



**I
N
A
O
E**

**Atrapamiento óptico en presencia de efectos
térmicos generados por luz láser**

por

M. en C. Juan Israel Vázquez Lozano

Tesis sometida como requisito parcial para la
obtención del grado de

**Doctor en ciencias en la especialidad de
Óptica**

en el

**Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y
Electrónica**

Julio 2025

Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

Dr. Rubén Ramos García, INAOE

Dr. Ulises Ruiz Corona, INAOE

© INAOE 2025

Derechos Reservados

El autor otorga al INAOE el permiso para reproducir y distribuir copias de
esta tesis en su totalidad o en partes mencionando la fuente.



Dedicatoria

A mi madre.

Por su amor, confianza y comprensión incondicional.

Por siempre creer en mí y no dejarme caer.

A mi padre.

Por todas sus enseñanzas y por ser el mejor profesor que pude tener.

A Dora.

Por no soltar mi mano.

A mi hermano Edgar.

Por no rendirse jamás.

A mis profesores y compañeros.

Por su infinita paciencia y apoyo total.

A mis amigos y familia.

Por nunca dejarme solo.

Agradecimientos

Al Dr. Rubén Ramos García, por su más que infinita paciencia, tolerancia, apoyo y cariño a lo largo de estos años. Gracias por mostrarme todo lo que un buen líder puede lograr.

Al Dr. Ulises Ruiz Corona, por siempre estar para apoyarme en todo este proceso y por todas las enseñanzas que me dio.

A mis sinodales, Dra. Svetlana Mansurova, Dr. Julio Cesar Ramírez San Juan, Dr. Francisco Renero, Dr. Juan Pablo Padilla y Dr. Julio A. Sarabia por su contribución a este trabajo, sus consejos y comentarios me permitieron mejorar este trabajo.

A mis padres Mtra. María Guadalupe Lozano y Dr. Juan José Vázquez, por su apoyo infinito y amor incondicional.

A mi hermano Edgar Godínez, por enseñarme lo que es no rendirse y sobreponerse a la adversidad.

A Dora Carranza, Julián Ramírez, Alex Zenteno y todos los compañeros del grupo de Biofotónica que de una u otra manera colaboraron en la elaboración de este trabajo.

A mi familia y amigos, por su cariño y por siempre creer en mí.

Finalmente, a todo el personal del Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, y al SECIHTI (antes CONACYT), por brindarme todas las herramientas para realizar no solo este proyecto, sino poder llevar el conocimiento y la ciencia más allá del laboratorio.

Me encuentro infinitamente agradecido con todas y cada una de las personas que me han apoyado hasta el final.

Contenido

Abstract.....	12
Resumen.....	13
Introducción.....	15
Motivación.....	19
Objetivo general	19
Objetivos específicos.....	20
Estructura de la tesis	20
Capítulo 1.	
Pinzas ópticas.....	22
Régimen rayos ópticos	24
Régimen de Rayleigh	28
Régimen generalizado de Lorenz-Mie.....	34
Efectos térmicos.	36
Ecuaciones de Navier Stokes.....	39
Corrientes de convección.....	40
Termofóresis	43
Métodos de calibración y medición de fuerza.....	45
Método de fuerza de arrastre.....	46
Teorema de Equipartición.....	47
Método pasivo de densidad espectral de potencia.....	48
Método activo de densidad espectral de potencia.....	51
Método de cambio de momento lineal de la luz.....	52
Cristales coloidales	53
Métodos Optotérmicos para la Generación de Cristales Coloidales	54

Capítulo 2.

Pinzas ópticas bajo la influencia de efectos térmicos.....	58
Arreglo experimental.....	59
Análisis de corrientes de convección.....	63
Formación de cristales coloidales mediante efectos térmicos.....	68

Capítulo 3.

Resultados: “Efectos térmicos en la constante de rigidez”	75
Análisis de causas para el incremento de rigidez	79

Capítulo 4.

Resultados: “Cristales coloidales”	86
Formación y Manipulación de Cristales Coloidales en 2D.....	89

Capítulo 5.

Conclusiones.....	100
Trabajo a futuro.....	103
Publicaciones	104
Referencias.....	106

Lista de tablas

Tabla 1.1 Técnicas para la generación de estructuras coloidales y sus diferencias entre sí.

Tabla 2.1. Propiedades de los materiales: agua y a-Si:H.

Lista de figuras

Figura 1.1. Partícula en cada uno de los regímenes comparando su diámetro con la longitud de onda.

Figura 1.2. (a) Trazo de rayos asociado al haz Gaussiano, la flecha verde muestra la componente de la fuerza gradiente lateral. (b) Trazo de rayos asociados a la fuerza de esparcimiento (flechas azules) donde la partícula es empujada en la dirección de propagación [7,61].

Figura 1.3. (a) Trazo de rayos simplificado (flechas rojas) mostrando la fuerza de gradiente axial que atrae la esfera hacia el foco del haz de captura (flecha verde). La fuerza de esparcimiento debida a los rayos reflejados también es analizada (flechas azules). (b) Balance de las fuerzas involucradas en el sistema de pinzas ópticas. Se debe considerar la simetría axial del sistema por lo que es necesario tomar múltiples rayos [8].

Figura 1.4. Partícula en haz laser divergente para analizar las fuerzas en una partícula en el régimen de Rayleigh.

Figura 1.5 Corrientes de convección en un líquido con altura h , en una celda con paredes rígidas, con una temperatura mayor en la pared inferior debida a un haz enfocado, generando un patrón de corrientes RBC. Las corrientes van de la zona caliente hacia la zona más fría.

Figura 1.6 Mecanismos de manipulación de partículas mediante termofóresis: (a) La termofóresis se refiere al movimiento dirigido de partículas en un gradiente de temperatura (típicamente de caliente a frío) (b) El acoplamiento de la termofóresis y el flujo de convección inducido térmicamente permite el enriquecimiento de partículas en la región fría [103] .

Figura 1.7. (a) Pinzas ópticas modeladas como un resorte de Hook lineal. Cuando la partícula experimenta desplazamientos pequeños x del centro de la trampa, existe una fuerza restauradora proporcional a dicho desplazamiento. (b) Pozo de potencial asociado a una pinza óptica a lo largo de la dirección radial (línea continua) y su aproximación con un potencial armónico (línea punteada).

Figura 1.8 Ejemplo de análisis pasivo de densidad espectral de potencia. Se muestran los resultados experimentales como líneas continuas para 3 potencias de láser diferentes. La línea punteada representa la solución teórica. La frecuencia de corte f_c se encuentra en el cruce de ambas líneas punteadas. Tomado de [113].

Figura 2.1. Arreglo experimental simple de pinzas ópticas.

Figura 2.2. Arreglo experimental con la introducción del SLM. La potencia del haz láser (láser CW) se ajusta de manera precisa utilizando una placa de media onda (HWP) y un divisor de haz polarizado (PBS). Posteriormente, el haz láser se expande mediante un expansor de haz (SF) y se redirige utilizando un SLM hacia un objetivo de microscopio de 60x (MO). La configuración incluye una etapa de traslación en los ejes (XYZ TS) para controlar el movimiento tridimensional de la muestra, y un filtro (F) que bloquea la luz reflejada para evitar la saturación de la cámara CCD. El mismo objetivo (MO) se emplea para capturar imágenes de las micropartículas de sílice en la cámara CCD. La iluminación es proporcionada por una fuente de luz blanca.

Figura 2.3. Geometría del modelo en COMSOL. Se modela una interfaz portaobjetos (vidrio), agua y cubreobjetos (vidrio).

Figura 2.4. Perfil de velocidad del flujo dentro de la celda de agua. Las flechas indican el desplazamiento del fluido a una potencia de $P= 1$ mW.

Figura 2.5. Esquema del Sistema de Pinzas Ópticas Comercial E3500 Elliot Scientific. La potencia del haz láser (láser CW con salida de fibra óptica, OF) se ajusta de manera precisa utilizando una placa de media onda (HWP) y un divisor de haz polarizado (PBS). Posteriormente, el haz láser se expande mediante un expansor de haz (BE) y se redirige utilizando un par de espejos y un espejo dichroico (DM) hacia un objetivo de microscopio de inmersión en aceite de 100x (MO) con una apertura numérica (NA) de 1.45. La configuración incluye una lente condensadora (CL), una etapa de traslación en los ejes (XYZ TS) para controlar el movimiento tridimensional de la muestra, y un filtro (F) que bloquea la luz reflejada para evitar la saturación de la cámara CCD. El mismo objetivo (MO) se emplea para capturar imágenes de las micropartículas de sílice en la cámara CCD. La iluminación es proporcionada por una fuente de luz blanca. El deflector acusto-óptico (AOD) permite la generación de múltiples puntos focales en el plano de atrapamiento.

Figura 2.6. Representación esquemática de la formación de las corrientes convectivas. Las partículas de sílice son arrastradas hacia el punto caliente por las corrientes convectivas, representadas por las flechas blancas. La longitud de las flechas es proporcional a la magnitud de las corrientes convectivas. La temperatura máxima alcanzada (42 °C) ocurre a $z = 0.5 \mu m$. Para efectos ilustrativos, solo se muestran $40 \mu m$ (de los $20 mm$) de la longitud de la celda. La figura no está a escala.

Figura 3.1. Representación del método de medición de fuerza por arrastre para medir la constante de rigidez.

Figura 3.2. Partícula atrapada en la celda que contiene la película de a-Si:H. La partícula atrapada se encuentra ubicada en el plano focal, el cual es diferente al plano de las demás partículas debido a los efectos térmicos

Figura 3.3. Valores de rigidez de la trampa óptica como función de la potencia con y sin la presencia de efectos térmicos medidos a una distancia $z \sim 10 \mu m$ de la película absorbente para partículas con $R = 1.5 \mu m$

Figura 3.4. (a) Representación esquemática de la partícula de poliestireno de $1.5\mu m$ de radio, dentro de la celda en presencia de corrientes de convección (flechas blancas) (b) Perfil transversal Gaussiano de velocidad de las corrientes de convección.

Figura 3.5. (a) Perfil de corrientes de convección perpendicular a la dirección de propagación del haz para diferentes posiciones a lo largo del eje z . (b) Perfil del gradiente de velocidad perpendicular a la dirección de propagación del haz para diferentes posiciones a lo largo del eje Z .

Figura 3.6. (a) Pozos de potencial asociados a las corrientes de convección para diferentes posiciones a lo largo del eje z . (b) Pozos de potencial asociados a la posición $z = 10\mu m$.

Figura 3.7. Gradiente de temperatura asociado al sistema obtenido mediante el perfil generado mediante COMSOL.

Figura 3.8. (a) Representación esquemática (no escalada) de la celda de atrapamiento y (b), (c), (d), (e) observación experimental de las múltiples partículas atrapadas.

Figura 4.1. (a) Trayectoria de 6 partículas atraídas hacia el haz láser (zona caliente). Los puntos azules representan los centroides de las partículas, y las flechas rojas indican la dirección del movimiento de las partículas.

Figura 4.2. (a) Gradiente de fuerza de arrastre transversal asociado al perfil de las corrientes convectivas transversales a $5\mu m$ por encima de la película delgada de titanio, extraído de simulaciones numéricas realizadas con COMSOL Multiphysics. (b) Se obtiene un pozo de potencial a partir de la región lineal de la fuerza de arrastre transversal mostrada en (a).

Figura 4.3. (a) Micropartículas de sílice autoensambladas en un cristal coloidal de monocapa utilizando una potencia de 3.1 mW. (b) La configuración triangular de la monocapa siempre se obtiene.

Figura 4.4. Constante de difusión de partículas de sílice en agua destilada. Los círculos rojos representan el seguimiento de una partícula cercana al centro del cristal, los cuadrados azules corresponden a la misma partícula casi inmediatamente después de

que el láser se apaga, y los triángulos magenta representan una partícula casi aislada. Las líneas sólidas son ajustes lineales a los datos experimentales.

Figura 4.5. Coeficientes de difusión en función de las concentraciones de pH. Para el rango de pH de 3 a 7, fue posible el autoensamblaje y la manipulación, mientras que para 9 y 11 solo se observó manipulación.

Figura 4.6. Ensamblaje de un cristal más grande mediante la inclusión de 6 haces láser (indicados por la cruz roja).

Abstract.

Manipulation and trapping of particles have taken a huge relevance in recent years thanks to many applications with revolutionary contributions to diverse fields. Several experiments have demonstrated that thermal effects can improve the current micromanipulation techniques such as DNA manipulation¹ or assembly of colloidal crystals².

In this work, we present the effect of laser-induced thermal effects, such as convection currents and thermophoresis, on the trap stiffness (spring constant) constant of an optical trap of micrometer sized particles suspended in water. These effects result from light absorption in a thin layer of hydrogenated amorphous silicon (a-Si:H) deposited at the bottom of the chamber, generating a thermal gradient and consequently convective currents and thermophoresis. The velocity's convective gradient produces a force similar to the optical gradient that increases the stiffness of the trap. A trapped particle can be dragged along by moving the translation stage of the sample (leaving the beam fixed) at velocities around 90 $\mu\text{m/s}$ without escaping the trap, whereas in the absence of the a-Si:H film, the escape velocity of the particle in the trap drops to velocities around 30 $\mu\text{m/s}$. Along the light propagation axis, the convective and thermophoretic forces partially compensate for the scattering force displacing the particle equilibrium position out of focus, allowing multiple trapping along the propagation distance. This presents a simple, yet effective, option for optical manipulation at low powers (<5 mW) and its possible applications in manipulating a variety of biological micro samples.

A technique is presented for the formation and two-dimensional manipulation of colloidal crystals, employing laser-induced thermophoretic forces and convective flows. This process is initiated by light absorption from a low-power laser focused on a titanium thin film. Particles are trapped at the center of the laser beam via convective forces, enabling both crystal assembly and real-time 2D manipulation. These techniques can become a great tool for science and technology to the manufacture of novel photonic materials.

Resumen

La manipulación y el atrapamiento de partículas han cobrado una gran relevancia en los últimos años gracias a numerosas aplicaciones con contribuciones revolucionarias en diversos campos. Diversos experimentos han demostrado que los efectos térmicos pueden mejorar las técnicas actuales de micromanipulación, como la manipulación de ADN o el ensamblaje de cristales coloidales.

En este trabajo, presentamos el efecto de los fenómenos térmicos inducidos por láser, como las corrientes de convección y la termofóresis, sobre la rigidez del atrapamiento (constante elástica) de una trampa óptica para partículas de tamaño micrométrico suspendidas en agua. Estos efectos resultan de la absorción de luz en una fina capa de silicio amorfo hidrogenado (a-Si:H) depositada en el fondo de la cámara, generando un gradiente térmico y, consecuentemente, corrientes convectivas y termofóresis. El gradiente de velocidad de las corrientes convectivas produce una fuerza similar al gradiente óptico que incrementa la rigidez de la trampa. Una partícula atrapada puede ser arrastrada al mover el escenario de traslación de la muestra (manteniendo fijo el haz) a velocidades cercanas a $90 \mu\text{m/s}$ sin escapar de la trampa, mientras que, en ausencia de la capa de a-Si:H, la velocidad de escape de la partícula atrapada disminuye a aproximadamente $30 \mu\text{m/s}$. A lo largo del eje de propagación de la luz, las fuerzas convectivas y termofóricas compensan parcialmente la fuerza de dispersión, desplazando la posición de equilibrio de la partícula fuera del foco y permitiendo el atrapamiento múltiple a lo largo de la distancia de propagación. Esto presenta una opción simple pero efectiva para la manipulación óptica a bajas potencias ($<5 \text{ mW}$) y sus posibles aplicaciones en la manipulación de diversas muestras biológicas microscópicas.

Además, se presenta un método para la formación y manipulación de cristales coloidales en 2D debido a las fuerzas termofóricas inducidas por láser y los flujos convectivos generados por la absorción de luz de un láser de muy baja potencia enfocado en una película delgada de titanio (Ti). Las partículas son atrapadas en el

centro del haz láser únicamente por fuerzas convectivas, logrando la formación de cristales, así como la manipulación en 2D de los mismos en tiempo real. Estas técnicas pueden convertirse en una gran herramienta para la ciencia y la tecnología en la fabricación de nuevos materiales fotónicos.

Introducción

El hecho de que la luz tenga la capacidad de ejercer fuerzas sobre la materia se conoce de tiempo atrás. Por ejemplo, en 1619 Johannes Kepler sospechó que la cola de un cometa se generaba debido a la fuerza que ejercen los rayos del Sol sobre las partículas que rodean al cometa [1,2], aunque esto fue parcialmente descartado posteriormente [3]. Durante el siglo XIX, gracias a los estudios de James Maxwell y el desarrollo de sus famosas ecuaciones sobre electromagnetismo, fue posible determinar que la luz posee momento, y por lo tanto puede ejercer fuerzas sobre la materia. A esta fuerza ejercida por la luz se le conoce como presión de radiación, es decir la fuerza mecánica ejercida por la luz sobre un objeto [4]. A principios del siglo XX, fueron los físicos Pyotr Lebedev, Ernest Fox y Gordon Hull midieron la fuerza ejercida por la luz sobre la materia [5]. No obstante, no fue hasta la aparición del láser en los años 60's y su versatilidad en diferentes experimentos, que fue posible concentrar la luz en un área muy pequeña, de tal manera que fuera posible modificar el movimiento de partículas microscópicas [1].

A principios de los años 80's, el físico americano Arthur Ashkin (1922-2020) mostró experimentalmente que un haz de luz laser podía ser usado para alterar el movimiento de partículas microscópicas transparentes suspendidas en medios como agua o aire [1,6–8]. Con estos experimentos, Ashkin identificó dos fuerzas básicas asociadas a la luz, la fuerza de esparcimiento (scattering force) que se ejerce en la misma dirección de propagación del haz incidente, y la fuerza gradiente (gradient force) que se ejerce a lo largo del gradiente de intensidad de luz perpendicular a la propagación del haz [6,9]. A su vez, Ashkin mostró experimentalmente que usando estas fuerzas se podía acelerar o frenar dichas micropartículas [6,10]. En este experimento, también pudo observar los efectos de las fuerzas sobre burbujas de aire, viendo que, dependiendo del tamaño, eran simultáneamente aceleradas en la dirección del haz por la fuerza de esparcimiento o siendo expulsadas del haz,

Posteriormente, en 1979, Ashkin atrapó partículas de orden de entre 0.59 y 2.68 μm en agua con un sistema con dos haces en contra propagación, contrarrestando la fuerza de

esparcimiento y mejorando la estabilidad [11]. Un sistema similar basado en haces contrapropagantes fue el que le permitió a un colaborador de Ashkin, Steven Chu, atrapar y enfriar átomos neutros, lo que le haría ser uno de los acreedores del premio Nobel en Física en 1997 [12,13].

Fue en 1986 que Ashkin et al. observaron por primera vez lo que actualmente se conoce como pinzas ópticas (optical tweezers): un haz altamente enfocado capaz de atrapar y manipular micropartículas en 3 dimensiones [8]. Este arreglo destacó debido a que solo requería de un único haz láser de argón altamente enfocado, el cual logró capturar establemente partículas en 3 dimensiones suspendidas en agua. Dichas partículas se encontraban en un rango de tamaños de cientos de nm hasta 10 μm [8]. Este logro fue alcanzado debido a que la fuerza gradiente axial (en el sentido contrario a la dirección de propagación) tuvo la magnitud suficiente para compensar el peso relativo de la esfera sumergida en el medio más la fuerza de esparcimiento. En este experimento también se observó que el haz altamente enfocado calentaba y generaba daño óptico en las partículas de poliestireno. Este experimento y configuración se le conoce actualmente como pinzas ópticas (Optical Tweezers, en inglés) [8].

Un año después, en 1987, nuevamente Ashkin usaría el arreglo de atrapamiento óptico para manipular bacterias y glóbulos rojos, incluso atrapando y manipulando organelos dentro de las mismas células, abriendo así las puertas a una nueva herramienta para distintas disciplinas [9]. Una vez realizado esto, el experimento fue llevado más allá manipulando virus, bacterias de otras variedades como *Escherichia coli* y *Staphylococcus aureus*, levaduras y protozoarios. El uso de fuerzas del orden de pN ha permitido estudiar a detalle rasgos y características del mundo microscópico.

El uso de sistemas de pinzas ópticas ha tenido un crecimiento exponencial desde su creación, volviéndose fundamental en diversos campos como son la química y la biología [14–18]. Tal ha sido su impacto que en 2018 se le otorgó el Premio Nobel de Física a Arthur Ashkin [19]. Actualmente, el número de aplicaciones es incontable y cientos de aplicaciones, y variaciones de los arreglos han sido presentadas, y nuevas tecnologías aparecen cada año [20–22].

Como ya se mencionó, el funcionamiento de las pinzas ópticas radica en el intercambio de momento entre la luz y las partículas utilizadas, no obstante, debido a diferentes condiciones experimentales, es posible que otras fuerzas aparezcan y tomen un papel fundamental en el desempeño del sistema.

Un parámetro que siempre está presente y se vuelve de alta relevancia es la temperatura del medio [23], la cual puede verse afectada fácilmente por la naturaleza física del sistema. Incluso en los experimentos de Ashkin se denotaba un umbral de potencia para evitar dañar la muestra utilizada [8,9]. Si se tiene un haz de luz altamente enfocado, de algunas decenas o centenas de mW, se pueden generar densidades de potencia del orden de MW/cm², generando temperaturas tan altas que podrían dañar el objeto capturado. Este incremento en la temperatura es responsable del surgimiento de una variedad de fenómenos térmicos en el sistema debido al efecto Joule [23–25].

Si este gradiente de temperatura no es considerado, las mediciones realizadas en el sistema pueden alterarse o, peor, incluso es posible dañar la muestra utilizada. Es por esto que se busca reducir las potencias de trabajo del sistema, o también realizar la selección adecuada de longitudes de onda láser que no sean altamente absorbidas por el medio.

Sin embargo, si las condiciones son adecuadas, estos fenómenos térmicos pueden ser explotados de tal manera que faciliten o incluso mejoren el atrapamiento de la muestra. Diversos estudios han demostrado que los efectos térmicos como son las corrientes de convección [26, 27] o la termofóresis [28–30] pueden incrementar la fuerza de atrapamiento sin aumentar la potencia óptica, brindando una nueva herramienta para diversas aplicaciones en distintos campos de la ciencia.

Las corrientes de convección son un fenómeno ampliamente conocido dado que surgen en la presencia de gradientes de temperatura [31]. Dichas corrientes de convección consisten en el flujo del líquido de la zona caliente a la zona fría. Este constante movimiento ha sido utilizado como método de transporte en diversas aplicaciones como son PCR [31], clasificación de partículas [32], formación de estructuras

coloidales [33, 34], e incluso manipulación de ADN mediante la inducción de PCR [35, 36].

Sumado a el fenómeno de corrientes de convección, la aparición de termofóresis a raíz del mismo gradiente de temperatura brinda una herramienta extra para la manipulación de diversos elementos. La termofóresis está definida como el transporte de materia a lo largo de gradientes de temperatura [29, 37–39]. A diferencia de las corrientes de convección, las partículas pueden ir de zonas calientes a frías o viceversa, dependiendo de las propiedades de las partículas, específicamente de su coeficiente de Soret y la termodifusión del medio [40–42]. A pesar de diversos estudios realizados para medios gaseosos, la termofóresis no se ha logrado comprender en líquidos. No obstante, diversas aplicaciones han sido presentadas a lo largo de los años [32,43–47] como son la manipulación múltiple de partículas, transporte de ADN, ensamble de nanopartículas, transporte de burbujas, o en combinación con otros métodos de micromanipulación por ejemplo plasmónica [48–51]. Dado este creciente estudio de efectos térmicos y sus distintas aplicaciones, es importante extender las posibles aplicaciones y su caracterización en pinzas ópticas.

En el ámbito de la biología y la química, entender estos fenómenos térmicos y aprender a controlarlos ha sido un tema de suma importancia en los últimos años [52–54]. A su vez se busca optimizar los sistemas y reducir sus costos, ya sea por temas de medición o de implementación [55]. En esta tesis se estudia la aplicación de efectos térmicos en pinzas ópticas en dos experimentos diferentes. En primer lugar, se buscó utilizar los efectos térmicos para incrementar la fuerza de atrapamiento de un sistema convencional, reduciendo la potencia necesaria de atrapamiento mediante un arreglo simple y de bajo costo; más aún se logró la manipulación de múltiples partículas simultáneamente, situación que no había sido reportada hasta el momento. Por otro lado, también se buscó la formación de estructuras cristalinas coloidales a partir de dichos efectos térmicos, en un sistema de pinzas convencional a bajas potencias mediante el uso de películas delgadas. En este caso, el experimento se destaca por no recurrir a efectos plasmónicos y ser estable. Aun cuando existe literatura reportada

sobre diversos experimentos relacionados [56,57], los sistemas y arreglos presentados resaltan por su simpleza y bajo costo. Aunado a esto, se hace un análisis más profundo en la explicación de ambos experimentos mediante simulaciones numéricas.

Motivación

A pesar de tener más de 4 décadas de existencia, los sistemas de pinzas ópticas siguen siendo una herramienta de alto perfil en la ciencia moderna. A pesar de la existencia de múltiples arreglos experimentales y técnicas de atrapamiento y manipulación, se siguen buscando nuevas técnicas para mejorar el desempeño o la eficiencia de las mismas. Un recurso poco utilizado y siempre presente, son los efectos térmicos, los cuales surgen a partir de la absorción de la luz láser.

En esta tesis se estudió la aplicación de efectos térmicos en pinzas ópticas, en primer lugar, se buscó utilizar los efectos térmicos para optimizar e incrementar la fuerza de atrapamiento de un sistema convencional, reduciendo la potencia necesaria. Por otro lado, también se buscó la formación de estructuras cristalinas coloidales a partir de dichos efectos térmicos, en un sistema de pinzas convencional. La relevancia de este experimento radica en la simplicidad del sistema y la caracterización respecto al pH. Al determinar esa dependencia, fue posible modificar las dimensiones y la estabilidad de la estructura coloidal.

Objetivo general

Estudiar y analizar el comportamiento de efectos térmicos generados por absorción de luz en un sistema de pinzas ópticas convencional.

Objetivos específicos

- Describir los mecanismos térmicos que se generan en una celda del orden de μm de espesor que contiene agua y una película delgada de silicio amorfo (a-Si:H) o titanio (Ti), iluminada con un láser a 532 nm y 1064 nm, respectivamente.
- Atrapar y manipular partículas de poliestireno del orden de μm dentro de la celda.
- Comparar resultados experimentales y numéricos sobre las velocidades y fuerzas de atrapamiento del sistema con y sin la presencia de efectos térmicos.
- Evaluar el coeficiente de elasticidad de la trampa óptica mediante el método de arrastre y comparar valores para los casos donde clásico y con efectos térmicos.
- Describir el comportamiento de las fuerzas transversales y longitudinales de acuerdo al análisis de velocidades dado por los fenómenos térmicos.
- Crear y manipular cristales coloidales mediante las fuerzas termo-ópticas mediante una solución coloidal de partículas de sílice.
- Analizar y evaluar los factores que permiten la formación de cristales coloidales.

Estructura de la tesis

En el Capítulo 1 se presenta el marco teórico sobre los diferentes métodos de atrapamiento y manipulación de micropartículas, enfocado principalmente a pinzas ópticas y a efectos térmicos en las mismas. Se describen a detalle los mecanismos presentes en la manipulación óptica, las fuerzas que actúan sobre la partícula atrapada y los diferentes métodos para medir las fuerzas presentes.

En los efectos térmicos se hace una breve reseña de los distintos experimentos y análisis que existen respecto a la inclusión de efectos térmicos en pinzas ópticas, enfocado principalmente a corrientes de convección y fuerza termoforéticas.

En el capítulo 2, se aborda la descripción del experimento de atrapamiento óptico con su respectiva configuración utilizando un láser que emite un haz gaussiano a 532 nm sobre una muestra que contiene una película delgada de a:Si-H con un grosor de 1 micrómetro. Dependiendo de la potencia del láser, es posible incrementar el valor de la constante de atrapamiento del sistema de pinzas óptica manteniendo potencias menores a 5 mW gracias a efectos térmicos generados por la absorción de la luz. En este capítulo también se presenta un segundo experimento donde mediante el uso de efectos térmicos es posible crear y manipular cristales coloidales. Se muestra la elaboración de la solución y su correspondiente arreglo experimental. En este caso se recurrió a usar una película delgada de Ti con un haz gaussiano a 1070 nm.

En el capítulo 3 se presentan los resultados obtenidos debido a la presencia de efectos térmicos dentro del sistema de pinzas ópticas del primer experimento y se realiza la comparación con un sistema puramente óptico. Con estos resultados se realiza un análisis de fuerzas ópticas y térmicas para explicar los comportamientos observados. Dentro de este análisis se hace una evaluación del coeficiente de atrapamiento mediante el método de arrastre. Se muestran los resultados observados y se presenta por la manipulación de múltiples partículas mediante una sola trampa óptica gracias a las corrientes de convección y la fuerza termoforéticas.

En el capítulo 4 se muestran los resultados obtenidos a partir los cristales coloidales, su análisis y causas, destacando la importancia del valor de pH en la solución, la potencia y la ubicación del spot láser.

Finalmente, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones generales y se describe el trabajo a futuro para este proyecto.

Capítulo 1.

Pinzas ópticas

La manipulación de partículas mediante el uso de luz altamente enfocada, llamadas comúnmente como pinzas ópticas, ha sido uno de los mayores avances en el área de la óptica debido a sus múltiples aplicaciones de diversos campos del conocimiento como son la física, la química o la biología [2, 20, 58, 59]. Las pinzas ópticas (OT) requieren un gradiente de intensidad que genere fuerzas del orden de picoNewtons para poder atrapar y manipular micropartículas. Las OT usan como principio fundamental para su funcionamiento con el intercambio de momento lineal entre fotones y partículas [60–62].

La naturaleza de las pinzas ópticas está basada principalmente en el balance de dos fuerzas: la fuerza gradiente y la fuerza de esparcimiento.

- Fuerza gradiente: Esta fuerza atrae a la partícula hacia la zona de mayor intensidad del haz altamente enfocado.
- Fuerza de esparcimiento: Esta fuerza empuja a la partícula en la dirección de propagación del haz de luz.

Es la suma estas fuerzas, lo que permite alcanzar un equilibrio que hace posible la manipulación en 3 dimensiones. No obstante, el tamaño de la partícula en relación con la longitud de onda de luz utilizada, desempeña un papel crucial en la comprensión y el comportamiento de la trampa óptica. Esto ha motivado al desarrollo de 3 regímenes de trabajo, los cuales serán abordados en este capítulo.

A pesar de ser un sistema óptico relativamente simple, el análisis preciso para la medición de las fuerzas ejercidas por el haz de luz no es sencillo. La dificultad radica en los diferentes tamaños de partículas que pueden ser empleados para su manipulación, por lo que un solo modelo que incluya las diferentes dimensiones, y por consiguiente los múltiples casos que pueden suceder, es prácticamente imposible. El

análisis más general de las fuerzas ópticas se deriva de la teoría de esparcimiento de la luz. Se denomina esparcimiento al cambio de la dirección de propagación de la luz debido a la interacción con algún objeto, como se trata en la teoría electromagnética de Maxwell.

Dado que la teoría más fundamental de para este análisis desarrollada a principios del siglo XX por Lorenz, Mie y Debye no era capaz de describir completamente las fuerzas electromagnéticas por haces que no fueran ondas planas, por ejemplo, el haz Gaussiano, para este propósito fue necesario dividir el análisis de estas dependiendo de la razón entre las dimensiones del diámetro D de la partícula utilizada y la longitud de onda λ del haz incidente se tiene entonces [63,64]:

- Régimen de rayos ópticos, es cuando $\lambda \ll D$
- Régimen de Rayleigh, cuando $\lambda \gg D$
- Régimen de Lorenz-Mie: Principalmente cuando $\lambda \sim D$. Empero este es aplicable para cualquier partícula o longitud de onda.

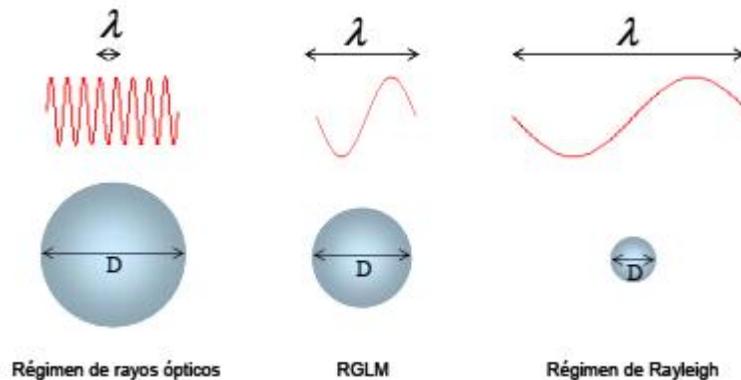


Figura 1.1. Partícula en cada uno de los regímenes comparando su diámetro con la longitud de onda.

Para los primeros dos casos, rayos ópticos y Rayleigh, se tiene bien definido el valor de las fuerzas básicas que aparecen, dado que solo se requieren conceptos de conservación de momento, energía o trazo de rayos y teoría electromagnética. Sin

embargo, para el caso intermedio donde la partícula tiene un diámetro similar a la longitud de onda utilizada, ambos modelos fallan. Para esta situación se ha recurrido a modelos matemáticos o aproximaciones dadas por la teoría generalizada de Lorenz-Mie (TLGM) [65] o por el análisis de la matriz de transferencia, también llamada matriz T [66,67].

A continuación, se dará una breve descripción de cada uno de los modelos y sus aproximaciones.

Régimen de rayos ópticos

Cuando una partícula que se encuentra atrapada en este régimen las fuerzas pueden ser calculadas considerando solamente la reflexión y refracción de rayos de luz individuales, mediante el uso de óptica geométrica. En este caso, se descompone el haz de luz total reflejándose o refractándose, y dado que los efectos de difracción y de efectos por longitud de onda pueden ser despreciados, el cambio de momento lineal de la luz está completamente asociado a la variación de la trayectoria de los rayos en la interfaz debido a reflexión o transmisión.

Como ya fue mencionado, las fuerzas de esparcimiento y fuerza gradiente surgen de la presión de radiación que la luz ejerce sobre un objeto, es decir $F = \frac{\Delta P}{\Delta t}$ donde ΔP es el cambio de momento durante el tiempo Δt .

En la figura 1.2, se muestra de manera cualitativa la aparición de estas fuerzas basado en el modelo de Ashkin et al [7]. En estas es posible ver la aparición de las fuerzas gradiente y de esparcimiento como consecuencia del cambio de trayectoria de los rayos de luz cuando se refractan o reflejan en la superficie de la esfera muestra. Por conveniencia, se consideran partículas dieléctricas, transparentes con índice de refracción homogéneo. Si se considera un par de rayos paralelos a y b provenientes de un haz con perfil Gaussiano, y estos inciden de forma simétrica con la esfera, es posible

considerar el cambio de momento en ambos haces como $\Delta P_a = P_{a'} - P_a$ y $\Delta P_b = P_{b'} - P_b$, donde ambos difieren en magnitud ($\Delta P_b > \Delta P_a$), lo que causa que una fuerza resultante F_{net} sobre el medio refractante aparezca. La proyección en la dirección y de esta fuerza es la que llamamos fuerza gradiente F_{grad} , y apunta en la dirección de mayor intensidad.

La fuerza de esparcimiento surge del análisis hecho en la figura 1.2 (b). El rayo incidente b brinda un cambio de momento al ser reflejado dado por $\Delta P_{bs} = P_{bs'} - P_{bs}$, dando origen a una fuerza sobre la esfera en dirección opuesta a ΔP_{bs} . De manera análoga, se tiene que para el rayo incidente a, hay una fuerza F_{as} , la suma de estas dos fuerzas da como resultado la fuerza de esparcimiento F_{scat} , la cual va en la misma dirección que la dirección de propagación del haz.

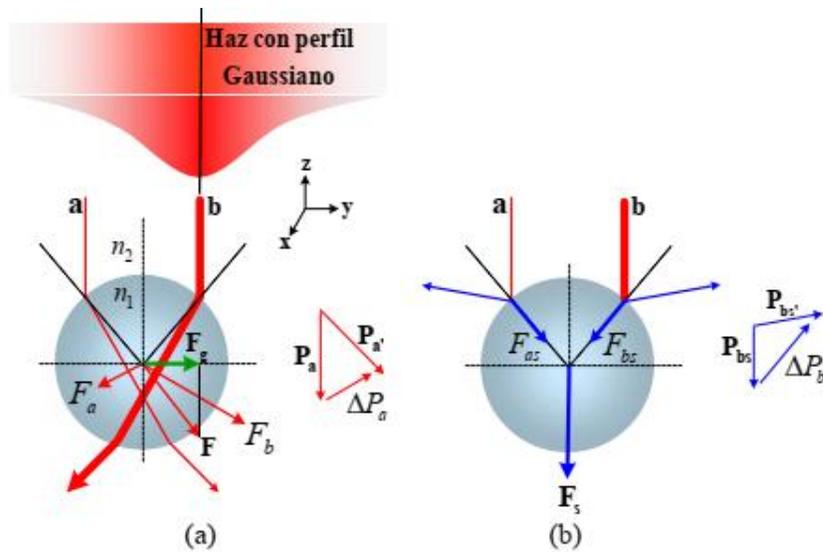


Figura 1.2. (a) Trazo de rayos asociado al haz Gaussiano, la flecha verde muestra la componente de la fuerza gradiente lateral. (b) Trazo de rayos asociados a la fuerza de esparcimiento (flechas azules) donde la partícula es empujada en la dirección de propagación [7,61].

Estas dos fuerzas por si solas no permiten el atrapamiento en 2 dimensiones, por lo que se debe realizar una integración de todos los rayos en la sección transversal del haz. Al realizar el análisis de modo que se tome en cuenta la simetría axial del haz Gaussiano, se tiene que existe un gradiente axial, el cual atrae a la partícula hacia el foco del mismo.

Por otro lado, si ahora se considera esta simetría para el análisis de fuerza de esparcimiento, la suma vectorial de los rayos siempre dará como resultado una fuerza neta F_{scat} que apunta a lo largo de la dirección $-z$ de propagación [2]. Cabe destacar que la partícula solamente quedará confinada si existe un equilibrio entre ambas fuerzas, más aún, la magnitud de la fuerza gradiente F_{grad} debe ser capaz de contrarrestar la fuerza F_{scat} más el peso W de la partícula. Si F_{grad} tiene una menor magnitud que F_{scat} , la partícula atrapada saldrá disparada en la dirección de propagación del haz.

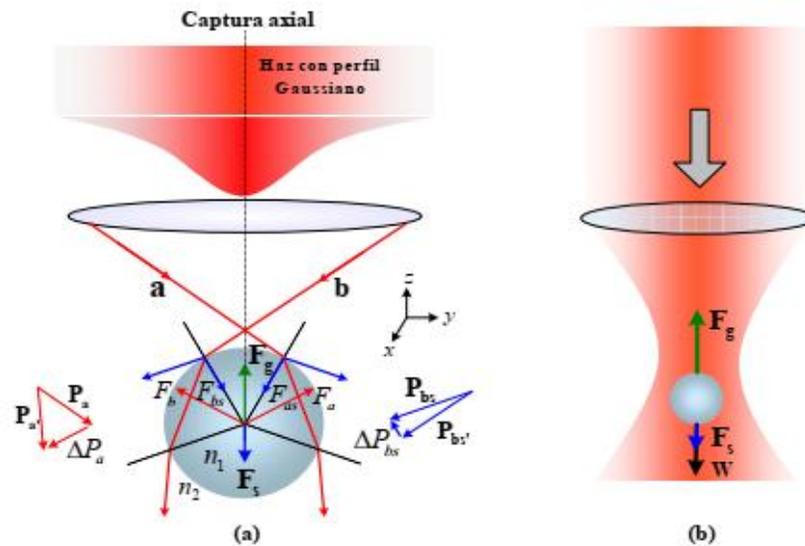


Figura 1.3. (a) Trazo de rayos simplificado (flechas rojas) mostrando la fuerza de gradiente axial que atrae la esfera hacia el foco del haz de captura (flecha verde). La fuerza de esparcimiento debida a los rayos reflejados también es analizada (flechas azules). (b) Balance de las fuerzas involucradas en el sistema de pinzas ópticas. Se debe considerar la simetría axial del sistema por lo que es necesario tomar múltiples rayos [8].

Se ha calculado que las fuerzas ópticas sobre una partícula esférica debido a un haz de luz de potencia P están relacionados con los coeficientes de Fresnel de reflexión R y transmisión T [7,68]. Dado que idealmente el plano focal esta sobre el eje z , las fuerzas son simétricas a lo largo del mismo, las componentes y de las dos fuerzas, F_{grad} y F_{scat} , se cancelan y solo las contribuciones a lo largo del eje z son consideradas.

Para la suma de todas las contribuciones de los haces reflejados se tienen las siguientes expresiones [7,69]

$$F_{scat} = \sum_j^N \frac{n_i P_j}{c} \left[1 + R_i \cos(2\theta_{R_i}) - \frac{T_i^2 [\cos(2\theta_{R_i} - 2\theta_{T_i}) + R_i \cos(2\theta_{R_i})]}{1 + R_i^2 + 2R_i \cos(2\theta_{T_i})} \right] \hat{u}_{\parallel} \quad (1.1)$$

$$F_{grad} = \sum_j^N \frac{n_i P_j}{c} \left[1 + R_i \sin(2\theta_{R_i}) - \frac{T_i^2 [\sin(2\theta_{R_i} - 2\theta_{T_i}) + R_i \cos(2\theta_{R_i})]}{1 + R_i^2 + 2R_i \cos(2\theta_{T_i})} \right] \hat{u}_{\perp} \quad (1.2)$$

$$F_{scat} = \frac{Q_{scat} n_1 P}{c} \hat{u}_{\parallel} \quad (1.3)$$

$$F_{grad} = \frac{Q_{grad} n_1 P}{c} \hat{u}_{\perp} \quad (1.4)$$

$$F_{total} = \frac{n_1 P}{c} \sqrt{Q_{scat}^2 + Q_{grad}^2} = Q \frac{n_1 P}{c} \quad (1.5)$$

Con n_i el índice del medio para cada rayo incidente, n_1 el índice total del medio, P la potencia óptica, \hat{u}_{\parallel} y \hat{u}_{\perp} los vectores unitarios paralelo y perpendicular al haz incidente a la partícula, y Q es un parámetro adimensional que representa la eficiencia de la trampa y está en función del ángulo θ de incidencia transmitido, refractado, el coeficiente de transmisión T y el coeficiente de reflexión T . El término $n_1 P/c$ es el momento incidente por segundo del rayo de potencia P . El parámetro Q está en función del índice relativo de la esfera, es decir, de n_1/n_2 y del ángulo de incidencia del rayo sobre la partícula, por lo que es posible estimarlo o modificarlo experimentalmente si se conoce los índices de los medios y la apertura numérica del objetivo de microscopio.

La fuerza total sobre el objeto está dada por la suma sobre todos los rayos pasando a través de él. Esta incluye los efectos de todas las reflexiones y refracciones internas de los rayos. Aun cuando las partículas analizadas se encuentran suspendidas en un medio acuoso, las aportaciones de este a los cálculos son casi nulas, dado que el índice de

refracción del medio no es muy diferente al de la partícula, por lo que las refracciones asociadas a Fresnel (y sus fuerzas asociadas) son despreciables [8].

De la expresión para F_{total} , es posible observar que la fuerza tiene una dependencia directa de 3 parámetros: la potencia P , el factor Q , y el índice relativo entre la partícula y el medio (n_2/n_1). A pesar de que la potencia P es el parámetro que es más fácil de manipular, hay que tomar en cuenta que puede generar daños fototérmicos debido a efecto Joule, por lo que en condiciones experimentales debe considerarse un umbral de daño. Los parámetros correspondientes a los índices de refracción de los materiales son intrínsecos de cada elemento y no pueden ser altamente modificados, por lo que la única forma de aumentar el factor Q de eficiencia de la trampa es mediante la magnitud del ángulo de incidencia, es decir con una mayor focalización del haz incidente.

Régimen de Rayleigh

En este régimen se toma en cuenta partículas cuyo diámetro es mucho menor a la longitud de onda utilizada, es decir $D \ll \lambda$, de manera experimental se toma con un valor de $D < 0.4\lambda$ [70]. Para este régimen se considera a las partículas como dipolos eléctricos que se polarizan en la presencia del gradiente de intensidad.

En el estudio realizado por Harada [71], se considera que tiene una partícula dieléctrica que se comporta como un dipolo inducido por un campo electromagnético. En este caso, el campo eléctrico instantáneo que experimenta la partícula es uniforme dentro de la esfera y paralelo al campo externo.

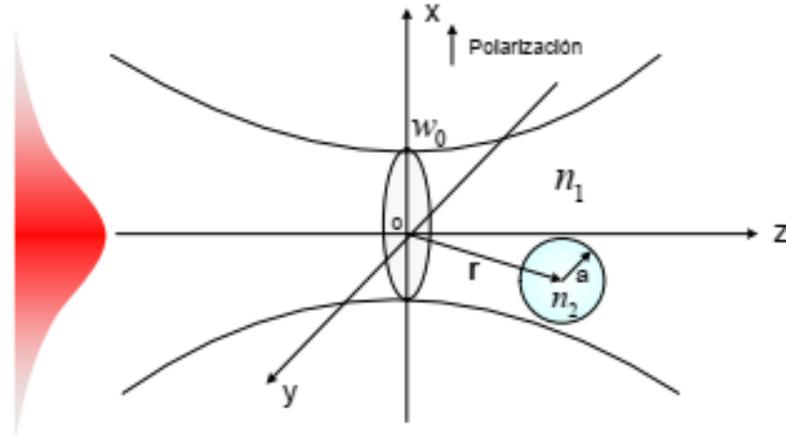


Figura 1.4. Partícula en haz láser divergente para analizar las fuerzas en una partícula en el régimen de Rayleigh.

Las fuerzas de presión de radiación sobre una partícula en este régimen son resultado de dos componentes separadas actuando sobre el dipolo, asociadas a la fuerza gradiente F_{grad} y la fuerza de esparcimiento F_{scat} .

Para este caso se considera el caso general de un dipolo que consta de dos cargas opuestas con masas M_1 y M_2 , separadas una distancia d , e interaccionando con campos eléctricos \vec{E} y \vec{B} arbitrarios. Las ecuaciones de movimiento no relativístico para estas dos partículas son entonces [69]:

$$M_1 \vec{r}_1 = q[\vec{E}(r_1, t) + \vec{r}_1 \times \vec{B}(r_1, t)] - \nabla U_b(\vec{r}_1, t) \quad (1.6)$$

$$M_2 \vec{r}_2 = q[\vec{E}(r_2, t) + \vec{r}_2 \times \vec{B}(r_2, t)] - \nabla U_b(\vec{r}_2, t) \quad (1.7)$$

Los primeros dos términos en ambas ecuaciones representan la fuerza de Lorentz eléctrica y magnética en cada carga puntual, U_b es la energía de enlace entre las dos partículas. Dado que la distancia entre partículas r es muy pequeña, es posible realizar una expansión en serie de Taylor para los campos eléctricos y magnéticos. Ya que la distancia entre partículas $d \ll \lambda$, se puede truncar la serie en su segundo término, a lo

que se le llama aproximación dipolar. Recordando que el momento dipolar esta dado como $\vec{p} = dq$, la fuerza neta sobre el sistema es

$$\vec{F} = (M_1 + M_2)\vec{r} = (\vec{p} \cdot \nabla)\vec{E} + \vec{p} \times \vec{B} + \vec{r} \times (\vec{p} \cdot \nabla)\vec{B} \quad (1.8)$$

Donde los paréntesis entre $(\vec{p} \cdot \nabla)\vec{E}$ y $(\vec{p} \cdot \nabla)\vec{B}$ representan el producto interno $\vec{p} \cdot \nabla$. Esta ecuación indica que la fuerza está conformada por tres elementos: el primero y último término se originan de la interacción con un campo eléctrico \vec{E} y uno magnético \vec{B} inhomogéneos. Por otro lado, el segundo término está asociado a la fuerza magnética de Lorenz. El último término usualmente es mucho más pequeño que los anteriores y puede ser despreciado.

Para obtener las ecuaciones para una partícula en una trampa óptica, se considera el caso de un oscilador simple sujeto a un campo clásico de radiación. El segundo término de la ecuación anterior puede ser escrito como

$$\vec{p} \times \vec{B} = -\vec{p} \times \frac{d}{dt}\vec{B} + \frac{d}{dt}(\vec{p} \times \vec{B}) = \vec{p} \times (\nabla \times \vec{E}) + \frac{d}{dt}(\vec{p} \times \vec{B}) \quad (1.9)$$

Reemplazando esta ecuación en la que originalmente se tenía para la fuerza, despreciando el término $\vec{r} \times (\vec{p} \cdot \nabla)\vec{B}$ y haciendo un promedio temporal, se obtiene que

$$\langle \vec{F} \rangle = \sum_{i=x,y,z} \langle p_i(t) \nabla E_i(t) \rangle \quad (1.10)$$

Si se tienen campos $\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}\{\vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}\}$ y $\vec{B}(\vec{r}, t) = \text{Re}\{\vec{B}(\vec{r})e^{-i\omega t}\}$ con frecuencia angular ω , y existe una relación lineal entre los dipolos y el campo, el dipolo oscila en la misma frecuencia ω , $\vec{p}(t) = \text{Re}\{pe^{-i\omega t}\}$. Si asumimos que la partícula no tiene momento dipolar estatico, en primer orden, el momento dipolar inducido es proporcional al campo eléctrico mediante su polarizabilidad α , la cual depende directamente de ω .

$$\vec{p}(t) = \alpha(\omega)\vec{E}(\vec{r}) \quad (1.11)$$

Generalmente la polarizabilidad α es un tensor de rango dos, a pesar de esto, para facilitar el cálculo hacer una proyección de \vec{p} a lo largo de la dirección del campo eléctrico simplifica los cálculos. Esto da

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}\{(\vec{p} \cdot \nabla) \vec{E} - i\omega \overline{(\vec{p} \times \vec{B})}\} \quad (1.12)$$

$$\langle \vec{F} \rangle = \sum_{i=x,y,z} \frac{1}{2} \text{Re}\{p_i(t) \nabla E_i(t)\} = \sum_{i=x,y,z} \frac{1}{2} \text{Re}\{\alpha(\omega) E_i(\vec{r}) \partial^i E_i^*(\vec{r})\} \quad (1.13)$$

Sustituyendo $\vec{p}(t) = \alpha(\omega) \vec{E}(\vec{r})$ y realizando una aproximación paraxial propagándose en la dirección \vec{k} , se tiene que

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{1}{4} \text{Re}\{\alpha(\omega)\} \nabla |\vec{E}_0|^2 + \frac{1}{2} k \text{Im}\{\alpha(\omega)\} \nabla |\vec{E}_0|^2 - \frac{1}{2} \text{Im}\{\alpha(\omega)\} \text{Im}\{\vec{E}_0 \cdot \nabla \vec{E}_0^*\} \quad (1.14)$$

Esta es la fuerza promedio debido al campo de radiación en el oscilador. La parte real esta asociada a la fuerza del dipolo (o gradiente), mientras que la parte imaginaria es responsable de la componente longitudinal de absorción y de esparcimiento de la fuerza (perdidas o transferencia de momento a la partícula) [69,71].

La parte imaginaria de α es generalmente considerada como cero solamente para partículas dieléctricas transparentes, ya que esto no aplica a partículas metálicas.

Para partículas pequeñas en un medio acuoso, la polarizabilidad $\alpha(\omega)$ puede aproximarse como

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0(\omega)}{1 - (2/3) ik^3 \alpha_0(\omega)} \quad (1.15)$$

Con $\alpha_0(\omega) = a^3(\varepsilon - 1)/(\varepsilon + 2)$ la relación Clausius-Mosotti [72]. ε es la razón de permitividades entre la partícula y el medio y a es el radio de la partícula.

Sustituyendo la parte real de la polarizabilidad en la ecuación para la fuerza se obtiene [69,73]

$$F_{grad}(r) = \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \nabla I(r) \quad (1.16)$$

Donde n_2 es el índice del medio, a el radio de la esfera, y m es el índice de refracción relativo de la partícula (n_1/n_2) e $I(r)$ es la distribución de intensidad o irradiancia del haz incidente. De aquí es posible ver que para partículas de alto índice ($m > 1$) la dirección de la fuerza gradiente esta a lo largo del gradiente de intensidad del haz (hacia el eje del haz para un haz con perfil Gaussiano o hacia el foco si el haz esta enfocado). Por el contrario, si $m < 1$, la partícula es expulsada de la zona de alta intensidad.

El potencial asociado a esta fuerza viene dado como

$$U_{grad}(r) = \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) I(r) \quad (1.17)$$

La componente longitudinal de la fuerza de absorción más esparcimiento se obtiene sustituyendo la parte imaginaria de la polarizabilidad $\alpha(\omega)$ en la fuerza $\langle F \rangle$. Bajo la aproximación de Rayleigh, esta fuerza de esparcimiento puede ser escrita en termino de las secciones transversales de absorción (σ_{abs}) y esparcimiento (σ_{sc}) como

$$\vec{F}_{abs+sc} = \frac{|\vec{E}_0|^2}{8\pi} (\sigma_{abs} + \sigma_{sc}) \frac{\vec{k}}{k} \quad (1.18)$$

Donde \vec{k} es el vector de onda y

$$\sigma = \sigma_{abs} + \sigma_{sc} = 4\pi k a^3 \text{Im} \left\{ \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right\} + \frac{8\pi}{3} k^4 a^6 \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right|^2 \quad (1.19)$$

El primer término de esta ecuación está asociado a la presión de radiación de la onda sobre la partícula debido a la absorción, mientras que el segundo término está asociado a la fuerza de esparcimiento [69]. Para partículas transparentes se considera que la absorción es nula y toda la fuerza se debe al esparcimiento generado por los fotones portadores de momento.

Al sincronizarse el campo con la oscilación de la partícula, se da un efecto de radiación de ondas secundarias esparcidas en todas direcciones. Mediante un promedio temporal, esta fuerza de esparcimiento está dada por

$$F_{scat}(r) = \frac{\sigma_{pr} I(r, t)}{c/n_2} \quad (1.20)$$

Donde σ_{sc} es la sección transversal para la presión de radiación de la partícula. Esta sección trasversal está dada como

$$\sigma_{sc} = \frac{8}{3} \pi (ka)^4 a^2 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \quad (1.21)$$

con k el número de onda.

Reemplazando en la $F_{scat}(r)$ se tiene que la fuerza está dada como

$$F_{scat}(r) = \frac{n_2}{c} \frac{8}{3} \pi (ka)^4 a^2 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 I(r) \hat{z} \quad (1.22)$$

El vector de dirección \hat{z} nos indica que la dirección de la fuerza va en dirección de la propagación del haz, por lo que la partícula es empujada en esta misma dirección [71].

Al igual que en el régimen de Mie, para que el atrapamiento sea estable es necesario que

$$F_{grad} > F_{scat} \quad (1.23)$$

Al existir una dependencia proporcional al radio de las partículas, las partículas de menor tamaño serán más fáciles de atrapar, mientras que, al ser inversamente proporcional a la longitud de onda, es preferible el uso de longitudes de onda más largas como por ejemplo luz infrarroja para reducir los efectos de la fuerza de esparcimiento.

Régimen generalizado de Lorenz-Mie

La descripción de las fuerzas para el régimen ubicado entre Rayleigh y Mie ($D \sim \lambda$) no es trivial, dado que ninguno de los regímenes antes mencionados brinda resultados adecuados a lo visto experimentalmente. Lastimosamente, la mayoría de los objetos relevantes a manipular, p. e. células, tienden a caer en este rango de tamaños ($0.1 - 10\lambda$). En este caso, se requieren teóricas más complejas y aproximaciones numéricas para obtener la descripción más precisa posible.

Entre los métodos más relevantes destacan el método de la Matriz T [67] o la teoría generalizada de Lorenz-Mie (TGLM) [65].

La generalización de la TGLM ha sido considerada en una gran variedad de trabajos de investigación, donde se han presentado diversas aproximaciones teóricas y múltiples resultados numéricos. En esta teoría se hace una extensión de la teórica original de esparcimiento de Mie, que permite calcular campos esparcidos y fuerzas de radiación ejercidas sobre una partícula de tamaño arbitrario, bajo la influencia de un haz de luz.

En este modelo, las fuerzas de presión de radiación actuando sobre una partícula con radio a localizada en una posición \mathbf{r} . Dichas fuerzas son evaluadas en términos de tres secciones transversales para la presión de radiación como [65]

$$F(\mathbf{r}) = \frac{n_2}{c} I_0 [C_{pr,x}(\mathbf{r})\hat{x} + C_{pr,y}(\mathbf{r})\hat{y} + C_{pr,z}(\mathbf{r})\hat{z}] \quad (1.24)$$

Donde $I_0 = 2P/\pi w_0^2$ es la intensidad en el centro del haz, siendo P la potencia del laser, $C_{pr,x}$ y $C_{pr,y}$ son las componentes transversales mientras que $C_{pr,z}$ es la sección transversal longitudinal asociada con la dirección principal de propagación z del haz. Las componentes transversales $C_{pr,x}$ y $C_{pr,y}$ corresponden al área efectiva de la partícula que puede esparcir la luz. Estas componentes transversales están dadas como función de las componentes del vector de Poynting S asociado al haz incidente y los coeficientes de esparcimiento de Mie, los cuales portan información sobre la estructura del haz y las propiedades de la partícula y están dados por [71]:

$$C_{pr,x} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{n=p}^{\infty} \sum_{m=p-1}^{\infty} \frac{(n+p)!}{(n-p)!} [Re(S_{mn}^{p-1} + S_{nm}^{-p} - 2U_{mn}^{p-1} - 2U_{nm}^{-p})] \left(\frac{1}{m^2} \delta_{m,n+1} - \frac{1}{n^2} \delta_{n,m+1} \right) + \frac{2n+1}{n^2(n+1)^2} \delta_{nm} Re(T_{mn}^{p-1} - T_{nm}^{-p} - 2V_{mn}^{p-1} + V_{nm}^{-p}) \quad (1.25)$$

$$C_{pr,y} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{n=p}^{\infty} \sum_{m=p-1}^{\infty} \frac{(n+p)!}{(n-p)!} [Im(S_{mn}^{p-1} + S_{nm}^{-p} - 2U_{mn}^{p-1} - 2U_{nm}^{-p})] \left(\frac{1}{m^2} \delta_{m,n+1} - \frac{1}{n^2} \delta_{n,m+1} \right) + \frac{2n+1}{n^2(n+1)^2} \delta_{nm} Im(T_{mn}^{p-1} - T_{nm}^{-p} - 2V_{mn}^{p-1} + V_{nm}^{-p}) \quad (1.26)$$

$$C_{pr,z} = \frac{\lambda^2}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{p=-n}^{+n} \left\{ \frac{1}{(n+1)^2} \frac{(n+1+|p|)!}{(n-|p|)!} Re \left[(a_n + a_{n+1}^* - 2a_n a_{n+1}^*) g_{n,TM}^p g_{n+1,TM}^{p*} + (b_n + b_{n+1}^* - 2b_n b_{n+1}^*) g_{n,TE}^p g_{n+1,TE}^{p*} \right] + p \frac{2n+1}{n^2(n+1)^2} \frac{(n+|p|)!}{(n-|p|)!} \times Re \left[i(2a_n b_n^* - a_n - b_n^*) (g_{n,TM}^p g_{n+1,TE}^{p*}) \right] \right\} \quad (1.27)$$

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi_n'(x) - \psi_n(x)\psi_n'(mx)}{m\psi_n(mx)\xi_n'(x) - \xi_n(x)\psi_n'(mx)} \quad (1.28)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi_n'(x) - m\psi_n(x)\psi_n'(mx)}{\psi_n(mx)\xi_n'(x) - m\xi_n(x)\psi_n'(mx)} \quad (1.29)$$

Donde a_n y b_n son los coeficientes de esparcimiento de la teoría de Mie, ψ_n y ξ_n son las funciones de Ricatti-Bessel [74], λ es la longitud de onda de la luz y los g_n^m son los dos coeficientes de los haces introducidos por la TGLM que describen el haz incidente (n va de 1 a ∞ y m de $-n$ a $+n$), y [65]

$$U_{nm}^p = a_n a_m^* g_{n,TM}^p g_{m,TM}^{p+1*} + b_n b_m^* g_{n,TE}^p g_{m,TE}^{p+1*} \quad (1.30)$$

$$V_{nm}^p = i b_n a_m^* g_{n,TE}^p g_{m,TM}^{p+1*} - i a_n b_m^* g_{n,TM}^p g_{m,TE}^{p+1*} \quad (1.31)$$

$$S_{nm}^p = (a_n + a_m^*) g_{n,TM}^p g_{m,TM}^{p+1*} + (b_n + b_m^*) g_{n,TE}^p g_{m,TE}^{p+1*} \quad (1.32)$$

$$T_{nm}^p = -i(a_n + b_m^*) g_{n,TM}^p g_{m,TE}^{p+1*} + i(b_n + a_m^*) g_{n,TE}^p g_{m,TM}^{p+1*} \quad (1.33)$$

Estas son las ecuaciones a resolver numéricamente para estimar las fuerzas usando las técnicas computacionales adecuadas.

El análisis detallado de cada uno de estas secciones transversales ha sido realizado por Ren [75] y Gouesbet [76,77] y su estudio esta fuera del alcance de esta tesis. Dada su complejidad, las ecuaciones solamente han sido resueltas mediante el uso de métodos numéricos. En contraste con los métodos anteriores, la TGLM es capaz de predecir la presencia de otros fenómenos físicos como es la creación de multipolos eléctricos y magnéticos en la partícula, también llamada resonancia [78]. Dada la consideración de las múltiples variables en el análisis de la TGLM, esta teoría está en camino a ser considerada como el modelo general para el cálculo de fuerzas en cualquier régimen como se ha demostrado en diferentes experimentos [76].

Efectos térmicos

Al ser una onda electromagnética, la luz es portadora de energía. Dicha energía puede ser transferida a la materia con la que ella tenga interacción, esto en forma de transferencia de momento o a través del efecto Joule [23,79]. En el caso de pinzas ópticas, al estar la muestra sumergida en una solución acuosa, el principal medio absorbente será el agua y la muestra que se desee manipular. Dicha absorción depende completamente de la longitud de onda y la respuesta del material a esta misma. En el caso del agua se sabe que se tiene una ventana de baja absorción para el espectro visible pero que incrementa su valor cuando la longitud de onda se aproxima a la región del infrarrojo [25].

Estos efectos térmicos están gobernados principalmente por la ecuación de transferencia o difusión de calor que está definida para el caso más simple como

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T \quad (1.34)$$

Donde α es el coeficiente de difusión térmica del medio y T la temperatura. Esta ecuación describe el flujo de calor en un medio homogéneo e isotrópico para un punto (x, y, z) en un tiempo t . Si el medio no cumple estas condiciones, α no es constante y se vuelve una función de las coordenadas. Es más, si existe una fuente de calor en el medio que lo genere a una razón H por unidad de volumen, se tiene que [80]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T + \frac{H}{C} \quad (1.35)$$

Con C la capacidad térmica por unidad de volumen, a este término H/C lo llamaremos Q_{hs} .

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T + Q_{hs} \quad (1.36)$$

Como ya se mencionó, esta ecuación solo funciona para el caso más simple. De la teoría ya establecida para fenómenos de transporte, es posible definir un modelo más general como se presenta en [81]. Aquí se parte de considerar al cambio total interno de energía como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \hat{U} = -(\nabla \cdot \rho \hat{U} v) - (\nabla \cdot q) - p(\nabla \cdot v) - (\tau : \nabla v) \quad (1.37)$$

Razón de incremento en energía interna por unidad de volumen	=	Razón neta de la suma de la energía interna por transporte convectivo por unidad de volumen	Razón de la suma de energía interna por conducción de calor por unidad de volumen	Razón reversible de incremento de energía por unidad de volumen por compresión	Razón irreversible de incremento de energía por unidad de volumen por disipación de viscosidad
---	---	--	--	---	---

Si a partir de estas expresiones se hace un análisis comparativo con la energía mecánica del sistema y se realiza un cambio de la energía interna del sistema por su entalpía como se muestra en [81] se tiene que

$$\rho \hat{C}_p \frac{DT}{Dt} = -(\nabla \cdot q) - (\tau : \nabla v) - \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_p \frac{Dp}{Dt} \quad (1.38)$$

Esta ecuación es la ecuación para el cambio de temperatura en términos del vector de flujo q y el tensor de flujo de momento de viscosidad τ . Para el caso de conductividad térmica constante, aplicación de la ley de Fourier, presión constante y con densidad constante, se tiene que [81]:

$$\rho c_p v \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) \quad (1.39)$$

Finalmente, si se agrega la fuente externa de energía, la expresión se transforma en

$$\rho c_p v \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q_{hs} \quad (1.40)$$

Que modela la transferencia de calor en un estado estacionario. Aquí el término $Q_{hs} = \alpha I$, con I la intensidad del haz laser (relacionada con la potencia del haz) y α el coeficiente de absorción del medio.

Debido a sus múltiples aplicaciones en especímenes biológicos, normalmente se desea que los efectos térmicos sean mínimos para evitar generar daño en las muestras. A su vez, las potencias requeridas para obtener atrapamiento de micropartículas rondan el orden de unos cientos de miliwatts. Sin embargo, mientras mayor sea la apertura numérica del sistema óptico, es posible obtener densidades de potencia del orden de MW/cm², siendo esto un riesgo para el material que se estén utilizando. Por ejemplo, un incremento de 5° C puede causar alteraciones en la bioquímica y la maquinaria molecular de las células. Si las temperaturas alcanzas niveles citotóxicos (43°), se activa la muerte celular a través de la necrosis o la apoptosis [9, 25]. Más aun, la dinámica del mismo sistema de pinzas ópticas puede verse alterado por el incremento en la temperatura debido a la aparición de fuerzas adicionales a la fuerza gradiente y a la presión de radiación.

No obstante, muchos estudios han probado que estos mismos efectos térmicos proveen nuevas herramientas e incluso pueden mejorar las ya existentes para manipular diferentes variedades de objetos de orden micrométrico en medios acuosos. Los efectos

térmicos han mostrado ventajas sobre los sistemas puramente ópticos y eléctricos debido a su bajo requisito de potencia y simpleza experimental [29, 82–85]. Partiendo de esto, si se combinan las fuerzas ópticas y las fuerzas térmicas se espera que la fuerza de un sistema de atrapamiento óptico incremente significativamente. Esta combinación de fenómenos implica que la potencia óptica puede ser reducida drásticamente en las condiciones adecuadas. Esto es con la presencia de una fuente local de calentamiento lo que permite el atrape y manipulación de partículas reduciendo el daño por potencia óptica, aumentando la dinámica del sistema y permitiendo la medición de parámetros antes limitados por la misma técnica.

De los efectos térmicos que pueden presentarse en un sistema de pinzas ópticas sobresalen dos: corrientes de convección [86] y termofóresis [87,88].

Ecuaciones de Navier-Stokes

Para entender y poder modelar las corrientes de convección, es necesario analizar el comportamiento de un fluido con velocidad v inducida por un gradiente de temperatura. Como se mencionó previamente, este gradiente surge debido a la absorción del haz laser en el medio. Las ecuaciones de Navier-Stokes son ecuaciones diferenciales parciales que describen el movimiento de un fluido viscoso. Las ecuaciones de Navier-Stokes nacen a partir de los principios básicos de continuidad de masa, conservación de momento (ecuación de Cauchy) y conservación de la energía dados por las siguientes ecuaciones respectivamente [89]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (1.41)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau + f \quad (1.42)$$

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = \frac{Dp}{Dt} + \nabla \cdot (k \nabla T) + \Phi \quad (1.43)$$

La primera ecuación nos dice que no se agrega ni se remueve masa del sistema con ρ la densidad y v el vector de velocidad. La segunda ecuación de conservación de momento parte de la 2da Ley de Newton. Esta ecuación depende completamente del sistema y de las diferentes suposiciones que se hagan, dado que p y τ son el tensor de presión y el tensor deviatorico de estrés. Finalmente, la tercera ecuación asociada a la energía nuevamente depende del fluido y representa es una función de la entalpía H del sistema, el cambio en temperatura T y Φ una función asociada a la disipación de energía debido a efectos de viscosidad. La ecuación final del sistema dependerá completamente de las condiciones deseadas, es decir si se trata de un fluido Newtoniano o no Newtoniano, o compresible o no compresible [89]. Es importante mencionar que aunque las ecuaciones de Navier-Stokes han sido muy estudiadas, no existen hasta la fecha soluciones generales analíticas de las mismas, por lo que es necesario el uso de software o métodos numéricos para su resolución.

Corrientes de convección

Las corrientes de convección inducidas por calor suceden cuando un gradiente de temperatura es inducido en una celda llena de un líquido, lo que crea un flujo que va de las zonas calientes a las zonas frías. Mas aún, las corrientes de convección tienen la capacidad de coleccionar partículas que no se encuentran necesariamente cerca del punto de calentamiento.

Estas corrientes transfieren calor de un lugar a otro a través de movimiento de un fluido ya sea líquido o gaseoso. La función de transferencia para corrientes de convección está presente en diferentes fenómenos naturales como son las corrientes marítimas, el clima atmosférico y la geología. Este fenómeno ha sido utilizado para atrapar y transportar diferentes muestras. [36].

Las corrientes de convección aparecen en pinzas ópticas cuando en la celda donde se tiene la muestra confinada, el haz laser calienta el medio debido a la absorción de la luz. En particular, si una de las paredes consta de un medio altamente absorbente a la longitud de onda utilizada, el calentamiento será altamente localizado. Esta configuración garantiza que existirá una temperatura T_1 para la pared sin medio absorbente y una temperatura T_2 para él la superficie con el medio altamente absorbente donde $T_2 > T_1$. Cuando el fluido está contenido en una celda con estas condiciones, las corrientes que aparecen son llamadas de Rayleigh Bernard (RBC) [86]. Debido a la variación de temperatura en la celda, el medio al calentarse se expande disminuyendo su densidad; lo que genera que el fluido busque alejarse de la zona caliente hacia la zona fría. Estas corrientes deben su nombre a Henri Bernard y a Lord Rayleigh, quien demostró que un fluido estacionario en su estado inicial se torna inestable cuando existe una diferencia de temperatura.

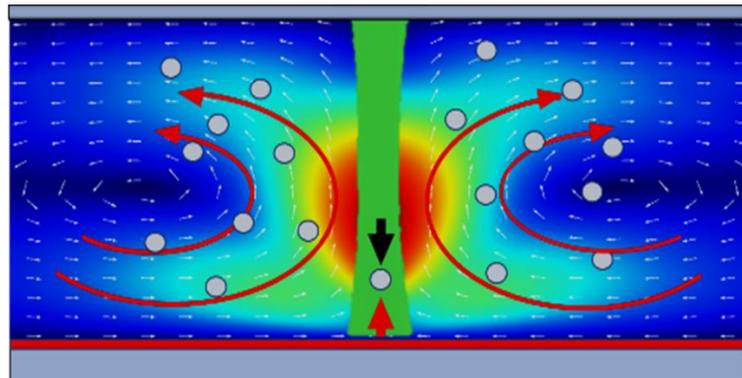


Figura 1.5 Corrientes de convección en un líquido con altura h , en una celda con paredes rígidas, con una temperatura mayor en la pared inferior debida a un haz enfocado, generando un patrón de corrientes RBC. Las corrientes van de la zona caliente hacia la zona más fría.

Por otro lado, los líquidos sujetos a gradientes de temperatura en superficies libres, es decir fuera no contenidos en una celda, pueden generar corrientes de convección debido a la tensión superficial dependiente de la temperatura. A esto se le conoce como efecto Marangoni [90–92]. Aquí, el gradiente de temperatura genera una reducción local de la tensión superficial, generando así un gradiente de la misma. Este gradiente dirigirá el flujo en forma de celda de convección y deformará la superficie.

Los parámetros más importantes que describen el fenómeno de convección son el número de Rayleigh Ra , el número de Marangoni Ma , y el número de Prandtl Pr

$$Ra = \frac{\gamma g h^3 \Delta T}{\nu \kappa}, \quad (1.44)$$

$$Ma = -\frac{\partial S}{\partial T} \frac{h \Delta T}{\eta \kappa}, \quad (1.45)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (1.46)$$

Donde γ es el coeficiente de expansión térmica y $\kappa = k_f / (\rho c_p)$ es la difusividad térmica, con c_p como la capacidad calorífica y $\partial S / \partial T$ es el gradiente de tensión superficial.

El número de Rayleigh Ra es un parámetro adimensional que caracteriza la convección térmica en un fluido debido a diferencias de densidad causadas por gradientes de temperatura. Es una medida de la inestabilidad térmica en sistemas donde la convección es importante [86].

El número de Marangoni Ma describe el flujo en una superficie libre (por ejemplo, una interfaz líquido-aire) causado por gradientes de tensión superficial. Este fenómeno se observa en situaciones donde la tensión superficial cambia debido a diferencias de temperatura o concentración [30,92].

Finalmente, el número de Prandtl es un parámetro adimensional que relaciona la difusividad de la cantidad de movimiento (viscosidad) con la difusividad térmica en un fluido [30].

Se ha demostrado que estas corrientes permiten la manipulación térmica de micropartículas [93,94], ADN [35] y hasta de nanopartículas individuales [44,95,96], lo que aumenta el número de aplicaciones potenciales en pinzas ópticas.

Termofóresis

Como ya se mencionó anteriormente, la termofóresis es un fenómeno de transporte de materia, partículas o moléculas, a lo largo de gradientes de temperatura [45,85]. Cuando una suspensión coloidal es colocada dentro de un gradiente de temperatura, las partículas dispersas muestran, además de movimiento browniano, una velocidad de arrastre estable llamada velocidad termoforética, dada por $v_T = -D_T \nabla T$, donde D_T es el coeficiente de difusión térmica (o termodifusión) y ∇T el gradiente de temperatura. Esta expresión, nos indica que el signo del valor D_T determinará el sentido del arrastre, es decir, indicará si las partículas irán hacia la región caliente o fría; y a su vez, se concentrarán ahí de forma estacionaria y creando a su vez un gradiente de concentración. Este fenómeno también es llamado efecto Soret debido a las publicaciones del científico suizo Charles Soret [41,97]. Soret definió un coeficiente dado como

$$S_T = \frac{D_t}{D} \quad (1.47)$$

Donde D es el coeficiente de difusión molecular (o isotérmico). Cabe recalcar que el valor de D y D_T tienen una dependencia con la concentración de partículas en el medio.

Si estos gradientes de temperatura son generados mediante una fuente luminosa, específicamente un láser, al fenómeno se le llama fotofóresis. Dado que existe una velocidad de arrastre v_T , se tiene una fuerza asociada llamada fuerza termoforética F_T , que puede llegar a tener ordenes de magnitud mayores a la fuerza gradiente F_{grad} asociada a la trampa óptica.

La fuerza termoforética induce entonces la migración de las partículas de una región a otra; dependiendo del coeficiente de Soret asociado a la mezcla. A mayor valor de F_T , mayor será el gradiente de concentración y por ende la distribución de partículas será menos uniforme [98].

A pesar de existir diversos estudios sobre termofóresis y sus implicaciones en distintos sistemas [32,43,47,99–101], aún no hay una teoría que consiga explicar su comportamiento para diferentes medios, es decir, aun no existe un modelo que pueda replicar los resultados por igual para gases o líquidos, por lo que su análisis y estudio depende del sistema en cuestión.

La fuerza termoforética F_T en un gas está fuertemente ligada al número de Knudsen, $K_n = L/r_p$, donde L es el camino medio del gas libre. Existen 3 regímenes dados por el valor de K_n : el régimen continuo cuando $K_n \ll 1$ (partículas grandes), el régimen de transición ($0.1 < K_n < 10$), y el régimen de moléculas libres ($K_n \gg 1$) [102].

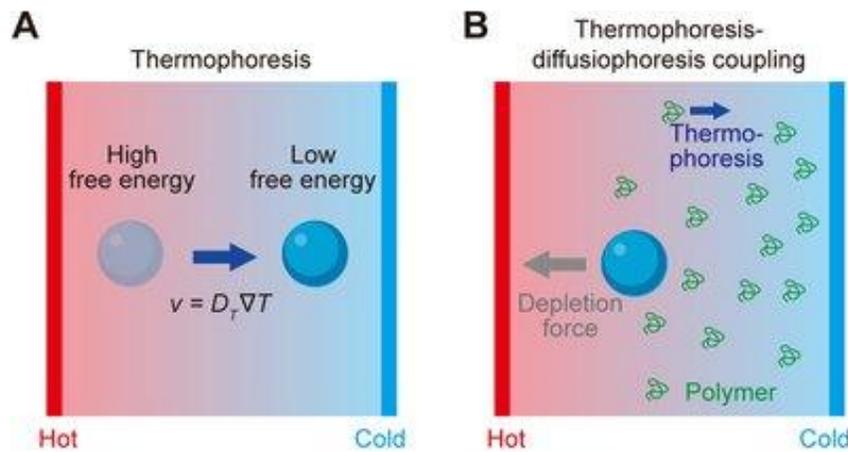


Figura 1.6 Mecanismos de manipulación de partículas mediante termofóresis: (A) La termofóresis se refiere al movimiento dirigido de partículas en un gradiente de temperatura (típicamente de caliente a frío) (B) El acoplamiento de la termofóresis y el flujo de convección inducido térmicamente permite el enriquecimiento de partículas en la región fría [103].

Si se considera a las partículas como esferas dentro de un fluido viscoso desplazándose a una velocidad v_T , la fuerza termoforética F_T puede ser dada por la ley de Stokes como

$$F_T = 6\pi\eta r_p v_T \quad (1.48)$$

Con η la viscosidad del medio y r_p el radio de la partícula.

Para un gas, la velocidad termoforética esta descrita por la ecuación de Epstein como

$$v_{th} = \left(-\frac{3}{2}\right) \frac{k_f}{2k_f + k_p} \frac{v}{T} \nabla T \quad (1.49)$$

Con $v = \eta/\rho$ la viscosidad cinemática, ρ la densidad, k_f y k_p son la conductividad térmica del gas y de la partícula respectivamente [29]. Lamentablemente esta expresión no puede ser usada textualmente para líquidos, pero existen reportes donde se ha calculado para que partículas de látex de 1.011 y 0.790 μm , en agua, el valor de la velocidad es 17% del valor predicho para gases, esto es

$$v_{th} = -0.26 \frac{k_f}{2k_f + k_p} \frac{v}{T} \nabla T \quad (1.50)$$

Métodos de calibración y medición de fuerza

Dado que una partícula atrapada en un campo óptico se comporta como un sistema de masa-resorte, es posible modelar esta interacción como un sistema de oscilador armónico, con una fuerza F_{OT} actuando sobre la partícula atrapada, la cual es proporcional al desplazamiento x de la misma de su posición inicial como se muestra en la figura 1.7. Dicha fuerza viene acompañada de una constante elástica o de rigidez de la trampa denotada como k_{OT} [104,105].

$$F_{OT} = -k_{OT}x \quad (1.51)$$

El desplazamiento puede ser medido de dos formas: mediante una grabación de video para observar el desplazamiento en tiempo real cuadro por cuadro, o mediante un detector de posición de alta resolución, el cual mide la luz láser reflejada en la partícula y la convierte en señales de voltaje. Estas a su vez están caracterizadas de tal forma que asocian el cambio de voltaje con el cambio de posición respecto al centro de la trampa. Existen diferentes métodos para calcular la rigidez de un sistema de atrapamiento, los cuales dependen del tipo de interacción que se tenga con la muestra, la longitud de onda

utilizada, la potencia del láser e incluso el índice de refracción del medio. A continuación, se presentan algunos de los métodos más destacados [105].

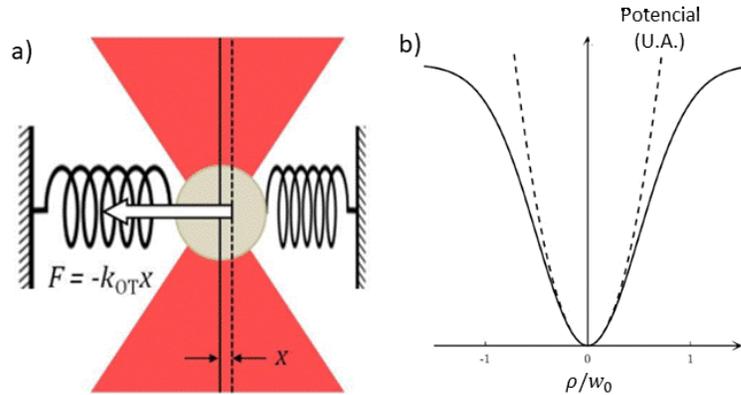


Figura 1.7. a) Pinzas ópticas modeladas como un resorte de Hook lineal. Cuando la partícula experimenta desplazamientos pequeños x del centro de la trampa, existe una fuerza restauradora proporcional a dicho desplazamiento. b) Pozo de potencial asociado a una pinza óptica a lo largo de la dirección radial (línea continua) y su aproximación con un potencial armónico (línea punteada)

Método de fuerza de arrastre

Este método consiste en la medición del desplazamiento de una partícula atrapada dentro de una celda. La celda es desplazada y se analiza el equilibrio entre las fuerzas de arrastre aplicada a la partícula y la fuerza de la trampa óptica. Para una partícula esférica, la fuerza de arrastre F_{drag} dada por la expresión

$$F_{drag} = \gamma v \quad (1.52)$$

Donde γ es el coeficiente de arrastre y es equivalente a $\gamma = 6\pi\mu r_p$ con μ la viscosidad dinámica del medio ($N \cdot s/m^2$) y r_p el radio de la partícula y v la velocidad del fluido.

Si la partícula se encuentra muy cerca de alguna de las superficies de la celda, esta expresión se ve modificada debido a los efectos de frontera y toma la forma

$$F_{drag} = 6\pi r v \mu' = 6\pi r v \frac{\mu}{1 - \frac{9}{16} \left(\frac{r}{h}\right) + \frac{1}{8} \left(\frac{r}{h}\right)^3 - \frac{45}{256} \left(\frac{r}{h}\right)^4 - \frac{1}{16} \left(\frac{r}{h}\right)^5} \quad (1.53)$$

Esta corrección depende directamente de la distancia h entre la partícula y la superficie de la celda. Esta expresión indica que la rigidez y por lo tanto la fuerza dependen tanto del radio y forma de la partícula como de la viscosidad dinámica del medio que la rodea [106–108].

Dada la constante elástica como $k_{OT} = F_{OT}/x$, entonces se tiene

$$k_{OT} = 6\pi r v \frac{\mu/x}{1 - \frac{9}{16} \left(\frac{r}{h}\right) + \frac{1}{8} \left(\frac{r}{h}\right)^3 - \frac{45}{256} \left(\frac{r}{h}\right)^4 - \frac{1}{16} \left(\frac{r}{h}\right)^5} \quad (1.54)$$

Teorema de Equipartición

Este método está basado en el teorema de Equipartición, el cual establece que un objeto en una solución posee un movimiento constante debido a la presencia de energía térmica. En un oscilador armónico, cada grado de libertad de la partícula tiene una energía dada por $k_B T/2$, donde k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura absoluta. Las variaciones térmicas permiten relacionar el desplazamiento cuadrático medio de la posición de la partícula atrapada con la posición de equilibrio promedio, \bar{x} , de la forma

$$\frac{1}{2} k_B T = \frac{1}{2} k_{OT} \langle (x - \bar{x})^2 \rangle \quad (1.55)$$

Donde la temperatura T es el único parámetro necesario para determinar la constante elástica k_{OT} [70,108–110]. Este método no requiere tener información del medio, como la viscosidad, pero el tamaño y la forma de la muestra manipular juegan un papel

fundamental en la calibración de la posición. Esto orilla a tomar dos consideraciones importantes:

1. El ancho de banda analógico del sistema de detección debe ser considerable, es decir debe ser lo suficientemente grande para no subestimar el valor de $\langle (x - \bar{x})^2 \rangle$, y que esto introduzca un error en el valor de k_{OT} .
2. El control de ruido externo al sistema es crucial, dado que es un sistema altamente sensible, cualquier fuente de ruido externa inducirá un error en el valor estimado de k_{OT} .

Método pasivo de densidad espectral de potencia

El método de densidad espectral de potencia (power spectral density, PSD) consiste en analizar el movimiento Browniano de la partícula atrapada. El movimiento de dicha partícula se considera como un sistema sobre amortiguado con un coeficiente de arrastre conocido; este sistema se puede describir como un el movimiento browniano dentro de un potencial de energía [70,110,111]. Esto dado por la ecuación de Langevin (para una dimensión) expresada como

$$m\ddot{x}(t) + F_{drag} + k(t) = \eta(t) \quad (1.56)$$

Con m la masa de la partícula, $x(t)$ su posición en el tiempo, F_{drag} la fuerza de arrastre, $k(t)$ es la fuerza armónica de la trampa, y $\eta(t)$ es una fuerza que satisface que satisface la condición $\langle \xi(t) \rangle = 0$ y $\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = \delta(t - t')$.

En este caso se considera que el término inercial, al moverse la partícula de manera suave, tiene una contribución mínima y puede ser ignorado.

Partiendo entonces de la ecuación simplificada

$$\dot{x}(t) + \frac{k_{OT}x(t)}{\gamma} = \frac{\eta(t)}{\gamma} \quad (1.57)$$

Y proponiendo una solución del tipo $x(t) = e^{-\frac{t}{\tau_0}}$ con $\tau_0 = \gamma/k_{OT}$, se encuentra que en el espacio de Fourier

$$x(\tau) = e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} \int_{-\infty}^{\tau} \frac{\eta(\tau')}{\gamma} \exp\left[-\frac{\tau}{\tau_0}\right] d\tau'. \quad (1.58)$$

Al aplicar la función de correlación y promediando se obtiene [112]

$$\langle x(0)x(\tau) \rangle = \frac{k_B T \gamma}{\gamma^2} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} = \frac{k_B T}{k_{OT}} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} \quad (1.59)$$

entonces la correlación queda como

$$\langle x(t)x(t + \tau) \rangle = \frac{k_B T}{k_{OT}} e^{-\frac{|\tau|}{\tau_0}} \quad (1.60)$$

Al aplicar la transformada de Fourier a la función de autocorrelación, se obtiene el espectro de potencia, que muestra cómo se distribuye la energía de la señal a diferentes frecuencias. Utilizando el teorema de Wiener-Khintchine, se tiene

$$x^2(\omega) = \frac{2k_B T \gamma}{k_{OT}^2 (1 + \omega^2 \tau_0^2)} \quad (1.61)$$

El teorema de Wiener-Khintchine establece que se puede obtener el espectro de potencia mediante la transformada de Fourier de la función de autocorrelación, es decir. se puede establecer que

$$\int_{-\infty}^{\infty} x^2(\omega) d\omega = \langle x^2 \rangle \quad (1.62)$$

A partir del teorema de equipartición y si se define la frecuencia de corte, f_c , y el coeficiente de difusión D , como

$$f_c = k_{OT} (2\pi\gamma)^{-1} \quad (1.63)$$

$$D = k_B T / \gamma \quad (1.64)$$

Se tiene finalmente que el espectro de potencia $G(f)$ está definido como

$$G(f) = \frac{2|\hat{x}(f)|^2}{t_{msr}} = \frac{D}{\pi^2(f_c^2 + f^2)} \quad (1.65)$$

Donde t_{msr} es el tiempo de medición. Este método necesita que el objeto atrapado sea de forma esférica y con radio conocido. Los parámetros D , T , γ y f_c , pueden ser obtenidos haciendo un ajuste del espectro a una curva Lorentziana. Si suponemos que la temperatura local de la partícula es igual a la temperatura del medio, se puede determinar la rigidez de la ecuación obtenida para f_c [111].

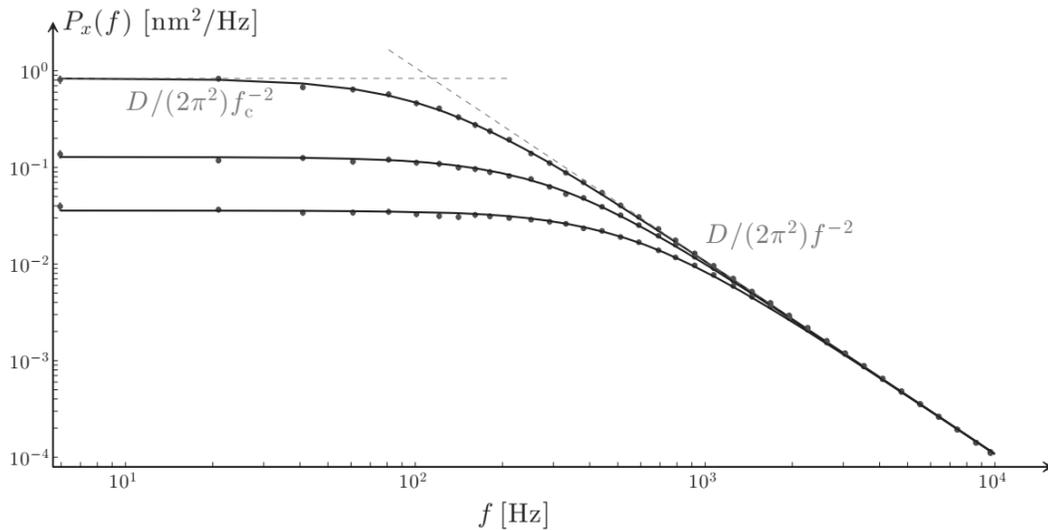


Figura 1.8 Ejemplo de análisis pasivo de densidad espectral de potencia. Se muestran los resultados experimentales como líneas continuas para 3 potencias de láser diferentes. La línea punteada representa la solución teórica. La frecuencia de corte f_c se encuentra en el cruce de ambas líneas punteadas. Tomado de [113].

Método activo de densidad espectral de potencia

Este método de calibración consiste en que la partícula atrapada se encuentra en una celda sobre un piezoeléctrico, el cual tiene un movimiento sinusoidal con una

frecuencia f_{drive} y amplitud A [114]. La posición de la celda como función del tiempo está dada entonces por la expresión

$$x_{drive}(t) = A \sin(2\pi f_{drive} t) \quad (1.66)$$

La velocidad del fluido entonces se verá afectada por la velocidad de la celda, \dot{x}_{drive} , por lo que ahora la ecuación de Langevin se reescribe de la siguiente manera

$$k_{OT}x(t) + \gamma[\dot{x}(t) - \dot{x}_{drive}] = \gamma\sqrt{2D}\xi(t). \quad (1.67)$$

La solución de esta ecuación está formada por la suma de dos funciones, un término asociado a las fluctuaciones térmicas de la partícula como para el caso pasivo, y un segundo término asociado al movimiento sinusoidal de la celda debido al piezoeléctrico.

$$x(t) = \sqrt{2D} \int_{-\infty}^t \exp[-2\pi f_c(t-t')] \xi(t') dt' + \frac{x_{drive}(t-t_{lag})}{\sqrt{1-(f_c/f_{drive})^2}} \quad (1.68)$$

Donde $t_{lag} = \frac{\arctan(f_{drive}/f_c) - \pi/2}{2\pi f_{drive}}$, asociado a la frecuencia de oscilación del piezoeléctrico. Dada esta solución, se tiene que el espectro de potencia resultante es la suma de los espectros de potencia de cada término, dados como

$$G(f) = \frac{D}{\pi^2(f_c^2 + f^2)} + \frac{A^2}{2[1+(f_c/f_{drive})^2]} \delta(f - f_{drive}), \quad (1.69)$$

Donde el último termino es el pico de la función δ para la frecuencia de excitación.

El desplazamiento, x , de la partícula atrapada en la trampa óptica esta dada como función de voltaje V , dado por el detector de posición de alta resolución que mide la luz reflectada por el láser, como $x = \beta V$, con β es el factor de conversión de voltaje a nanómetros. El factor de conversión estado por $\beta = \sqrt{W_{th}/W_{ex}}$, donde $W_{th} = A^2/[2 + 2(f_c/f_{drive})^2]$ es estimado con los parámetros A y f_{drive} , previamente conocidos, f_c , obtenido experimentalmente, y W_{ex} es obtenido experimentalmente a

partir del valor máximo del espectro de potencia, esto es la Lorentziana originada del movimiento browniano de la partícula atrapada en el potencial parabólico [115]. A partir de las ecuaciones para f_c y D previamente establecidas y usando D como $D = \beta^2 D_{volt}$, con D_{volt} la constante de difusión obtenida experimentalmente se tiene que

$$\beta^2 = \frac{k_B T}{\gamma D_{volt}} \quad (1.70)$$

$$k_{OT} = \frac{2\pi k_B T f_c}{\beta^2 D_{volt}} \quad (1.71)$$

Este método permite determinar β y k_{OT} simultáneamente, y no requiere conocimiento previo sobre la partícula o el medio. A su vez, no es necesario realizar ninguna corrección asociada a la posición de la partícula respecto a las paredes de la celda [105].

Método de cambio de momento lineal de la luz

Este método, propuesto por Smith et al. y perfeccionado por Farré a mediados de los años 2000, consiste en, como su nombre lo indica, medir el cambio de momento de la luz dispersada por la partícula atrapada en la trampa debido a la fuerza aplicada por la misma. Ya que solo se requiere medir la luz dispersada y no hay ninguna otra fuente de luz adicional, las dimensiones y la forma del objeto atrapado son innecesarias para medir la fuerza del sistema de atrapamiento que se ejerce sobre el mismo. Estas condiciones, sumado al hecho de que no es necesario conocer las propiedades del medio que rodea a la muestra, hacen que este método sea ideal para la manipulación in vivo [114].

Cuando el haz de luz interactúa con el objeto muestra, se difracta un ángulo θ . La fuerza ejercida sobre el objeto viene dada por $F = -dp/dt$, donde $dp = (n_m P/c)dt$ es el cambio de momento de la luz dispersada por la partícula, dt es el cambio en el tiempo y P es la potencia del láser. Si no hay partícula atrapada, el detector de potencia mide

un láser simétrico asociado al centro de la trampa y una señal igual a cero debido al cambio de momento, por lo que la fuerza es igual a

$$F \frac{R_D V}{\psi f' c} = \alpha V, \quad (1.72)$$

Donde R_D es el tamaño del detector, ψ su eficiencia, y f' es la distancia focal del condensador. La constante de proporcionalidad de V a pN , α , se encuentra calibrando el sistema de pinzas ópticas con algún método previamente conocido, por lo que la fuerza queda determinada como

$$F = k_{OT} x = k_{OT} \beta V = \alpha V \quad (1.73)$$

Con

$$\alpha = k_{OT} \beta V \quad (1.74)$$

Cristales coloidales

Los cristales coloidales son materiales fascinantes que resultan de la organización de partículas microscópicas en patrones regulares y repetitivos [116,117]. Estas partículas, denominadas coloidales, tienen tamaños típicamente en el rango de los nanómetros o micrómetros y pueden estar compuestas de materiales como sílice, poliestireno o metales. Estas partículas suelen encontrarse suspendidas en un medio fluido, como agua o gas, aunque también pueden integrarse en medios semisólidos. Su estructura periódica y ordenada los convierte en una analogía macroscópica de los cristales atómicos, aunque operan en una escala mucho mayor.

La formación de estas estructuras ordenadas se debe a la interacción de varias fuerzas físicas y químicas entre las partículas. Entre las principales interacciones que guían este proceso se encuentran:

- Interacciones electrostáticas: Las partículas coloidales suelen llevar cargas eléctricas en su superficie. Dependiendo de la carga y del entorno químico, estas interacciones pueden generar atracciones o repulsiones, lo que influye en cómo las partículas se agrupan.
- Fuerzas de Van der Waals: Estas fuerzas actúan a corta distancia y son fundamentales para estabilizar las partículas en su posición dentro de la estructura cristalina. Aunque son relativamente débiles, su efecto acumulativo en muchas partículas es crucial para mantener la integridad del cristal coloidal.
- Interacciones térmicas y de presión: Los gradientes de temperatura o presión pueden inducir movimientos en las partículas, lo que facilita su autoorganización en patrones ordenados.

El equilibrio entre estas fuerzas permite que las partículas se ensamblen de manera espontánea en estructuras tridimensionales periódicas. Estas estructuras reflejan una notable similitud con los cristales atómicos, pero debido al tamaño de las partículas coloidales, los cristales coloidales interactúan con longitudes de onda de luz visibles, lo que les otorga propiedades ópticas únicas.

Además, la escala más grande de los cristales coloidales en comparación con los cristales atómicos permite su manipulación directa en experimentos y aplicaciones prácticas. Esto los hace valiosos en campos como la óptica, la fabricación de dispositivos fotónicos y el diseño de materiales con propiedades específicas, como recubrimientos iridiscentes o filtros ópticos.

Métodos Optotérmicos para la Generación de Cristales Coloidales

Los métodos optotérmicos han surgido como una herramienta innovadora y eficiente para la formación de cristales coloidales, estructuras ordenadas de partículas microscópicas con aplicaciones en la fotónica, la óptica y la nanotecnología. Estos

métodos aprovechan gradientes térmicos generados por luz láser para mover y organizar partículas coloidales en patrones precisos. Dos fenómenos principales impulsan este proceso: las corrientes convectivas y la termofóresis, que trabajan de manera conjunta para concentrar y ordenar las partículas.

De las aplicaciones mencionadas destaca la formación y manipulación de cristales coloidales. Los cristales coloidales son estructuras organizadas de partículas microscópicas con aplicaciones en dispositivos ópticos avanzados, como guías de onda, cristales fotónicos y sensores ópticos. Para su fabricación, se han desarrollado diversas técnicas que permiten controlar su formación con alta precisión. Entre las principales metodologías destacan la nanoimpresión [118], la fotolitografía [119] y el autoensamblaje [120,121], cada una con ventajas específicas según las necesidades del diseño (Tabla 1.1).

Técnica	Ventajas	Limitaciones
Nanoimpresión	Económica y rápida en áreas grandes.	Menor precisión en comparación con otras.
Fotolitografía	Alta precisión y control en patrones.	Costosa y requiere equipos complejos.
Autoensamblaje	Simple, versátil y de bajo costo.	Difícil de controlar para grandes áreas.

Tabla 1.1 Técnicas para la generación de estructuras coloidales y sus diferencias entre sí.

Los cristales coloidales son clave en la fabricación de guías de onda ópticas [122], cristales fotónicos [123] y láseres coloidales [124]. Estas estructuras, esenciales en telecomunicaciones, dispositivos ópticos y detección, permiten canalizar, controlar y amplificar la luz. Su autoorganización facilita la creación de guías de onda eficientes, cristales fotónicos con anchos de banda (bandgaps) que controlan la propagación de la

luz y láseres compactos y versátiles. Además, su producción económica y precisión estructural destacan como ventajas significativas en diversas aplicaciones tecnológicas. Gracias a diversos estudios realizados por distintos autores [33,125,126], se ha demostrado que los efectos opto-térmicos brindan una manera simple y eficiente de crear estructuras periódicas ordenadas a un bajo costo. A su vez es un método versátil que es capaz de brindar un alto grado de precisión estructural.

A lo largo de los años, numerosos investigadores han destacado el potencial de los métodos optotérmicos en la formación de cristales coloidales, logrando avances significativos en la comprensión y control de estos procesos. Un ejemplo relevante es el trabajo de Braun et al. [127,128], quienes demostraron cómo las partículas de poliestireno pueden organizarse en cristales coloidales gracias a la acción combinada de corrientes convectivas y termofóresis. Este estudio subrayó la eficacia de estos mecanismos en el autoensamblaje de partículas.

Otro avance importante proviene de la investigación de Dholakia et al. [129], quienes emplearon efectos termoplásmicos para organizar partículas de sílice de 5 μm en patrones hexagonales compactos. Sus resultados demostraron que las corrientes convectivas generadas por un láser son capaces de producir estructuras altamente ordenadas, evidenciando el impacto de las dinámicas térmicas en la disposición coloidal.

Asimismo, Zhiwen Kang et al. [130] atribuyeron la formación de cristales coloidales a la interacción sinérgica entre la termofóresis y las corrientes convectivas. Este enfoque resaltó la necesidad de ajustar ambos fenómenos para lograr un control preciso y eficiente en la organización de las partículas.

Por su parte, Di Leonardo [131] exploró los efectos tipo Marangoni, generados por gradientes de tensión superficial en sustratos dieléctricos. Este fenómeno resultó esencial para estabilizar y organizar las partículas coloidales en patrones definidos, subrayando la importancia de las interacciones físico-químicas en la formación de estructuras coloidales ordenadas.

Estos estudios ejemplifican el progreso en el campo de la óptica térmica aplicada, destacando la versatilidad de los métodos optotérmicos para generar materiales funcionales con alto grado de precisión estructural.

Capítulo 2.

Pinzas ópticas bajo la influencia de efectos térmicos

Como se mencionó previamente las corrientes de convección son un efecto térmico que se genera a partir de un gradiente de temperatura en un fluido, donde este se desplazará de las zonas calientes a las zonas frías. Gracias a este movimiento, las corrientes de convección generadas mediante luz laser han sido utilizadas como método de manipulación de muestras de orden micrométrico inmersas en un fluido. La aparición de gradientes de temperatura genera corrientes de Rayleigh Bernard y también de Marangoni [30]. Estas últimas han sido utilizadas para la manipulación de microburbujas en aceite o en agua gracias a fuerzas termo capilares que aparecen en la superficie de la burbuja. Dichos experimentos se han realizado con láseres de 635 nm y 10 mW de potencia, usando un semiconductor delgado de a-Si:H. A su vez, se ha demostrado que usando un láser con longitud de onda de 532 nm sobre un sustrato metálico con potencias cercanas a los 100 mW es posible generar burbujas de gas que, combinadas con las corrientes de convección, generan una zona de atrapamiento de forma anular para micropartículas de sílice diluidas en agua.

En este experimento, se presenta la generación de un gradiente de temperatura en una celda con partículas de sílice sumergidas en agua. La celda cuenta en su cara inferior con una película delgada de a-Si:H, el cual al ser iluminado con una longitud de onda de 532 nm absorbe la energía del haz y crea el gradiente de temperatura. La presencia de dicho gradiente da como resultado la aparición de diferentes fenómenos dentro de la celda, los cuales son más evidentes dependiendo de la potencia del haz incidente. Principalmente es posible identificar las corrientes de convección, el efecto de termofóresis y la generación de burbujas de vapor. El gradiente de temperatura se genera en la zona donde el haz laser es enfocado, por lo que tiene una simetría radial sobre la película de a-Si: H. Al existir una diferencia de temperaturas, el líquido tiene a alejarse de la zona caliente moviéndose hacia la zona de menor temperatura, creando corrientes por una fuerza boyante. En las zonas de mayor temperatura, las moléculas

del líquido cuentan con una mayor energía cinética, por lo que aparece una fuerza neta que va de la zona caliente a la zona fría.

La celda utilizada está conformada por un portaobjetos y un cubreobjetos separados una distancia aproximada de 100 μm . La cara interior de la celda cuenta con una película delgada a-Si:H de 1 μm de espesor. Dentro de la celda se encuentran micropartículas con un diámetro de 3 μm en agua destilada.

Para este experimento se utilizaron diferentes partículas tanto en material como en tamaño. Principalmente se recurrió a partículas de poliestireno (Polysciences, Inc), en su presentación de 1.5 \pm 0.15 μm de diámetro. Estas partículas en específico, son fáciles de manejar y destacan por su flexibilidad y versatilidad de uso, índice de refracción de entre 1.59 y 1.61 (a 598nm), una constante dieléctrica de 2.6 y resistencia a temperaturas de hasta 100°C.

En la parte inferior de la celda se colocó una película delgada de a-Si:H, de alto coeficiente de absorción ($\alpha_a \sim 2.77 \times 10^6 \text{m}^{-1}$ para $\lambda = 532 \text{nm}$), que al absorber la luz láser incidente tiene la función de fuente de calor para generar los gradientes de temperatura, y con ello aparezcan los fenómenos de corrientes de convección y termofóresis. El a-Si:H destaca por ser un semiconductor de bajo costo de producción, facilidad de depósito de películas con diferentes estructuras y/o patrones, sin limitantes en cuanto al área de trabajo y absorber un gran porcentaje de la luz que le es incidente.

Arreglo experimental

En la figura siguiente se muestra la disposición del arreglo experimental. El láser utilizado fue un láser Nd:YAG de doble frecuencia (Klastech, $\lambda=532 \text{nm}$ de 1 W). Para controlar la potencia de salida del láser, se colocó un cubo divisor de haz polarizado (BS) el cual en combinación con una placa retardadora (HWP) de $\lambda/2$ permite variar la potencia desde 1 mW hasta 500 mW de entrada al sistema.

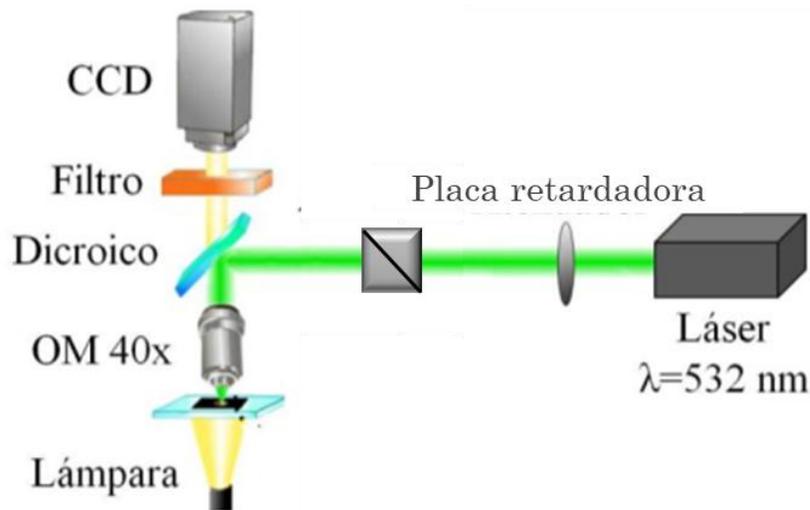


Figura 2.1. Arreglo experimental simple de pinzas ópticas

Una vez controlada la potencia del haz incidente, la luz láser se introdujo en el sistema de pinzas ópticas. Este cuenta con un objetivo de microscopio intercambiable que puede ser de 40X, 60X o 100X dependiendo del experimento deseado. Cada uno de estos objetivos cuenta con una apertura numérica específica (N.A.), por ejemplo, para el objetivo 40X se tiene una N.A. de 0.65. Cabe resaltar que al introducir el haz láser dentro del objetivo de microscopio existen pérdidas debido a reflexión por lo que solo se transmite aproximadamente el 85% de la luz incidente. El haz gaussiano fue enfocado con un spot de $10\ \mu\text{m}$ diámetro sobre la superficie del a-Si:H, colocada sobre una montura de desplazamiento 3D. Las partículas fueron iluminadas con una lámpara de luz blanca y monitoreadas con ayuda del mismo objetivo de microscopio y una cámara CCD (30fps, CoHU 4815). Un filtro óptico se agregó frente a la cámara para bloquear la luz verde excedente con el fin de evitar saturación o daño en el CCD. Este arreglo experimental tuvo como objetivo la observación y atrapamiento en 2 dimensiones de las partículas, para analizar su comportamiento bajo la influencia de los efectos térmicos.

Posteriormente se realizó la implementación de un modulador espacial de luz (SLM por sus siglas en inglés) para hacer atrapamiento usando diferentes patrones de luz. Para realizar esto, el haz tuvo que ser filtrado con un objetivo de microscopio 10X y

un pinhole de 25 μm , para posteriormente ser colimado con una lente (L1) de distancia focal de 10cm, el cual fue direccionado hacia el modulador espacial (SLM) de fase (Holoeye PLUTO-VIS), con un ángulo de incidencia menor a 10° para asegurar un funcionamiento óptimo en la modulación de la fase.

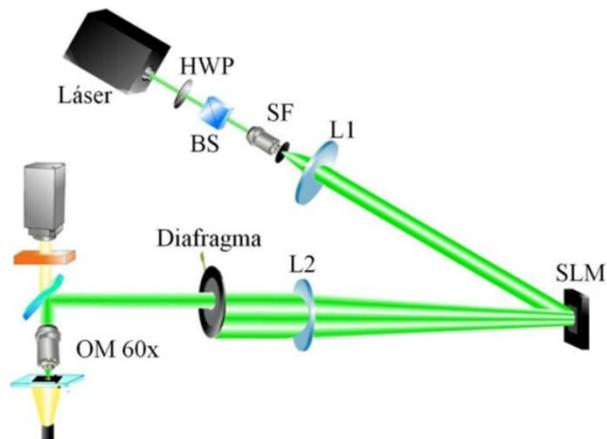


Figura 2.2. Arreglo experimental con la introducción del SLM. La potencia del haz láser (láser CW) se ajusta de manera precisa utilizando una placa de media onda (HWP) y un divisor de haz polarizado (PBS). Posteriormente, el haz láser se expande mediante un expansor de haz (SF) y se dirige utilizando un SLM hacia un objetivo de microscopio de 60x (MO). La configuración incluye una etapa de traslación en los ejes (XYZ TS) para controlar el movimiento tridimensional de la muestra, y un filtro (F) que bloquea la luz reflejada para evitar la saturación de la cámara CCD. El mismo objetivo (MO) se emplea para capturar imágenes de las micropartículas de sílice en la cámara CCD. La iluminación es proporcionada por una fuente de luz blanca.

Un holograma sintético de fase (SPH) fue desplegado sobre el SLM, en el cual se codificó una fase para una onda plana, cuyo transformada en el dominio de Fourier es una delta, físicamente representando un punto, el cual cuenta con un perfil Gaussiano de intensidad. La ventaja de utilizar este punto como haz incidente es que es posible filtrar los órdenes de salida del SLM y remover el ruido que puede afectar el desempeño de la trampa óptica.

Una vez realizado el atrapamiento de las partículas, se recurrió a la medición de la rigidez de la trampa óptica mediante el método de fuerza de arrastre de Stokes. Este método fue desarrollado por el George Gabriel Stokes cuando estudiaba partículas de

simetría esférica inmersas en un fluido. Como se mencionó previamente, este consiste en modelar el comportamiento de la trampa como una partícula sujeta a un resorte con un comportamiento lineal [104,105]. Es decir, la fuerza de atrapamiento se calcula midiendo el desplazamiento x de la partícula atrapada respecto al centro de la trampa, y la fuerza es proporcional dado un coeficiente de restitución k . Ambos parámetros nos permiten obtener la fuerza dada como $\vec{F}_d = kx$. Para este caso, el desplazamiento x esta dado como Δy proporcionado por la base 3D (Model NanoMax-TS381 de Thorlabs) controlada por computadora. Este desplazamiento controlado, permite que se alcance la velocidad máxima justa para que la partícula no se desprenda de la trampa. Dado que la partícula se encuentra en proximidad del sustrato ($z \sim 10\mu m$), es necesario considerad la corrección de Faxen para la fuerza de arrastre de una particular esférica. Dicha corrección depende de la distancia z a la que el objeto atrapado se encuentre sobre el fondo de la celda y del radio R de la partícula esférica. La fuerza de arrastre F_d que la partícula experimenta esta dada por la expresión [132,133]

$$F_d = 6\pi R\mu'v = 6\pi Rv \frac{\mu}{1 - \frac{9}{16}\left(\frac{R}{h}\right) + \frac{1}{8}\left(\frac{R}{h}\right)^3 - \frac{45}{256}\left(\frac{R}{h}\right)^4 - \frac{1}{16}\left(\frac{R}{h}\right)^5} \quad (2.1)$$

Donde v es la velocidad de movimiento de la base de traslación, y a su vez, es la velocidad de la partícula. Para este caso en específico $z = 10\mu m$, F_{drag} tiene una variación de 9% comparando los valores de fuerza cuando la corrección no es considerada. Esto representa un cambio considerable en la estimación de la fuerza y representa una variación importante para cálculos precisos en situaciones con muestras biológicas.

La partícula atrapada es desplazada una distancia Δy de su posición de equilibrio cuando la celda es desplazada con una velocidad de arrastre constante v , por lo que se tiene

$$6\pi R\mu'v = k\Delta y \quad (2.2)$$

Donde $R = 1.5 \mu m$ and $k (N/m)$ es la rigidez de la trampa. Dicho desplazamiento puede ser expresado como el producto de la velocidad v multiplicado por una constante β como se muestra en la siguiente ecuación

$$\Delta y = \left(\frac{6\pi\mu'R}{k} \right) v = \beta v \quad (2.3)$$

Dado que las velocidades de la base de traslación son conocidas y controladas, es posible inducir un flujo laminar bien definido alrededor de la partícula atrapada. Cabe recalcar, que a medida que la velocidad aumenta, las distancias que la partícula es desplazada aumentan proporcionalmente con la velocidad. Si se realiza un ajuste lineal, la constante β será equivalente a la pendiente de la recta dada como

$$\beta = \left(\frac{6\pi\mu'R}{k} \right) \quad (2.4)$$

Es decir, hallando la pendiente del ajuste lineal y despejando k , es posible encontrar el valor de la constante de rigidez, conociendo que $\mu_{water\ 298\ K} = 8.91 \times 10^{-4} N \cdot s/m^2$ (vidrio), $\mu_{water\ 305\ K} = 7.81 \times 10^{-4} N \cdot s/m^2$ (película absorbente).

$$k = \left(\frac{6\pi\mu'R}{\beta} \right) \quad (2.5)$$

Esto siempre y cuando la partícula atrapada se encuentre centrada en la muestra, ya que, si ésta se encuentra cerca de los bordes, aparecerán efectos de capa límite los cuales afectaran los valores obtenidos.

Análisis de corrientes de convección

Para realizar el análisis de la transferencia de calor y movimiento de las corrientes de convección, se recurrió al software COMSOL Multiphysics, el cual funciona a partir del método de elementos finitos que compila internamente un conjunto de ecuaciones

que representan un problema físico. Para realizar esto, el software realiza secuencias que analizan el problema desde su geometría, mallado, el análisis y resoluciones de las ecuaciones asignadas, la visualización y la presentación de resultados, por lo que facilita la resolución de diferentes variantes del modelo simplemente modificando parámetros del problema. Para este caso en específico, se utilizó la versión COMSOL 4.4 para simular la celda muestra en un espacio-dimensión 2D con simetría axial, resolviendo de manera estacionaria los módulos “Heat transfer in Fluids” y “Laminar Flow in Single-Phase Flow”, con condición inicial la temperatura ambiente de 293.15 K, presión atmosférica de 1×10^5 Pa y un fluido inmóvil ($v = 0$ m/s).

La geometría del modelo está dividida en tres secciones, una para cada medio involucrado en el fenómeno, una primera de vidrio que representa al cubreobjetos, una de agua que representa la muestra donde las partículas se encuentran y finalmente una de a-Si:H que representa la película altamente absorbente, como se muestra a continuación [27].

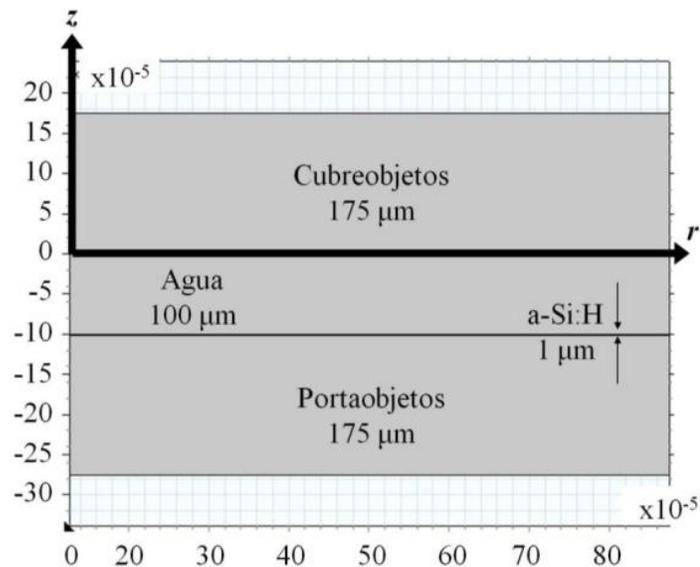


Figura 2.3. Geometría del modelo en COMSOL. Se modela una interfaz portaobjetos(vidrio) , agua y cubreobjetos (vidrio).

En la figura se observa que el vidrio se encuentra ubicado en $r = 0, z = 0$; el agua que experimentalmente tiene una altura de $h = 100 \mu m$ esta en $r = 0, z = -100 \mu m$; y la película de $1 \mu m$ de a-Si:H en $r = 0, z = -101 \mu m$ y el vidrio del portaobjetos en $r = 0, z = -276 \mu m$.

Las propiedades de los medios, agua y vidrio, se encuentran precargadas en COMSOL por lo que no es necesario realizar modificaciones. Los resultados numéricos mostraron que la temperatura puede alcanzar valores de hasta $100^\circ C$ dada la alta absorción del medio, por lo que fue necesario tomar en cuenta la dependencia a la temperatura de los parámetros de densidad del agua, además se introdujeron los parámetros del a-Si:H manualmente. Dichos parámetros se muestran en la siguiente tabla, con k la conductividad térmica, ρ es la densidad del medio, c_p es la capacidad calorífica y α_a es el coeficiente de absorción [27].

Para hacer un uso correcto de la COMSOL, es necesario entender correctamente la transferencia de calor que sucede en el sistema.

Parámetros	Agua	a-Si:H
$k (W/mK)$	$-0.87 + 9 \times 10^{-3}T - 1.6 \times 10^{-5}T^2 + 8 \times 10^{-9}T^3$	1.5
$\rho (kg/m^3)$	$838.47 + 1.4T - 3 \times 10^{-3}T^2 + 3.7 \times 10^{-7}T^3$	2330
$c_p (J/KgK)$	$1.2 \times 10^4 - 80.41T + 0.31T^2 - 5.3 \times 10^{-4}T^3 + 3.6 \times 10^{-7}T^4$	992
$\alpha_a (1/m), \lambda = 532 nm$	3.5413×10^{-2}	2.77×10^6

Tabla 2.1. Propiedades de los materiales: agua y a-Si:H

Para esto, se toma que la película absorbente de a-Si:H transfiere calor al liquido adyacente, por lo que se utiliza el módulo de “Heat Transfer in Fluids” que modela la ecuación de transferencia de calor en modo estacionario dada por la ecuación

$$\rho c_p v \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q_{hs} \quad (2.6)$$

Donde v es el campo de velocidad y $Q_{hs} = \alpha_a I$ es la fuente de calor.

Se introdujeron dos fuentes de calor a la simulación, ambas asociadas a la distribución de intensidad del haz gaussiano, una en el dominio del agua (I_{agua}) y la otra en el dominio del a-Si:H (I_{aSi}) como

$$I_{agua} = \frac{2P}{\pi w^2} \exp(-\alpha_{a(agua)} |z|) \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) \quad (2.7)$$

$$I_{aSi} = T_{net} \frac{2P}{\pi w^2} \exp(-\alpha_{a(agua)} h) \exp(-\alpha_{a(aSi)}(z + h)) \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) \quad (2.8)$$

Donde $\alpha_{a(agua)}$ es el coeficiente de absorción del agua, $\alpha_{a(aSi)}$ es el coeficiente de absorción de a-Si:H, $T_{net} = T_{aire-vidrio} T_{vidrio-agua} T_{agua-aSi} \approx 0.63$, es la transmisión neta que incluye todas las pérdidas de Fresnel en las interfaces aire - vidrio ($T_{aire-vidrio}$), vidrio-agua ($T_{vidrio-agua}$) y agua-a-Si:H ($T_{agua-aSi}$), $w = w_0 \sqrt{1 + [\lambda(z - z_0)/\pi w_0^2]^2}$ es el radio del haz, w_0 es el radio de la cintura a una posición z_0 .

El coeficiente de absorción del agua es despreciable en comparación del de la película absorbente de a-Si:H, por lo que este último es el que funciona como fuente de calor. Para un haz con parámetros $w_0 = 5\mu m$, $\lambda = 532\text{ nm}$, $z_0 = -95\mu m$ y $P = 5mW$, se tiene que el haz atraviesa la región de agua sin pérdidas aparentes, mientras que al llegar a la superficie con a-Si:H (*en* $z = -100\mu m$) el haz es completamente absorbido, por lo cual es aquí donde tenemos la fuente de calor principal que alimenta el sistema y lo transfiere al agua circundante [27].

Los gradientes de temperatura dados por la ecuación

$$\rho c_p v \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q_{hs} \quad (2.9)$$

Generan un movimiento del fluido a una velocidad v , y como los parámetros del agua dependen de la temperatura se espera que aparezca una fuerza de flotabilidad y por consiguiente, corrientes de convección. Se utilizaron las ecuaciones de Navier-Stokes dentro del módulo “Laminar Flow in Single-Phase Flow”, en el dominio del agua. Para un fluido incompresible se tiene que

$$\rho(v \cdot \nabla)v = \nabla \cdot [-p_r I + \mu(\nabla v + (\nabla v)^T)] + F_v \quad (2.10)$$

$$\rho \nabla \cdot v = 0 \quad (2.11)$$

Donde p_r es la presión y $F_v = -g(\rho - \rho_0)$ es la fuerza volumétrica (fuerza boyante generada por el agua hacia la superficie, responsable de las corrientes de convección); ρ está en función de la temperatura T , y ρ_0 es el valor de densidad fijo para temperatura ambiente ($\rho_0 = 998.3 \text{ kg m}^{-3}$).

Al resolver en COMSOL estas ecuaciones, se obtiene el perfil de velocidad y el movimiento del fluido que forma un ciclo, esto es el líquido se desplaza de la zona caliente a la fría sobre la zona más caliente de la celda. Una vez que el fluido llega a la parte superior, se desplaza de forma radial para posteriormente bajar en los bordes de la celda, para nuevamente regresar hacia el centro donde se encuentra la fuente de calor. Dado esto, se tiene que las corrientes de convección tienen simetría alrededor del punto focal, este comportamiento se observa claramente en la siguiente figura.

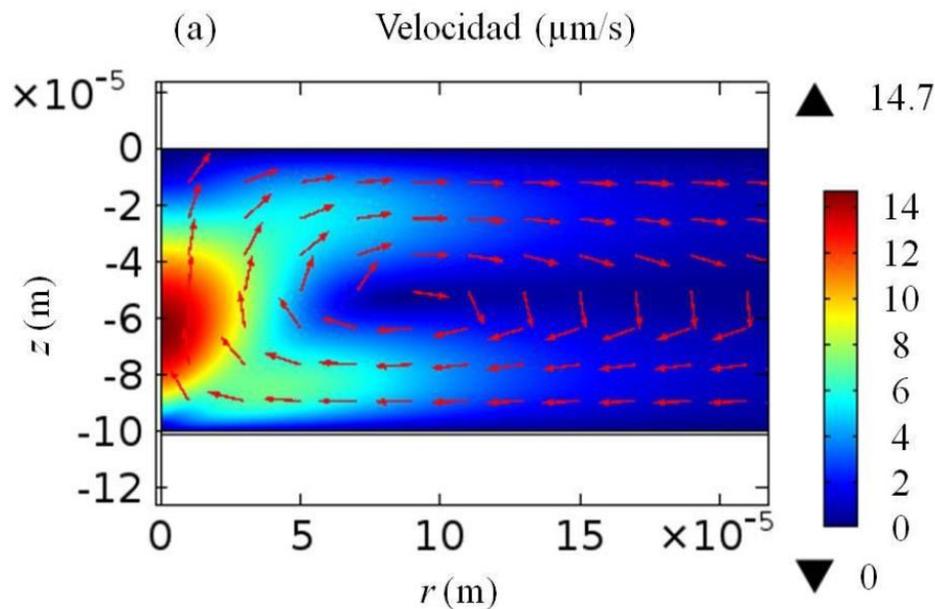


Figura 2.4. Perfil de velocidad del flujo dentro de la celda de agua. Las flechas indican el desplazamiento del fluido a una potencia de $P=1\text{ mW}$

Estos resultados indican que, dentro de la celda, debido a la alta absorción del a-Si:H, se generará un gradiente de temperatura, el cual a su vez facilitará la presencia de corrientes de convección, las cuales afectarán a las partículas ahí presentes, e induciendo nuevas fuerzas en el sistema de pinzas, por lo que es lógico pensar que la rigidez de la trampa se verá afectada. Es más, dada la teoría conocida, es posible asegurar la presencia de fuerzas termoforéticas en el sistema, las cuales se sumarán a las fuerzas puramente ópticas y térmicas.

Formación de cristales coloidales mediante efectos térmicos.

Como fue previamente mencionado, el uso efectos térmicos para la construcción de estos cristales ha sido estudiado por diversos autores; aunque existen diversas variaciones que permiten observar diferentes propiedades de los mismos. En este caso se trabajó con microesferas de sílice (SiO_2) con un diámetro de $1\ \mu\text{m}$ y una concentración inicial de 10 % en peso (correspondiente a aproximadamente

1.01×10^{11} partículas/ml). Estas partículas fueron dispersadas en agua destilada para garantizar la homogeneidad de la suspensión y minimizar contaminantes que pudieran alterar los resultados. Posteriormente para el experimento, se preparó una solución diluida mezclando 20 μL de la solución inicial con 980 μL de agua destilada, logrando una concentración final de 0.2 % en peso. Esta dilución fue seleccionada para permitir la observación de las interacciones entre partículas individuales sin que estas se aglomeren excesivamente. El pH de la solución se ajustó usando una micropipeta para añadir pequeñas cantidades (0.5 μL) de soluciones alcalinas (NaOH) o ácidas (HCl). Las mediciones precisas del pH se realizaron con un medidor de pH y temperatura (Mi150, Milwaukee Instruments) para asegurar que el nivel de acidez estuviera dentro del rango deseado según el experimento. Este ajuste del pH fue un paso crucial, ya que afecta directamente las fuerzas interpartículas, incluyendo la repulsión electrostática y las atracciones de van der Waals, que determinan la dinámica y estabilidad de las partículas en la solución.

La celda experimental se diseñó colocando la solución coloidal entre dos cubreobjetos de vidrio sellados, con un espacio uniforme de 20 μm entre ellos. Este espaciado garantiza un entorno controlado que facilita el movimiento y la organización de las partículas. En el cubreobjetos inferior, se depositó una capa delgada de titanio (Ti) de 20 nm mediante un proceso de sputtering. El Ti fue seleccionado por sus propiedades únicas: alta resistencia mecánica y a la corrosión, excelente adherencia al vidrio, lo que mejora la estabilidad del sistema, y un elevado coeficiente de absorción, que lo hace altamente eficiente para convertir la luz láser en calor. A diferencia de otros materiales como el oro, el Ti no requiere la excitación de plasmones, lo que simplifica significativamente el montaje experimental.

El sistema de pinzas ópticas y láser empleado en este experimento constituye una herramienta avanzada para la manipulación precisa de partículas coloidales. Este montaje combina un sistema óptico de alta precisión, un láser de fibra continua y un deflector acusto-óptico, permitiendo controlar las condiciones experimentales con gran exactitud como se muestra en la Figura 2.5. Su diseño está orientado a generar

gradientes térmicos en un sustrato de Ti, lo que facilita la formación de patrones ordenados a partir de las partículas suspendidas.

- Sistema óptico empleado: Se utilizó un sistema comercial de pinzas ópticas (OTS, E3500, Elliot Scientific) acoplado a un microscopio invertido con un objetivo de inmersión en aceite (100x, NA=1.45). Al ser un sistema comercial, permite la manipulación precisa de las partículas en el plano de enfoque del microscopio.
- Láser de fibra continua: Se empleó un láser de fibra continua (CW) con una longitud de onda de 1070 nm y una potencia máxima de 1 W. Dado que la potencia de salida del láser es alta y puede causar daño fototérmico a las muestras fue necesario atenuar su salida. Para controlar la intensidad del láser, se utilizó un atenuador variable compuesto por una placa de onda de λ y un cubo divisor de haz de luz polarizado. Este control es fundamental para ajustar el gradiente térmico generado en el sustrato de Ti.
- Deflector acusto-óptico (AOD): Este deflector permite la generación de múltiples puntos focales en el plano de atrapamiento. Esta característica permite la manipulación múltiple y simultánea de las partículas, lo cual facilita la expansión del área de cristalización.

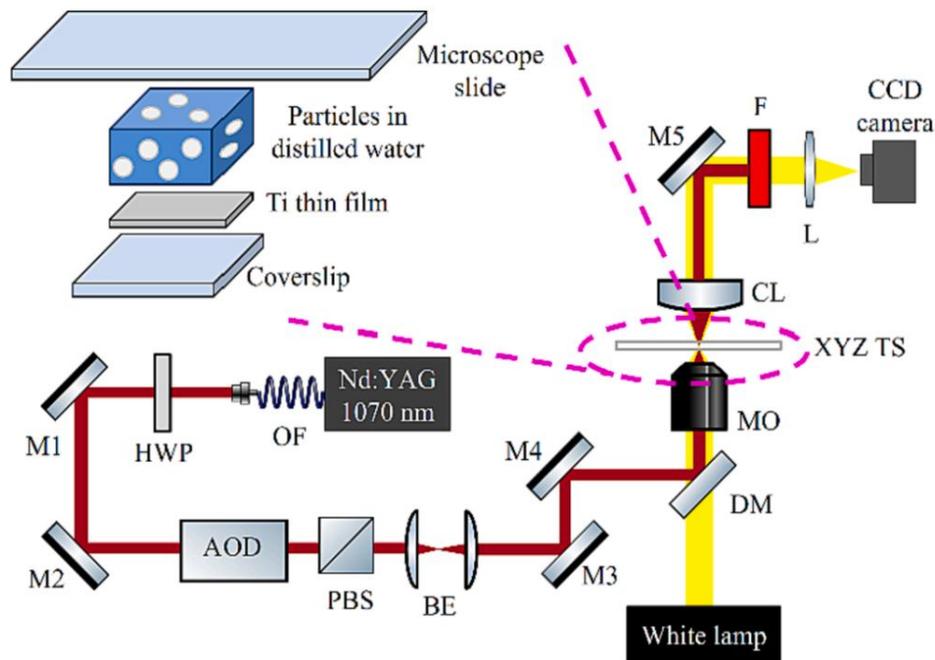


Figura 2.5. Esquema del Sistema de Pinzas Ópticas Comercial E3500 Elliot Scientific. La potencia del haz láser (láser CW con salida de fibra óptica, OF) se ajusta de manera precisa utilizando una placa de media onda (HWP) y un divisor de haz polarizado (PBS). Posteriormente, el haz láser se expande mediante un expansor de haz (BE) y se redirige utilizando un par de espejos y un espejo dicróico (DM) hacia un objetivo de microscopio de inmersión en aceite de 100x (MO) con una apertura numérica (NA) de 1.45. La configuración incluye una lente condensadora (CL), una etapa de traslación en los ejes (XYZ TS) para controlar el movimiento tridimensional de la muestra, y un filtro (F) que bloquea la luz reflejada para evitar la saturación de la cámara CCD. El mismo objetivo (MO) se emplea para capturar imágenes de las micropartículas de sílice en la cámara CCD. La iluminación es proporcionada por una fuente de luz blanca. El deflector acusto-óptico (AOD) permite la generación de múltiples puntos focales en el plano de atrapamiento.

El diseño del sistema experimental empleado en la manipulación de partículas coloidales presenta varias ventajas clave que optimizan el proceso y facilitan la generación de estructuras ordenadas. Estas ventajas se fundamentan en la elección de materiales y componentes ópticos cuidadosamente seleccionados para garantizar simplicidad, control térmico y precisión. La utilización de Ti como sustrato destaca por su practicidad en comparación con metales como el oro. A diferencia de este último, el Ti no requiere la excitación de plasmones, lo que simplifica significativamente el

montaje experimental. El Ti posee un coeficiente de absorción elevado, lo que lo convierte en un material ideal para generar gradientes térmicos uniformes y bien definidos. Estos gradientes son esenciales para activar fenómenos clave como la termofóresis (movimiento de partículas debido a diferencias de temperatura) y las corrientes convectivas (flujos inducidos por variaciones térmicas en el fluido). Este control térmico preciso es fundamental para dirigir y organizar las partículas coloidales de manera eficiente. El sistema de pinzas ópticas, complementado por el deflector acusto-óptico (AOD), proporciona una capacidad excepcional para manipular partículas con precisión en el plano focal. La versatilidad de este sistema permite ajustar la posición y el número de puntos focales, lo que facilita la formación de patrones complejos y estructuras cristalinas coloidales de alta calidad.

En conjunto, estas características hacen que el sistema experimental sea una solución eficaz y optimizada para estudiar y manipular partículas coloidales, simplificando los procedimientos y mejorando los resultados obtenidos.

La película delgada de Ti absorbe intensamente la luz láser gracias a su elevado coeficiente de absorción ($\alpha_{Ti} \approx 5.1 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ [134]), que es aproximadamente seis órdenes de magnitud mayor que el del agua destilada. Esta diferencia asegura que el Ti actúe como la única fuente de calor en el sistema. La absorción de luz excita electrones en el Ti. Estos electrones liberan energía a través de relajación no radiativa, elevando la temperatura del Ti y del agua circundante. El calentamiento genera un gradiente de temperatura (∇T) alrededor del punto donde incide el láser, afectando las propiedades térmicas y dinámicas del fluido.

Al igual que en el experimento previo, la ecuación de calor esta descrita como

$$\rho c_p u \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + Q \quad (2.12)$$

Donde nuevamente ρ es la densidad del agua destilada., c_p es la capacidad calorífica del agua, u es la velocidad del fluido, κ es la conductividad térmica del agua y la fuente

de calor por unidad de volumen es $Q = I_0\alpha$, con α el coeficiente de absorción del Ti e I_0 la intensidad de la fuente láser.

Dado que manejamos nuevamente la misma ecuación y modelo, el análisis en COMSOL Multiphysics bajo los nuevos parámetros de celda, potencia y Ti permite ver el comportamiento de las corrientes de convección en la figura 2.6.

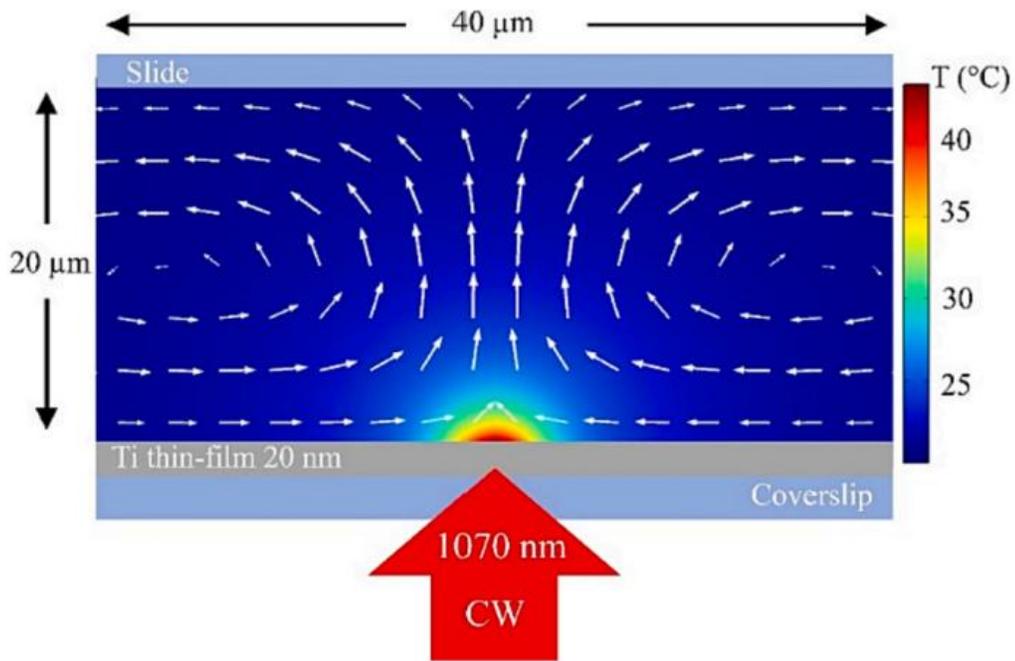


Figura 2.6. Representación esquemática de la formación de las corrientes convectivas. Las partículas de sílice son arrastradas hacia el punto caliente por las corrientes convectivas, representadas por las flechas blancas. La longitud de las flechas es proporcional a la magnitud de las corrientes convectivas. La temperatura máxima alcanzada (42 °C) ocurre a $z = 0.5 \mu m$. Para efectos ilustrativos, solo se muestran 40 μm (de los 20 mm) de la longitud de la celda. La figura no está a escala.

Al igual que en el caso del a:Si-H, la película delgada de Ti absorbe la luz del haz incidente, generando una zona de calentamiento y por ende un gradiente de temperatura. Al presentarse dicho gradiente, la aparición de corrientes de convección es observada, acercándose hacia la zona caliente y posteriormente subiendo hacia la zona más fría. Estas corrientes son flujos circulares en el agua generados por las diferencias de densidad causadas por variaciones de temperatura.

Es importante notar que el plano focal del láser se sitúa $1\ \mu\text{m}$ por encima de la capa de Ti, maximizando la absorción de luz y el calentamiento localizado.

Capítulo 3.

Resultados: “Efectos térmicos en la constante de rigidez”

Retomando el arreglo experimental mostrado en el capítulo anterior, la celda muestra fue desplazada usando la base micrométrica tridimensional de manera perpendicular a la dirección de propagación del haz. Como se mencionó anteriormente, es posible tener una relación lineal entre el desplazamiento y la velocidad de la partícula en función de la constante de rigidez de la trampa dada por la ecuación (2.5).

En la siguiente figura, se muestra el método de arrastre y su representación gráfica. Se observa, además, como a medida que la velocidad de la base aumenta, el desplazamiento también aumenta su valor, cuando alcanza su nueva posición de equilibrio. A partir de la pendiente de esta curva, se obtiene el coeficiente de rigidez de la trampa. En esta nueva posición de equilibrio, dos fuerzas interactúan con la partícula, la fuerza de atrape F_t y la fuerza de arrastre F_d . Por ejemplo, para la partícula de $R = 1.5\mu m$, localizada a $10\mu m$ de la superficie de a-Si:H, con una potencia de $P = 4.5mW$ con $\beta = 0.0145$ s, lo que brinda un valor aproximado de $k \approx 1.9pN/\mu m$.

Este método está limitado a la velocidad de escape de la partícula, es decir, existe una velocidad crítica a la cual la partícula ya no puede ser contenida por la trampa y se libera.

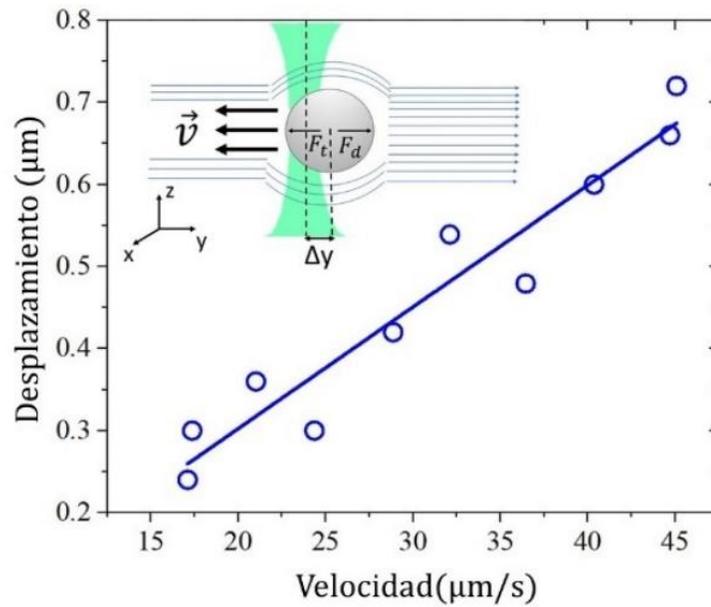


Figura 3.1. Representación del método de medición de fuerza por arrastre para medir la constante de rigidez.

Para el caso de la celda con efectos térmicos inducidos, el plano de observación es ligeramente distinto al caso sin película altamente absorbente, esto debido a que, gracias a la presencia de las corrientes de convección, el plano focal se mueve hacia arriba en la dirección z . Para este caso en particular, la posición de atrapamiento fue aproximadamente $\sim 10\mu m$ sobre la parte inferior de la celda.

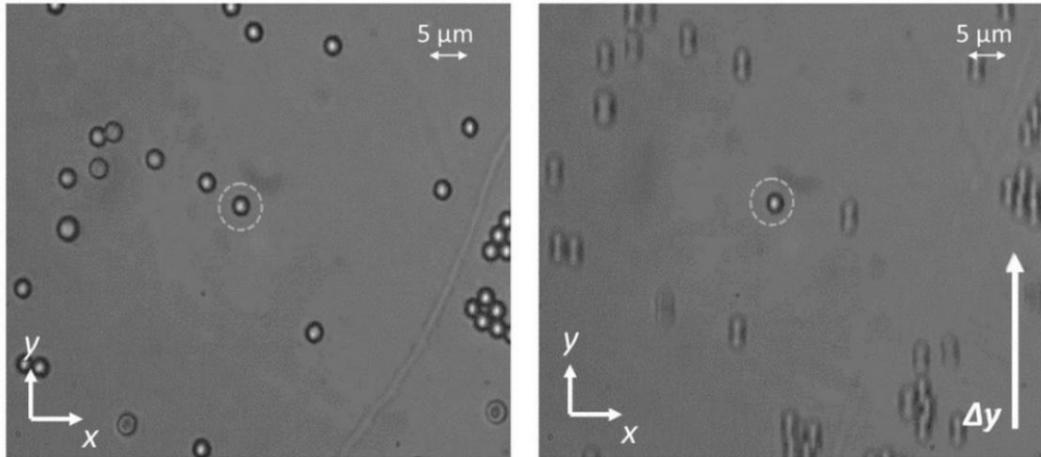


Figura 3.2. Partícula atrapada en la celda que contiene la película de a-Si:H. La partícula atrapada se encuentra ubicada en el plano focal, el cual es diferente al plano de las demás partículas debido a los efectos térmicos

La rigidez de la trampa fue medida para diferentes potencias láser en dos celdas diferentes, una conformada de solo vidrio, es decir cubreobjetos y portaobjetos simples, y la otra con la película de a-Si:H (Figura 3.2). En ambos casos la partícula atrapada se encontraba ubicada en una posición aproximada de $z \sim 10 \mu m$, esto para que la corrección de Faxen fuera lo más adecuada posible. Esta distancia z era medida mediante el enfoque de la cámara con la superficie de la película de a-Si: H.

Estos desplazamientos fueron realizados para ambas celdas a diferentes potencias, esto para observar el comportamiento de la rigidez como función de la potencia de entrada. Dado que la respuesta térmica del sistema es proporcional a la intensidad óptica, se esperaba que la relación entre potencia y rigidez fuera lineal.

Los resultados obtenidos pueden ser observados en la siguiente figura.

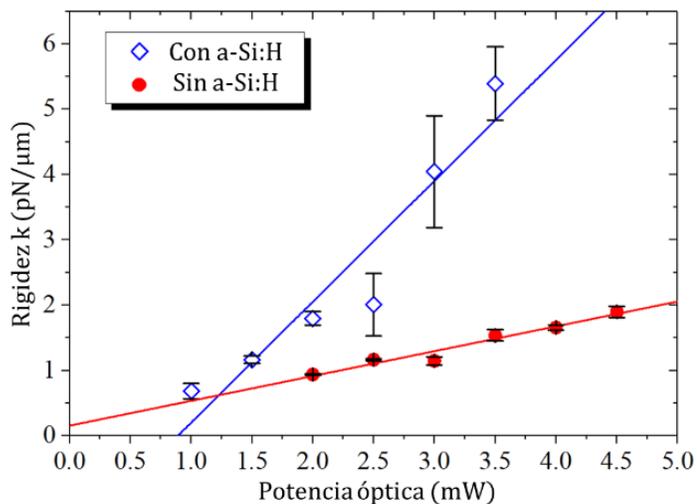


Figura 3.3. Valores de rigidez de la trampa óptica como función de la potencia con y sin la presencia de efectos térmicos medidos a una distancia $z \sim 10 \mu\text{m}$ de la película absorbente para partículas con $R = 1.5 \mu\text{m}$

En esta imagen, es posible observar que existe un incremento de hasta 3 veces en el valor del coeficiente de rigidez de la trampa para el caso en que se tiene la película altamente absorbente, esto dependiendo de la potencia del haz incidente. A su vez, es importante notar que la celda que presenta efectos térmicos permite mover la partícula a mayores velocidades, por ejemplo, con una potencia de 3 mW en la celda con a-Si:H, la velocidad máxima alcanzada fue de $v \sim 90 \mu\text{m/s}$, mientras que para el caso en que solo se tenía vidrio fue 3 veces menor con $v \sim 30 \mu\text{m/s}$.

Más aún, el umbral de potencia de atrapamiento disminuye gracias a los efectos térmicos, es decir, se requiere de menor potencia óptica para poder atrapar y manipular a las partículas. Esto permitió llevar la potencia mínima de 2 mW para el caso en que no había película absorbente, a la mitad (1 mW). Esto a su vez presenta una limitante para el sistema, dado que existe un límite máximo en la potencia óptica que se puede introducir al sistema en presencia de a-Si:H. Valores de potencia mayores a 3.5 mW eran imposibles de utilizar dado que por las altas temperaturas, permitían la formación de burbujas de vapor, o incluso la presencia de burbujas de cavitación, las cuales afectan todo el experimento o incluso pueden llegar a dañar a la muestra. Gracias a la

simulación, fue posible estimar que para potencias alrededor de los 3 mW , la temperatura podía alcanzar valores cercanos a $T = 305\text{ K}$ en $z = 10\ \mu\text{m}$. A pesar de esto, es posible modificar el funcionamiento del sistema controlando cuidadosamente el grosor de la película absorbente, su coeficiente de absorción, la posición del plano focal del haz y el tamaño del spot láser. Esto se visualiza en la siguiente imagen.

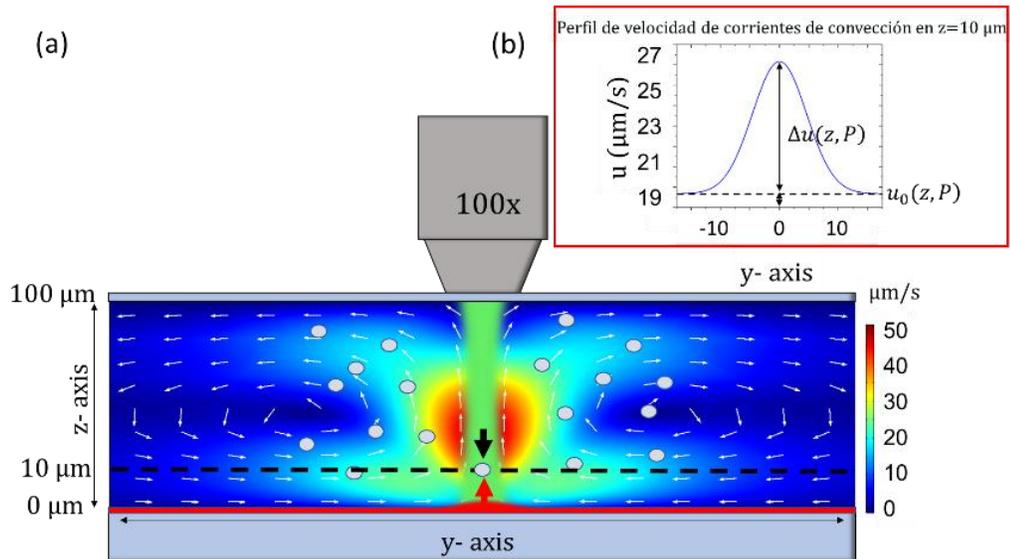


Figura 3.4. (a) Representación esquemática de la partícula de poliestireno de $1.5\ \mu\text{m}$ de radio, dentro de la celda en presencia de corrientes de convección (flechas blancas) (b) Perfil transversal Gaussiano de velocidad de las corrientes de convección.

Análisis de causas para el incremento de rigidez

Para entender el incremento en la rigidez de la trampa, es necesario poner especial atención en las fuerzas asociadas a los efectos térmicos del gradiente de temperatura, es decir en las fuerzas asociadas a corrientes de convección y termofóresis. A partir de la simulación generada en COMSOL, es posible obtener el perfil de temperatura del haz Gaussiano, el cual tiene la forma

$$u(r, z, P) = u_0(z, P) + \Delta u(z, P) \exp \left[- \left(\frac{r}{2r_0(z)} \right)^2 \right] \quad (3.1)$$

Con P la potencia óptica, $u_0(z, P)$ la velocidad offset, $\Delta u(z, P)$ es la diferencia entre la velocidad máxima y la velocidad offset, r es la coordenada radial y $r_0(z, P)$ es la distancia característica del sistema. El cambio de coordenadas es una consecuencia de la simetría del problema. Cabe mencionar que este tipo de perfiles ya han sido obtenidos previamente para radiación de infrarrojo cercano (NIR) en atrapamiento óptico en agua [27]. También fue reportado previamente que alta absorción puede inducir flujo localizado debido a la temperatura, lo cual genera una fuerza de gradiente de velocidad que se le suma a la fuerza óptica que siente la partícula [135]. Dado que el gradiente de temperatura varía a lo largo del eje z , el gradiente de velocidad asociado a dicha posición. Para entender el incremento en la rigidez de la trampa, es necesario poner especial atención en las fuerzas asociadas a los efectos térmicos del gradiente de temperatura, es decir en las fuerzas asociadas a corrientes de convección y termofóresis. A partir de la simulación generada en COMSOL, es posible obtener el perfil de temperatura del haz Gaussiano [136]. Los perfiles del gradiente de temperatura y sus correspondientes corrientes de convección se muestran en la Figura 3.5.

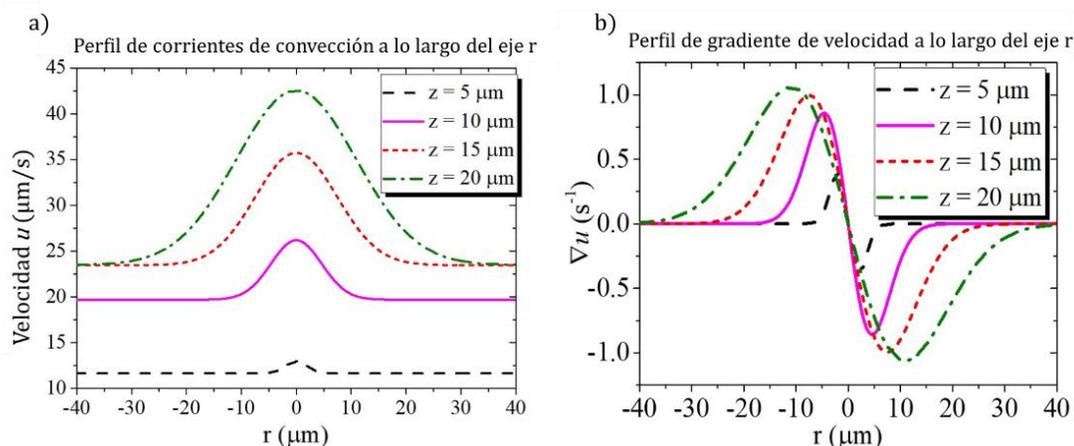


Figura 3.5. (a) Perfil de corrientes de convección perpendicular a la dirección de propagación del haz para diferentes posiciones a lo largo del eje z . (b) Perfil del gradiente de velocidad perpendicular a la dirección de propagación del haz para diferentes posiciones a lo largo del eje Z .

El comportamiento de estos gradientes de velocidad es muy similar al comportamiento de una trampa óptica, por lo que también tienen asociados un potencial de energía que funciona como una trampa térmica, el cual sumado al potencial óptico, incrementa la rigidez en la trampa. No obstante, dado que no existe una expresión analítica para el potencial de la velocidad del fluido, no es posible calcular el valor actual de este potencial simplemente se puede observar dependencia espacial.

Para justificar la aportación que el potencial asociado a las corrientes de convección afecta de manera positiva en el sistema de pinzas ópticas, es necesario compararlo con el caso en el que la trampa es puramente óptica. Para esto, se recurrió al toolbox óptico desarrollado por Nieminem et al. [137,138], el cual simuló un haz Gaussiano con cintura de $\sim 3 \mu\text{m}$, 3.5 mW de potencia óptica y partículas de $1.5 \mu\text{m}$. Dicho potencial óptico es el responsable de mantener a las partículas en su posición de equilibrio, si esta llega a salir del pozo, saldrá de la trampa y por ende deja de ser manipulada. Mientras el pozo es más angosto, la posición de equilibrio está mejor definida brindando mayor estabilidad a la partícula atrapada, sin embargo, una vez que la partícula se aleja ligeramente de esta posición, es mucho más fácil que se libere de la trampa. Al comparar las distribuciones espaciales de los pozos de potencial obtenidos a partir de

las corrientes de convección y el potencial óptico asociado a la trampa óptica es posible ver que el ancho del pozo aumenta, por lo que, aunque la partícula pueda salir de la trampa puramente óptica, seguirá confinada a una región muy cercana. Estos pozos se pueden observar en la imagen siguiente. Esta suma de potenciales, es lo que hace que la rigidez de la trampa aumente.

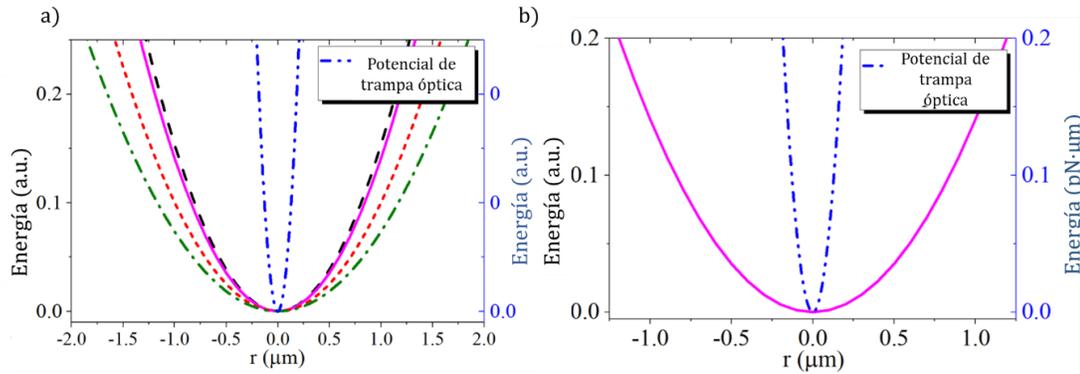


Figura 3.6. a) Pozos de potencial asociados a las corrientes de convección para diferentes posiciones a lo largo del eje z . b) Pozos de potencial asociados a la posición $z = 10\mu\text{m}$.

En el experimento fue posible observar como la partícula atrapada podía desenfocarse dependiendo de la posición de atrapamiento dentro de la celda, siendo empujada en la dirección opuesta a la propagación del haz láser. Existen 2 posibles razones por las cuales la partícula se desenfocaba: la fuerza asociada a las corrientes de convección y la fuerza asociada a termofóresis.

La fuerza asociada a corrientes de convección F_{cc} debe ser proporcional a la velocidad del fluido a lo largo de la dirección z positiva para $r = 0$, contrario a la dirección de propagación del haz. La fuerza termoforética F_{Tp} aparece gracias al gradiente de temperatura ∇T que surge por la absorción de la luz en la película de a-Si:H, sin embargo, es extremadamente difícil de medir y/o calcular ya que no existe una expresión analítica para líquidos [100,139,140]. Lo que, si es conocido, es que las partículas se mueven a lo largo del gradiente de temperatura pudiendo ser atraídas o repelidas de la zona caliente (o fría) dependiendo del signo de su coeficiente de difusión

termoforético D_T . La velocidad termoforética de la partícula está dada por la expresión [27]

$$u_{th} = -D_T \nabla T \quad (3.2)$$

El perfil de temperatura del sistema como función de la posición a lo largo del eje z puede ser extraído de la simulación generada en COMSOL y está dado por la expresión

$$T(z, r = 0) = T_{RT} + \Delta T \left[\exp\left(-\frac{z}{z_D}\right) \right], \quad (3.3)$$

Donde $T_{RT} = 298.6 \text{ K}$ es la temperatura ambiente, $\Delta T = 78.4 \text{ K}$, y la longitud de difusión de calor $z_D = 4.1 \mu\text{m}$. De esta expresión es posible obtener el gradiente de temperatura.

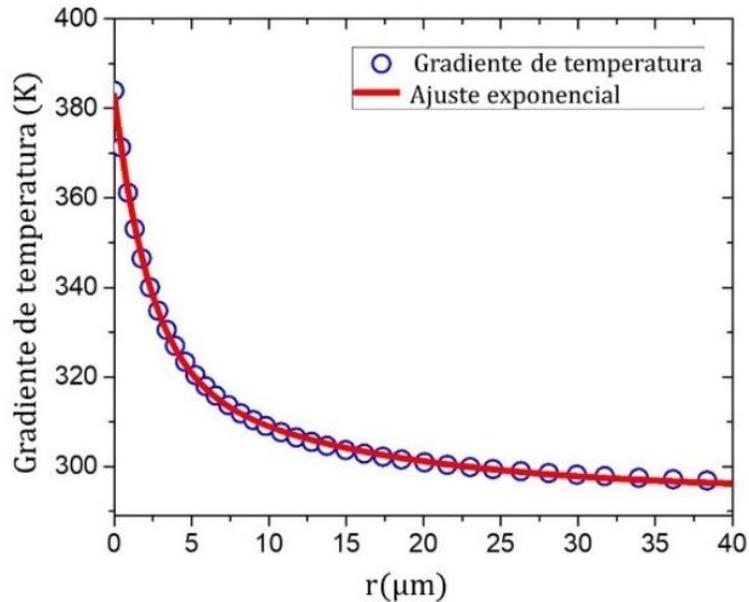


Figura 3.7. Gradiente de temperatura asociado al sistema obtenido mediante el perfil generado mediante COMSOL.

Solamente para tener un estimado del orden de magnitud de la velocidad termoforética, se tomó un valor $D_T = 10 \mu\text{m}^2/\text{K}$ [45,141] reportado para partículas con $r = 1.5 \mu\text{m}$,

$\nabla T = -1.68 \times 10^6 \text{ K/m}$, ubicado en el plano focal $z = 10 \mu\text{m}$ sobre el sustrato, lo cual brinda una velocidad termoforética con un valor aproximado de $u_{th} \sim 16.9 \mu\text{m/s}$ en la dirección a lo largo del eje z , la cual es comparable con la velocidad asociada a corrientes de convección en la misma posición ($z = 10 \mu\text{m}$). La fuerza asociada debe depender directamente de esta velocidad pero como se mencionó anteriormente, no es posible tener una expresión analítica. Esta fuerza extra introduce una nueva posición de equilibrio para la partícula determinada por la superposición de la fuerza gradiente longitudinal F_{opt} , la fuerza de esparcimiento F_{scat} , la fuerza asociada a corrientes de convección F_{cc} y la fuerza termoforética F_{Tp} . A pesar de saber que fuerzas interactúan en el sistema, conocer la posición exacta de equilibrio no es tarea fácil dado que el cálculo de fuerzas ópticas en la presencia de efectos térmicos es un problema complicado, por lo que hasta la redacción de esta tesis no existe un modelo que lo haga satisfactoriamente. Lo que se debe tener en cuenta es que para que la trampa sufra cambio en de posición de equilibrio, $F_{Tp} + F_{cc}$ debe tener el mismo orden de magnitud que $F_{scat} + F_{opt}$. Experimentalmente, se puede observar que mientras mayor sea la contribución de $F_{Tp} + F_{cc}$, mayor será el desenfocamiento de la partícula atrapada.

Para regiones localizadas en $z < 10 \mu\text{m}$ sobre el sustrato de a-Si:H, F_{Tp} domina sobre las fuerzas ópticas y puede sacar a las partículas de la posición de equilibrio de la trampa. Para regiones localizadas en $z > 20 \mu\text{m}$ sobre el sustrato, F_{cc} incrementa su valor y empuja las partículas fuera de la zona de atrapamiento alcanzando velocidades de hasta $\sim 50 \mu\text{m/s}$. Dicho esto, se encontró que la región más óptima para realiza atrapamiento era entre $10 \mu\text{m}$ y $20 \mu\text{m}$ sobre la película delgada de a-Si:H. Al tener una región de equilibrio de alrededor de $10 \mu\text{m}$ es posible ver como la partícula puede moverse ligeramente del plano focal aun cuando sigue atrapada.

Más aún, experimentalmente se encontró que en esta región es posible atrapar y manipular múltiples partículas a lo largo del eje z , algo que no fue posible realizar con la celda que no contiene a-Si:H. Se sabe de la simulación que las corrientes de convección tienen una forma toroidal, es decir, suben hacia la parte superior de la celda

en $r = 0$, al llegar a la parte superior de la celda se alejan hacia la zona fría, descienden para nuevamente ser atraídas a la zona caliente y repetir el proceso. Las partículas, dada la termofóresis, siguen el mismo patrón por lo que partículas cercanas a la zona donde incide el haz, la zona caliente, son atraídas por las corrientes de convección y si se realizaba de forma adecuada podían introducirse en la zona de atrapamiento, empujando desde abajo (y desenfocando) a la partícula que previamente ya estaba atrapada. En la figura se puede observar la representación esquemática de este fenómeno.

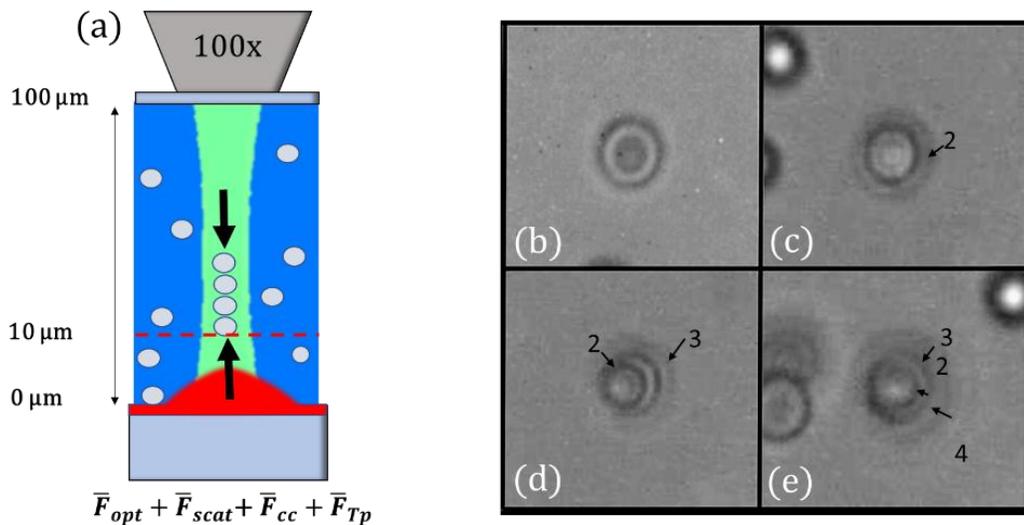


Figura 3.8. a) Representación esquemática (no escalada) de la celda de atrapamiento y b), c), d), e) observación experimental de las múltiples partículas atrapadas.

Al realizar este experimento, fue posible atrapar hasta cuatro partículas sobre el mismo eje. En la Figura b) se observa una sola partícula atrapada fuera de foco, a medida que las partículas son arrastradas e introducidas en la trampa se puede ver el desenfocamiento de las mismas, en Figura c) se observa como dos partículas, d) tres partículas y e) hasta cuatro partículas sobre el mismo eje z. Hay que destacar que visualmente solo podemos observar los bordes desenfocados de dichas partículas, ya que si se modifica el plano focal la trampa cambia y esta zona de equilibrio se pierde. Dado el radio de estas partículas ($r = 1.5 \mu m$) al intentar introducir una quinta

partícula, se rompe el equilibrio y las partículas salen de la trampa. A pesar de existir diferentes grupos que han reportado atrapamiento de partículas con efectos térmicos [36,44,96,139,142], esta es la primera vez que múltiples partículas son atrapadas una sobre otra y manipuladas usando un solo haz enfocado combinado con efectos térmicos, a su vez hay que recalcar que las potencias utilizadas son relativamente bajas ($P \sim 3.5mW$) comparando con otros sistemas.

Capítulo 4.

Resultados: “Cristales coloidales”

Cuando se activa el láser, las micropartículas de sílice dispersas en el medio acuoso son arrastradas desde regiones distantes ($\sim 15\text{--}20\ \mu\text{m}$) hacia el punto focal del haz láser. Este movimiento se debe a las corrientes convectivas generadas por el gradiente térmico alrededor del punto caliente.

El rastreo de las partículas se realizó mediante un código personalizado en MATLAB. Se rastrearon seis partículas que convergieron y se autoensamblaron en un cristal coloidal de monocapa con límites abiertos (Figura 3(a)). A potencias bajas ($<3.5\ \text{mW}$), las fuerzas de dispersión y arrastre no son suficientes para superar la gravedad y las fuerzas atractivas de van der Waals entre las partículas y el sustrato, permitiendo el ensamblaje ordenado. A potencias superiores ($>3.5\ \text{mW}$), se activa la termofóresis [27], lo que expulsa las partículas del punto caliente y genera un anillo de partículas donde las fuerzas termoforéticas y de arrastre se equilibran. Las potencias aún más altas provocan la formación de burbujas y fenómenos de cavitación [143,144].

Usando una potencia láser de $3.1\ \text{mW}$, el cristal coloidal alcanzó un diámetro máximo de $10\ \mu\text{m}$ en aproximadamente 6 s. Aunque el láser permaneció encendido hasta por 30 minutos, el cristal no aumentó su tamaño (Figura 3(b)). Incluso al aumentar la concentración de partículas, algunas se acercaban al cristal, pero no se integraban. La influencia del grosor del sustrato fue notable, se detectó que películas más gruesas de Ti disminuyen los valores de umbral para la activación de los diferentes regímenes de interacción mencionados, afectando la dinámica general del sistema.

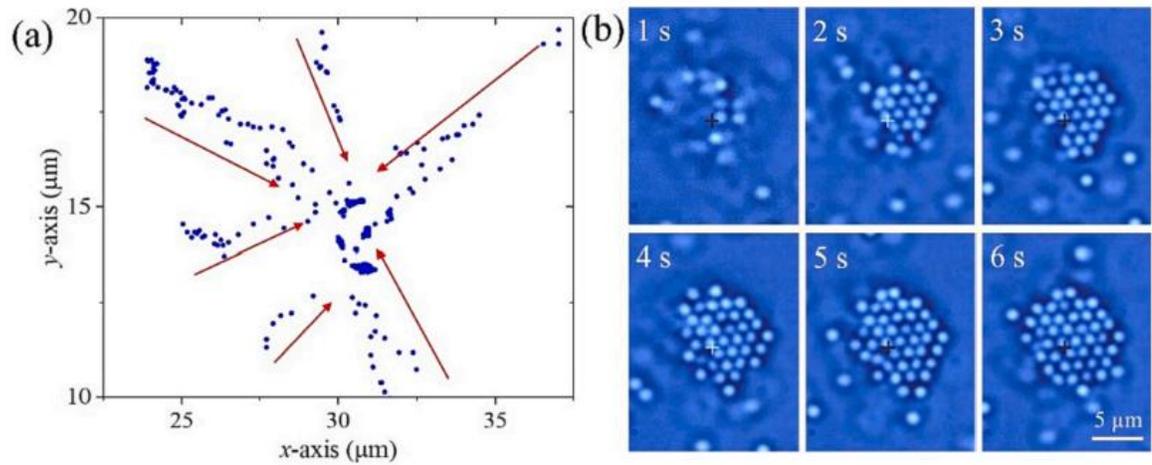


Figura 4.1. (a) Trayectoria de 6 partículas atraídas hacia el haz láser (zona caliente). Los puntos azules representan los centroides de las partículas, y las flechas rojas indican la dirección del movimiento de las partículas.

El tamaño limitado del cristal coloidal formado bajo irradiación láser puede entenderse analizando la velocidad de las corrientes convectivas que arrastran las partículas hacia el punto focal. Este análisis se realiza mediante simulaciones numéricas, centradas en la fuerza de arrastre transversal asociada al perfil de velocidad de la corriente convectiva.

La fuerza de arrastre transversal ($F_d = 6\pi\mu R u$) está directamente relacionada con el perfil de velocidad (u) de las corrientes convectivas. Para realizar este análisis, se consideró una distancia de $0.5 \mu\text{m}$ por encima del sustrato, que coincide con el radio promedio de las partículas. El comportamiento de esta fuerza transversal varía en función de la distancia radial (r) desde el punto central del haz láser:

Para $r > 40 \mu\text{m}$, la fuerza de arrastre es insignificante, lo que significa que las partículas en esta región no experimentan una atracción significativa hacia el centro. A medida que r disminuye, la fuerza de arrastre aumenta, alcanzando un máximo alrededor de $r \sim 5 \mu\text{m}$. Finalmente, en $r = 0$, la fuerza de arrastre se reduce a cero (Figura 4(a)).

Debido a que el perfil de velocidad es espacialmente variable, también lo es la fuerza de arrastre. En el punto central ($r = 0$), la fuerza es nula, lo que implica que cualquier partícula que se desplace ligeramente hacia la izquierda o la derecha será atraída de nuevo a su posición original. Este comportamiento es análogo a una fuerza de gradiente óptico y permite asociar un pozo de potencial a la fuerza de gradiente de arrastre [143].

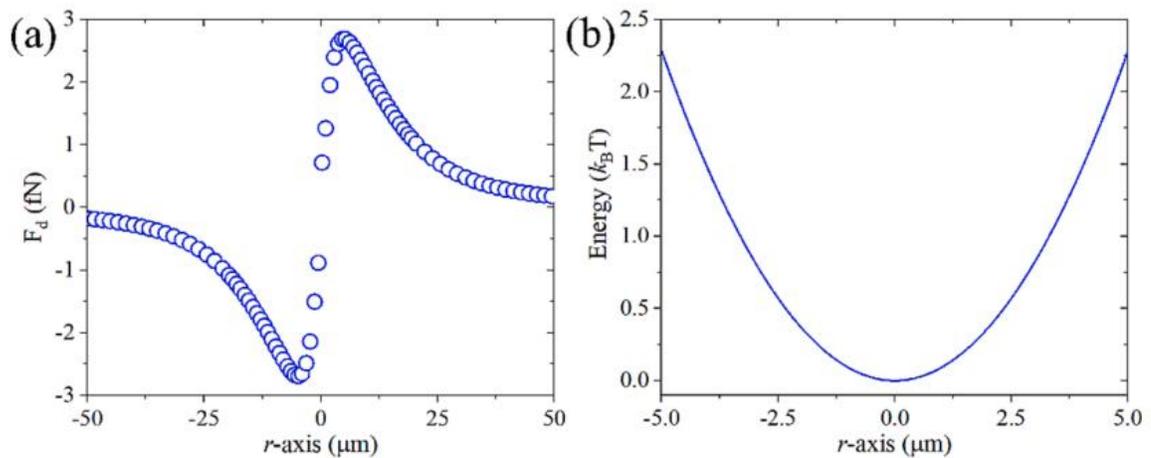


Figura 4.2. (a) Gradiente de fuerza de arrastre transversal asociado al perfil de las corrientes convectivas transversales a $5 \mu m$ por encima de la película delgada de titanio, extraído de simulaciones numéricas realizadas con COMSOL Multiphysics. (b) Se obtiene un pozo de potencial a partir de la región lineal de la fuerza de arrastre transversal mostrada en (a).

El pozo de potencial, calculado en la región lineal de la fuerza de gradiente de arrastre, presenta una forma parabólica (Figura 4(b)). Este pozo establece una región de confinamiento espacial para las partículas, delimitada $-5 \mu m < r < 5 \mu m$, lo que corresponde a un diámetro total de $10 \mu m$. Esta extensión coincide con los valores experimentales observados, lo que confirma que el tamaño del cristal coloidal está determinado por la extensión espacial del pozo de potencial.

Formación y Manipulación de Cristales Coloidales en 2D

Una vez formado el cristal coloidal, su manipulación bidimensional se llevó a cabo moviendo ya sea la plataforma de traslación o el punto focal del láser. Este proceso permitió reposicionar el cristal completo sin desarmar su estructura interna, como se observa en las visualizaciones. Al apagar el láser, las corrientes convectivas responsables de la formación del cristal desaparecen, lo que elimina el potencial de atrapamiento. En consecuencia, las partículas que componen el cristal coloidal experimentan fuerzas de repulsión electrostática y movimiento browniano, lo que conduce a la rápida desintegración de la monocapa cristalina.

Teóricamente, un sistema coloidal monodisperso compuesto por N partículas bajo la influencia de un pozo de potencial parabólico, como el mostrado en la Figura 4(b), puede ensamblarse en configuraciones estables. Estas configuraciones incluyen patrones cuadrados, triangulares o una combinación de ambos [145]. La configuración específica depende de las interacciones entre partículas, que son una combinación de una interacción de núcleo duro dentro de una distancia $2R$ (donde R es el radio del núcleo duro de la partícula) y una repulsión de núcleo blando para distancias mayores a $2R$.

Para estudiar la configuración del cristal, se utilizó un código personalizado en MATLAB para medir el ángulo entre el centroide de cada partícula y el de sus partículas vecinas (dentro de una distancia inferior a 2.6 veces el radio de la partícula). El análisis reveló que el cristal coloidal adopta consistentemente una configuración triangular, como se muestra en la Figura 5. Esta configuración es estable incluso durante la manipulación, aunque las partículas cercanas a los bordes del cristal pueden presentar inestabilidad.

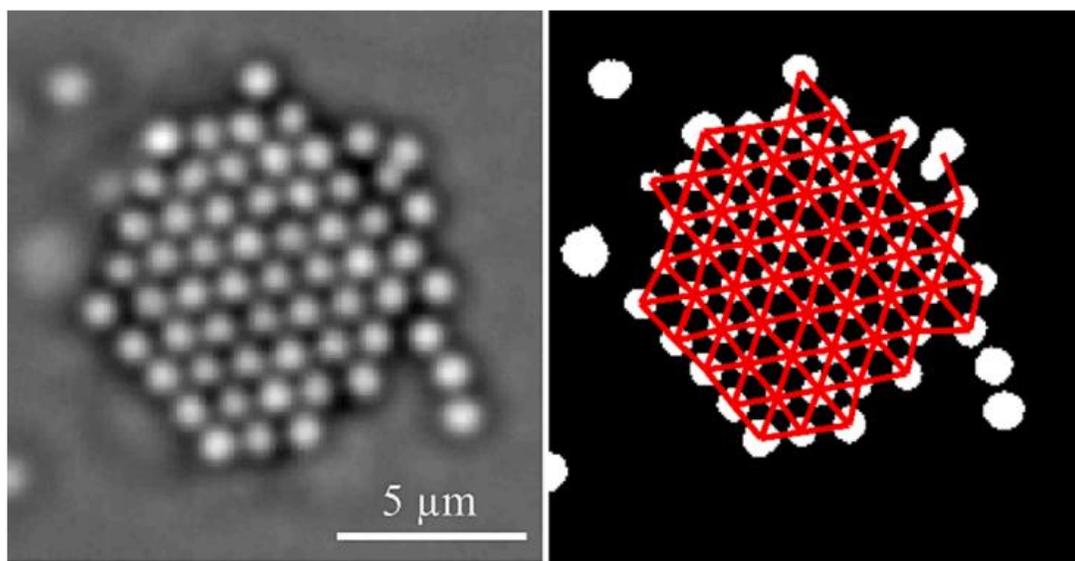


Figura 4.3. (a) Micropartículas de sílice autoensambladas en un cristal coloidal de monocapa utilizando una potencia de 3.1 mW, (b) La configuración triangular de la monocapa siempre se obtiene.

Durante la formación del cristal coloidal, el desplazamiento promedio de las micropartículas constituyentes disminuye significativamente debido a las interacciones entre partículas. Para evaluar este efecto, se calculó la constante de difusión (D) a partir del desplazamiento cuadrático medio MSD [146], utilizando la relación $MSD = 2Dt$, donde t es el tiempo. Según la Figura 6, la constante de difusión de una micropartícula cercana al centro del cristal fue de $0.2 \mu m^2/s$ cuando el cristal estaba completamente formado. Un segundo después de apagar el láser, esta constante aumentó a $0.35 \mu m^2/s$. En comparación, las partículas casi aisladas tienen una constante de difusión de aproximadamente $0.8 \mu m^2/s$.

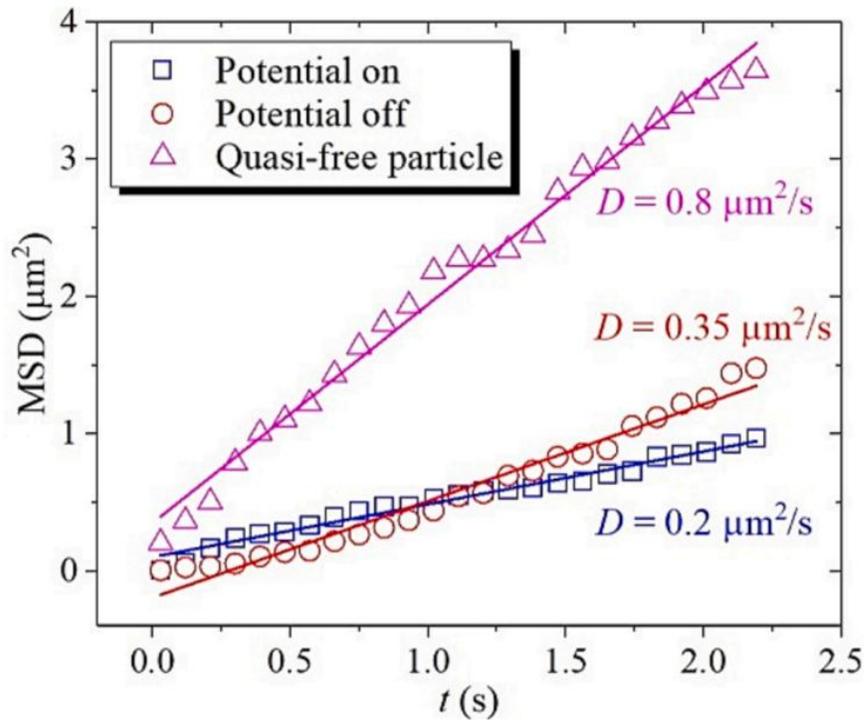


Figura 4.4. Constante de difusión de partículas de sílice en agua destilada. Los círculos rojos representan el seguimiento de una partícula cercana al centro del cristal, los cuadrados azules corresponden a la misma partícula casi inmediatamente después de que el láser se apaga, y los triángulos magenta representan una partícula casi aislada. Las líneas sólidas son ajustes lineales a los datos experimentales.

Este aumento en la difusión indica que el movimiento browniano y las fuerzas repulsivas, probablemente causadas por la carga superficial de las micropartículas, son responsables de la destrucción del cristal cuando desaparecen las fuerzas hidrodinámicas que lo estabilizan. Este comportamiento destaca la importancia de las corrientes convectivas y del pozo de potencial generado por el láser en la formación y estabilidad de los cristales coloidales.

La estabilidad de los cristales coloidales, en ausencia de fuerzas de arrastre hidrodinámico, está determinada por el equilibrio entre las fuerzas atractivas de van der Waals (de corto alcance) y las fuerzas repulsivas electrostáticas (de largo alcance). Este balance es crucial para mantener las partículas en una estructura ordenada. Si la barrera de potencial repulsivo es demasiado alta, las partículas no pueden acercarse lo

suficiente como para formar una estructura ordenada. Por otro lado, si esta barrera es demasiado baja, o no existe, las fuerzas atractivas dominan, lo que provoca aglomeración y sedimentación de las partículas. Este equilibrio puede ajustarse modificando la carga superficial de las partículas o alterando el potencial generado por estas cargas, un control que se logra cambiando la acidez de la solución.

La cantidad de carga en la superficie de las partículas está determinada por la interacción entre la química de la superficie de las micropartículas y la composición de la solución circundante. En el caso de las partículas de sílice (SiO_2), estas reaccionan con el agua para formar una capa de grupos silanol (SiOH). Estos grupos pueden cargarse positiva o negativamente dependiendo del pH de la solución:

- Para valores de $\text{pH} < 2$, los grupos silanol se protonan, generando una superficie cargada positivamente.
- Para valores de $\text{pH} > 4$ [147–149], los grupos silanol se desprotonan completamente, cargando negativamente la superficie.
- Entre estos valores ($2 < \text{pH} < 4$) [150], la superficie es globalmente neutra debido a la presencia predominante de grupos $\text{Si} - \text{OH}$. Este es el llamado punto de carga cero, donde las fuerzas repulsivas electrostáticas son insignificantes y las fuerzas atractivas de van der Waals dominan, lo que hace que el sistema sea más inestable y favorece la aglomeración.

Cuando el pH aumenta más allá de 4, la carga negativa en la superficie de las partículas de sílice incrementa, intensificando las repulsiones electrostáticas de largo alcance y previniendo la agregación de las partículas.

El pH no solo afecta las partículas de sílice, sino también el sustrato de Ti. Este material está recubierto por una fina capa de óxido TiO_2 , que se forma naturalmente debido a la pasivación por el oxígeno del aire y tiene un espesor aproximado de 3 a 7 nm [151]. Similar al SiO_2 , la superficie del TiO_2 también se hidroxila al entrar en contacto con agua, generando cargas positivas y negativas dependiendo del pH:

- El punto de carga cero para TiO_2 se encuentra entre pH 5 y 6.6 [152], en contraste con el SiO_2 .
- Por debajo de este rango de pH, la superficie del TiO_2 se carga positivamente, mientras que a valores más altos de pH predomina la carga negativa.

En soluciones acuosas, las partículas coloidales adquieren cargas en su superficie debido a la ionización de grupos funcionales o la adsorción de iones. Este exceso de carga genera una capa doble eléctrica compuesta por:

1. Una capa superficial cargada, que corresponde a los iones adheridos directamente a la superficie de la partícula.
2. Una capa externa de Stern, formada por una película de contraiones (iones de carga opuesta) alrededor de la superficie de la partícula.
3. Fuera de la capa de Stern, se encuentra una capa difusa donde los iones positivos y negativos se distribuyen en el medio circundante, equilibrando gradualmente la carga neta de la partícula.

La extensión de esta capa doble eléctrica está determinada por una distancia característica llamada longitud de Debye (L_D [153]), que representa el rango donde el potencial electrostático de la superficie de la partícula disminuye hasta $1/e$ de su valor inicial. La longitud de Debye depende inversamente de la raíz cuadrada de la concentración de contraiones en la solución ($L_D \propto c^{-\frac{1}{2}}$).

Cuando la concentración de iones en la solución es baja (fuerza iónica baja), L_D es grande, lo que permite que las partículas coloidales experimenten fuerzas de repulsión electrostática significativas. Estas fuerzas evitan la aglomeración de las partículas y mantienen la suspensión estable. Por el contrario, si la concentración de iones es alta (fuerza iónica elevada), L_D disminuye, lo que reduce la repulsión electrostática entre partículas [154]. En este caso, las partículas pueden superar la barrera de potencial

repulsiva y quedar dominadas por las fuerzas atractivas de van der Waals, lo que lleva a su aglomeración.

Para modificar la fuerza iónica de una solución, generalmente se añaden sales iónicas como el NaCl [155,156]. Sin embargo, el pH también puede alterar la concentración de contraiones y especies cargadas en las suspensiones coloidales, afectando la estabilidad del sistema.

El pH juega un papel crucial en la formación, estabilidad y organización de cristales coloidales, ya que afecta las interacciones entre las partículas y el sustrato, así como las fuerzas hidrodinámicas y electrostáticas involucradas [157,158]. Se investigó el efecto del pH sobre la formación y manipulación de cristales coloidales en forma de monocapas circulares, preparando suspensiones coloidales con valores de pH que varían entre 1 y 11. A pH extremadamente bajo ($\text{pH} = 1.5$), se observó una sedimentación rápida de las partículas sobre la película delgada de titanio, lo que imposibilitó la manipulación de las micropartículas. En este rango de pH, tanto las partículas de sílice como el sustrato de Ti están positivamente cargados.

El comportamiento observado puede explicarse por la alta fuerza iónica de las soluciones muy ácidas, que reduce considerablemente L_D . Como resultado, la repulsión electrostática se minimiza, y las interacciones entre partículas, así como entre las partículas y el sustrato, quedan dominadas por las fuerzas de van der Waals. Esto provoca que las partículas se adhieran al sustrato y sedimenten rápidamente, impidiendo su organización y manipulación en estructuras ordenadas.

A un pH de 3, algunas partículas de sílice se adhieren al sustrato de titanio, mientras que otras son arrastradas por las corrientes convectivas inducidas por el láser. Estas partículas tienden a aglomerarse sin formar una estructura definida, aunque estas aglomeraciones aún pueden ser manipuladas. La aglomeración y la facilidad de manipulación en este rango de acidez se deben a la acción de las fuerzas de arrastre y a la ausencia de repulsión electrostática significativa, ya que la mayoría de las partículas son globalmente neutras. No obstante, esta neutralidad también limita la

posibilidad de ensamblar monocapas ordenadas, ya que no existen fuerzas repulsivas que estabilicen la estructura.

Además, al ser neutras, las partículas reposan sobre el sustrato de titanio cargado positivamente. En esta configuración, la fuerza de arrastre es menos eficiente debido al aumento de la fricción y la reducción de la magnitud de la fuerza de arrastre en la interfaz sustrato/agua.

A un pH de 5, las partículas de sílice adquieren una ligera carga negativa, lo que favorece la recolección de más partículas por las corrientes convectivas. Estas partículas se agrupan y comienzan a formar una estructura con cierto grado de orden en el centro, mientras que las áreas periféricas permanecen desordenadas o incompletas. En este intervalo de pH, las fuerzas de repulsión electrostática y las fuerzas de arrastre, ambas de largo alcance, contribuyen al inicio de la formación de arreglos ordenados.

No obstante, el sustrato de titanio es mayormente neutro a este pH, lo que reduce nuevamente la eficiencia de las fuerzas de arrastre, limitando la calidad y el grado de organización de las estructuras formadas.

El pH neutro ($\text{pH} = 7$) representa la condición óptima para la formación de cristales coloidales en monocapas estables y altamente ordenadas. En este caso:

- Carga superficial negativa: Las partículas poseen una mayor carga negativa, lo que genera una repulsión electrostática efectiva y evita la aglomeración.
- Longitud de Debye grande: Una baja fuerza iónica proporciona una longitud de Debye significativa, permitiendo que las fuerzas electrostáticas estabilicen las partículas en un arreglo ordenado.
- Pozo de potencial: La fuerza de arrastre generada por las corrientes convectivas crea un pozo de potencial que mantiene las partículas atrapadas, evitando su dispersión por movimiento térmico o repulsión electrostática.

Bajo estas condiciones, las monocapas obtenidas son estables y pueden manipularse fácilmente como un todo sin alterar su estructura. Este equilibrio entre repulsión electrostática y fuerzas de arrastre asegura la formación de estructuras cristalinas de alta calidad y con capacidad de manipulación.

A un pH de 9, las partículas de sílice ya no entran en contacto entre sí debido a un aumento en su carga superficial negativa, lo que hace que las fuerzas de repulsión electrostática sean dominantes. Estas fuerzas superan tanto la atracción de van der Waals como las fuerzas de arrastre hidrodinámico. Esto implica que las partículas permanecen separadas, ya que la repulsión electrostática evita la formación de estructuras ordenadas o aglomeraciones.

Sin embargo, para valores de pH aún mayores ($\text{pH} \geq 9$), se observa que las partículas de sílice vuelven a agruparse, aunque de manera desordenada. Este fenómeno puede explicarse por un aumento en la fuerza iónica de la solución, que reduce la longitud de Debye. Con una longitud de Debye más corta, el apantallamiento de las cargas superficiales se vuelve más efectivo, compensando parcialmente la repulsión electrostática e impulsando la interacción entre partículas.

El pH y la fuerza iónica también influyen en el movimiento de las partículas, afectando su coeficiente de difusión [154] (Figura 4.5). Mediante el rastreo del desplazamiento de las partículas, se midió el coeficiente de difusión en soluciones con diferentes valores de pH:

- $\text{pH} < 9$: En soluciones ácidas, el coeficiente de difusión de las partículas se mantiene casi constante, lo que indica que las partículas están confinadas dentro del pozo de potencial creado por las corrientes convectivas.
- $\text{pH} = 9$: En este punto, el coeficiente de difusión aumenta drásticamente. Este incremento refleja que las partículas no están confinadas de manera efectiva, ya que la energía potencial electrostática ahora supera la profundidad del pozo de potencial generado por el gradiente de fuerzas de arrastre.

- pH > 9: A valores de pH más altos, el aumento en la fuerza iónica reduce la longitud de Debye, lo que permite un apantallamiento más efectivo de las cargas originales de las partículas. Esto provoca una disminución en el coeficiente de difusión, ya que las partículas vuelven a interactuar entre sí de manera limitada.

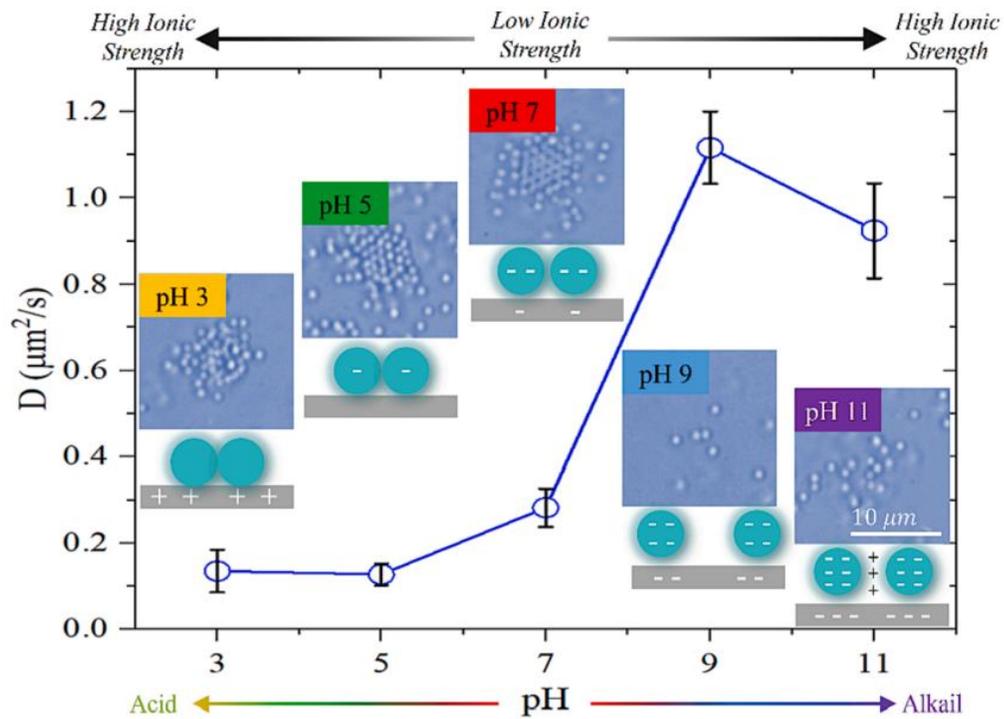


Figura 4.5. Coeficientes de difusión en función de las concentraciones de pH. Para el rango de pH de 3 a 7, fue posible el autoensamblaje y la manipulación, mientras que para 9 y 11 solo se observó manipulación.

En este experimento, se logró construir una monocapa coloidal de mayor tamaño utilizando una matriz de puntos de atrapamiento generados por el láser. Esta estrategia permitió ensamblar múltiples cristales coloidales individuales en una estructura más amplia y continua. Para realizar este experimento, se aumentó tres veces la concentración de la solución coloidal utilizada. Esto permitió tener una mayor densidad

de partículas disponibles, facilitando la formación de cristales en cada punto de atrapamiento. Aquí el proceso consistió en crear un primer cristal coloidal con una única trampa óptica. Este cristal tenía unas dimensiones aproximadamente de $10\ \mu\text{m}$ de diámetro. La formación continuó hasta que el cristal dejó de crecer, alcanzando el límite impuesto por el equilibrio entre las fuerzas involucradas (fuerzas de arrastre, repulsión electrostática).

Una vez formado el primer cristal, se introdujo un segundo punto de atrapamiento a una distancia equivalente a dos veces el radio del cristal inicial ($2R$). Este segundo punto generó otro cristal coloidal, que se ensambló junto con el primero, conectando sus estructuras. Este proceso se repitió varias veces, añadiendo nuevos puntos de atrapamiento según la configuración deseada. En el experimento, se utilizaron un total de 6 puntos de atrapamiento, lo que resultó en una monocapa coloidal con dimensiones finales de aproximadamente $30\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$, como se muestra en la Figura 8.

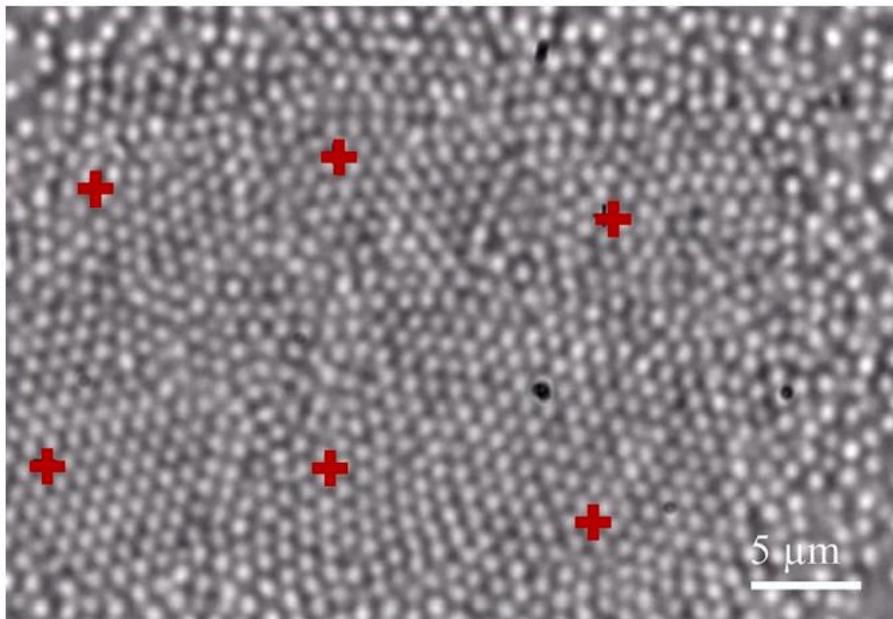


Figura 4.6. Ensamblaje de un cristal más grande mediante la inclusión de 6 haces láser (indicados por la cruz roja).

Aunque la técnica permitió ensamblar cristales de mayor tamaño, se observaron múltiples defectos y configuraciones distintas a la estructura triangular típica en las regiones más alejadas del cristal coloidal inicial. Esto puede atribuirse a pequeñas diferencias en las fuerzas de interacción y al desajuste entre las partículas en las áreas de superposición.

No obstante, se descubrió que, al reducir la separación entre los puntos de atrapamiento, era posible minimizar e incluso eliminar dichos defectos. Esto sugiere que una optimización en la distribución espacial de los puntos de atrapamiento puede mejorar la calidad estructural de los cristales coloidales más grandes.

Capítulo 5.

Conclusiones

En este trabajo se estudió y se demostró el uso de efectos térmicos en un sistema de pinzas ópticas. Se encontró que gracias a la presencia de los efectos térmicos generados por una película altamente absorbente de a-Si:H para una longitud de onda de $\lambda = 532 \text{ nm}$, el coeficiente de rigidez del sistema de atrapamiento aumentó hasta 3 veces para potencias menores a $P = 3.5 \text{ mW}$, lo cual, comparado con la literatura previamente considerada, se considera potencias bajas. Se encontró que para el sistema que no contaba con efectos térmicos la velocidad máxima que se podía alcanzar a esta potencia era de $v \sim 30 \mu\text{m/s}$, mientras que para el caso en que se contaba con la película absorbente se alcanzaron velocidades de hasta $v \sim 90 \mu\text{m/s}$.

El método utilizado para medir esta rigidez consistió en el método de arrastre de fuerzas de Stokes, el cual, aunque es el método que más información y más esfuerzo de procesamiento requiere, ofrece el arreglo experimental mas simple y provee los resultados más confiables para desplazamientos de decenas de milímetros. Más aún, al no tener un detector de cuadrante, es la opción ideal.

Más aún se tomó en cuenta el factor de cercanía de la partícula con el fondo de la celda, para lo cual se introdujo la corrección de Faxen, la cual modifica los valores de rigidez hasta en un 30% dependiendo de la cercanía con la el fondo. Para este caso, se encontró que la distancia a la que se realizaban las mediciones era a una posición estimada de $z \sim 10 \mu\text{m}$.

Dada la naturaleza de los fenómenos térmicos y la alta absorción del a-Si:H, se determinó que las potencias óptimas de trabajo debían ubicarse en valores no mayores a $P = 3.5 \text{ mW}$, esto debido a que, si la temperatura supera los 100°C , el agua comienza a evaporarse o incluso aparecen burbujas con tendencia a cavitarse, lo cual puede ser dañino para una muestra diferente a la presentado, por ejemplo, una muestra biológica.

Gracias al análisis realizado en COMSOL, fue posible entender la naturaleza del problema, es decir, gracias a la simulación fue posible observar el comportamiento de la celda bajo la influencia de los efectos térmicos. Se observó la aparición de las corrientes de convección, factor fundamental en este experimento.

El análisis adecuado de la información obtenida a partir de la simulación es decir de los perfiles de velocidad de las corrientes de convección y de los gradientes de temperatura, permitió entender la aparición de pozos de potencial capaces de fortalecer el pozo de potencial original de trampa óptica, justificando con esto el incremento de la rigidez. Se observó que gracias que el pozo de potencial térmico tiene un ancho mayor, permitía que, aunque la partícula saliera del potencial óptico, esta regresara a su posición de equilibrio.

Dado que experimentalmente se observó que la partícula atrapada en algunas ocasiones salía del plano focal, se realizó un análisis de las fuerzas involucradas a lo largo del eje z. En este caso se encontró que existe una región de equilibrio donde las fuerzas puramente ópticas y las fuerzas puramente térmicas eran equivalentes. Dado que las fuerzas térmicas y ópticas dependen directamente de la posición a lo largo del eje z, se encontró una región de $\sim 10\mu m$ donde la partícula podía estar atrapada, explicando el desfocamiento. Más aún, gracias a esta región de atrapamiento fue posible atrapar experimentalmente más de una partícula, en este caso hasta 4, al mismo tiempo con un solo haz. Después de revisar la literatura, no se encontró reporte previo de este fenómeno, por lo cual se tiene una herramienta más para el área de manipulación óptica

Más aún, mediante el uso de efectos térmicos fue posible implementar una técnica innovadora, sencilla y efectiva para crear y manipular monocapas coloidales bidimensionales con forma circular, compuestas por partículas de sílice. Estas estructuras se generan mediante corrientes convectivas inducidas por la absorción de luz de un láser continuo a baja potencia óptica. Esta metodología permite un control preciso de la disposición espacial de las partículas sin necesidad de recurrir a procesos químicos complejos ni a tiempos de procesamiento prolongados.

A través de simulaciones numéricas, se determinó que las corrientes convectivas inducidas por el láser crean un pozo de potencial que define la extensión radial del cristal coloidal. Este pozo actúa como una región de confinamiento, limitando la dispersión de las partículas y facilitando su organización en estructuras estables y bien definidas. Esta propiedad es esencial para mantener la estabilidad durante la formación y la manipulación de los cristales coloidales.

El ajuste del pH de la solución permitió controlar las fuerzas de interacción entre partículas y entre las partículas y el sustrato. Estas interacciones comprenden a las fuerzas de van der Waals, responsables de atracciones de corto alcance, y a las fuerzas electrostáticas, que pueden ser repulsivas o atractivas dependiendo de la carga superficial involucrada.

Este ajuste permitió identificar las condiciones óptimas para maximizar la estabilidad de los cristales coloidales. El resultado fue la formación de monocapas ordenadas y estables, con la ventaja adicional de ser fácilmente manipulables, lo que amplía su aplicabilidad en diversas áreas científicas y tecnológicas.

El estudio también demostró la posibilidad de generar monocapas coloidales de mayor tamaño mediante una matriz de múltiples puntos de atrapamiento láser. En el experimento, se utilizaron seis puntos de atrapamiento para ensamblar una monocapa coloidal con dimensiones aproximadas de $30\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$. Este método permite escalar el tamaño de los cristales sin comprometer su calidad estructural. Además, el proceso no requiere modificaciones químicas de las partículas, curado UV ni largos tiempos de procesamiento, lo que lo hace práctico y eficiente. La técnica propuesta representa un enfoque no invasivo y sin contacto para ensamblar monocapas coloidales ordenadas. Su simplicidad y flexibilidad también facilitan la corrección en tiempo real de defectos en los cristales formados.

Los resultados obtenidos en ambos experimentos permiten entender que a pesar de que los efectos térmicos pueden tener efectos contraproducentes en la manipulación óptica, también pueden ser una herramienta con un gran valor, simpleza, bajo costo y

versatilidad en el desarrollo de nuevos experimentos. La inclusión de un gradiente de temperatura controlado en un arreglo de pinzas ópticas abre las puertas a una nueva y vasta caja de herramientas que están buscando aplicaciones en los variados campos de la ciencia.

Publicaciones

J. A. Zenteno-Hernandez, **J. Vázquez Lozano**, J. A. Sarabia-Alonso, J. Ramírez-Ramírez, and R. Ramos-García, "Optical trapping in the presence of laser-induced thermal effects," *Opt. Lett.* 45, 3961-3964 (2020)

J. Ramírez-Ramírez, J.A. Sarabia-Alonso, **J. Vázquez-Lozano**, H. Peregrina-Barreto, S. Mansurova, R. Ramos-García, "Formation and manipulation of 2D colloidal crystals driven by convective currents and electrostatic forces", *Optics & Laser Technology*, Volume 161 (2023)

J. Vazquez-Lozano, J. A. Zenteno-Hernández, J. A. Sarabia-Alonso, J. Ramírez-Ramírez, and R. Ramos-García "Enhancement of the stiffness constant in optical tweezers by thermal effects", *Proc. SPIE 11463, Optical Trapping and Optical Micromanipulation XVII*, 1146324 (20 August 2020)

J. Ramírez-Ramírez Sr., **J. Vazquez-Lozano**, H. Peregrina-Barreto, and R. Ramos-García "Colloidal crystal formation using optothermal forces", *Proc. SPIE 11083, Optical Trapping and Optical Micromanipulation XVI*, 110832H (9 September 2019)

J. Ramírez Ramírez, **J. Vazquez Lozano**, U. Ruiz Corona, and R. Ramos-García "Assembly and 2D manipulation of colloidal crystal by temperature gradient", *Proc. SPIE 10723, Optical Trapping and Optical Micromanipulation XV*, 107232O (7 September 2018)

Referencias

1. A. Ashkin, B. Labs, U. S. Secretary, E. S. Chu, N. Prize, C. Cohen, W. D. Phillips, and S. Chu, "Optical tweezers," (1997).
2. J. E. Molloy and M. J. Padgett, "Lights, action: Optical tweezers," *Contemp Phys* **43**, 241–258 (2002).
3. H. Alfvén, "On the Theory of Comet Tails," *Tellus* **9**, 92–96 (1957).
4. B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (Wiley, 1991).
5. R. W. Boyd, S. G. Lukishova, and V. N. Zadkov Editors, *Quantum Photonics: Pioneering Advances and Emerging Applications* (n.d.).
6. A. Ashkin, "Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure," *Phys Rev Lett* **24**, 156–159 (1970).
7. A. Ashkin, "Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime," *Biophys J* **61**, 569–582 (1992).
8. A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu, "Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles," *Opt Lett* **11**, 288 (1986).
9. A. Ashkin, J.M. Dziedzic, and T. Yamane, "Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams," *Nature* 769–771 (1987).
10. A. Ashkin and J. P. Gordon, *Stability of Radiation-Pressure Particle Traps: An Optical Earnshaw Theorem* (1983), Vol. 8.
11. A. Ashkin, *Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers* (World Scientific Publishing Co., 2006).
12. S. Chu, "Laser Cooling and Trapping of Atoms" (n.d.).
13. A. A. Bel, *Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure* (1978).

14. Z. Kang, J. Chen, S. Y. Wu, K. Chen, S. K. Kong, K. T. Yong, and H. P. Ho, "Trapping and assembling of particles and live cells on large-scale random gold nano-island substrates," *Sci Rep* **5**, (2015).
15. R. Zhu, T. Avsievich, A. Popov, and I. Meglinski, "Optical Tweezers in Studies of Red Blood Cells," *Cells* **9**, (2020).
16. A. G. Hendricks and Y. E. Goldman, *Measuring Molecular Forces Using Calibrated Optical Tweezers in Living Cells* (2017), Vol. 1486.
17. J. Chen, H. Cong, F. C. Loo, Z. Kang, M. Tang, H. Zhang, S. Y. Wu, S. K. Kong, and H. P. Ho, "Thermal gradient induced tweezers for the manipulation of particles and cells," *Sci Rep* **6**, 1–13 (2016).
18. K. O. Greulich, "Manipulation of cells with laser microbeam scissors and optical tweezers: A review," *Reports on Progress in Physics* **80**, (2017).
19. A. Ashkin, *Nobel Lecture: Optical Tweezers and Their Application to Biological Systems* (2018).
20. I. C. D. Lenton, E. K. Scott, H. Rubinsztein-Dunlop, and I. A. Favre-Bulle, "Optical Tweezers Exploring Neuroscience," *Front Bioeng Biotechnol* **8**, (2020).
21. J. S. Huang and Y. T. Yang, "Origin and future of plasmonic optical tweezers," *Nanomaterials* **5**, 1048–1065 (2015).
22. K. Dholakia, G. Spalding, and M. MacDonald, "Optical tweezers: The next generation," *Physics World* **15**, 31–35 (2002).
23. C. Paper, B. Del Rosal, W. Ramsay, and L. M. Maestro, "Heat in optical tweezers," (2013).
24. H. J. V. Tyrrell, "Diffusion and heat flow in liquids," *Nature* **192**, 845–845 (1961).
25. Y. Liu, D. K. Cheng, G. J. Sonek, M. W. Berns, C. F. Chapman, and B. J. Tromberg, "Evidence for localized cell heating induced by infrared optical tweezers," *Biophys J* **68**, 2137–2144 (1995).

26. J. A. Zenteno-Hernández, A. Gómez-Vieyra, S. A. Torres-Hurtado, J. C. Ramirez-San-Juan, and R. Ramos-García, "Convection currents enhancement of the spring constant in optical tweezers," *Optical Trapping and Optical Micromanipulation XIII* **9922**, 99222J (2016).
27. E. Flores-Flores, S. A. Torres-Hurtado, R. Páez, U. Ruiz, G. Beltrán-Pérez, S. L. Neale, J. C. Ramirez-San-Juan, and R. Ramos-García, "Trapping and manipulation of microparticles using laser-induced convection currents and photophoresis," *Biomed Opt Express* **6**, 4079 (2015).
28. D. Vigolo, R. Rusconi, H. A. Stone, and R. Piazza, "Thermophoresis: microfluidics characterization and separation," *Soft Matter* **6**, 3489 (2010).
29. R. Piazza, "Thermophoresis: moving particles with thermal gradients," *Soft Matter* **4**, 1740 (2008).
30. A. Würger, "Thermophoresis in colloidal suspensions driven by Marangoni forces," *Phys Rev Lett* **98**, (2007).
31. D. Braun, *PCR BY THERMAL CONVECTION* (2004), Vol. 18.
32. J. Israel, V. Lozano, J. R. Ramírez, and R. R. García, "Manipulation and sorting of microparticles via thermophoretic effects," **70**, 72840 (2004).
33. R. Di Leonardo, F. Ianni, and G. Ruocco, "Colloidal attraction induced by a temperature gradient," *Langmuir* **25**, 4247–4250 (2009).
34. S. Duhr and D. Braun, "Two-dimensional colloidal crystals formed by thermophoresis and convection," *Appl Phys Lett* **86**, 1–3 (2005).
35. D. Braun and A. Libchaber, "Trapping of DNA by Thermophoretic Depletion and Convection," *Phys Rev Lett* **89**, 188103 (2002).
36. D. Braun, N. L. Goddard, and A. Libchaber, "Exponential DNA replication by laminar convection," *Phys Rev Lett* **91**, (2003).
37. A. F. Andreev, "Thermophoresis in liquids," **216**, 0–3 (1988).

38. G. S. McNab and A. Meisen, "Thermophoresis in liquids," *J Colloid Interface Sci* **44**, 339–346 (1973).
39. R. Piazza and A. Parola, "Thermophoresis in colloidal suspensions," *Journal of Physics Condensed Matter* **20**, (2008).
40. K. I. Morozov, "Soret effect in molecular mixtures," *Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys* **79**, 1–11 (2009).
41. M. A. Rahman and M. Z. Saghir, "Thermodiffusion or Soret effect: Historical review," *Int J Heat Mass Transf* **73**, 693–705 (2014).
42. R. Cerbino, A. Vailati, and M. Giglio, "Soret driven convection in a colloidal solution heated from above at very large solutal Rayleigh number," *Phys Rev E Stat Phys Plasmas Fluids Relat Interdiscip Topics* **66**, 4 (2002).
43. P. F. Geelhoed, R. Lindken, and J. Westerweel, "Thermophoretic separation in microfluidics," *Chemical Engineering Research and Design* **84**, 370–373 (2006).
44. A. Kotnala and Y. Zheng, "Opto-thermophoretic fiber tweezers," *Nanophotonics* **8**, 475–485 (2019).
45. S. Duhr and D. Braun, "Thermophoretic depletion follows boltzmann distribution," *Phys Rev Lett* **96**, (2006).
46. L. Helden, R. Eichhorn, and C. Bechinger, "Direct measurement of thermophoretic forces," *Soft Matter* **11**, 2379–2386 (2015).
47. F. Stratmann, E. Otto, and H. Fissan, "Thermophoretic and diffusional particle transport in cooled laminar tube flow," *J Aerosol Sci* **25**, 1305–1319 (1994).
48. T. Shoji, K. Itoh, J. Saitoh, N. Kitamura, T. Yoshii, K. Murakoshi, Y. Yamada, T. Yokoyama, H. Ishihara, and Y. Tsuboi, "Plasmonic Manipulation of DNA using a Combination of Optical and Thermophoretic Forces: Separation of Different-Sized DNA from Mixture Solution," *Sci Rep* **10**, 3349 (2020).
49. B. J. Roxworthy, A. M. Bhuiya, S. P. Vanka, and K. C. Toussaint, "Understanding and controlling plasmon-induced convection," *Nat Commun* **5**, 1–8 (2014).

50. K. B. Crozier, "Quo vadis, plasmonic optical tweezers?," *Light Sci Appl* **8**, 4–9 (2019).
51. G. Baffou and R. Quidant, "Thermo-plasmonics: Using metallic nanostructures as nano-sources of heat," *Laser Photon Rev* **7**, 171–187 (2013).
52. F. Català, F. Marsà, M. Montes-Usategui, A. Farré, and E. Martín-Badosa, "Influence of experimental parameters on the laser heating of an optical trap," *Sci Rep* **7**, (2017).
53. E. J. G. Peterman, F. Gittes, and C. F. Schmidt, "Laser-induced heating in optical traps," *Biophys J* **84**, 1308–1316 (2003).
54. A. Blázquez-Castro, "Optical tweezers: Phototoxicity and thermal stress in cells and biomolecules," *Micromachines (Basel)* **10**, (2019).
55. P. M. Celliers, *Measurement of Localized Heating in the Focus of an Optical Trap* (2000).
56. P. Pieranski, "Two-dimensional interfacial colloidal crystals," *Phys Rev Lett* **45**, 569–572 (1980).
57. B. Li, D. Zhou, and Y. Han, "Assembly and phase transitions of colloidal crystals," *Nat Rev Mater* **1**, 1–13 (2016).
58. T. A. Nieminen, N. Du Preez-Wilkinson, A. B. Stilgoe, V. L. Y. Loke, A. A. M. Bui, and H. Rubinsztein-Dunlop, "Optical tweezers: Theory and modelling," *J Quant Spectrosc Radiat Transf* **146**, 59–80 (2014).
59. J. L. Killian, F. Ye, and M. D. Wang, "Optical Tweezers: A Force to Be Reckoned With," *Cell* **175**, 1445–1448 (2018).
60. D. J. Stevenson, F. Gunn-Moore, and K. Dholakia, "Light forces the pace: Optical manipulation for biophotonics," *SPIE Reviews* **1**, 1–21 (2010).
61. A. Ashkin, *Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers* (World Scientific Publishing Company, 2006).

62. D. Gao, W. Ding, M. Nieto-Vesperinas, X. Ding, M. Rahman, T. Zhang, C. T. Lim, and C. W. Qiu, "Optical manipulation from the microscale to the nanoscale: Fundamentals, advances and prospects," *Light Sci Appl* **6**, (2017).
63. J. Melorose, R. Perroy, and S. Careas, *Optical Tweezers Methods and Applications* (2015), Vol. 1.
64. M. J. Padgett, Justin. Molloy, and David. McGloin, *Optical Tweezers : Methods and Applications* (Taylor & Francis, 2010).
65. J. A. Lock and G. Gouesbet, "Generalized Lorenz-Mie theory and applications," *J Quant Spectrosc Radiat Transf* **110**, 800–807 (2009).
66. V. L. Y. Loke, T. A. Nieminen, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, "T-matrix calculation via discrete dipole approximation, point matching and exploiting symmetry," *J Quant Spectrosc Radiat Transf* **110**, 1460–1471 (2009).
67. T. A. Nieminen, H. Rubinsztein-Dunlop, and N. R. Heckenberg, "Calculation of the T-matrix: General considerations and application of the point-matching method," *J Quant Spectrosc Radiat Transf* **79–80**, 1019–1029 (2003).
68. G. Roosen and C. Imbert, *OPTICAL LEVITATION BY MEANS OF TWO HORIZONTAL LASER BEAMS: A THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY* (1976), Vol. 59.
69. C. Bradac, "Nanoscale Optical Trapping: A Review," *Adv Opt Mater* **6**, (2018).
70. H. Felgner, O. Müller, and M. Schliwa, "Calibration of light forces in optical tweezers," *Appl Opt* **34**, 977 (1995).
71. Y. Harada and T. Asakura, *Radiation Forces on a Dielectric Sphere in the Rayleigh Scattering Regime* (1996), Vol. 124.
72. L. Wang, I. L. Rasskazov, and P. S. Carney, "Clausius-Mossotti Relation Revisited: Media with Electric and Magnetic Response," (2020).
73. J. A. Stratton and L. J. Chu, "Diffraction theory of electromagnetic waves," *Physical Review* **56**, 99–107 (1939).

74. C. F. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (John Wiley & Sons, 1983).
75. K. F. Ren, G. Gouesbet, and G. Gouesbet, *Radiation Pressure Forces Exerted on a Particle Arbitrarily Located in a Gaussian Beam by Using the Generalized Lorenz-Mie Theory, and Associated Resonance Effects* (1994), Vol. 108.
76. G. Gouesbet, *Validity of the Localized Approximation for Arbitrary Shaped Beams in the Generalized Lorenz-Mie Theory for Spheres* (1999).
77. G. Gouesbet, B. Maheu, and G. Gréhan, *Light Scattering from a Sphere Arbitrarily Located in a Gaussian Beam, Using a Bromwich Formulation* (1988), Vol. 5.
78. Y. K. Nahmias and D. J. Odde, "Analysis of radiation forces in laser trapping and laser-guided direct writing applications," *IEEE J Quantum Electron* **38**, 131–141 (2002).
79. J. H. Lienhard, "The general problem of heat exchange," *A Heat Transfer Textbook* 26–32 (2001).
80. C. Sert, *Finite Element Analysis in Thermofluids* (n.d.).
81. R. B. Bird, W. Stewart, and E. Lightfoot, *Transport Phenomena 2nd Edition* (2002).
82. R. Rusconi, L. Isa, and R. Piazza, "Thermal-lensing measurement of particle thermophoresis in aqueous dispersions," *Journal of the Optical Society of America B* **21**, 605 (2004).
83. A. Toyotama, J. Yamanaka, M. Yonese, T. Sawada, and F. Uchida, "Thermally driven unidirectional crystallization of charged colloidal silica," *J Am Chem Soc* **129**, 3044–3045 (2007).
84. J. Chen, J. F. C. Loo, D. Wang, Y. Zhang, S. K. Kong, and H. P. Ho, "Thermal Optofluidics: Principles and Applications," *Adv Opt Mater* **8**, (2020).
85. D. Braun and A. Libchaber, "Thermal force approach to molecular evolution," *Phys Biol* **1**, (2004).

86. T. Ma and S. Wang, "Rayleigh-Bénard convection: Dynamics and structure in the physical space," *Commun Math Sci* **5**, 553–574 (2007).
87. F. M. Weinert and D. Braun, "Observation of slip flow in thermophoresis," *Phys Rev Lett* **101**, 15–18 (2008).
88. M. Han, "Thermophoresis in liquids: A molecular dynamics simulation study," *J Colloid Interface Sci* **284**, 339–348 (2005).
89. G.P. Galdi, *An Introduction to the Mathematical Theory of the Navier Stokes Equations* (2011).
90. Z. B. Wu and W. R. Hu, "Thermocapillary migration of a planar droplet at moderate and large Marangoni numbers," *Acta Mech* **223**, 609–626 (2012).
91. A. Miniewicz, S. Bartkiewicz, H. Orlikowska, and K. Dradrach, "Marangoni effect visualized in two-dimensions Optical tweezers for gas bubbles," *Sci Rep* **6**, 1–8 (2016).
92. L. E. Scriven and C. V. Sternling, "The Marangoni Effects," *Nature* **187**, 186–188 (1960).
93. A. Parola and R. Piazza, "A microscopic approach to thermophoresis in colloidal suspensions," *Journal of Physics Condensed Matter* **17**, (2005).
94. E. E. Michaelides, "Brownian movement and thermophoresis of nanoparticles in liquids," *Int J Heat Mass Transf* **81**, 179–187 (2015).
95. S. Iacopini and R. Piazza, "Thermophoresis in protein solutions," *Europhys Lett* **63**, 247–253 (2003).
96. C. J. Wienken, P. Baaske, U. Rothbauer, D. Braun, and S. Duhr, "Protein-binding assays in biological liquids using microscale thermophoresis.," *Nat Commun* **1**, 100 (2010).
97. D. Vigolo, G. Brambilla, and R. Piazza, "Thermophoresis of microemulsion droplets: Size dependence of the Soret effect," *Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys* **75**, 1–4 (2007).

98. Z. Li and H. Wang, "Thermophoretic force and velocity of nanoparticles in the free molecule regime," *Phys Rev E Stat Phys Plasmas Fluids Relat Interdiscip Topics* **70**, 11 (2004).
99. L. Lin, X. Peng, Z. Mao, X. Wei, C. Xie, and Y. Zheng, "Interfacial-entropy-driven thermophoretic tweezers," *Lab Chip* **17**, 3061–3070 (2017).
100. M. Braun, T. Thalheim, K. Günther, M. Mertig, and F. Cichos, "Thermophoretic trapping and manipulation of single molecules," *Optical Trapping and Optical Micromanipulation XIII* **9922**, 99220Z (2016).
101. M. Braibanti, D. Vigolo, and R. Piazza, "Does thermophoretic mobility depend on particle size?," *Phys Rev Lett* **100**, 1–4 (2008).
102. D. J. Rader, "Thermophoresis in Rarefied Gas Flows," in (AIP Publishing, 2003), pp. 234–241.
103. F. Tian, Z. Han, J. Deng, C. Liu, and J. Sun, "Thermomicrofluidics for biosensing applications," *VIEW* **2**, (2021).
104. N. Malagnino, G. Pesce, A. Sasso, and E. Arimondo, "Measurements of trapping efficiency and stiffness in optical tweezers," *Opt Commun* **214**, 15–24 (2003).
105. M. Sarshar, W. T. Wong, and B. Anvari, "Comparative study of methods to calibrate the stiffness of a single-beam gradient-force optical tweezers over various laser trapping powers," (2014).
106. L. P. Ghislain, N. A. Switz, and W. W. Webb, "Measurement of small forces using an optical trap," *Review of Scientific Instruments* **65**, 2762–2768 (1994).
107. M. C. Williams, "Optical Tweezers : Measuring Piconewton Forces," *Single Molecule Techniques* 1–14 (2002).
108. D. Deltoro and D. E. Smith, "Accurate measurement of force and displacement with optical tweezers using DNA molecules as metrology standards," *Appl Phys Lett* **104**, 2–5 (2014).

109. N. B. Viana, A. Mazolli, P. A. Maia Neto, H. M. Nussenzveig, M. S. Rocha, and O. N. Mesquita, "Absolute calibration of optical tweezers," *Appl Phys Lett* **88**, (2006).
110. N. B. Viana, M. S. Rocha, O. N. Mesquita, A. Mazolli, P. A. Maia Neto, and H. M. Nussenzveig, "Towards absolute calibration of optical tweezers," *Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys* **75**, 1–15 (2007).
111. J. Gieseler, J. R. Gomez-Solano, A. Magazzù, I. P. Castillo, L. P. García, M. Gironella-Torrent, X. Viader-Godoy, F. Ritort, G. Pesce, A. V. Arzola, K. Volke-Sepulveda, and G. Volpe, "Optical Tweezers: A Comprehensive Tutorial from Calibration to Applications," (2020).
112. A. Mazolli, P. A. Maia Neto, and H. M. Nussenzveig, "Theory of trapping forces in optical tweezers," *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **459**, 3021–3041 (2003).
113. P. Jones, O. Marago, and G. Volpi, *Optical Tweezers: Principles and Applications* (2015).
114. Y. Jun, S. K. Tripathy, B. R. J. Narayanareddy, M. K. Mattson-Hoss, and S. P. Gross, "Calibration of optical tweezers for in vivo force measurements: How do different approaches compare?," *Biophys J* **107**, 1474–1484 (2014).
115. R. M. Simmons, J. T. Finer, S. Chu, and J. A. Spudich, "Quantitative measurements of force and displacement using an optical trap," *Biophys J* **70**, 1813–1822 (1996).
116. B. Li, D. Zhou, and Y. Han, "Assembly and phase transitions of colloidal crystals," *Nat Rev Mater* **1**, 15011 (2016).
117. P. Pieranski, "Colloidal crystals," *Contemp Phys* **24**, 25–73 (1983).
118. S. Y. Chou, P. R. Krauss, and P. J. Renstrom, "Nanoimprint lithography," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* **14**, 4129–4133 (1996).

119. Z. Zhang, C. Geng, Z. Hao, T. Wei, and Q. Yan, "Recent advancement on micro-/nanospherical lens photolithography based on monolayer colloidal crystals," *Adv Colloid Interface Sci* **228**, 105–122 (2016).
120. S.-H. Kim, S. Y. Lee, S.-M. Yang, and G.-R. Yi, "Self-assembled colloidal structures for photonics," *NPG Asia Mater* **3**, 25–33 (2011).
121. K. Barkan, M. Engel, and R. Lifshitz, "Controlled Self-Assembly of Periodic and Aperiodic Cluster Crystals," *Phys Rev Lett* **113**, 098304 (2014).
122. S. A. Rinne, F. García-Santamaría, and P. V. Braun, "Embedded cavities and waveguides in three-dimensional silicon photonic crystals," *Nat Photonics* **2**, 52–56 (2008).
123. J. Ge, Y. Hu, and Y. Yin, "Highly Tunable Superparamagnetic Colloidal Photonic Crystals," *Angewandte Chemie International Edition* **46**, 7428–7431 (2007).
124. A. Mikosch, S. Ciftci, and A. J. C. Kuehne, "Colloidal Crystal Lasers from Monodisperse Conjugated Polymer Particles *via* Bottom-Up Coassembly in a Sol–Gel Matrix," *ACS Nano* **10**, 10195–10201 (2016).
125. Z. Kang, J. Chen, S. Y. Wu, and H. P. Ho, "Plasmonic absorption activated trapping and assembling of colloidal crystals with non-resonant continuous gold films," *RSC Adv* **5**, 105409–105415 (2015).
126. S. Duhr and D. Braun, "Two-dimensional colloidal crystals formed by thermophoresis and convection," *Appl Phys Lett* **86**, 1–3 (2005).
127. S. Duhr and D. Braun, "Two-dimensional colloidal crystals formed by thermophoresis and convection," *Appl Phys Lett* **86**, (2005).
128. M. Jerabek-Willemsen, C. J. Wienken, D. Braun, P. Baaske, and S. Duhr, "Molecular Interaction Studies Using Microscale Thermophoresis," *Assay Drug Dev Technol* **9**, 342–353 (2011).

129. V. Garcés-Chávez, R. Quidant, P. J. Reece, G. Badenes, L. Torner, and K. Dholakia, "Extended organization of colloidal microparticles by surface plasmon polariton excitation," *Phys Rev B* **73**, 085417 (2006).
130. Z. Kang, J. Chen, S.-Y. Wu, and H.-P. Ho, "Plasmonic absorption activated trapping and assembling of colloidal crystals with non-resonant continuous gold films," *RSC Adv* **5**, 105409–105415 (2015).
131. R. Di Leonardo, F. Ianni, and G. Ruocco, "Colloidal Attraction Induced by a Temperature Gradient," *Langmuir* **25**, 4247–4250 (2009).
132. S. Smith, "Introduction to Optical Tweezers Fluid drag test force $\& = F (t) - k \Delta x$," *Science* (1979) 1–8 (1970).
133. C. N. Davies, *Low Reynolds Number Hydrodynamics, with Special Applications to Particulate Media* (2003), Vol. 6.
134. D. A. Belousov, V. S. Terent'ev, E. V. Spesivtsev, and V. P. Korolkov, "Spectral data of refractive index and extinction coefficient for thin films of titanium group metals used for fabrication of optical microstructures," *Data Brief* **28**, 104903 (2020).
135. Y. Liu and A. W. Poon, "Flow-assisted Single-beam Optothermal Manipulation of Microparticles," *Opt Express* **18**, 18491 (2010).
136. J. G. Ortega-Mendoza, F. Chávez, P. Zaca-Morán, C. Felipe, G. F. Pérez-Sánchez, G. Beltran-Pérez, O. Goiz, and R. Ramos-Garcia, "Selective photodeposition of zinc nanoparticles on the core of a single-mode optical fiber," *Opt Express* **21**, 6509 (2013).
137. T. A. Nieminen, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, "Forces in optical tweezers with radially and azimuthally polarized trapping beams.," *Opt Lett* **33**, 122–4 (2008).
138. T. A. Nieminen, H. Rubinsztein-Dunlop, and N. R. Heckenberg, "Calculation and optical measurement of laser trapping forces on non-spherical particles," *J Quant Spectrosc Radiat Transf* **70**, 627–637 (2001).

139. M. Braun and F. Cichos, "Optically Controlled Thermophoretic Trapping of Single Nano-Objects," *ACS Nano* **XXX**, 1–7 (2013).
140. S. Duhr and D. Braun, "Why molecules move along a temperature gradient," *Proc Natl Acad Sci U S A* **103**, 19678–19682 (2006).
141. S. Duhr and D. Braun, "Optothermal molecule trapping by opposing fluid flow with thermophoretic drift," *Phys Rev Lett* **97**, 1–4 (2006).
142. S. Iacopini and R. Piazza, "Thermophoresis in protein solutions," *Europhys Lett* **63**, 247–253 (2003).
143. J. A. Zenteno-Hernandez, J. Vázquez Lozano, J. A. Sarabia-Alonso, J. Ramírez-Ramírez, and R. Ramos-García, "Optical trapping in the presence of laser-induced thermal effects," *Opt Lett* **45**, 3961 (2020).
144. J. A. Sarabia-Alonso, J. G. Ortega-Mendoza, J. C. Ramírez-San-Juan, P. Zaca-Morán, J. Ramírez-Ramírez, A. Padilla-Vivanco, F. M. Muñoz-Pérez, and R. Ramos-García, "Optothermal generation, trapping, and manipulation of microbubbles," *Opt Express* **28**, 17672 (2020).
145. L. Q. Costa Campos, C. C. de Souza Silva, and S. W. S. Apolinario, "Structural phases of colloids interacting via a flat-well potential," *Phys Rev E* **86**, 051402 (2012).
146. C. R. Nugent, K. V. Edmond, H. N. Patel, and E. R. Weeks, "Colloidal Glass Transition Observed in Confinement," *Phys Rev Lett* **99**, 025702 (2007).
147. E. Papp and Gy. Vigh, "Role of buffer cations in the reversed-phase high-performance liquid chromatography of aromatic amines," *J Chromatogr A* **259**, 49–58 (1983).
148. R. J. M. Vervoort, F. A. Maris, and H. Hindriks, "Comparison of high-performance liquid chromatographic methods for the analysis of basic drugs," *J Chromatogr A* **623**, 207–220 (1992).
149. W. Wang, B. Gu, L. Liang, and W. A. Hamilton, "Fabrication of Near-Infrared Photonic Crystals Using Highly-Monodispersed Submicrometer SiO₂ Spheres," *J Phys Chem B* **107**, 12113–12117 (2003).

150. F. Piret and B.-L. Su, "Effects of pH and ionic strength on the self-assembly of silica colloids to opaline photonic structures," *Chem Phys Lett* **457**, 376–380 (2008).
151. S. Ferraris, M. Cazzola, V. Peretti, B. Stella, and S. Spriano, "Zeta Potential Measurements on Solid Surfaces for in Vitro Biomaterials Testing: Surface Charge, Reactivity Upon Contact With Fluids and Protein Absorption.," *Front Bioeng Biotechnol* **6**, 60 (2018).
152. M. Kosmulski, "The significance of the difference in the point of zero charge between rutile and anatase," *Adv Colloid Interface Sci* **99**, 255–264 (2002).
153. M. Overview, *Archive Ouverte UNIGE Overview of DLVO Theory How to Cite* (n.d.).
154. F. Giorgi, D. Coglitore, J. M. Curran, D. Gilliland, P. Macko, M. Whelan, A. Worth, and E. A. Patterson, "The influence of inter-particle forces on diffusion at the nanoscale," *Sci Rep* **9**, 12689 (2019).
155. A. Yethiraj, "Tunable colloids: control of colloidal phase transitions with tunable interactions," *Soft Matter* **3**, 1099 (2007).
156. J. C. Everts and M. Ravnik, "Complex electric double layers in charged topological colloids," *Sci Rep* **8**, 14119 (2018).
157. R. Kesavamoorthy, S. Tandon, S. Xu, S. Jagannathan, and S. A. Asher, "Self-assembly and ordering of electrostatically stabilized silica suspensions," *J Colloid Interface Sci* **153**, 188–198 (1992).
158. "Characteristics of Zeta Potential Distribution in Silica Particles," *Bull Korean Chem Soc* **26**, 1083–1089 (2005).