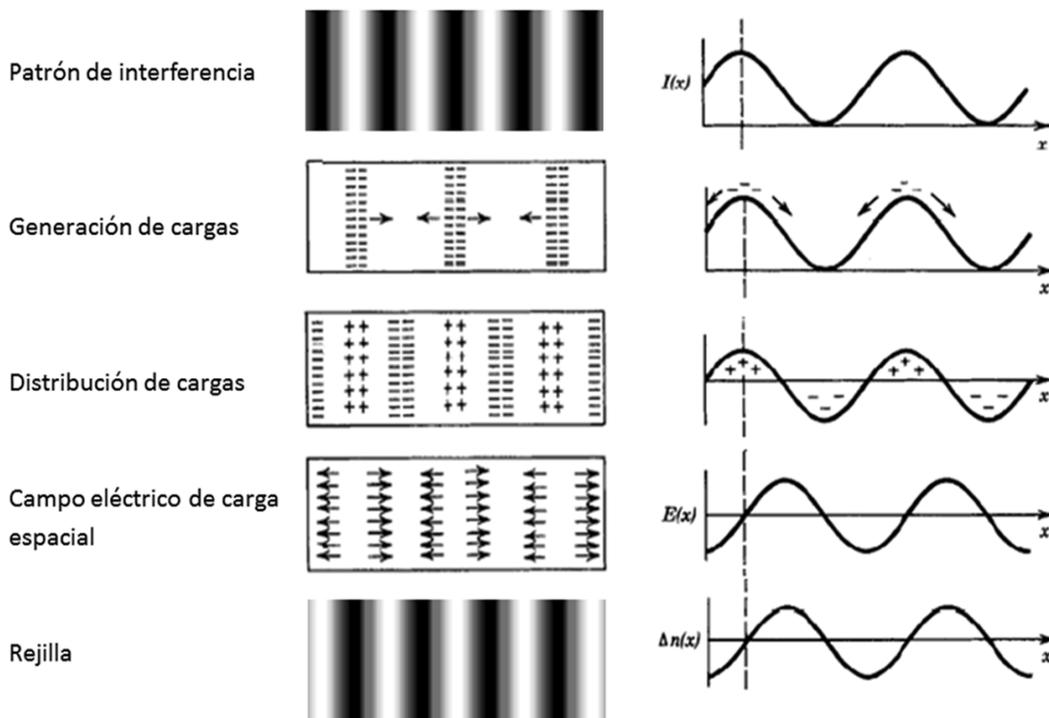


Figura 2.6: Esquema de la generación de una rejilla en un material fotorrefractivo.

La expresión para la constante dieléctrica relativa de la rejilla es de la forma [23]

$$\epsilon_r = \epsilon_{r0} + \epsilon_{r1} \cos(Kz), \quad (2.28)$$

donde ϵ_{r0} es la constante dieléctrica de fondo del material, ϵ_{r1} es la amplitud de la rejilla dieléctrica y K está relacionada con el periodo espacial que se denota por $\Lambda = \frac{2\pi}{K}$. Por lo tanto, K es la frecuencia espacial de la rejilla.

Consideremos dos ondas que inciden sobre un material fotorrefractivo, cada una de ellas con un ángulo θ como se muestra en la figura 2.7 y además cumplen con la condición de Bragg, para la difracción, en el que la diferencia de camino óptico recorrido entre los dos haces reflejados, sea igual a un número entero de veces la longitud de onda incidente. Entonces, el vector de la rejilla \vec{K} y los vectores de onda \vec{k}_1 y \vec{k}_2 , se pueden escribir de la siguiente manera

$$\vec{k}_1 = k(\cos\theta\hat{i} + \sin\theta\hat{k}), \quad (2.29)$$

$$\vec{k}_2 = k(\cos\theta\hat{i} - \sin\theta\hat{k}), \quad (2.30)$$

$$\vec{K} = K\hat{k}, \quad (2.31)$$

donde k está relacionada con la longitud de onda como $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ y como cumplen con la condición de Bragg entonces el vector de la rejilla se puede escribir como $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ o lo que es lo mismo

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin\theta}. \quad (2.32)$$

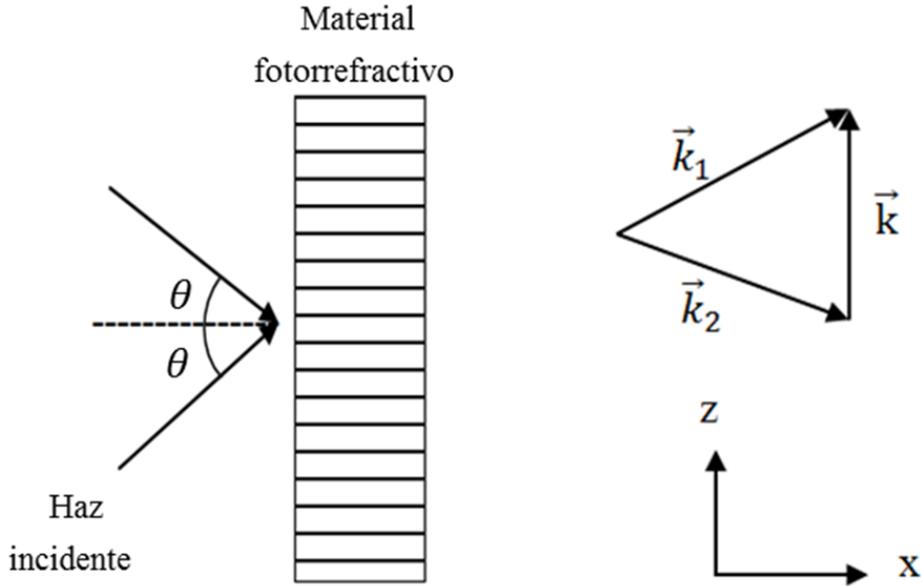


Figura 2.7: Haz incidente en un material fotorrefractivo.

2.4.2.2. Etapas en la formación del campo eléctrico de carga espacial

La formación del campo de carga espacial consta de cuatro etapas que a continuación se describen.

Etapas 1: Generación inicial de los electrones y donantes ionizados. Como el material es fotoconductor, los fotones excitan a los electrones de los donadores N_D que a su vez son liberados; por lo tanto, habrá un número igual de electrones y donantes ionizados. Se considera que el tiempo en que se lleva a cabo esto es muy corto, de tal manera que no es suficiente para que haya un flujo de corriente por lo que el cristal se mantiene neutro y no hay campo eléctrico.

Etapas 2: Los electrones y los donantes ionizados aumentan juntos, pero llega un momento en que los donantes ionizados superan a los electrones ya que estos últimos son móviles y se difunden de mayor a baja densidad ya sea que fluyan o que se recombinen, si pasa esto, la densidad de donantes ionizados disminuye. Por esta razón aparece una carga espacial neta y como consecuencia un campo eléctrico.

Etapas 3: La densidad de electrones es saturada, pero la densidad de donantes ionizados sigue en aumento. La densidad de electrones alcanza la saturación en un tiempo determinado, mientras que la densidad de donadores ionizados se mantiene

en aumento. Esto significa que todos los electrones que se siguen generando tendrán que desaparecer ya sea por flujo o por recombinación. Conforme el campo eléctrico aumenta aparece una nueva corriente, que es la corriente de arrastre, la cual crece y se opone a la corriente de difusión.

Etapa 4: Estado estacionario. Los electrones dejan de moverse de la alta a la baja densidad, esto ocurre debido a que en un determinado tiempo la corriente de arrastre se equilibra con la corriente de difusión, entonces la densidad de donadores ionizados deja de crecer debido a que los electrones se recombinan con ellos a la misma velocidad de su generación. El campo eléctrico también alcanza un valor de estado estacionario.

2.4.3. Campo eléctrico de carga espacial

El análisis cuantitativo de los fenómenos fotorrefractivos es mediante una ecuación diferencial parcial para el campo de carga espacial, que es una de las cantidades importantes a analizar. El estudio del campo eléctrico inducido se realizará mediante el tratamiento formulado por Kukhtarev, que describe cómo cambia un material fotorrefractivo en presencia de una intensidad óptica de la forma [23, 25]

$$I = I_0 + I_p. \quad (2.33)$$

El primer término del lado derecho es constante y el segundo es una perturbación que varía periódicamente, dado por

$$I_p = I_1 \cos(Kz). \quad (2.34)$$

Para esto, se necesita que la densidad de donadores ionizados esté en función del tiempo en el que se encuentra presente la intensidad óptica incidente en el material, por lo que la razón de cambio de los donantes ionizados tiene que ser igual a la razón de generación menos la razón de recombinación. Realizando el análisis por separado, asumiendo que la razón de generación de electrones, es decir; la fotoionización es directamente proporcional a la intensidad óptica y a la densidad de donantes no ionizados, los cuales están disponibles para la ionización.

Entonces la razón de generación g de electrones por unidad de volumen puede ser escrita como

$$g = sI(N_D - N_D^+), \quad (2.35)$$

donde s es la constante de fotoionización e I es la intensidad de la luz incidente.

Para la razón de recombinación se han utilizado dos expresiones diferentes en la literatura. Si la densidad de donantes ionizados puede ser considerada aproximadamente constante, entonces la razón de recombinación puede ser escrita de la forma $\frac{n}{\tau_e}$, donde n es la densidad de electrones, τ_e representa a lo que normalmente se le conoce como tiempo de recombinación. La expresión más precisa, se tiene cuando la razón de recombinación es proporcional a la densidad de electrones y a la densidad de donantes ionizados

$$R = \gamma_R n N_D^+, \quad (2.36)$$

donde γ_R es la constante de recombinación.

La ecuación que nos proporciona la razón de cambio de los donantes ionizados, nos dice que es igual a la razón de generación de los electrones menos la razón de recombinación y está expresada por

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = sI(N_D - N_D^+) - \gamma_R n N_D^+. \quad (2.37)$$

Partiendo de la ley de Ampere-Maxwell en forma diferencial

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \epsilon_M \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (2.38)$$

donde \vec{H} es el campo magnético, \vec{J} es la densidad de corriente y ϵ_M es la constante dieléctrica del material. Ahora; si aplicamos la divergencia en ambos lados de la ecuación (2.38), se sigue que

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\nabla \times \vec{H}) &= \nabla \cdot \left(\vec{J} + \epsilon_M \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right), \\ \nabla \cdot \left(\vec{J} + \epsilon_M \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Y considerando que únicamente existe variación en la dirección transversal al integrar la ecuación (2.39) se obtiene

$$\vec{J} + \epsilon_M \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = C, \quad (2.40)$$

donde C es una constante, que físicamente puede ser considerada como la densidad de corriente total J_0 dentro del cristal, que es la suma de la densidad de corriente \vec{J} debido al flujo de cargas más la densidad de corriente de desplazamiento $\epsilon_M \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$.

Al considerar la contribución de la densidad de corriente de arrastre y la de difusión, la magnitud de la densidad de corriente queda como

$$J = e\mu nE + k_B T \mu \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (2.41)$$

donde e es la carga del electron, μ es la movilidad, k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura absoluta y z es la coordenada transversal.

Sustituyendo (2.41) en (2.40) se tiene que

$$J_0 = e\mu nE + k_B T \mu \frac{\partial n}{\partial z} + \epsilon_M \frac{\partial E}{\partial z}. \quad (2.42)$$

Una de las ecuaciones que relaciona el campo eléctrico de carga espacial con la densidad de impurezas donadoras ionizadas y con aceptores ionizados es la ecuación de Poisson en la forma

$$\frac{\partial(\epsilon_M E)}{\partial z} = e(N_D^+ - N_A^-). \quad (2.43)$$

Proponiendo la solución a las ecuaciones (2.37), (2.42) y (2.43) de la forma

$$X(z, t) = X_0(t) + X_p(z, t), \quad (2.44)$$

donde X_0 es independiente de la variable espacial y X_p es una perturbación periódica.

En general $X(z, t)$ puede representar cualquiera de nuestras variables, que son: N_D^+ , n , J y E .

Resolviendo (2.37), los términos IN_D^+ y nN_D^+ se linealizan de la siguiente manera.

$$\begin{aligned} IN_D^+ &= I_0 N_{D0}^+ + I_0 N_{Dp}^+ + I_p N_{D0}^+ + I_p N_{Dp}^+, \\ IN_D^+ &\approx I_0 N_{D0}^+ + I_0 N_{Dp}^+ + I_p N_{D0}^+. \end{aligned} \quad (2.45)$$

De la misma manera para nN_D^+

$$nN_D^+ \approx n_0 N_{D0}^+ + n_0 N_{Dp}^+ + n_p N_{D0}^+. \quad (2.46)$$

En la ecuación (2.42), se hace lo mismo para nE

$$nE \approx n_0 E_0 + n_0 E_p + n_p E_0. \quad (2.47)$$

Sustituyendo (2.45) y (2.46) en la ecuación (2.37), se sigue que

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{D0}^+}{\partial t} + \frac{\partial N_{Dp}^+}{\partial t} &= s(I_0 + I_p)N_D - sI_0 N_{D0}^+ - sI_0 N_{Dp}^+ - sI_p N_{D0}^+ - \gamma_R n_0 N_{D0}^+ \\ &\quad - \gamma_R n_0 N_{Dp}^+ - \gamma_R n_p N_{D0}^+. \end{aligned} \quad (2.48)$$

Ahora, sustituyendo (2.47) en la ecuación (2.42), obtenemos

$$J_0 = e\mu n_0 E_0 + e\mu n_0 E_p + e\mu n_p E_0 + k_B T \mu \frac{\partial n_0}{\partial z} + k_B T \mu \frac{\partial n_p}{\partial z} + \epsilon_M \frac{\partial E_0}{\partial t} + \epsilon_M \frac{\partial E_p}{\partial t}.$$

Como n_0 no depende de z , entonces esta ecuación se escribe como

$$J_0 = e\mu n_0 E_0 + e\mu n_0 E_p + e\mu n_p E_0 + k_B T \mu \frac{\partial n_p}{\partial z} + \epsilon_M \frac{\partial E_0}{\partial t} + \epsilon_M \frac{\partial E_p}{\partial t}. \quad (2.49)$$

Reescribiendo la ecuación (2.43) se tiene

$$\begin{aligned} \epsilon_M \frac{\partial E_0}{\partial z} + \epsilon_M \frac{\partial E_p}{\partial z} &= eN_{D0}^+ + eN_{Dp}^+ - eN_A^-, \\ \epsilon_M \frac{\partial E_p}{\partial z} &= eN_{D0}^+ + eN_{Dp}^+ - eN_A^-. \end{aligned} \quad (2.50)$$

Separando los términos que no dependen de la coordenada espacial en las ecuaciones (2.48)-(2.50) se llega a las siguientes expresiones

$$\frac{\partial N_{D0}^+}{\partial t} = sI_0(N_D - N_{D0}^+) - \gamma_R n_0 N_{D0}^+, \quad (2.51)$$

$$J_0 = e\mu n_0 E_0 + \epsilon_M \frac{\partial E_0}{\partial t}, \quad (2.52)$$

$$e(N_{D0}^+ - N_A^-) = 0. \quad (2.53)$$

De ésta última ecuación concluimos que la densidad de donantes ionizados es igual a la densidad de aceptores ionizados $N_{D0}^+ = N_A^-$.

Si la variación de donantes ionizados es igual a la variación de electrones; es decir; $\frac{\partial N_{D0}^+}{\partial t} = \frac{\partial n_0}{\partial t}$, lo cual sucede cuando la densidad de corriente no depende de la coordenada espacial, entonces la ecuación a resolver para la densidad de electrones es

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} + \gamma_R n_0 N_{D0}^+ = sI_0(N_D - N_{D0}^+). \quad (2.54)$$

Multiplicando a (2.54) por $e^{\gamma_R N_{D0}^+ t}$, obtenemos que

$$\begin{aligned} e^{\gamma_R N_{D0}^+ t} \frac{\partial n_0}{\partial t} + e^{\gamma_R N_{D0}^+ t} \gamma_R N_{D0}^+ n_0 &= e^{\gamma_R N_{D0}^+ t} sI_0(N_D - N_{D0}^+), \\ \frac{\partial(n_0 e^{\gamma_R N_{D0}^+ t})}{\partial t} &= e^{\gamma_R N_{D0}^+ t} sI_0(N_D - N_{D0}^+). \end{aligned}$$

Integrando esta ecuación, se llega a que

$$n_0 = \frac{sI_0(N_D - N_{D0}^+)}{\gamma_R N_{D0}^+} \left(1 - e^{-\gamma_R N_{D0}^+ t}\right).$$

Sustituyendo a $N_{D0}^+ = N_A^-$, se sigue que

$$n_0 = \frac{sI_0(N_D - N_A^-)}{\gamma_R N_A^-} \left(1 - e^{-\gamma_R N_A^- t}\right).$$

Haciendo $\tau_e = \frac{1}{\gamma_R N_A^-}$, el cual se considera como el tiempo de vida del electrón, ésta última ecuación se reescribe como

$$n_0 = sI_0(N_D - N_A^-)(\tau_e) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_e}} \right). \quad (2.55)$$

Por lo tanto, la ecuación (2.55) nos dice como varia la densidad de electrones. Para tiempos muchos más cortos que el tiempo de vida promedio del electrón, la densidad de electrones se incrementa linealmente con el tiempo y para tiempos mayores alcanza el nivel de saturación. De aquí en adelante, se supondrá que se ha alcanzado el nivel de saturación debido a que el tiempo de formación de la rejilla normalmente es mucho más grande que el tiempo de vida de los electrones.

Ahora, para los términos dependientes de la coordenada espacial, se tienen las siguientes expresiones

$$\frac{\partial N_{Dp}^+}{\partial t} = sI_p(N_D - N_{D0}^+) - sI_0 N_{Dp}^+ - \gamma_R(n_0 N_{Dp}^+ + n_p N_{D0}^+), \quad (2.56)$$

$$e\mu(n_0 E_p + n_p E_0) + k_B T \mu \frac{\partial n_p}{\partial t} + \epsilon_M \frac{\partial E_p}{\partial t} = 0, \quad (2.57)$$

$$\epsilon_M \frac{\partial E_p}{\partial z} = e N_{Dp}^+. \quad (2.58)$$

Para simplificar matemáticamente la solución de estas ecuaciones diferenciales, la intensidad se expresa mediante su forma compleja, recordando que los valores físicos están dados por la parte real,

$$I_p = I_1 e^{-iKz}. \quad (2.59)$$

De igual manera, se tiene que

$$X_p = X_1(t) e^{-iKz}. \quad (2.60)$$

Sustituyendo estas expresiones en las ecuaciones (2.56)-(2.58), se llega a

$$\frac{\partial N_{D1}^+}{\partial t} = sI_1(N_D - N_{D0}^+) - (sI_0 + \gamma_R n_0)N_{D1}^+ - \gamma_R n_1 N_{D0}^+, \quad (2.61)$$

$$e\mu(n_0 E_1 + n_1 E_0) - iKk_B T \mu n_1 + \epsilon_M \frac{\partial E_1}{\partial t} = 0, \quad (2.62)$$

$$-iK\epsilon_M E_1 = eN_{D1}^+. \quad (2.63)$$

En éste análisis, nuestro interés es el campo eléctrico de carga espacial E_1 . Por lo tanto, de las ecuaciones (2.61)-(2.63), y tomando en cuenta que $N_{D0}^+ = N_A^-$ y que la densidad de electrones ha alcanzado el nivel de saturación, es decir; $n_0 = \frac{sI_0(N_D - N_A^-)}{\gamma_R N_A^-}$, se llega a la siguiente ecuación

$$\frac{\partial E_1}{\partial t_n} + AE_1 = mB. \quad (2.64)$$

En ésta ecuación, m es la modulación del patrón de interferencia dada como $m = \frac{I_1}{I_0}$ y nuestra variable, ahora es t_n , definida como $t_n = \frac{t}{\tau_d}$ con $\tau_d = \frac{\epsilon_M}{e\mu n_0}$ y se le conoce como el tiempo de relajación dieléctrica, los coeficientes A y B están definidos como sigue

$$A = \frac{1}{D} \left(1 + \frac{E_D + iE_0}{E_q} \right), \quad (2.65)$$

$$B = i \frac{E_D + iE_0}{D}, \quad (2.66)$$

y el coeficiente D , esta dado por

$$D = 1 + \frac{E_D + iE_0}{E_M}, \quad (2.67)$$

donde E_D , E_q y E_M son los parámetros introducidos por Kukhtarev como

$$E_D = \frac{k_B T K}{e}, \quad E_M = \frac{\gamma_R N_A^-}{\mu K}, \quad E_{q0} = \frac{e N_A^-}{\epsilon_M K}, \quad \text{y } E_q = E_{q0}(1 - a). \quad (2.68)$$

A E_D se le llama campo de difusión, E_M es el campo eléctrico en el que un electrón se mueve una distancia de $\Lambda = \frac{2\pi}{K}$ durante su tiempo de vida, a E_{q0} se le conoce como campo de saturación, [26, 27] y E_0 es el campo externo aplicado.

La solución de la ecuación (2.64) resulta ser

$$E_1 = \frac{mB}{A} \left(1 - e^{-A \frac{t}{\tau_d}} \right). \quad (2.69)$$

Por lo tanto, el campo eléctrico en el cristal fotorrefractivo depende de parámetros como las condiciones del grabado de la rejilla, la composición del cristal y del láser con el que se esté trabajando [28].

2.4.4. Efecto fotovoltaico

En los materiales cristalinos las cargas eléctricas de los átomos se encuentran enlazadas entre sí; para romper este enlace se necesita una energía igual o mayor a la energía característica E_g de cada material, esta rotura se puede lograr mediante iluminación con luz de una cierta longitud de onda. Una vez que el enlace entre las cargas ya no existe, éstas se mueven aleatoriamente dentro del cristal si es que no existe un campo eléctrico, de lo contrario las cargas se moverán ordenadamente, acumulándose en diferentes zonas del cristal y como resultado de ello aparece un voltaje en los extremos y una corriente eléctrica, a esto se le denomina efecto fotovoltaico [25].

En 1974 Glass y colaboradores observaron el efecto fotovoltaico en un cristal de LiNbO_3 , cuando al iluminarlo se generó una corriente eléctrica debido a un proceso de transferencia de carga asimétrica, a esta corriente la llamaron corriente fotovoltaica [14].

En este tipo de materiales debido al efecto fotovoltaico, cuando un haz de luz incide sobre el material los portadores de carga son excitados y tienden a moverse en una dirección preferencial, que es el eje óptico o también llamado eje c [14, 23]. Donde el flujo de portadores en esta dirección da origen a una corriente llamada corriente fotovoltaica, dada por la siguiente expresión

$$J_{ph} = p_{ph} I (N_D - N_D^+), \quad (2.70)$$

donde p_{ph} es la constante fotovoltaica.

Ahora, tomando en cuenta la densidad de corriente fotovoltaica $J_{ph} = p_{ph}I(N_D - N_D^+)$ en la ecuación (2.52), la expresión para el campo eléctrico cuando no depende del tiempo es la siguiente

$$E_0 = \frac{J_0}{e\mu n_0} - E_{ph}, \quad (2.71)$$

donde E_{ph} es el campo fotovoltaico, dado por la ecuación

$$E_{ph} = \frac{p_{ph}I_0(N_D - N_A^-)}{e\mu n_0} = \frac{p_{ph}}{e\mu\tau_e s}. \quad (2.72)$$

Al considerar este nuevo término, la solución, dada por la ecuación (2.69), sigue siendo válida solo que ahora los coeficientes A y B están dados como sigue

$$A = \frac{1}{D} \left(1 + \frac{E_D + i(E_0 + aE_{ph})}{E_q} \right), \quad (2.73)$$

$$B = i \frac{E_D + i(E_0 + E_{ph})}{D}. \quad (2.74)$$

Y el tiempo de formación de la rejilla es únicamente la parte real de A , y se expresa como

$$\tau_{nr} = \frac{E_M}{E_q} \left(\frac{E_q + E_D}{E_M + E_D} \right). \quad (2.75)$$

Bajo condiciones estacionarias y sin la aplicación de un campo eléctrico externo, el campo de carga espacial está dado por

$$E_1 = imE_q \left(\frac{E_D + iE_{ph}}{E_q + E_D + iaE_{ph}} \right). \quad (2.76)$$

El campo eléctrico fotovoltaico para el cristal fotorrefractivo de niobato de litio tiene un valor de $E_{ph} = 10 \text{ Kv/cm}$ [23]. El campo eléctrico de carga espacial se puede aproximar al campo fotovoltaico de la siguiente forma

$$E_1 \approx mE_{ph}. \quad (2.77)$$

2.4.5. Campo eléctrico evanescente

Para lograr el atrapamiento de partículas en la superficie del cristal se requiere de un campo eléctrico evanescente [13]. Considerando una distribución de carga sinusoidal, el potencial electrostático a lo largo del eje x que se atenúa exponencialmente con la distancia z de la superficie de la muestra, está dado por

$$V(x, z) = V_0 \exp(-Kz) \operatorname{sen}(Kx). \quad (2.78)$$

De esta ecuación, se encuentra que las componentes paralela y perpendicular presentes del campo eléctrico, están dadas de la siguiente forma

$$E_x(x, z) = -V_0 K \exp(-Kz) \cos(Kx), \quad (2.79)$$

$$E_z(x, z) = V_0 K \exp(-Kz) \operatorname{sen}(Kx). \quad (2.80)$$

Como se puede ver, las componentes del campo eléctrico tienen un perfil sinusoidal con un desfase de $\frac{\pi}{2}$ y amplitudes evanescentes a medida que uno se aleja de la superficie del cristal.

El campo eléctrico correspondiente al interior del cristal en $z < 0$ e incluyendo los bordes se puede escribir como

$$E_x^{in}(x, z) = (E_1 - E_B \exp(Kz)) \cos(Kx), \quad (2.81)$$

$$E_z^{in}(x, z) = E_B \exp(Kz) \operatorname{sen}(Kx), \quad (2.82)$$

donde E_1 es el campo de carga espacial y E_B son las amplitudes. El campo fotovoltaico efectivo y V_0 están dados por

$$E_B = E_1 \frac{\epsilon_M}{\epsilon_M - \epsilon_m}, \quad (2.83)$$

$$V_0 = \frac{E_B}{K}. \quad (2.84)$$

Sustituyendo la ecuación (2.83) en (2.84) y a su vez en las componentes del campo eléctrico, se obtiene que el módulo al cuadrado del campo eléctrico únicamente tiene

dependencia en la variable espacial z y está dado por

$$E^2 = E_1^2 \left(\frac{\epsilon_M}{\epsilon_M - \epsilon_m} \right)^2 \exp(-2Kz). \quad (2.85)$$

Este módulo describe el campo eléctrico con el que las partículas pueden ser atrapadas en la superficie del cristal.

2.5. Haz Gaussiano

Este tipo de haces se caracterizan por tener un perfil de intensidad radial cuya anchura varia a lo largo del haz.

2.5.1. Radio de un haz Gaussiano

Para un haz Gaussiano en un plano transversal, la intensidad toma su valor máximo en el eje de propagación del haz y disminuye radialmente hacia los lados, la distancia al centro del haz es $\rho = W(z)$, la cual es conocida como radio del haz. La dependencia del radio del haz con la distancia de propagación z se rige por la siguiente ecuación

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.86)$$

donde W_0 es el radio mínimo, dado por

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.87)$$

Así, a W_0 se le conoce como el radio de la cintura del haz como se muestra en la figura 2.8.

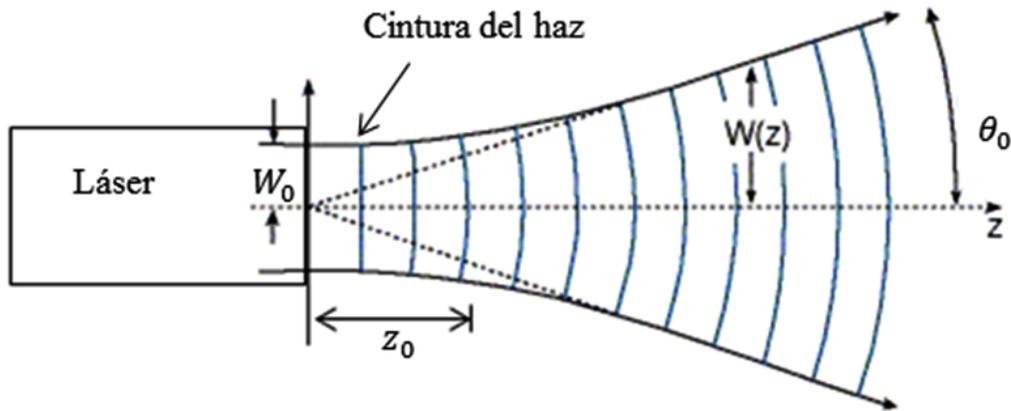


Figura 2.8: Cintura de un haz Gaussiano.

Por lo tanto, el diámetro de la cintura del haz es $2W_0$, el cual es conocido como el tamaño del spot. El radio del haz se incrementa gradualmente conforme aumenta la distancia z . Para $z \gg z_0$, aplicamos la expansión binomial en la ecuación (2.86), y aproximando a primer orden se obtiene que la expresión para el radio del haz en una determinada posición z resulta ser una expresión lineal, dada por

$$W(z) \approx W_0 \left(\frac{z}{z_0} \right) = \theta_0 z, \quad (2.88)$$

donde $\theta_0 = \frac{W_0}{z_0}$ es el ángulo de divergencia del haz Gaussiano. Usando la ecuación (2.87), podemos reescribir a θ_0 como sigue

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0}. \quad (2.89)$$

Por último, la expresión para el radio del haz en función de la longitud de onda y del diámetro mínimo del haz queda de la siguiente manera [29]

$$W(z) = \frac{\lambda z}{\pi W_0}. \quad (2.90)$$

Capítulo 3

DESARROLLO EXPERIMENTAL

3.1. Introducción

Una vez que introducimos los conceptos fundamentales acerca de la captura óptica de partículas, pasaremos ahora, al desarrollo experimental de este trabajo de tesis. En este capítulo se dará una descripción de los materiales utilizados para montar el arreglo experimental en el laboratorio, posteriormente se realizará una descripción detallada del experimento realizado de acuerdo con los diagramas que muestran el arreglo experimental. Por ultimo, se describe el procedimiento que se realizó para determinar el diámetro del haz enfocado en la superficie del cristal fotorrefractivo.

3.2. Materiales

Para montar el arreglo experimental mediante el cual se realizó el atrapamiento de las micropartículas de óxido de silicio se requirió de los siguientes materiales en el laboratorio de óptica del Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica (INAOE).

Materiales utilizados en el experimento

- Un láser de Helio-Neón cuya longitud de onda es $\lambda = 532 \text{ nm}$
- Un atenuador
- Dos objetivos de microscopio, Newport 5X y Edmund 60X

- Una lente de distancia focal de 10 cm
- Dos espejos planos
- Un espejo dicroico
- Un filtro para bloquear el color verde
- Una montura con movimiento micrométrico en x , y , z
- Una cámara CCD, Solid State COHU
- Un diafragma
- Un medidor de potencia FIELDMASTER COHERENT
- Una fuente de luz blanca que fue una lámpara de LED´s Mod.190, Dolan-Jenner
- Partículas de óxido de silicio
- Una portaobjeto
- Un cristal de Niobato de Litio dopado con 0.05 % de Hierro

A continuación se da la descripción de algunos de los materiales utilizados en el experimento.

Objetivo de microscopio: El objetivo de microscopio es un sistema de lentes que recolecta la luz proveniente del objeto observado y enfoca los rayos para formar una imagen aumentada de un objeto cercano. En el área de óptica, comúnmente se usan los objetivos de microscopio para expandir un haz de luz láser. Dos características importantes de un objetivo de microscopio son: la amplificación y la apertura numérica, las cuales determinan el aumento de la imagen. Existen dos tipos de objetivo de microscopio, los secos y los de inmersión. Los objetivos secos son aquellos en los que entre la lente y el objeto solo hay una capa de aire y los de inmersión son en los que entre la lente y el objeto se interpone un líquido que por lo regular es aceite, donde su índice de refracción es semejante al de la lente del objetivo.

Lente: Una lente es un dispositivo refractor que al ser colocada en un medio, que por lo regular es aire, provoca una discontinuidad en dicho medio y reconfigura la distribución de energía emitida por una fuente puntual de luz. Entre las principales

características de una lente gruesa se encuentran; el foco, planos focales, así como los planos y puntos principales y distancias focales. Se le denomina foco objeto de una lente, al punto situado sobre el eje óptico o eje de simetría de dicha lente donde cualquier rayo que pasa por este punto sale paralelo al eje de simetría de la lente, mientras que al punto en el eje de simetría donde convergen todos los rayos que entran paralelos a dicho eje se le llama foco imagen. Los planos focales objeto e imagen son aquellos planos perpendiculares al eje y pasan por el foco objeto y el foco imagen respectivamente. Al plano perpendicular al eje de simetría que pasa por el punto de intersección de un rayo incidente paralelo al eje de simetría y otro que pasa por el foco imagen se le llama plano principal imagen. Al plano perpendicular al eje óptico que pasa por el punto donde se interceptan el rayo que emerge del foco objeto y el rayo paralelo al eje de simetría se le denomina plano principal objeto. A los puntos de intersección de los planos principales imagen y objeto con el eje de simetría se les llama punto principal imagen y punto principal objeto respectivamente. Otro de los parámetros son las distancias focales objeto e imagen. A la distancia entre el punto principal objeto y el foco objeto se le conoce como distancia focal objeto, mientras que a la distancia que hay entre el punto principal imagen y el foco imagen se le denomina distancia focal imagen [30].

Espejo dicroico: Un espejo dicroico es un espejo especial, ya que refleja parte de la luz incidente y la otra parte la transmite.

Cámara CCD: Este tipo de cámara se caracteriza por ser muy sensible, ya que detectan entre un 50 % y un 75 % de la luz incidente. Las siglas CCD provienen del inglés Charge-Coupled Device, dispositivo de carga acoplada.

Diafragma: La función principal de un diafragma es regular la cantidad de luz a su salida. Es decir, modificar gradualmente el campo visual delimitando el diámetro del haz incidente.

Medidor de potencia FIELDMASTER COHERENT: Este medidor de potencia cuenta con un cabezal detector de energía y permite seleccionar la longitud de onda con la que se está trabajando. Además, proporciona la lectura digital precisa de la potencia que incide en el detector.

Microesferas de óxido de silicio: Las micropartículas de óxido de silicio, también conocidas como microesferas de sílice que se utilizaron son de 1.0 ± 0.05 micrómetros de diámetro con una composición de 10 % de sílice y 90 % de agua [31], en la figura 3.1 se muestra el frasco que contiene a las partículas, así como también una imagen ampliada de las partículas de óxido de silicio.



Figura 3.1: En la imagen del lado izquierdo, se muestra una fotografía del frasco contenedor de las micropartículas utilizadas, mientras que la imagen del lado derecho es una imagen ampliada mediante un microscopio electrónico de barrido, ésta última fue tomada de la hoja de datos # 635 de la página electrónica de Polysciences [32].

Las micropartículas de óxido de silicio poseen propiedades como índice de refracción y densidad únicos, baja auto-florescencia, presentan hidrofilia; es decir, son solubles o afines al agua y además, facilidad de manejo.

Entre sus principales características se encuentran las siguientes:

- Composición: SiO_2 , no porosa.

- Índice de refracción: $\approx 1.43 - 1.46$ (589 nm).
- Densidad de 2.0 g/cm^3 .
- Permitividad relativa de 3.8.

3.3. Descripción del arreglo experimental

El arreglo experimental mediante el cual se realizó el atrapamiento de las micropartículas de óxido de silicio fue con un haz Gaussiano enfocado. Para ello, se utilizó un láser verde cuya longitud de onda es de 532 nanómetros.

El láser fue colocado sobre una base en uno de los extremos de la mesa holográfica, como primer paso, se procedió a la alineación del láser, para ello se utilizaron dos diafragmas colocados a una misma altura e igual diámetro de apertura; uno de ellos se colocó enseguida del láser mientras que el segundo fue colocado en el otro extremo de la mesa sobre la misma línea; una vez que estuvieron colocados estos diafragmas se fijaron y se comenzó a mover el láser de tal forma que el haz de luz tenía que pasar a través de ambos diafragmas y fue de esta manera como se alineó el láser así como también la lente y los espejos. Como la intensidad del láser era muy alta, enseguida del láser se colocó un atenuador para regular la potencia del láser. Para expandir el haz se utilizó el objetivo de microscopio Newport 5X y enseguida se colimó con una lente de distancia focal de 10 cm; esto se realizó con el fin de que el eje óptico de cada lente o espejo coincidiera con el rayo central del sistema, la distancia de separación entre la lente y el objetivo de microscopio Newport 5X es la suma de las distancias focales tanto del objetivo Newport 5X como de la lente, la distancia focal del objetivo de microscopio 5X es 25.4 mm.

Con el propósito de enviar el haz a una posición más alta para tener espacio suficiente para colocar los demás elementos ópticos; se colocó a la salida de la lente dos espejos planos a 45° , el primero reflejaba la luz al segundo espejo que se encontraba a una altura mayor. Por consiguiente, el haz que sale del segundo espejo se hizo incidir en un espejo dichroico 50/50. Ahora, para enfocar el haz en la superficie del cristal de niobato de litio y así realizar la captura de las micropartículas, la luz reflejada por el espejo dichroico se envió a la entrada del objetivo de microscopio Edmund 60X, este objetivo deja pasar el 75 % de la luz que recibe. Una vez que estuvo colocado el obje-

3.3.

Descripción del arreglo experimental

vo de microscopio 60X, se colocó la muestra a la salida de dicho objetivo ya que lo que se quiere es enfocar el haz en la muestra y además, obtener la imagen ampliada de dicha muestra. La muestra consiste de micropartículas de óxido de silicio inmersas en agua sobre el cristal de niobato de litio colocado en un portaobjeto, éste a su vez fue colocado en una montura de micro-posicionamiento en xyz . Para visualizar la imagen de la muestra formada por el objetivo de microscopio 60X se requirió de una cámara CCD, la cual fue conectada vía puerto USB a la computadora y colocada en posición vertical en la parte superior del espejo dicróico; además, se colocó un diafragma justo a la entrada de la cámara para limitar la cantidad de luz y la región de observación y así tener una mejor visibilidad de la muestra. En la figura 3.2 se muestra el diagrama del primer arreglo experimental.

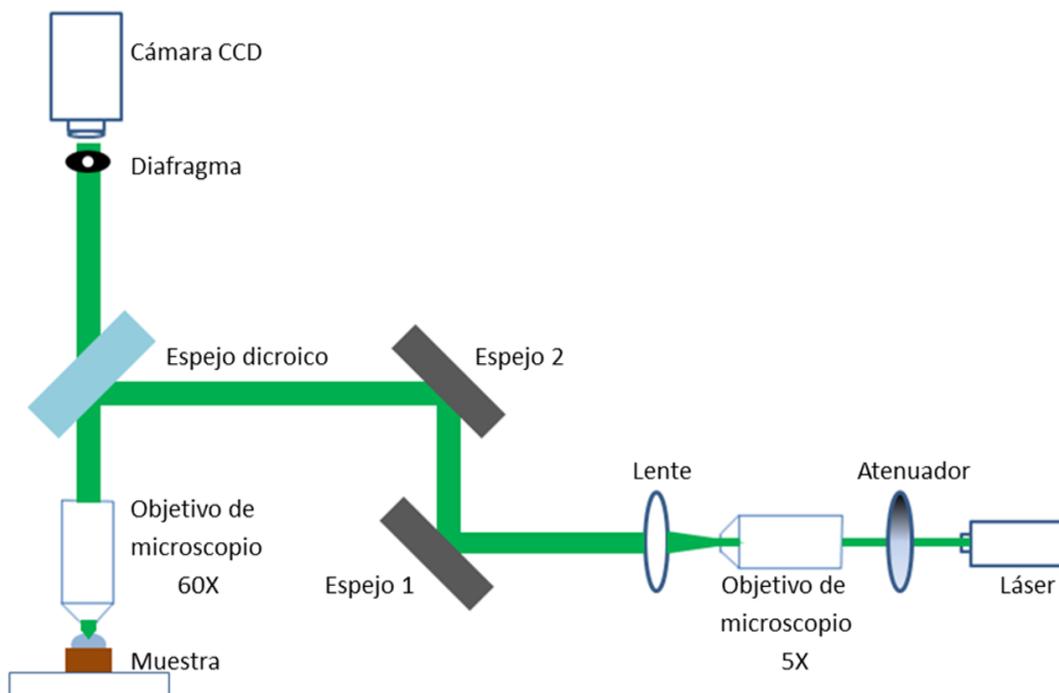


Figura 3.2: Primer arreglo experimental.

Una vez que se comenzó con el experimento, resultó que no se podía observar lo que pasaba con la muestra, esto se debía a que la luz láser estaba saturando la entrada de la cámara. Para solucionar este problema, se colocó un filtro entre el espejo dicroico y la cámara con el fin de bloquear la luz verde del láser transmitida por el espejo dicroico. Una vez que se bloqueó la luz del láser a la entrada de la cámara, tampoco se podía visualizar la muestra en la pantalla de la computadora por medio de la cámara CCD, para poder observar lo que pasaba con las micropartículas se necesitaba iluminar dicha muestra por lo se colocó una lámpara de LED's blanca por debajo del portaobjeto y de esta forma la cámara CCD permitió la visualización de las micropartículas, ya que el filtro unicamente bloqueaba la luz verde del laser dejando pasar la luz de la lampara. En la figura 3.3 se muestra el diagrama completo del arreglo experimental mientras que en la figura 3.4 es una fotografía del arreglo montado en el laboratorio.

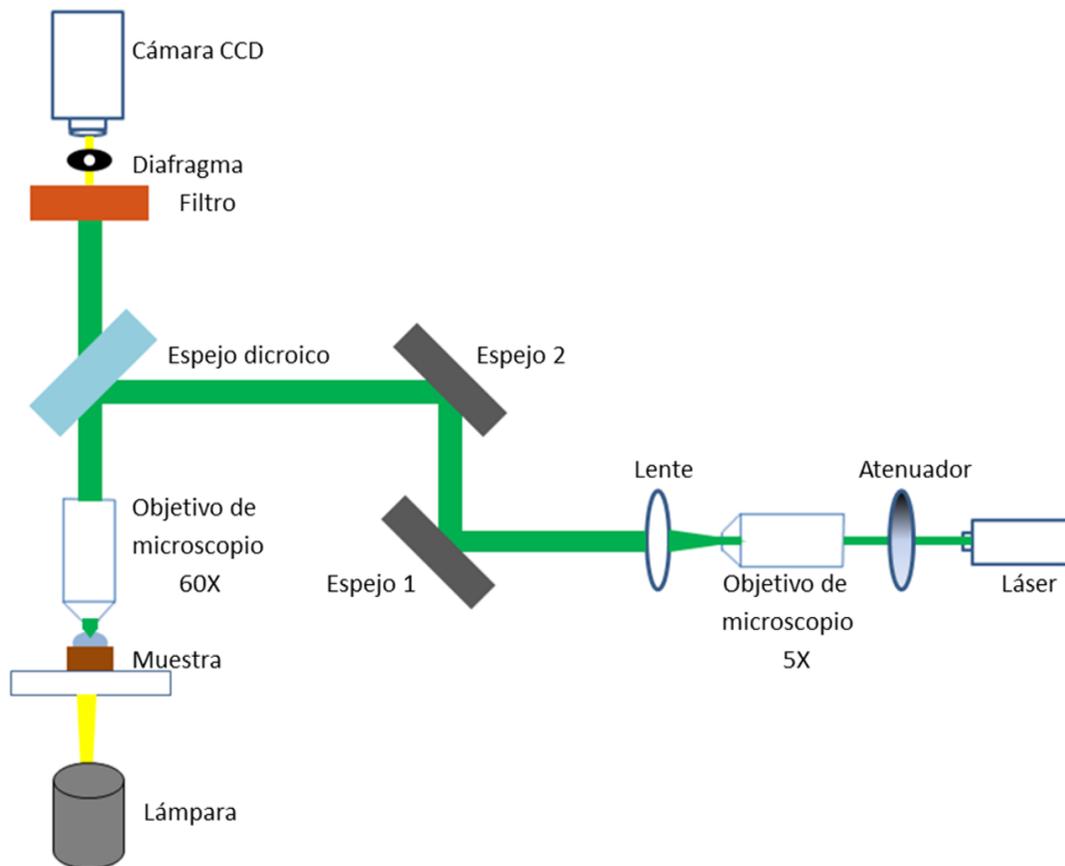


Figura 3.3: Diagrama del arreglo experimental.

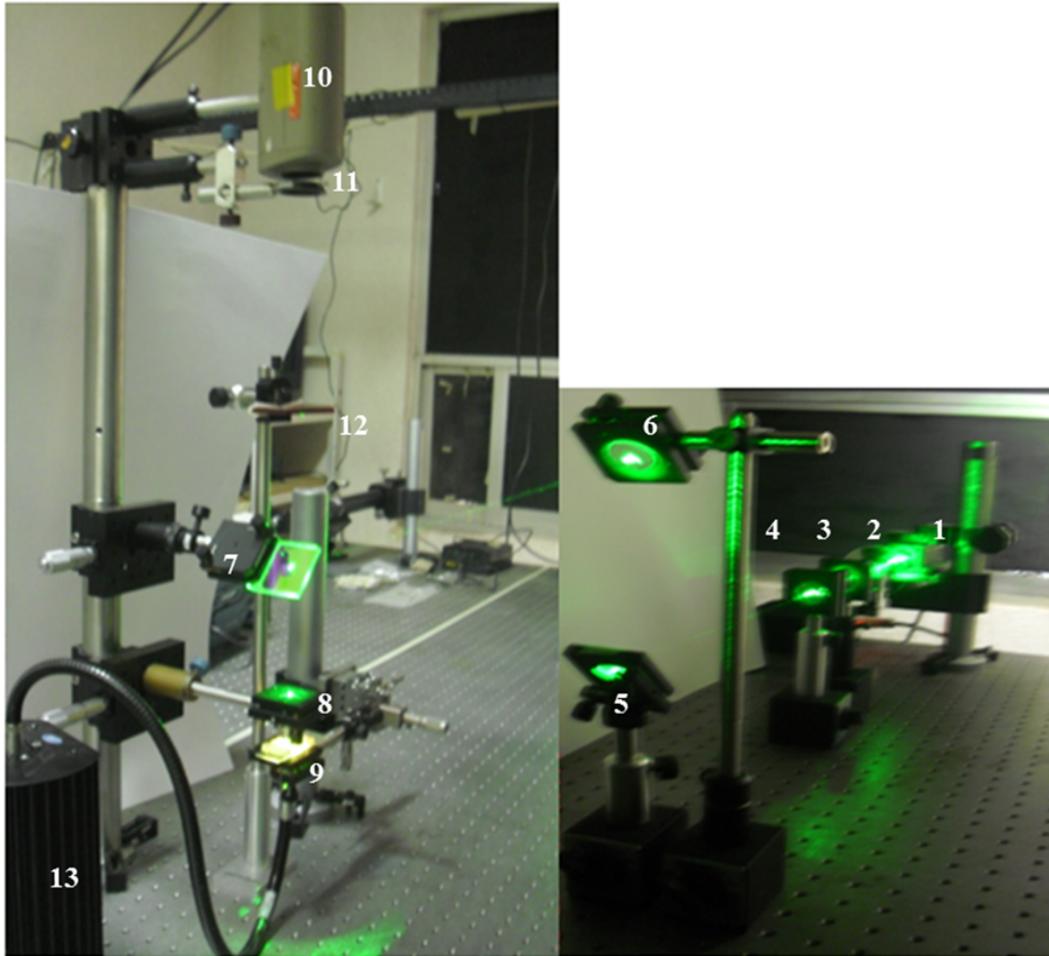


Figura 3.4: Fotografía del arreglo experimental; donde 1 es el láser, 2 el atenuador, 3 el objetivo de microscopio 5X, 4 la lente, 5 el primer espejo plano, 6 el segundo espejo plano, 7 el espejo dicroico, 8 el objetivo de microscopio 60X, 9 la muestra, 10 la cámara CCD, 11 el diafragma, 12 el filtro y 13 la lámpara de LED's.

Para determinar el diámetro del haz enfocado en la superficie del cristal fotorrefractivo, lo que se hizo fue tomar una fotografía al spot incidiendo sobre el cristal y otra después de que se llevó a cabo el atrapamiento y en base al tamaño de las partículas observadas mediante la cámara CCD, se pudo ver que el diámetro del haz enfocado en la superficie del cristal es de aproximadamente diez micrómetros. Para corroborar el orden de magnitud del spot con el que se llevó a cabo el atrapamiento de las micropartículas se midió el diámetro del haz a la salida del láser, conocido como cintura del haz, para ello, se colocó un micro agujero o pinhole en una montura con movimiento micrométrico en el eje vertical y horizontal enseguida del láser. Con la ayuda del medidor de potencia se encontró la posición en la cual la potencia que

pasaba a través del pinhole es máxima, después de esto, se fijó en el eje vertical y se comenzó a mover solo en el eje horizontal registrando el valor de la potencia en cada punto, comenzando y terminando con una potencia mínima pasando por el punto máximo. Los datos obtenidos se muestran en el siguiente capítulo.

Capítulo 4

RESULTADOS

4.1. Introducción

A continuación se presentan los resultados obtenidos en el desarrollo de este trabajo de tesis. Primero se presenta el orden de magnitud del haz enfocado en la superficie del cristal fotorrefractivo, posteriormente las fotografías que muestran como se va dando la captura de las micropartículas de óxido de silicio conforme pasa el tiempo, así como las gráficas que muestran el comportamiento del campo eléctrico evanescente y la fuerza de dielectroforesis que hizo posible que se diera el atrapamiento de las micropartículas. Por último, se presenta la relación entre la potencia que incide sobre el cristal y el tiempo que tarda en darse la captura de las micropartículas.

4.2. Haz enfocado

De acuerdo con el procedimiento experimental realizado, para medir la cintura del haz a la salida del láser, se registraron los valores de la posición y la potencia correspondiente a ese punto. Estos datos se graficaron en el programa Origin y una vez obtenida la gráfica se le realizó un ajuste Gaussiano, el cual se muestra en la figura 4.1, y se obtuvo que el valor de la anchura en el punto medio máximo conocido como FWHM (Full Width at Half Maximum) es de aproximadamente 0.6 milímetros, este valor se tomó como el diámetro del haz. Otra de las cosas que también se pudo verificar con la gráfica de la figura 4.1, es que el perfil de intensidad del láser con el que se realizó el atrapamiento de las micropartículas si corresponde a un haz Gaussiano.

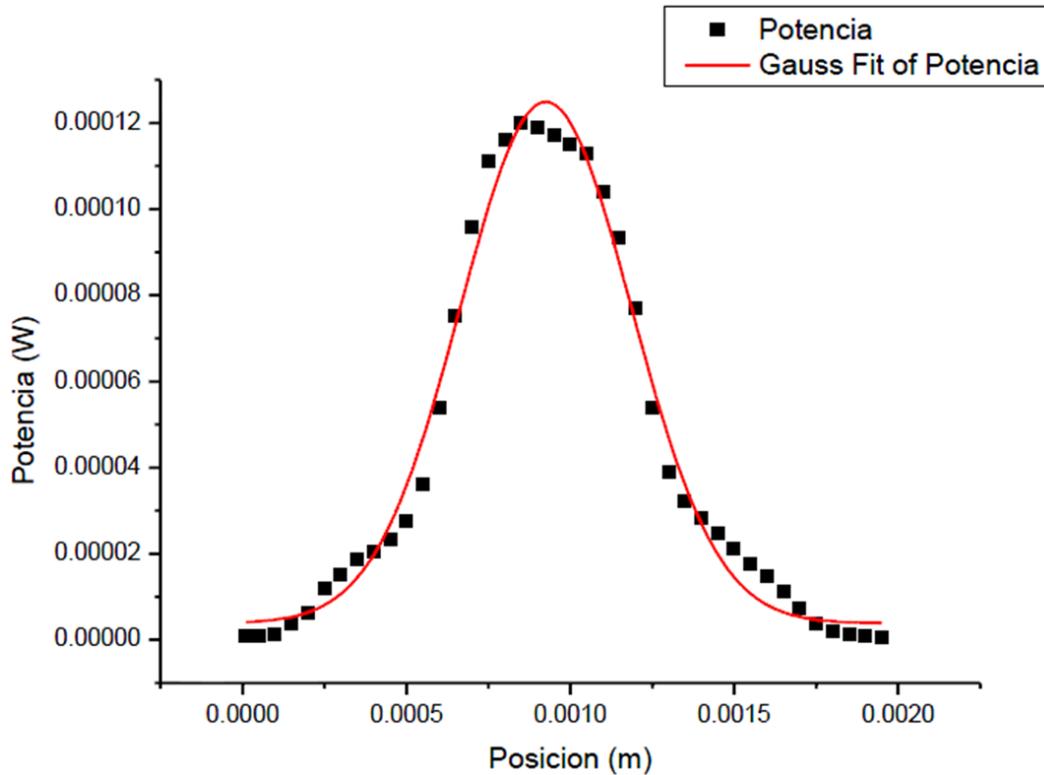


Figura 4.1: Gráfica de potencia incidente Vs posición. La curva de cuadros separados es la curva de los datos experimentales, mientras que la curva de línea continua es el ajuste Gaussiano que se realizó.

Una vez que se determinó el diámetro de la cintura del haz a la salida del láser que es $2W_0$, se pudo calcular el tamaño del haz después de haber pasado por la lente utilizando la ecuación (2.88) de la sección 2.5.1. aplicada a un expansor de haz de Kepler cuyo ejemplo se muestra en la figura 4.2a, ya que fue así como se consideró al objetivo de microscopio junto con la lente, de acuerdo con la figura 4.2b.

Por lo que

$$W_1 = \frac{f_2}{f_1} W_0,$$

donde f_1 es la distancia focal del objetivo de microscopio 5X, f_2 es la distancia focal de la lente y W_0 es el radio de la cintura del haz a la salida del láser.

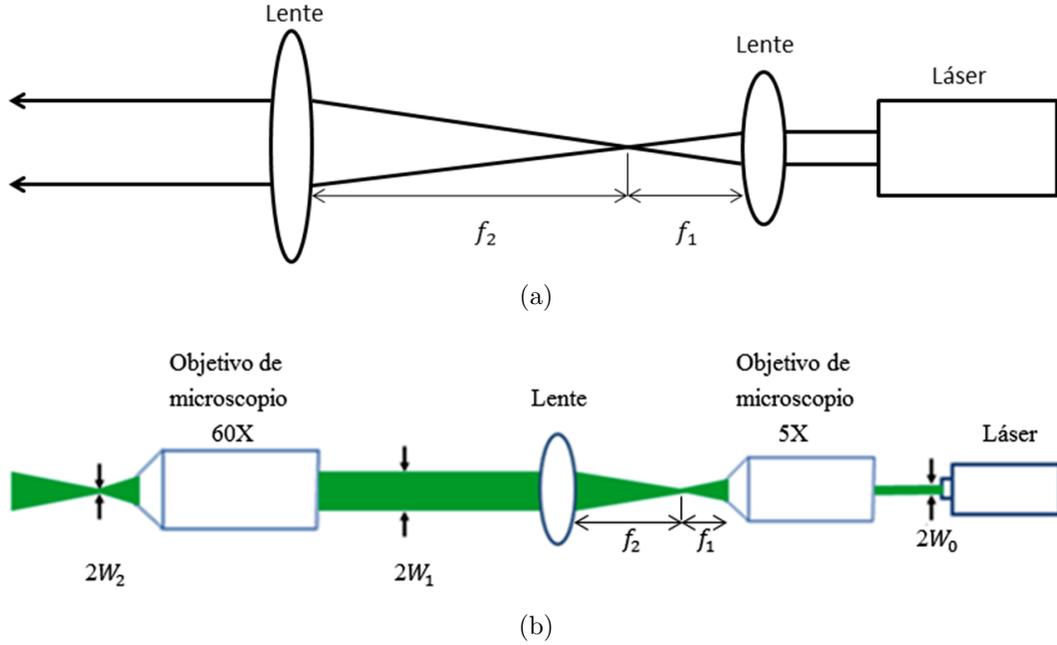


Figura 4.2: (a) Expansor de haz de Kepler. (b) Diagrama del arreglo utilizado para colimar y enfocar el haz del láser.

En el experimento realizado, los valores para f_1 , f_2 y W_0 son los siguientes [33] $f_1 = 25.4 \text{ mm}$, $f_2 = 100 \text{ mm}$ y $W_0 = 0.3 \text{ mm}$.

Sustituyendo estos valores en la ecuación para W_1 , tenemos lo siguiente

$$W_1 = \frac{100 \text{ mm}}{25.4 \text{ mm}}(0.3 \text{ mm}) = 1.1811 \text{ mm}.$$

Para encontrar únicamente el orden de magnitud del haz enfocado en la superficie del cristal por el objetivo de microscopio 60X a la salida de la lente se utilizó la ecuación (2.90) de la sección 2.5.1.

$$W(z) = \frac{\lambda z}{\pi W_0},$$

donde $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$. El valor para z se tomó como la distancia focal del objetivo de microscopio 60X que es $f_3 = 3.09 \text{ mm}$ [34] y el valor del radio de la cintura del haz se consideró como el radio del spot a la salida de la lente dado por W_1 ; por lo tanto

$$W_2 = \frac{(0.532 \mu\text{m})(3.09 \text{ mm})}{\pi(1.1811 \text{ mm})} = 0.4430 \mu\text{m}.$$

Que como se puede ver, el diámetro del haz enfocado en la superficie del cristal fotorrefractivo de niobato de litio se encuentra en el orden de micrómetros.

4.3. Captura de micropartículas

Las micropartículas de óxido de silicio se lograron capturar con un haz Gaussiano enfocado por medio de un objetivo de microscopio 60X en la superficie del cristal fotorrefractivo de niobato de litio impurificado con hierro. Con base al tamaño de las partículas, el diámetro del haz enfocado por el objetivo de microscopio 60X en la superficie del cristal es de aproximadamente $10\ \mu\text{m}$.

A continuación en las figuras 4.3 - 4.11 se muestra como se fue dando el atrapamiento de las partículas para una potencia de 46 mW. En la primera fotografía se muestra a las partículas en la superficie del cristal antes de hacerle incidir la luz láser. En la segunda fotografía se muestra el spot del haz enfocado en la superficie del cristal, esta imagen se capturó quitando el filtro que se colocó entre el espejo dicroico y la entrada de la cámara, el resto de las fotografías corresponden a cómo fue evolucionando el atrapamiento de las partículas cada cierto periodo de tiempo el cual de cada 30 segundos. Como se puede observar en la imagen de la figura 4.5, que muestra la superficie del cristal treinta segundos después de ser expuesta a la luz láser, la diferencia entre esta imagen y la imagen de la figura 4.3 donde se muestra la superficie del cristal antes de ser expuesta a la luz láser es muy minima; sin embargo, las partículas ya comienzan a ser atraídas hacia la zona iluminada, mientras que en la imagen de la figura 4.6 se observa que las partículas comienzan a acumularse alrededor del spot del haz enfocado. Como la iluminación del láser sigue presente en la superficie del cristal, entonces conforme va pasando el tiempo el atrapamiento de la partículas se va haciendo mas notorio como se muestra en las figuras 4.7 - 4.10, hasta que llega el momento en el que las partículas quedan atrapadas en toda la región iluminada, como es el caso de la figura 4.11.

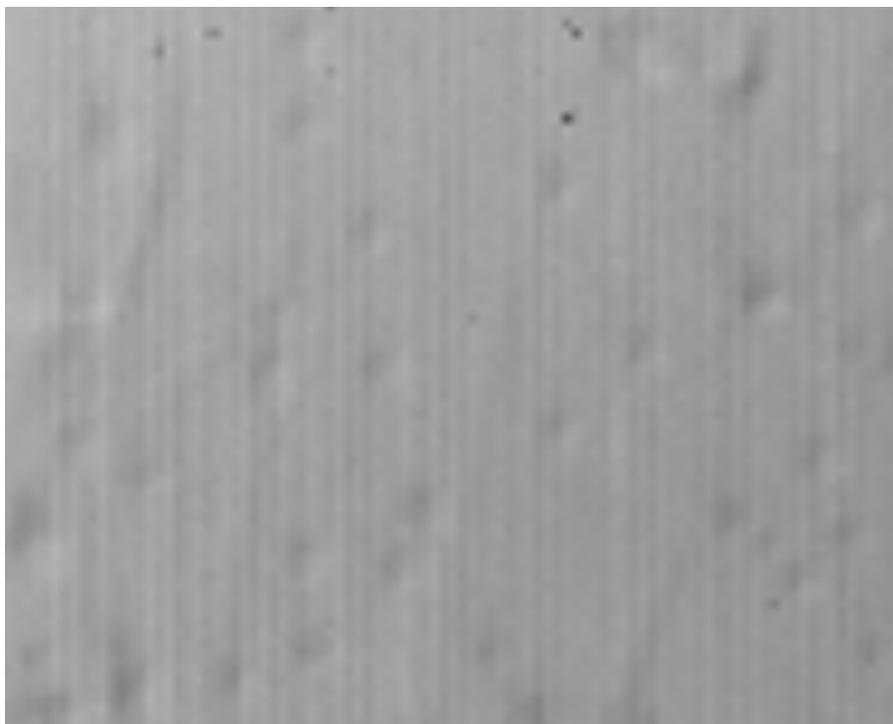


Figura 4.3: Superficie del cristal antes de exponerse a la luz láser.

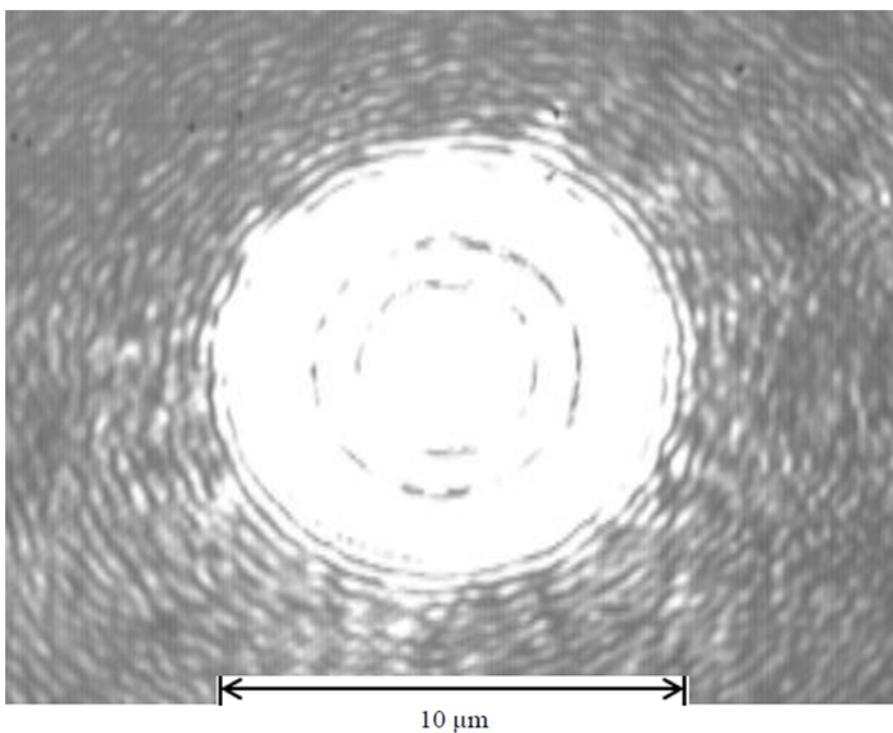


Figura 4.4: Haz enfocado en la superficie del cristal.

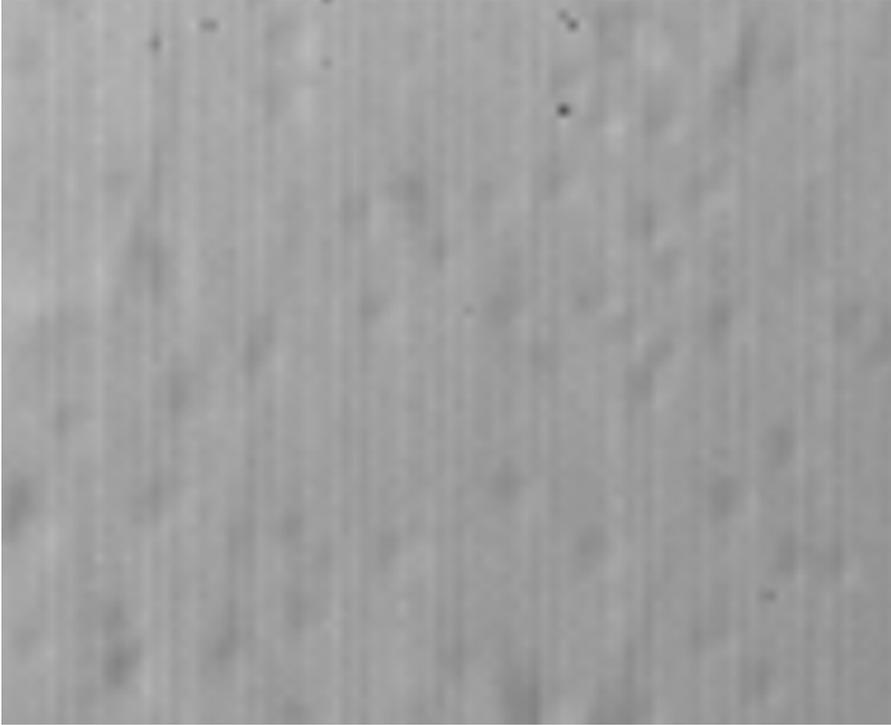


Figura 4.5: Superficie del cristal a los 30 segundos de exposición del láser.

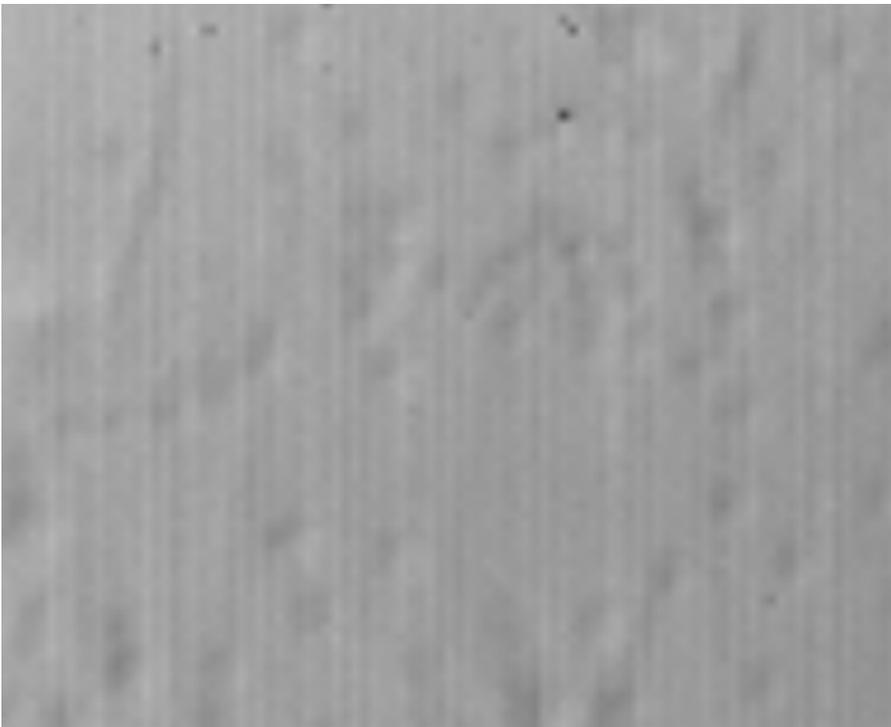


Figura 4.6: Superficie del cristal a los 60 segundos de exposición del láser.

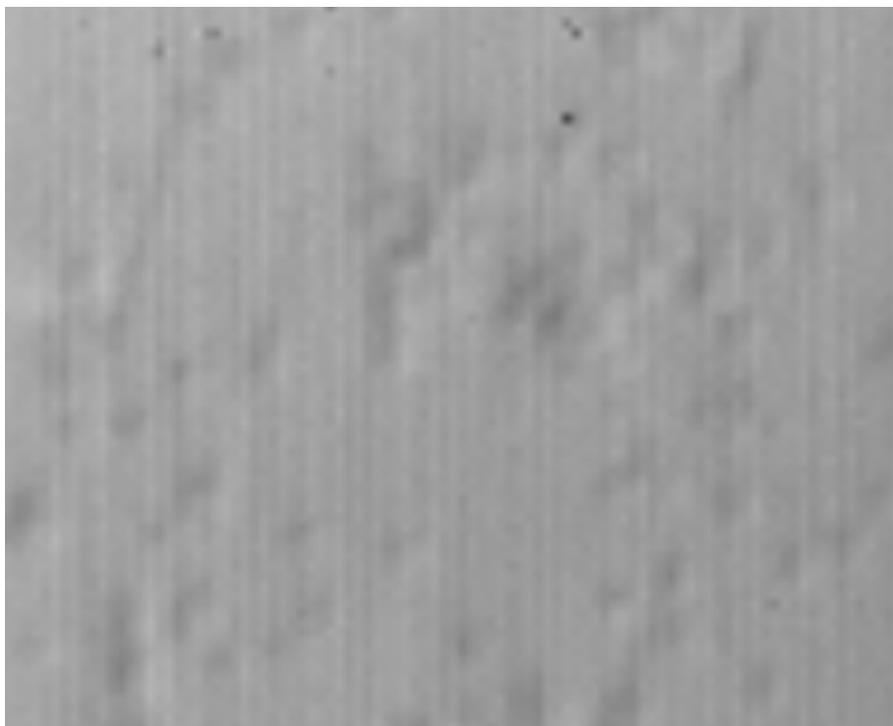


Figura 4.7: Superficie del cristal a los 90 segundos de exposición del láser.

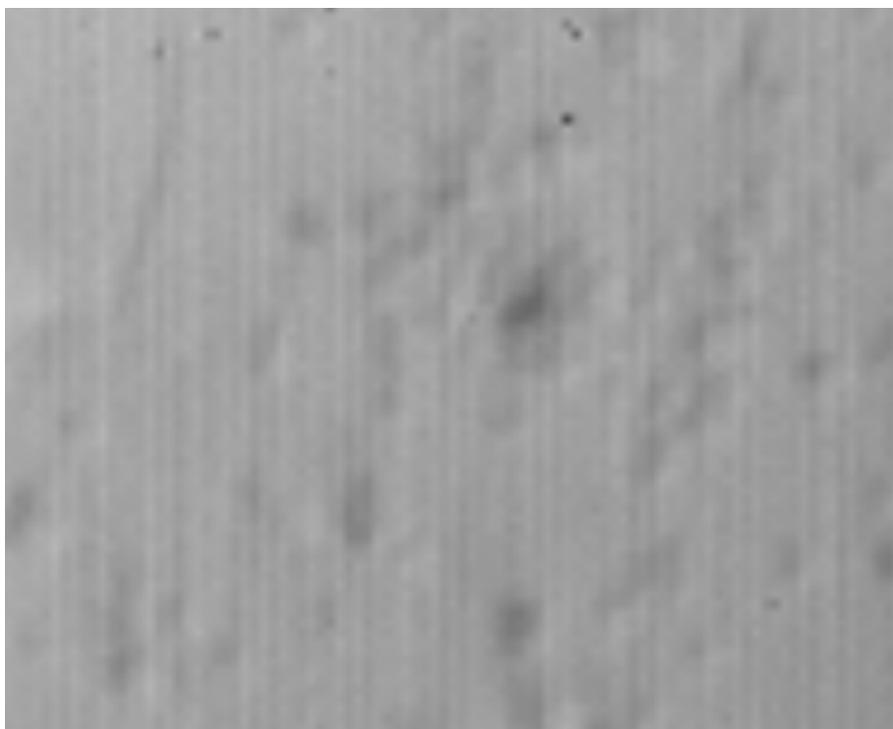


Figura 4.8: Superficie del cristal a los 120 segundos de exposición del láser.

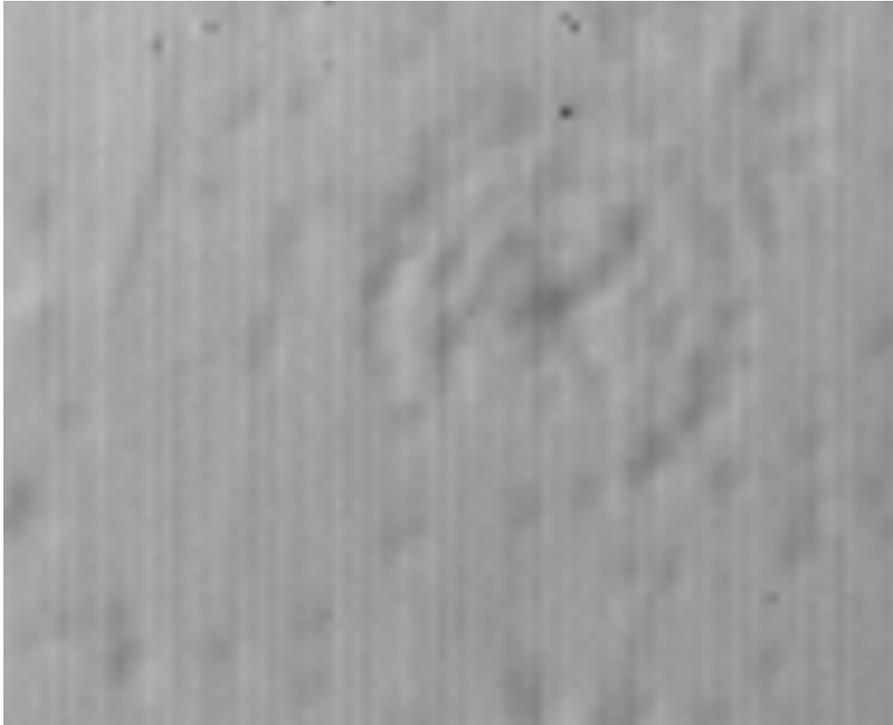


Figura 4.9: Superficie del cristal a los 150 segundos de exposición del láser.

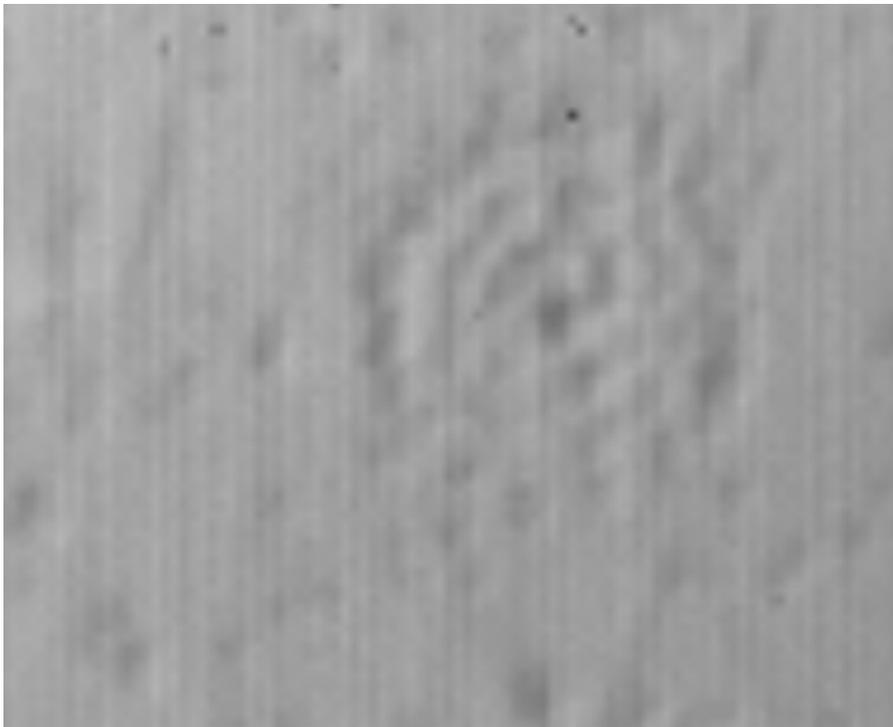


Figura 4.10: Superficie del cristal a los 180 segundos de exposición del láser.

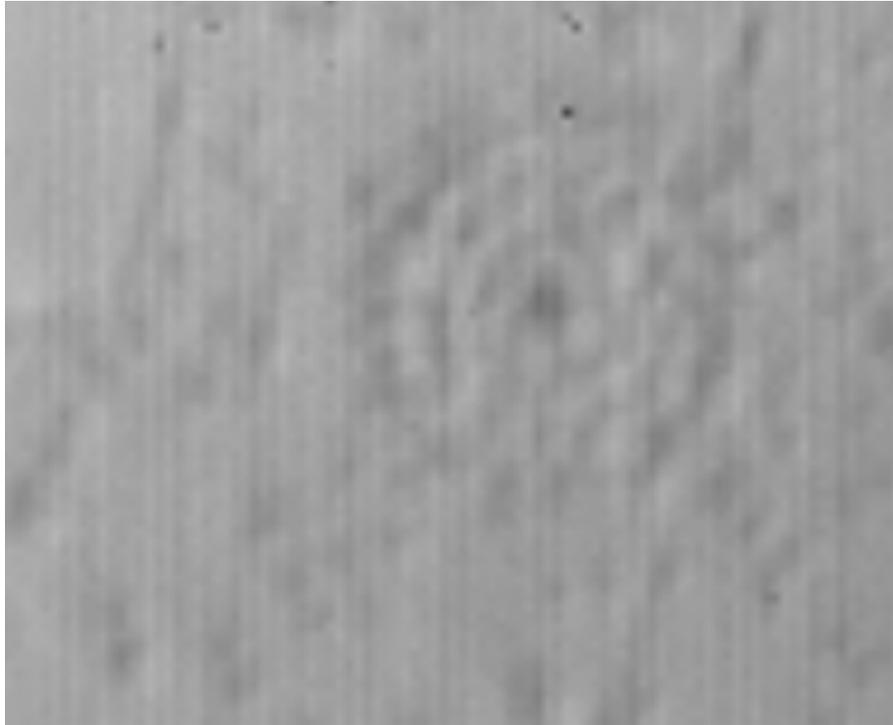


Figura 4.11: Superficie del cristal a los 210 segundos de exposición del láser.

Para corroborar que el atrapamiento de las micropartículas fue posible debido al campo eléctrico generado en la superficie del cristal fotorrefractivo, se realizó lo siguiente. Se colocaron partículas en la superficie de un portaobjeto y se le hizo incidir la luz láser al igual que con el cristal fotorrefractivo, se dejó pasar un determinado tiempo y de acuerdo con la figura 4.12 se observó que las micropartículas en esta ocasión no eran atrapadas, lo cual quiere decir que el atrapamiento se dio por el campo eléctrico generado en el cristal fotorrefractivo de niobato de litio impurificado con hierro.

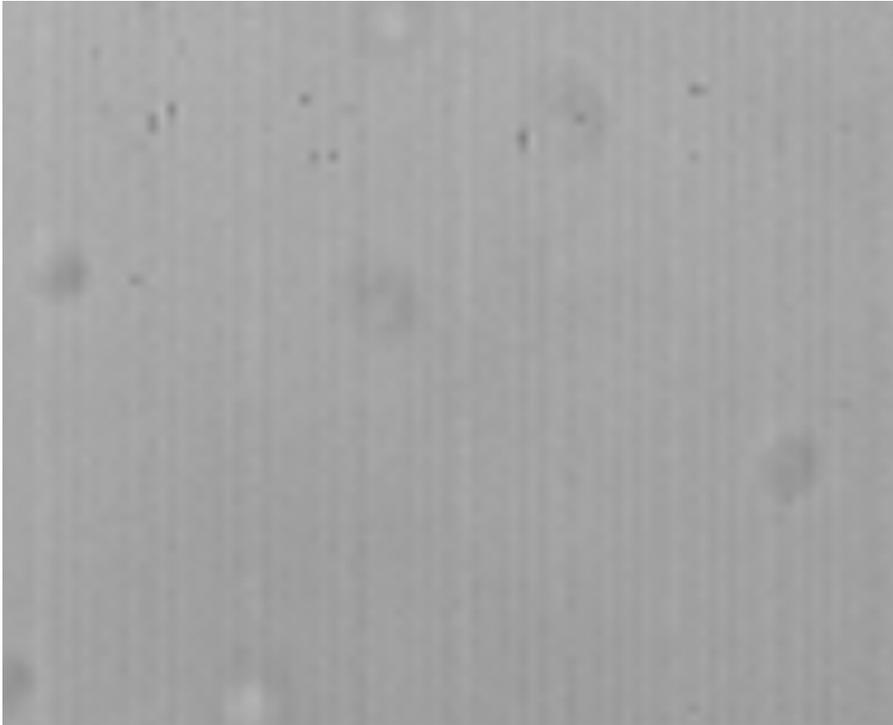


Figura 4.12: Superficie del portaobjeto a los 270 segundos de exposición del láser.

4.4. Campo eléctrico evanescente

Como el atrapamiento de las micropartículas se realizó con un haz Gaussiano enfocado, se hace la consideración que éste es una parte de una distribución sinusoidal, entonces se pueden aplicar las ecuaciones que describen el campo eléctrico evanescente para distribuciones sinusoidales de un patrón de interferencia. En este caso, el periodo espacial se considera como dos veces el diámetro del haz Gaussiano enfocado en la superficie del cristal $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$.

Considerando cada una de las constantes que involucran las ecuaciones (2.79) y (2.80) de la sección 2.4.5. que son las que nos proporcionan las componentes paralelas y perpendicular del campo eléctrico evanescente fotorrefractivo, se realizó un programa en Matlab para obtener las gráficas que describen el comportamiento del campo eléctrico evanescente mediante el cual fue posible el atrapamiento de las partículas en la superficie del cristal de niobato de litio impurificado con hierro. El código del programa realizado en Matlab se muestra en el Apéndice A.

Las gráficas mostradas en las figuras 4.13-4.15 representan el comportamiento de la componente paralela del campo eléctrico evanescente. En la figura 4.13 se observa como se comporta la componente paralela del campo eléctrico tanto en el eje x así como en el eje z . La gráfica de la figura 4.14 presenta únicamente el comportamiento con respecto al eje x mientras que el comportamiento en el eje z de la componente paralela del campo eléctrico se muestra en la figura 4.15. Como se puede observar, la componente paralela del campo eléctrico evanescente en el eje x presenta un comportamiento Gaussiano, mientras que en el eje z el campo eléctrico va disminuyendo conforme nos alejamos de la superficie del cristal.

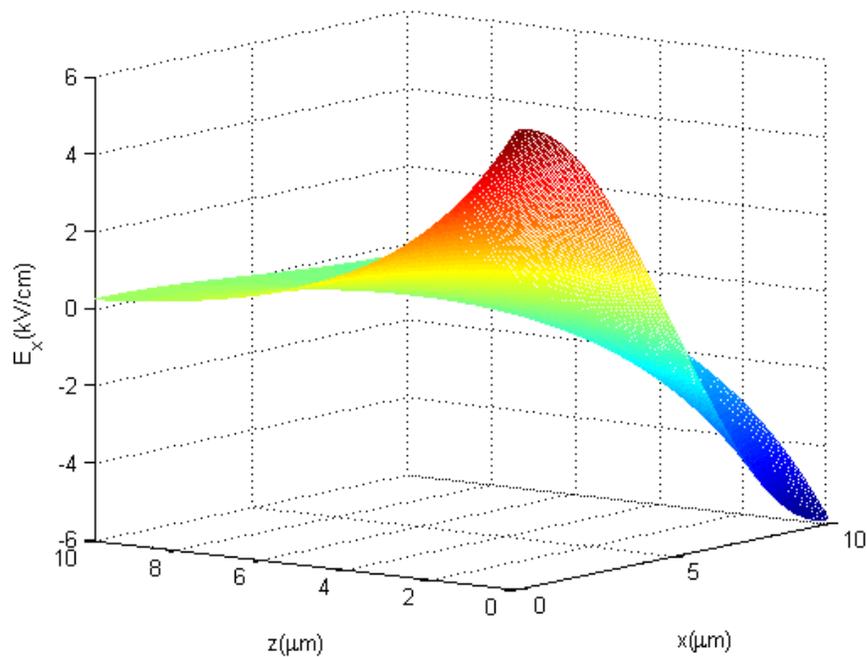


Figura 4.13: Componente paralela del campo eléctrico evanescente.

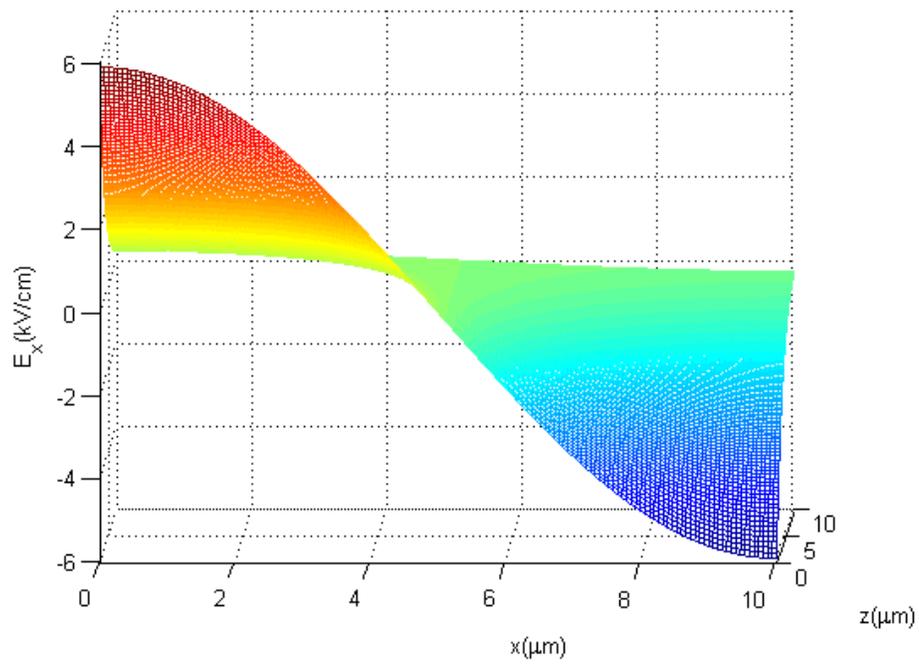


Figura 4.14: Comportamiento en el eje x de la componente paralela del campo eléctrico evanescente.

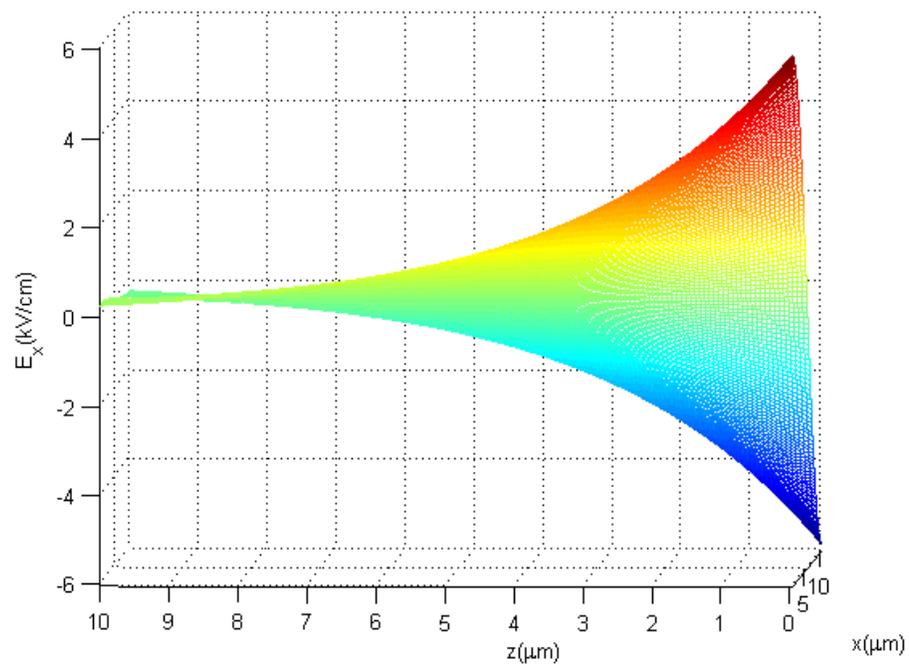


Figura 4.15: Comportamiento en el eje z de la componente paralela del campo eléctrico evanescente.

A continuación, las gráficas mostradas en las figuras 4.16-4.18 representan el comportamiento de la componente perpendicular del campo eléctrico evanescente. En la figura 4.16 se observa como se comporta la componente perpendicular del campo eléctrico tanto en el eje x así como en el eje z . La gráfica de la figura 4.17 presenta únicamente el comportamiento en el eje x mientras que el comportamiento en el eje z de la componente perpendicular del campo eléctrico se muestra en la figura 4.18. Como se observa, la componente perpendicular del campo eléctrico evanescente en el eje x al igual que la componente paralela, ambas presentan un comportamiento Gaussiano.

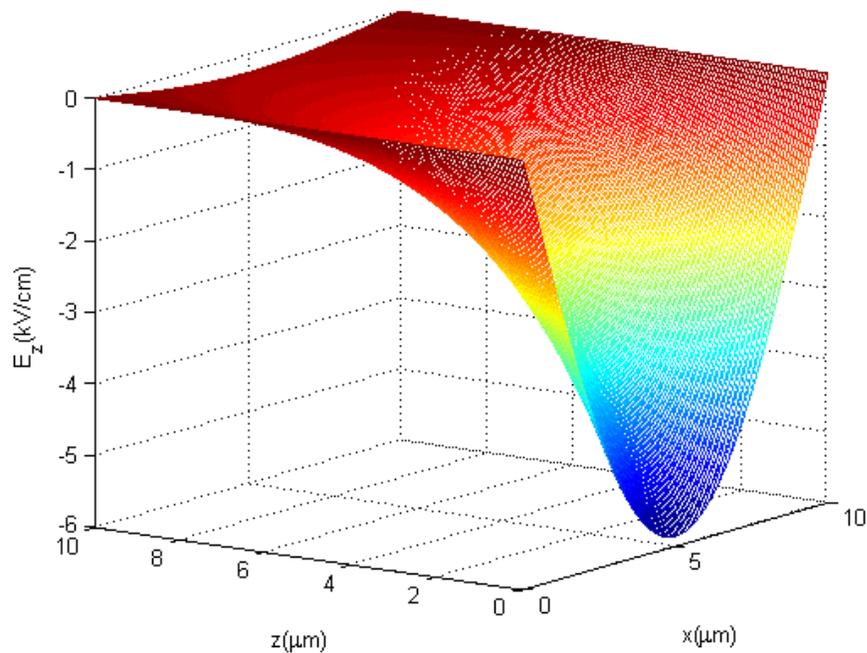


Figura 4.16: Componente perpendicular del campo eléctrico evanescente.

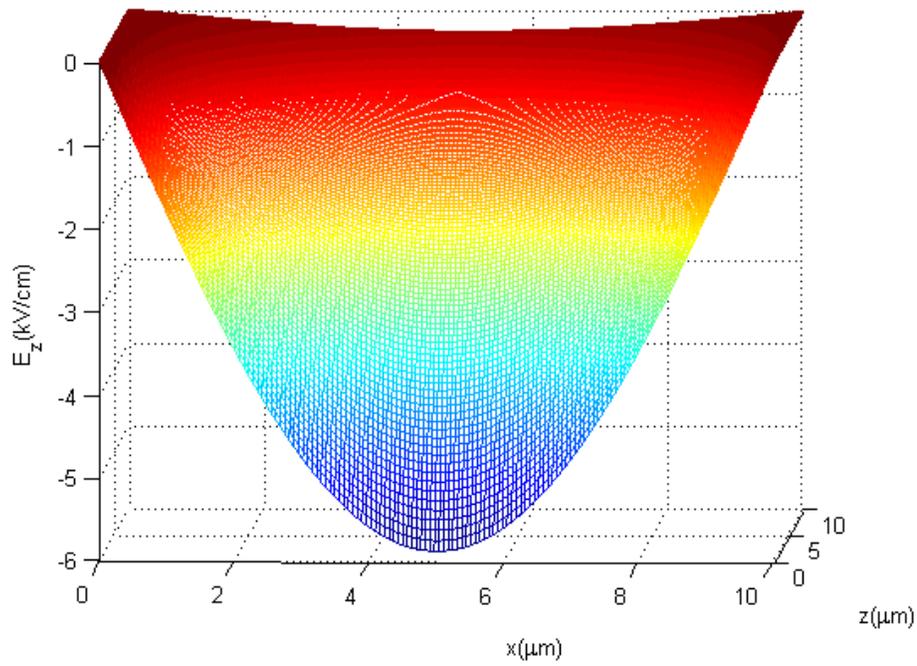


Figura 4.17: Comportamiento en el eje x de la componente perpendicular del campo eléctrico evanescente.

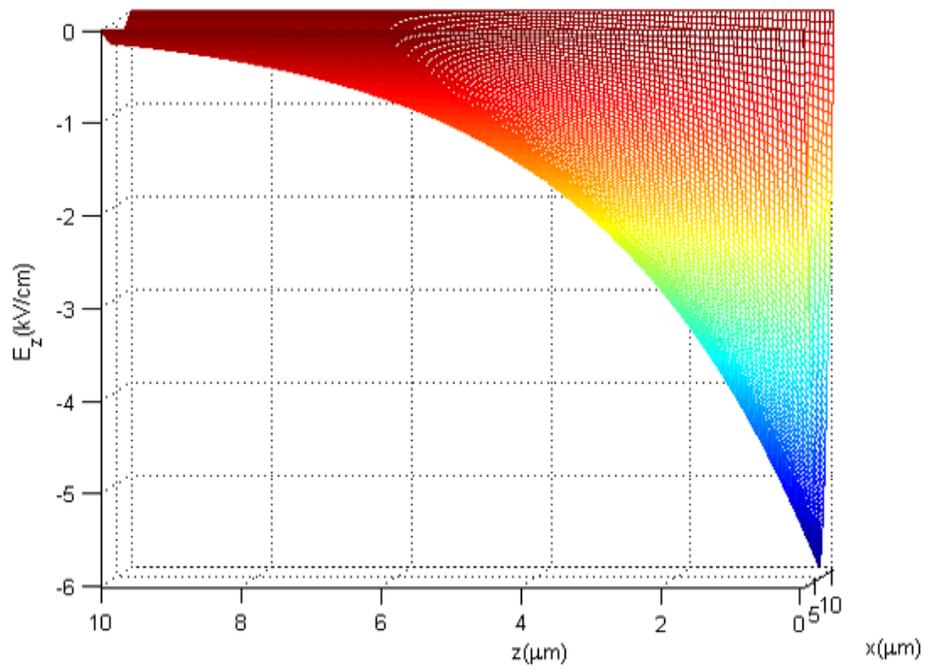


Figura 4.18: Comportamiento en el eje z de la componente perpendicular del campo eléctrico evanescente.

4.5. Fuerza de dielectroforesis

Una vez que se determinó el campo eléctrico evanescente, se calculó la fuerza de dielectroforesis con la cual fue posible el atrapamiento de las micropartículas. Utilizando la ecuación (2.26) de la sección 2.3.1. e incluyéndola al mismo programa realizado en Matlab, se obtiene la gráfica que se muestra en la figura 4.19, en la cual se describe el comportamiento de la fuerza de dielectroforesis. Tomando en cuenta la constante dieléctrica de las partículas de óxido de silicio, cuyo valor es $\epsilon_p = 3.8\epsilon_0$ y la constante dieléctrica del medio que fue agua $\epsilon_m = 78.5\epsilon_0$, como $\epsilon_p < \epsilon_m$, entonces la parte real del factor de Clausius-Mossotti $K(\omega)$ resultó negativo (véase la sección 2.3.1). Debido a que el gradiente de la magnitud al cuadrado del campo eléctrico también tomó un valor negativo, se obtuvo como resultado una fuerza de dielectroforesis positiva, razón por la cual las partículas fueron atrapadas en la zona de mayor intensidad.

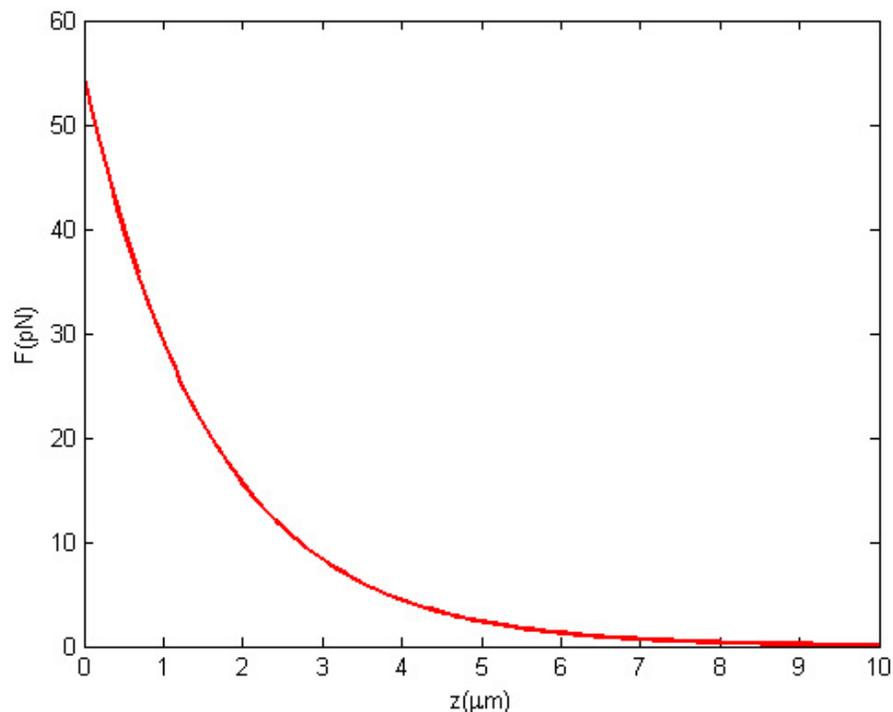


Figura 4.19: Fuerza de dielectroforesis mediante la cual fue posible el atrapamiento de las micropartículas.

Observando la gráfica de la figura 4.19, podemos concluir que la captura de las micropartículas se llevó a cabo en la superficie del cristal, ya que es la zona en la que

4.6. Relación entre la potencia incidente y el tiempo de captura

la fuerza es máxima y a medida que nos vamos alejando de la superficie del cristal la fuerza va disminuyendo.

4.6. Relación entre la potencia incidente y el tiempo de captura

Como a la salida del láser se colocó un atenuador mediante el cual se logró regular la potencia del haz incidente sobre el cristal fotorrefractivo; de tal forma que se tomó el tiempo de captura para cinco potencias diferentes a la salida del objetivo de microscopio 60X. Al graficar estos datos en Origin, se obtuvo una relación entre ellos. En la figura 4.20 se muestra la grafica obtenida, los cuadros de color negro son los datos experimentales mientras que la linea continua es el ajuste lineal que se realizó. Como se puede observar, mientras mayor sea la potencia del haz incidente, el tiempo en el que se da la captura es menor, ya que el comportamiento es aproximadamente lineal y con pendiente negativa.

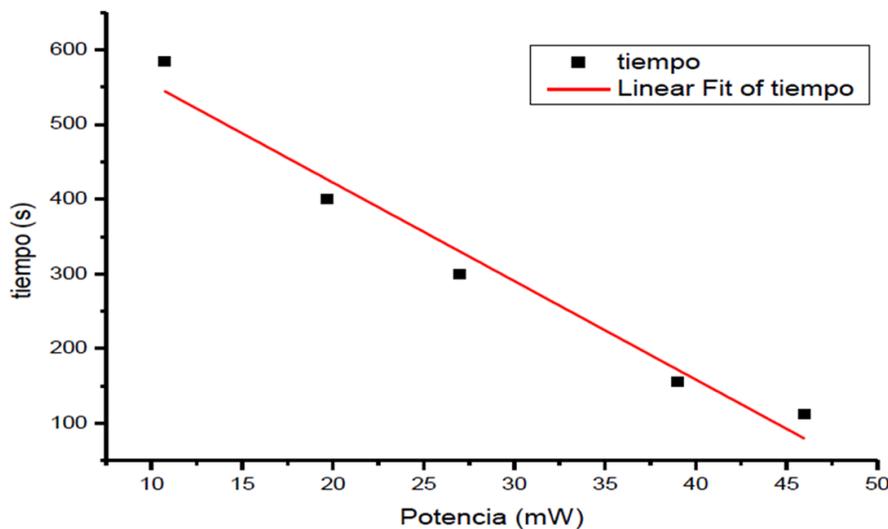


Figura 4.20: Relación entre la potencia incidente y el tiempo de captura junto con el ajuste lineal realizado.

El tiempo que se tomó para cada potencia, fue cuando las partículas comenzaron a formar una circunferencia como se muestra en las figuras 4.21-4.25, en las que se indica el tiempo de captura y la potencia utilizada.

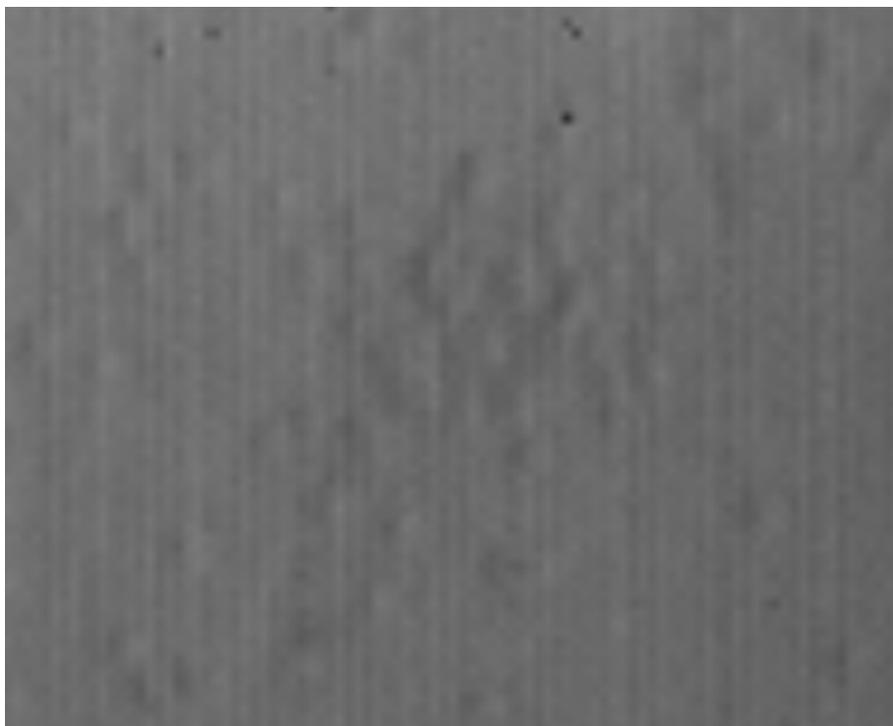


Figura 4.21: Atrapamiento a los 584s con una potencia de 10.7mW.

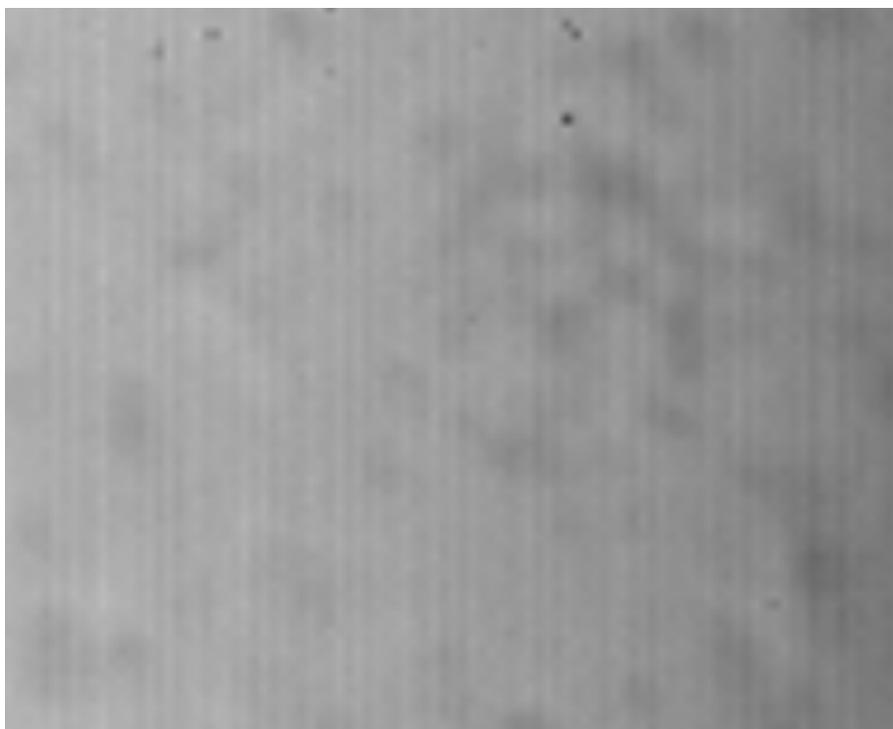


Figura 4.22: Atrapamiento a los 400s con una potencia de 19.7mW.

4.6.

Relación entre la potencia incidente y el tiempo de captura

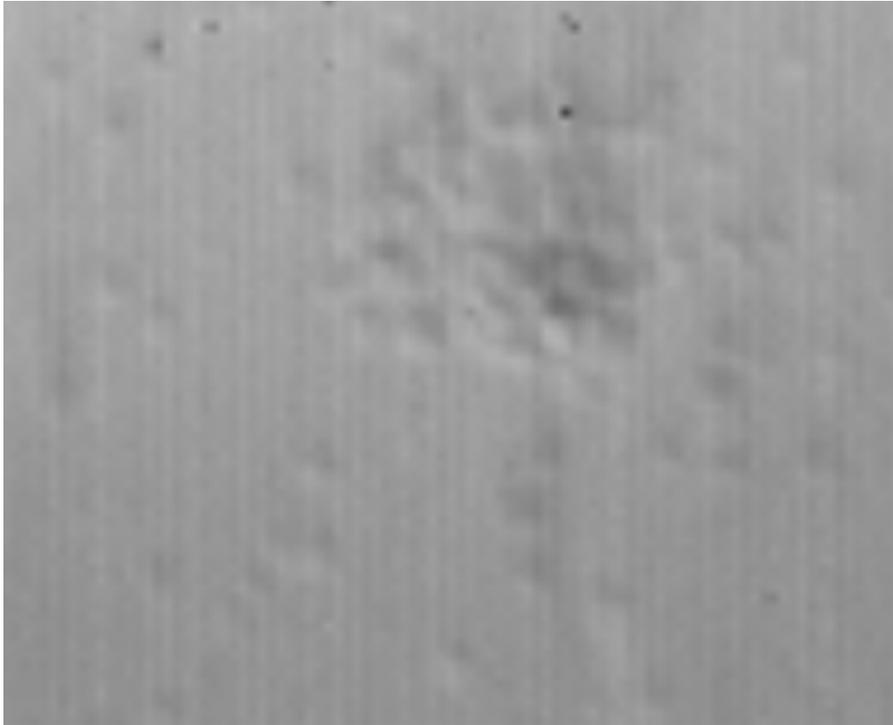


Figura 4.23: Atrapamiento a los 300 s con una potencia de 27.7 mW.

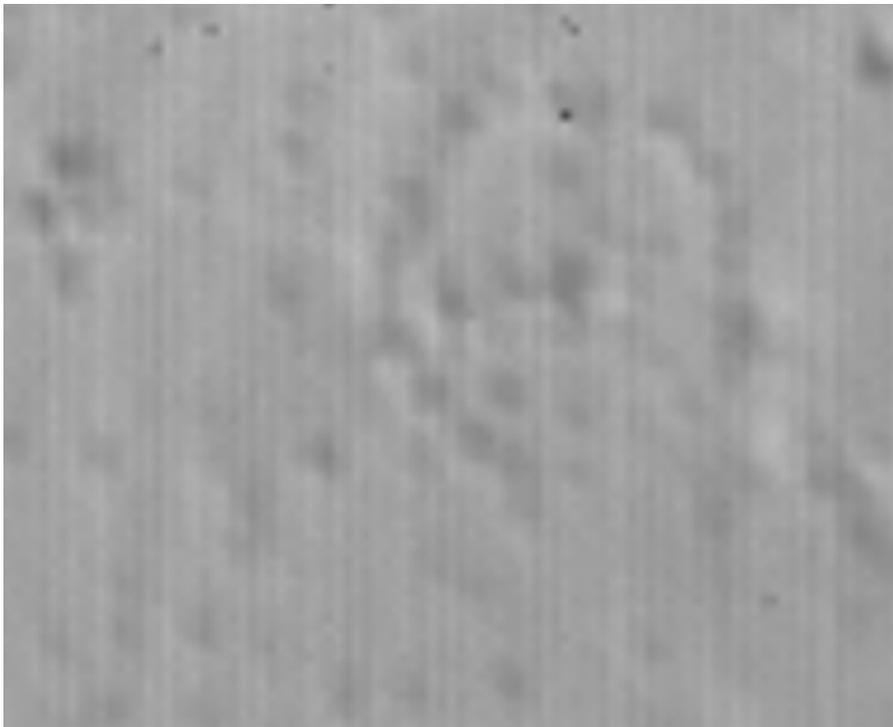


Figura 4.24: Atrapamiento a los 156 s con una potencia de 39 mW.

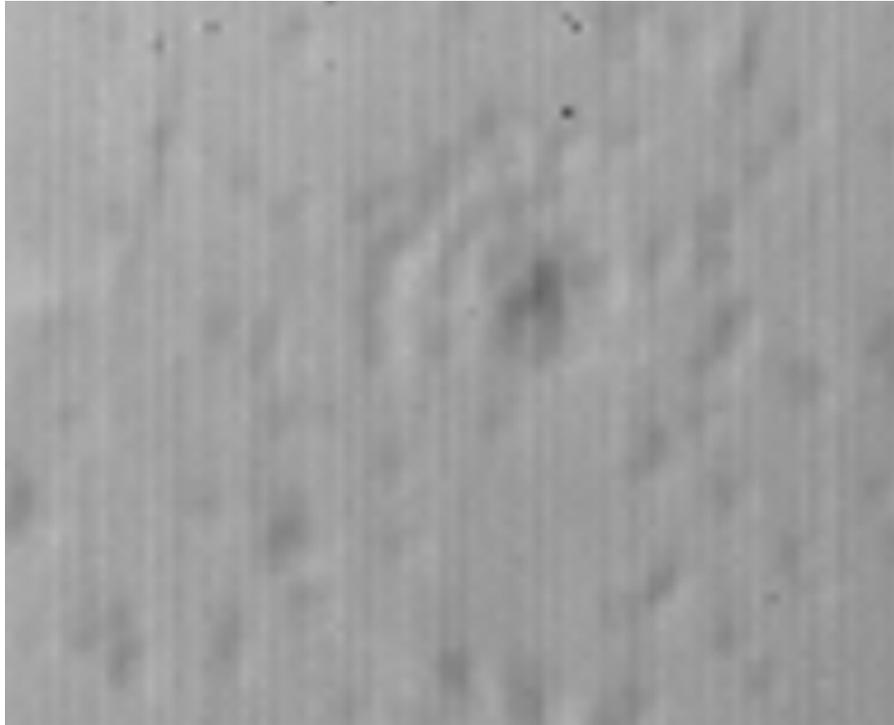


Figura 4.25: Atrapamiento a los 113s con una potencia de 46 mW.

Capítulo 5

CONCLUSIONES

Con base a los resultados obtenidos, se puede ver que se alcanzó el objetivo planteado en este trabajo de tesis, ya que se logró la captura de las micropartículas de óxido de silicio inmersas en agua con un haz Gaussiano enfocado sobre la superficie del cristal fotorrefractivo de niobato de litio impurificado con hierro.

La captura electrocinética permite el atrapamiento de un conjunto de partículas. Éste tipo de captura depende del campo eléctrico generado. En el experimento realizado, la captura de las micropartículas de óxido de silicio fue posible mediante el campo eléctrico generado al iluminar el cristal fotorrefractivo de $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ con un láser de longitud de onda de 532 nm.

También, se demostró que el atrapamiento de micropartículas usando el gradiente de intensidad generado por medio del campo eléctrico evanescente en la superficie del cristal fotorrefractivo de niobato de litio impurificado con hierro mediante un haz Gaussiano enfocado es posible. Las micropartículas se atraparon conforme a la intensidad del campo eléctrico, puesto que se comienzan a atrapar primero en la orilla del haz enfocado entre la zona brillante y la zona oscura, pero como la iluminación seguía presente, entonces las demás partículas comenzaron a ser atraídas de tal forma que comienzan a llenar el centro de la circunferencia, después de un determinado tiempo se logra llenar completamente el círculo, que es la zona iluminada de la superficie del cristal fotorrefractivo.

Además, de realizar el atrapamiento de las micropartículas se obtuvo el comportamiento tanto del campo eléctrico evanescente así como de la fuerza de dielectroforesis.

5.0.

En el caso del campo eléctrico, en el eje x presenta un comportamiento Gaussiano, mientras que en el eje z decae de forma exponencial, ya que conforme nos vamos alejando de la superficie, el campo tiende a desaparecer he ahí el nombre de campo eléctrico evanescente.

Por otra parte, la fuerza de dielectroforesis mediante la cual se atraparon las micropartículas fue positiva, de acuerdo con la gráfica que describe el comportamiento de ésta fuerza, se observa que esta es mayor en la zona cercana a la superficie del cristal.

Del resultado que se obtuvo al variar la potencia incidente sobre el cristal fotorrefractivo y su relación con el tiempo que tarda en darse la captura de las micropartículas, se concluye que mientras menor sea la potencia incidente el tiempo de captura es mayor; puesto que ésta relación es aproximadamente lineal y con pendiente negativa.

La originalidad de este trabajo fue que las partículas con las que se estuvo trabajando se encuentran inmersas en agua, como el atrapamiento de las partículas en este medio fue posible como trabajo a futuro se pretende usar esta técnica de atrapamiento en aplicaciones biológicas, como es el atrapamiento o manipulación de microorganismos donde el medio adecuado es el agua.

REFERENCIAS

- [1] Ibis Ricardez V., Eber E. Orozco, and José A. Hernández N. Pinzas ópticas, una herramienta eficaz para micromanipulación. *FARAUTE Cienc. y Tec., México*, 25-30, (2008).
- [2] A. Ashkin. *Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers: a reprint volume with commentaries*. World Scientific, (2006).
- [3] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and Steven Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Opt. Lett.*, **11**(5), (1986).
- [4] X. Zhang, J. Wang, B. Tang, X. Tan, R. A. Rupp, L. Pan, Y. Kong, Q. Sun, and J. Xu. Optical trapping and manipulation of metallic micro/nanoparticles via photorefractive crystals. *Opt. Exp.*, **17**(12), (2009).
- [5] Octavio Miramontes y Karen Volke. *Fronteras de la Física en el siglo XXI*. CopIt-arXives, ISBN: 978-1-938128-03-5, México, D.F., (2013).
- [6] J. G. Ortega-Mendoza, F. Chavez, P. Zaca-Morán, C. Felipe, G. F. Pérez-Sánchez, G. Beltrán-Pérez, and R. Ramos García. Selective photodeposition of zinc nanoparticles on the core of a single-mode optical fiber. *Opt. Exp.*, **21**(5), (2013).
- [7] Michael P. Sheetz. *Methods in Cell Biology: Laser Tweezers in Cell Biology*. **55**, Academic Press, U.S.A, (1998).
- [8] I. Ricárdez-Vargas, P. Rodríguez-Montero, R. Ramos García, and K. Volke-Sepúlveda. Modulated optical sieve for sorting of polydisperse microparticles. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, (2006).
- [9] A. Ashkin. History of optical trapping and manipulation of small neutral particle, atoms and molecules. *The National Academy of Sciences of the U.S.A*, **94**, (1997).

- [10] A. Ashkin and J. M. Dziedzic. Internal cell manipulation using infrared laser traps. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, **86**, 7914-7918, (1989).
- [11] Michael Pycraft Hughes. *Nanoelectromechanics in Engineering and Biology*. CRC Press, U.S.A., (2003).
- [12] A. Ashkin and J. M. Dziedzic. Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria. *American Association for the Advancement of Science*, **235**, (1987).
- [13] J. Villarroel, H. Burgos, A. García Cabanes, M. Carrascosa, A. Blázquez-Castro, and F. Agulló-López. Photovoltaic versus optical tweezers. *Opt. Exp.*, **19**(24), 24320-24330, (2011).
- [14] A.M. Glass, D. von del Linde, and T. J. Negran. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO₃. *Appl. Phys. Lett.*, **25**(4), 233-235, (1974).
- [15] A. Ashkin. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **40**(12), 729-732, (1978).
- [16] I. Ricardez-Vargas, M.D. Iturbide-Castillo, and R. Ramos-García. Hollow spheres as individual movable micromirrors in optical tweezers. *Opt. Exp.*, **13**(3), (2005).
- [17] Eugene Hecht. *Óptica*. Addison Wesley Iberoamericana, tercera edición, Madrid, (2000).
- [18] A. Ashkin. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophys J.*, **61**, (1992).
- [19] Tomas B. Jones. *Electromechanics of particles*. Cambridge University Press, (1995).
- [20] S. Ozuna-Chacon, B.H. Lapizaco-Encinas, M. Rito-Palomares, and E. Collado-Arredondo y S. O. Martínez-Chapa. Dielectroforesis con estructuras aisladoras. *Revista Mexicana de Ingeniería Química*, **6**(003), 329-335, (2007).
- [21] P.Yeh. *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*. John Wiley & Sons. Inc., New York, (1993).
- [22] Peter Gunter and Jean-Pierre Huignard. *Photorefractive Materials and Their Applications 2*. Springer Series in Optical Sciences, (2007).

- [23] L. Solimar. D.J Webb and A Grunnet-Jepsen. *The Physics and Applications of Photorefractive Materials*. Clarendo Press, Oxford, New York, (1996).
- [24] Emilio José Ambite Molina. *Nuevas contribuciones al estudio y optimización del registro y fijado de hologramas de volumen en cristales de LiNbO₃:Fe para aplicaciones en dispositivos ópticos*. Tesis doctoral, Universidad Autónoma de Madrid, (2012).
- [25] Peter Gunter and Jean-Pierre Huignard. *Photorefractive Materials and Their Applications 1*. Springer Series in Optical Sciences, (2007).
- [26] N.V. Kukhtarev, T.Kukhtareva, and F. Okafor. Optical trapping/ modification of nano (micro) particles by gradient and photorefractive forces during laser illumination. *Proc. of SPIE*, **7781**(778110), (2010).
- [27] Kukhtarev and T.Kukhtareva J.Wang. Photoinduced electrokinetic redistribution of nano/microparticles during holographic grating recording in the ferroelectric crystal. *Proc. of SPIE*, **8120**(81200A), (2011).
- [28] H.A. Eggert, F.Y. Kuhnert, K. Buse, J.R. Adleman, and D. Psaltis. Trapping of dielectric particles with light-induced space- charge fields. *App. Phys. Lett.*, **90**(241909), (2007).
- [29] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons. Inc., New York, (1991).
- [30] Pedro M. Mejías Arias y Rosario Martínez Herrero. *Óptica Geométrica*. Sintesis S.A, España, Primera reimpresión (2002).
- [31] <http://www.polysciences.com/Catalog/Department/Product/98/categoryid--774/productid--1952/>.
- [32] <http://www.polysciences.com/SiteData/docs/TDS635/12011bfa943a687a/TDS%20635.pdf>.
- [33] <http://search.newport.com/i/1/x1/pageType/q1/Products/q2/Optics/q3/Beam%20Expanders%20%2526%200bjectives/q4/Microscope%200bjective%20Lenses/x2/section/x3/chapter/x4/family/nav/1/>.
- [34] <http://www.edmundoptics.com/microscopy/finite-conjugate-objectives/international-standard-microscope-objectives/1720>.

Apéndices

Apéndice A

CÓDIGO DE MATLAB

```
% Definicion de constantes
```

```
E0=8.8541878E-12; % Permitividad en el vacio.  
EM=29*E0; % Constante dielectrica del material (Niobato  
% de Litio).  
K=2*pi/20E-6; % Vector de onda tomando como periodo  
% espacial dos veces el diametro del haz enfocado.  
Em=78.5*E0; % Constante dielectrica del medio (Agua).  
Ep=3.8*E0; % Constante dielectrica de la particula (SiO2).  
CM=(Ep-Em)/(Ep+2*Em); % Parte real del Factor de  
% Clausius-Mossotti.  
m=1; % Modulacion.  
Eph=1E6; % Campo fotovoltaico.  
E1=m*Eph; % Campo de carga espacial.  
EB=(EM*E1)/(EM-Em); % Campo fotovoltaico efectivo o  
% Campo de volumen.
```

```
% Definicion de los ejes 'x' y 'z'
```

```
x=linspace(0,10,150);  
x=x.*(1E-6); % Aclaracion de que x esta en micrometros  
z=linspace(0,10,150);  
z=z.*(1E-6); % Aclaracion de que z esta en micrometros
```

A.0.

```
[X,Z]=meshgrid(x,z);
```

```
% Creacion de la grafica para la componente paralela del  
% campo electrico evanescente
```

```
Ex=-EB*exp(-K*Z).*cos(K*X); % Expresion para la componente  
% paralela del campo evanescente de la ecuacion (2.78),  
% (2.82)y(2.83)
```

```
figure(1)
```

```
mesh(X/1E-6,Z/1E-6,Ex/1E5);
```

```
xlabel('x(\mum)');
```

```
ylabel('z(\mum)');
```

```
zlabel('E_x(kV/cm)');
```

```
% Creacion de la grafica para la componente perpendicular  
% del campo electrico
```

```
Ez=EB*exp(-K*Z).*sin(K*X); % Expresion para la componente  
% perpendicular del campo evanescente de la ecuacion (2.79),  
% (2.82)y(2.83)
```

```
figure(2)
```

```
mesh(X/1E-6,Z/1E-6,Ez/1E5);
```

```
xlabel('x(\mum)');
```

```
ylabel('z(\mum)');
```

```
zlabel('E_z(kV/cm)');
```

```
% Calculo de la fuerza de dielectroforesis
```

```
gradE2=-2*K*EB^2*exp(-2*K*Z); % Gradiente del modulo del  
% campo electrico evanescente dada por la ec. 2.84
```

```
R=0.5E-6; % Radio de la partucula
```

```
FDEP=2*pi*R^3*Em*CM*gradE2; % Fuerza dielectroforetica
```

```
% Creacion de la grafica para la fuerza de dielectroforesis
```

```
figure(3)
```

```
plot(z/1E-6,FDEP/1E-12,'LineWidth',2);
```

```
xlabel('z(\mm)');
```

```
ylabel('F(pN)');
```