



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO EXPERIMENTAL DE LA DINÁMICA DE  
PARTÍCULAS AUTOPROPULSADAS CON LUZ EN  
PRESENCIA DE FUERZAS ÓPTICAS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
**FÍSICA**

PRESENTA:  
**BERENICE GARCÍA RODRÍGUEZ**

TUTOR PRINCIPAL:  
DR. ALEJANDRO VÁSQUEZ ARZOLA

Ciudad Universitaria, Ciudad de México, 2019





Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



---

1. Datos del alumno

García

Rodríguez

Berenice

55 36 49 20 48

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

310099628

2. Datos del tutor

Dr.

Alejandro

Vásquez

Arzola

3. Datos del sinodal 1

Dr.

Mathieu Christian Anne

Hautefeuille

4. Datos del sinodal 2

Dr.

Francisco Javier

Sevilla

Pérez

5. Datos del sinodal 3

Dra.

Argelia

Balbuena

Ortega

6. Datos del sinodal 4

Dra.

Citlali

Sánchez

Aké

7. Datos del trabajo escrito

Estudio experimental de la dinámica  
de partículas autopropulsadas con luz  
en presencia de fuerzas ópticas

---

88p  
2019

*"Lo recorrí por años enteros de mercado a mercado. Porque México está en los mercados..."*  
*Pablo Neruda, poeta chileno.*

*Así como Pablo Neruda describe que la cultura mexicana se puede encontrar en los mercados, yo puedo encontrar gran parte de mi historia ahí, desde mi infancia hasta ahora. Es un agradecimiento especial a mis padres con los que tengo grandes recuerdos en algunos de los mercados de la ciudad, por su apoyo, por cada uno de los sacrificios que hicieron para que yo pudiera estar aquí. Gracias a Dios por darme la dicha de tan lindos recuerdos.*



# Reconocimientos

---

A mi familia, mamá, papá y Marquito, por el apoyo infinito a cada instante en esta trayectoria, por cuidar de mí, por trabajar tan duro y sobre todo por creer en mí. Cuando nos sentábamos a comer y me contaban sus historias de niños, los hechos trágicos, las aventuras tan chistosas, cada uno de los hechos que marcaron su vida, me hicieron ver que eran personas maravillosas y que a pesar de todo, uno tiene que ser fuerte para lograr nuestras metas.

Gracias al grupo de Micromanipulación óptica del IFUNAM por adoptarme, conocí un gran grupo de trabajo y amigos que siempre me brindaron su ayuda en el laboratorio. A la Dra. Karen Volke Sepúlveda por sus comentarios y ser tan linda como persona. Un agradecimiento especial al Dr. Alejandro Vásquez Arzola por ser tan paciente, comprensivo y ayudarme en estos últimos años para llegar a formar una tesis tan completa que se ve reflejada en la calidad como asesor.

La UNAM no solo me dio un lugar para estudiar, me abrió las puertas para conocer a grandes personas, nuevos lugares y llenarme de experiencias que serán para toda la vida. La facultad me hizo conocer a Lube, una personita muy rara y al mismo tiempo loca, tan ingeniosa y a la vez tan recta. Sin sus risas y llantos poco esperados no hubiera sido lo mismo. Gracias por estar en mi vida.

Y sin dejar de lado, gracias a los proyectos PAPIIT IN111919 (Estudio experimental de la dinámica de partículas brownianas autopropulsadas en campos de fuerzas externos) y PAPIIT IA104917 (Estudio del transporte de motores brownianos utilizando trampas de luz: dinámica autónoma y no autónoma (continuación)).



# Declaración de autenticidad

---

Por la presente declaro que, salvo cuando se haga referencia específica al trabajo de otras personas, el contenido de esta tesis es original y no se ha presentado total o parcialmente para su consideración para cualquier otro título o grado en esta o cualquier otra Universidad. Esta tesis es resultado de mi propio trabajo y no incluye nada que sea el resultado de algún trabajo realizado en colaboración, salvo que se indique específicamente en el texto.

BERENICE GARCÍA RODRÍGUEZ. Ciudad Universitaria, Ciudad de México, 2019



# Resumen

---

En los últimos años, con el fin de imitar a la naturaleza, se han creado partículas o agentes artificiales que imitan el movimiento autopropulsado de microorganismos biológicos. El patrón de movimiento que exhiben puede ser descrito por una caminata aleatoria persistente, autodirigida, llamado movimiento Browniano activo, donde los objetos en movimiento reciben el nombre de partículas activas, i.e., partículas capaces de almacenar energía de su ambiente para poder desplazarse. Estas partículas activas presentan una serie de peculiares comportamientos lo cual las hace un interesante objeto de estudio en la biomedicina, la materia blanda y las aplicaciones de seguridad.

Un tipo de partícula artificial son las partículas Janus. El caso más simple de una partícula de Janus se logra al dividir la partícula en dos partes distintas, cada una de ellas hecha de un material diferente, cuando uno de los lados absorbe, por ejemplo la radiación láser de alguna longitud de onda la partícula experimenta una fuerza tipo forética, ocasionando que se autopropulse. De este modo, los coloides tipo Janus son capaces de crear su propio gradiente de temperatura local. Aprovechando estas propiedades, en esta tesis diseñamos partículas Brownianas activas-artificiales y a la par, un diseño experimental que nos permitió incorporar las fuerzas ópticas y con esto manipular de diversas maneras su trayectoria.

En esta tesis se detalla el estudio experimental acerca de la dinámica de partículas autopropulsadas de sílice recubiertas con Au. En un primer experimento estudiamos la dinámica de partículas de sílice con un diámetro de  $3\mu\text{m}$  y un recubrimiento de 15 y 20 nm de Au. Dichas partículas son depositadas en una muestra con agua y sometidas a la luz de un haz Gaussiano extendido con radio  $W_0 = 25\mu\text{m}$ , generado con un haz láser de  $\lambda = 532\text{ nm}$ . Cuando el haz incide sobre las partículas induce inmediatamente un movimiento Browniano activo. Sobre la región iluminada las partículas exhiben una autopropulsión por efectos termoforéticos. Mostramos las diferentes trayectorias de las partículas activas cuando la potencia cambia, con ayuda del Desplazamiento Cuadrático Medio (MSD), se discuten los distintos comportamientos difusivos y se obtiene a partir de los datos experimentales, la velocidad en relación a la potencia.

En los siguientes tres experimentos, el mismo haz láser incide sobre un Modulador Espacial de Luz (LSM), generando varios patrones de luz, sobre las partículas autopropulsadas de Janus. Exponemos que la dinámica se ve fuertemente afectada cuando la polarización de

la luz es circular (derecha e izquierda). Esto debido a que las partículas de Janus actúan como partículas absorbentes y por la transferencia de momento angular proveniente, rotan. Asimismo, observamos el efecto de las fuerzas ópticas, fuerza de gradiente y esparcimiento, causan diferentes efectos en la caminata.

Estos experimentos abren camino a nuevos estudios con procesos asociados al control del transporte de partículas activas.

Los objetivos generales de la tesis son los siguientes:

- Sintetizar partículas de Janus recubiertas de Au que pueden ser autopropulsadas con luz.
- Describir la dinámica de partículas activas bajo efectos termoforéticos.
- Analizar la actividad en presencia de las fuerzas ópticas.
- Examinar si existe la posibilidad de generar nuevos tipos de nado.

# Índice general

---

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Marco teórico</b>	<b>9</b>
2.1. Movimiento Browniano pasivo . . . . .	9
2.2. Movimiento Browniano activo . . . . .	12
2.3. Fuerzas ópticas . . . . .	13
2.4. Partículas bajo movimientos foréticos . . . . .	19
2.5. Desplazamiento Cuadrático Medio . . . . .	22
<b>3. Partículas activas propulsadas con luz</b>	<b>27</b>
3.1. Partículas recubiertas con oro en haces Gaussianos . . . . .	27
3.1.1. Fabricación . . . . .	28
3.1.2. Arreglo experimental . . . . .	30
3.1.3. Parámetros . . . . .	33
3.2. Dinámica en función de la potencia y del espesor del recubrimiento . . . . .	35
<b>4. Actividad bajo la acción de fuerzas ópticas</b>	<b>49</b>
4.1. Arreglo experimental . . . . .	49
4.2. Dinámica dependiente de la polarización . . . . .	51
4.3. Dinámica en presencia de fuerzas de presión de radiación . . . . .	59
4.3.1. Efecto de la fuerza de presión de radiación . . . . .	59
4.3.2. Dinámica en franjas periódicas . . . . .	62
<b>5. Conclusiones</b>	<b>65</b>
<b>A. Códigos en MATLAB</b>	<b>69</b>
A.1. Tracking . . . . .	69
A.2. Desplazamiento Cuadrático Medio . . . . .	70
A.3. Trayectorias . . . . .	73
A.4. Fotografías con técnicas SEM . . . . .	74

## ÍNDICE GENERAL

---

<b>B. Teoría complementaria</b>	<b>79</b>
B.1. Generación de patrones . . . . .	79
B.2. Haces Gaussianos . . . . .	83
<b>Bibliografía</b>	<b>85</b>

# Introducción

---

La ciencia siempre ha estado interesada en el estudio y descripción de los sistemas activos. A escala macroscópica podemos encontrar, como ejemplo de sistemas activos, el movimiento de animales, ya sea de manera individual o colectiva, que van desde un ave a una parvada, un pez a un cardumen, o a un grupo de personas interactuando (Fig. 1.1). En este contexto les llamamos sistemas activos o materia activa porque toman y almacenan energía tomada del medio que los rodea.



**Figura 1.1:** Los patrones en el comportamiento colectivo, a diferentes escalas, tal es el caso de: (a) Un cardumen produciendo vórtices. Imagen tomada de [(1)]. (b) Una colonia giratoria de hormigas. Imagen tomada de [(1)]. (c) Personas ordenadas espontáneamente. Imagen tomada de [(1)]. (d) Una manada de cebras. Imagen tomada de [(1)]. (e) Dos colonias de bacterias *Paenibacillus vortex*, acomodadas paralelamente. Imagen tomada de [(2)].

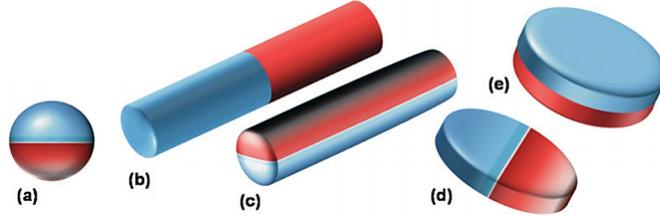
## 1. INTRODUCCIÓN

---

En la escala microscópica también se pueden encontrar ejemplos de materia activa. La autopropulsión (nadar por sí mismos) que realizan microorganismos como bacterias [(3), (4), (5)], virus, o muchas de las células eucariotas, que se impulsan con flagelos, como los espermatozoides [(6), (7)], exhiben una variedad de estructuras y patrones de movimiento, llamado *actividad*. La actividad es la capacidad de convertir energía de su entorno en movimiento persistente. Debido a su tamaño su movimiento es muy lento, es decir, el número de Reynolds, definido como la relación entre las fuerzas inerciales y las viscosas, es bajo o pequeño.

El movimiento de una partícula Browniana pasiva solo será por colisiones aleatorias que sufre con el medio circundante mientras que, para describir el movimiento activo será necesario calcular las relaciones Stokes-Einstein (descritas más adelante) y sus ecuaciones de movimiento. Cabe señalar que el desplazamiento cuadrático medio (MSD) es distinto para partículas pasivas y activas, para las partículas pasivas, el movimiento siempre es difusivo normal. Para las partículas activas la dependencia temporal del MSD revela un comportamiento similar a las pasivas a tiempos cortos, i.e. puramente difusivo, mientras que a tiempos ligeramente más grandes que el tiempo característico (tiempo en que la partícula pierde su memoria respecto a la dirección inicial y se somete a una difusión rotacional) el comportamiento es superdifusivo [(8)]. La dinámica de las partículas activas a escala microscópica está sujeta a fuerzas estocásticas, de fricción y a un depósito de energía para acelerar el movimiento, que se expresan en la ecuación de Langevin [(9)] [(10)] [(11)].

El interés en estos sistemas ha hecho que los científicos no solo estudien partículas activas biológicas sino partículas activas artificiales, pues se intenta imitar el comportamiento de sistemas vivos. En la literatura existen diferentes ejemplos de estos sistemas. La quiralidad se basa en todo el conjunto de posibles movimientos que pueda tener la partícula, tal parece que hasta ahora se ha establecido que su movimiento sea solo en una dirección en especial, lo cual ocurre únicamente si la simetría izquierda-derecha de la partícula en relación con la dirección de propulsión se conserva, pero en la realidad es que cualquier perturbación ocasiona que se desvíen, moviéndose hacia la derecha, izquierda o hasta formar trayectorias circulares. Un caso de amplio interés son las partículas de Janus son partículas coloidales que poseen dos lados de diferente química o polaridad, generalmente hechas de materiales con propiedades físicas opuestas, tales como un material hidrofóbico frente a uno hidrofílico o un material cargado positivamente frente a uno negativo. Esta asimetría conlleva un efecto de propulsión a partir de procesos foréticos. Cuentan con una vasta gama de formas y simetrías, como pueden ser cilindros, discos y esferas (Fig. 1.2) [(12)].

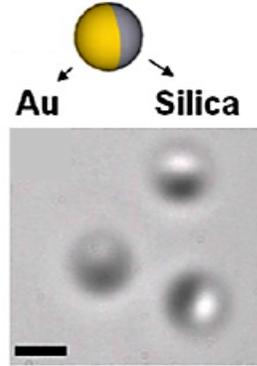


**Figura 1.2:** Diseño de partículas de Janus con diferentes formas y proporciones sobre la superficie. Algunas geometrías se muestran a continuación: (a) Esfera (b, c) cilindros y (d, e) discos. Imagen tomada de [(12)].

El estudio de la materia activa ha ido avanzando poco a poco con aplicaciones muy prometedoras en muchas áreas de la ciencia. Una de las ventajas de los microrobots artificiales es que se pueden usar, personalizar y diseñar a nuestras necesidades, por ello podría permitir el desarrollo de nuevos tipos de sistemas de manipulación y detección en dispositivos de unas cuantas micras en un futuro [(10)].

Existen varios métodos para la preparación de partículas activas artificiales como son: deposición de metales con un espesor de algunos nanómetros, en el que las partículas son colocadas sobre un sustrato y por arriba se cubre la demás área con metales; Pickering emulsion es una técnica basada en las soluciones bifásicas de aceite (wax)- agua para lograr más fracciones de masa de partículas de Janus; y el electrospinning, que permite la incorporación de partículas metálicas o tintes en los dos lados. [(12)]. Para inducir la autopropulsión de las partículas activas creadas se adoptan los efectos llamados foréticos. Una partícula reacciona a gradientes de cantidades escalares como son: la temperatura (termoforesis o efecto de Soret), eléctricos (electroforesis) y químico (difusioforesis). El efecto termoforético o de Soret, llamado así por la relación con el coeficiente de Soret  $S_T$ , hace migrar a la partícula cuando el medio circundante esta bajo un gradiente de temperatura y si  $S_T$  es positivo se va hacia la parte fría y si es negativo hacia las regiones más calientes. De manera análoga a la termoforesis, la difusioforesis es causada por un gradiente escalar de concentración, por ejemplo, si la partícula está inmersa en una distribución inhomogénea de algún soluto esta se moverá hacia la región de mayor o menor concentración (también puede pasar que el soluto este cargado o no) de tal manera que afectará la movilidad forética.

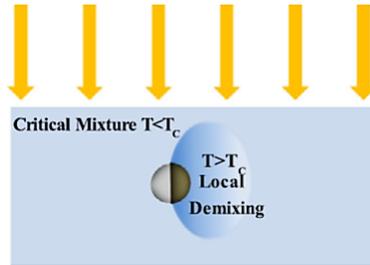
Para el trabajo de esta tesis lo que se busca son partículas estilo Janus, recubiertas con Au (material absorbente) (Fig. 1.3), y ocasionar un movimiento activo inducido por luz, puesto que generan un mecanismo de autopropulsión a causa de una variación en la temperatura (efecto termoforético). Este efecto se produce porque las partículas experimentan un gradiente de temperatura local, debido a la luz absorbida por las tapas de Au al ser iluminadas por un haz incidente de  $\lambda = 532$  nm, sumergidas en agua, permitiendo tener un control preciso del calor aplicado al sistema [(13)] [(14)].



**Figura 1.3:** Partícula de Janus recubierta con Au, con un tamaño de  $1\mu\text{m}$ . Las regiones oscuras de las partículas son las capas de Au. Imagen tomada de [(13)].

Hasta ahora es importante hacer notar que se han hecho mucho avances con partículas activas creadas artificialmente pero ¿cuáles son esos avances y que faltaría agregar? A continuación mencionaré algunos trabajos sobresalientes que se han hecho en los últimos años.

Muchas de las investigaciones han sido para poder describir la trayectoria de partículas cubiertas con Au, por ejemplo el trabajo realizado por Jiang y colaboradores en el año 2010. Con partículas de sílice de  $1\mu\text{m}$  de diámetro y 25 nm de espesor de Au, autopropulsadas por efectos termoforéticos bajo un láser desenfocado verifican el movimiento autopropulsado con ayuda del MSD y su relación con la intensidad del láser [(13)]. En el estudio realizado por Ivo Buttinoni et al., en el año 2011, demostraron que partículas estilo Janus realizan un movimiento Browniano activo, que depende fuertemente de la intensidad de la luz incidente. El mecanismo consiste en calentar la capa de Au por encima de la temperatura crítica  $T_c$  de una mezcla líquida de agua-Lutidina 2-6, haciendo que se separen, en consecuencia, se genera un gradiente de concentración químico llamado autodifusioforesis que impulsa a la partícula. Los efectos que se pueden ocasionar por la mezcla son varios, entre ellos, la capa de Au absorberá más una parte de la mezcla binaria y guiará la dirección del nado. La geometría de la partícula indicará su orientación; y la intensidad tendrá una dependencia con el calor, por lo que establecerá cuanto se desplaza (Fig. 1.4). La mayor ventaja de este sistema es que la actividad se puede encontrar desde intensidades muy bajas ( $\approx 10\mu\text{W}\mu\text{m}^{-2}$ ) tales que las fuerzas ópticas son despreciables[(10)].



**Figura 1.4:** Dibujo esquemático del mecanismo de autopropulsión: una partícula de Janus es iluminada y la cubierta es calentada por encima de la temperatura crítica  $T_c$ , induciendo la separación de las sustancias, que logra autopropulsarla. Imagen tomada de [(10)].

El grupo de Giovanni Volpe et al. ha estudiado el comportamiento de micronadadores en entornos que se caracterizan por cambiar la trayectoria, al encontrarse con obstáculos (porque es lo más común en organismos vivos), con estructuras en forma de paredes, círculos y arreglo de patrones periódicos. Desarrollaron un nuevo tipo de micronadador artificial cuyo movimiento activo se debe a la mezcla líquida binaria de agua-Lutidina 2-6 cerca de la temperatura crítica de  $T_c = 307^\circ K$ , y se ilumina homogéneamente con un láser verde. En resumen, demostraron la dependencia de los micronadadores cuando están en presencia de los arreglos, por ejemplo: en círculos, la probabilidad de encontrarlos en las paredes es muy alta, y en patrones periódicos se dirigen en forma perpendicular a la fuerza aplicada, generando nuevos comportamientos dado que son muy sensibles a pequeñas modificaciones en su nado [(15)].

Asimismo, partículas activas estilo Janus recubiertas de carbón, en medios viscoelásticos también pueden realizar un movimiento de nado donde los cambios de traslación y orientación son muy parecidos a la dinámica *run and tumble*. La velocidad de autopropulsión la modulan variando la intensidad con disparos mecánicos, prendido-apagado, respecto del tiempo. Este fluido al ser viscoelástico tiene un tiempo para reorganizar su estructura llamado de relajación que fue usado para mejorar la dinámica de la partícula cuando era muy similar al tiempo de modulación. Trabajos experimentales como este permiten tener mejor comprensión acerca de partículas artificiales en medios más complejos. [(16)]

En los últimos años la manipulación de objetos microscópicos con luz ha tomado más fuerza debido a que ha tenido un importante impacto en la tecnología de nuestros días. La invención del láser (luz monocromática, coherente y colimada) en los años 60s, ha permitido llevar a cabo la manipulación de objetos microscópicos, teniendo un importante impacto en la ciencia en general.

La radiación es energía en movimiento que interactúa de diferentes maneras con la materia ya sea en forma ionizante, con ayuda de partículas cargadas o neutras, o no ionizante

## 1. INTRODUCCIÓN

---

como son las ondas electromagnéticas que puede ser absorbida y dispersada. Una onda electromagnética transmite energía y momento y con estas cualidades no altera el estado de la materia no obstante puede ejercer una presión de radiación debida al intercambio de momento sobre cierto objeto. Si se tomaran objetos macroscópicos la presión no mostraría ningún cambio importante, sin embargo, si se dejara actuar sobre objetos de tamaño microscópico los cambios serían significativos. Fue así que, al llegar a los 70s, Arthur Ashkin y su grupo de trabajo, reportaron las primeras observaciones experimentales de la manipulación de pequeñas esferas dieléctricas, usando un haz láser altamente enfocado. Pero, ¿qué fuerzas hacían que la partícula quedara atrapada? <sup>1</sup> Si se descompone la fuerza de presión de radiación total se muestra que hay una fuerza en dirección del gradiente de intensidad de luz y otra proveniente que actúa en la misma dirección de la propagación de la luz incidente, denominadas fuerzas de gradiente y de esparcimiento, respectivamente. Existe una tercera fuerza, producida por los gradientes de polarización, asociada al espín que generalmente resulta muy pequeña [(17), (18)].

Actualmente, un dispositivo muy usado para la micromanipulación y modelación de la luz en dos dimensiones han sido los Moduladores Espaciales de Luz (SLM). Los SLM están construidos a base de cristales líquidos, que permiten controlar distintos parámetros de la luz láser que se refleja sobre él como son: la fase del haz incidente, estados de polarización, intensidad y dirección de propagación. Los parámetros que son modificados se arrojan como resultado al SLM. Este dispositivo puede generar haces y patrones de muchos estilos. Tal es nuestro caso al crear patrones con variaciones espaciales.

La presente tesis es un trabajo experimental que muestra el comportamiento de partículas coloidales artificiales bajo la acción de campos ópticos con distintas propiedades topológicas. Dicha motivación surge de los estudios mencionados anteriormente, para verificar e incluir los efectos de fuerzas ópticas en sistemas termoforéticos. A continuación se enuncian, brevemente, los 4 experimentos realizados.

El primer arreglo consiste en variar la potencia de un láser con perfil de un haz Gaussiano extendido para demostrar la dinámica en función de la potencia y del espesor del recubrimiento con el fin de determinar si así realizan una dinámica de partícula Browniana activa. Para los siguientes 3 experimentos se añadieron elementos al arreglo experimental que sirven para responder de manera cualitativa, ¿qué efectos tienen las fuerzas ópticas sobre las partículas activas?. En el segundo experimento es un haz que pasa a través de una placa retardadora  $\lambda/4$  es colocada en la trayectoria del haz, esto con la finalidad de cambiar la polarización. En este experimento, se utilizó un patrón de luz circular. Posteriormente, en el tercer experimento, se utiliza un haz extendido que incide de manera oblicua sobre la muestra de partículas. La

---

<sup>1</sup>Si el tamaño de la partícula  $D$  es mucho menor que la longitud del haz incidente ( $D \ll \lambda$ ) se usa el modelo de Rayleigh y si el tamaño de la partícula es mucho mayor a la longitud del haz incidente, ( $D \gg \lambda$ ), se usa la aproximación de rayos por la óptica geométrica.

---

dirección del haz es controlada con un modulador espacial de luz. Con esto observamos los efectos de la fuerza de esparcimiento que se relaciona con la dirección de propagación del haz contra la fuerza forética. Finalmente, en el cuarto experimento, se cambia a un patrón de líneas horizontales periódicas, con el mismo grosor, se observa cómo la partícula nada de manera perpendicular con respecto a las líneas, en otras palabras, asciende y desciende, y en ciertas ocasiones queda atrapada dentro de los canales de luz. Todos los experimentos nos permiten hacer evidente los efectos de autopropulsión a la vez que podemos observar los efectos de las fuerzas ópticas.

En el capítulo II presentamos el marco teórico, donde se establecen modelos teóricos para describir el movimiento Browniano pasivo y activo, los coeficientes de difusión de Einstein-Stokes, la deducción de la ecuación de Langevin para partículas pasivas y activas, y una explicación detallada de las fuerzas ópticas que aparecen cuando se puede concentrar suficiente luz sobre un área pequeña, de tal forma que pueda afectar el movimiento de una partícula microscópica. Se termina con una amplia discusión acerca del fenómeno que propulsa a las partículas activas, llamados efectos foréticos, tales como la termoforesis y la difusioforesis.

El capítulo III muestra a detalle la fabricación de las partículas, así como la elaboración del primer montaje experimental para formar un haz con perfil Gaussiano extendido, la elaboración de la muestra y la implementación de la visualización de las partículas y del haz para tener control de ambos al mismo tiempo. Aquí se exhibe el comportamiento de la dinámica de partículas activas-artificiales en función de la potencia y del recubrimiento de la partícula, usando las propiedades estadísticas dadas por el MSD, cuando las curvas se aproximan  $4D_T t$  a tiempos cortos y a  $4D_T t + V^2 t^2$  a escalas de tiempos similares a un tiempo característico. De este modo se comprueba la dinámica de una partícula activa y por último se describe su comportamiento, bajo fuerzas foréticas cuando interactúa con el haz, en diferentes regiones.

En el capítulo IV se demuestra que bajo la acción de diferentes fuerzas ópticas el comportamiento de las partículas activas tiene efectos muy diversos, tal es el caso de la polarización circular; tal que el momento angular de la luz absorbida se transfiere y las pone a rotar; la fuerza de esparcimiento, que se encarga de empujar a las partículas en la dirección proveniente del haz pero ¿qué sucede si entra en juego la fuerza termoforética? Este experimento muestra que si el haz entra con una pequeña desviación, por ejemplo, si entra por la derecha, la fuerza termoforética hace que las partículas activas se muevan hacia la izquierda. Al haber patrones inhomogéneos se estudia la dinámica con variaciones espaciales.

Por último, en el capítulo V se presentan las conclusiones de todos los experimentos, las nuevas contribuciones de las fuerzas ópticas sobre las partículas activas, un panorama general acerca de los resultados obtenidos, las ventajas de nuestro sistema y el trabajo a futuro, especificando nuevos mecanismos o mejoras al sistema empleando el conocimiento

## 1. INTRODUCCIÓN

---

aprendido. De la misma manera, en la parte final de la tesis se agrega un apéndice, que presenta los códigos computacionales que se usaron para crear los diferentes patrones.

---

## Capítulo 2

# Marco teórico

---

El movimiento de partículas artificiales a la microescala con la autopropulsión ha generado gran interés para describir el fenómeno de transporte fuera del equilibrio. Una posibilidad de diseñar autopropulsión es tomar ventaja de los efectos foréticos, donde las variaciones del tipo de concentración, temperatura, etc. se consideran como gradientes y interactúan con la superficie de las partículas creando una velocidad de deriva. Esta sección abarca los conceptos teóricos más importantes para describir la dinámica de las partículas autopropulsadas Brownianas, tales como sus diferentes tipos de movimientos, Browniano pasivo y Browniano activo, las fuerzas ópticas, los efectos foréticos que propulsan a las partículas y, por último, el Desplazamiento Cuadrático Medio.

### 2.1. Movimiento Browniano pasivo

El movimiento más simple atrás de la difusión es el movimiento Browniano, que denota el movimiento errático de partículas muy pequeñas, pero más grandes que el tamaño típico de una molécula del medio circundante, un gas o un líquido, por ejemplo. Este movimiento fue observado por el botánico Robert Brown desde 1827 y es el resultado de los impactos aleatorios entre los átomos o moléculas del medio y la partícula (Browniana), que causan cambios en su dirección y velocidad. Este fenómeno se convirtió en el ejemplo más común de un proceso estocástico después de los trabajos seminales de Einstein y Langevin a principios del siglo XX [(19), (20)].

En 1905, Einstein publicó su artículo acerca del movimiento Browniano, uno de los principales objetivos era estimar la velocidad de las partículas, por lo que tuvo que recurrir al principio de equipartición de la energía. Una cantidad muy útil que caracteriza el proceso difusivo es el Desplazamiento Cuadrático Medio (MSD). Este se puede medir que se puede medir observando que a intervalos de tiempo cortos, las partículas Brownianas siguen un comportamiento balístico el cual se vuelve difusivo después de que se producen colisiones con otras partículas. Einstein demostró, entre otras cosas, que el MSD de una partícula Browniana libre, en una dimensión, durante un tiempo  $t$  está dado por [(21), (22)]:

$$\langle [\mathbf{x}(t) - \mathbf{x}(0)]^2 \rangle = \langle \Delta x^2(t) \rangle = 2Dt, \quad (2.1)$$

$\langle \dots \rangle$  es el promedio sobre las trayectorias,  $D$  es la constante de difusión y cuantifica la migración de partículas de cierto tipo en un medio específico a una temperatura dada [(23)]. Comúnmente,  $D$  depende de la constitución del medio y del tamaño de la partícula. La velocidad de las partículas se ve afectada por las moléculas del fluido. En el caso de un fluido viscoso, el cambio en la velocidad se disipa rápidamente y el efecto del impacto sobre las partículas es un cambio en el desplazamiento. Visto desde la física estadística, la partícula ejecuta una caminata aleatoria, descrita por una distribución de probabilidad, que nos dice cuál es la densidad de probabilidad de encontrar a una partícula en la posición  $x$  a un tiempo dado [(19)]. Siendo más específicos, la densidad de probabilidad tiene una dependencia con los pasos previos realizados. Es ahí donde entra el concepto de **Proceso Markoviano**: La distribución posible de  $x(t)$  depende únicamente del valor de entrada en el tiempo previo del paso anterior  $x(t - 1)$  [(24)].

Fue así que, A. Einstein en su trabajo del movimiento Browniano tomó trayectorias muy pequeñas y dedujo una ecuación diferencial parcial para la distribución de densidad de probabilidad del desplazamiento en una dimensión, muy parecida a la ecuación de conducción de calor [(21)].

La constante de difusión  $D$  también aparece en la ecuación de transporte como una cantidad macroscópica, de una concentración variando su posición en la dirección  $x$  [(9)]:

$$J = -D \frac{\partial n}{\partial \mathbf{x}}, \quad (2.2)$$

donde  $J$  es una densidad de corriente de partículas proporcional al gradiente de concentración  $n(\mathbf{x}, t)$ ,

$$\frac{\partial n(\mathbf{x}, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial \mathbf{x}^2}. \quad (2.3)$$

Si a la solución de la ec.( 2.3) que da como resultado la concentración en la dirección  $x$  para cada tiempo  $t$  y se obtiene  $\langle x^2 \rangle$  se llega a la ec.( 2.1). Einstein probó que para una partícula Browniana la constante de difusión  $D$  puede ser calculada con la siguiente relación que es equivalente a las anteriores donde no depende de los detalles del movimiento ni de la estructura de la partícula.  $D_T$  es la constante de difusión traslacional y  $\gamma_0$  el coeficiente de fricción [(21)].

$$D_T = \frac{k_B T}{\gamma_0}, \quad (2.4)$$

donde  $T$  es la temperatura,  $k_B$  es la constante de Boltzmann y  $\gamma_0$  el coeficiente de fricción definido para una esfera pequeña de radio  $r$  moviéndose en un fluido de viscosidad  $\eta$  por la

Ley de Stokes <sup>1</sup> [(23), (10)]:

$$\gamma_0 = 6\pi\eta r \quad (2.5)$$

Análoga a la simetría traslacional existe la rotacional. Las células, por ejemplo, al desplazarse pueden cambiar su dirección de movimiento y girar de manera independiente de manera que se somete a un coeficiente de difusión rotacional [(23)]. La difusión rotacional tiene una escala de tiempo característico  $\tau_r$ , donde el inverso de este tiempo es el coeficiente de difusión rotacional de la partícula dado por:

$$D_r = \tau_r^{-1} = \frac{k_B T}{8\pi\eta r^3}. \quad (2.6)$$

En un entorno homogéneo, el movimiento traslacional y rotacional son independientes de cada uno. Por lo que las ecuaciones de movimiento de una partícula Browniana *pasiva* en un espacio de dos dimensiones son:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \sqrt{2D_T}\xi_x, \\ \dot{y} &= \sqrt{2D_T}\xi_y, \\ \dot{\varphi} &= \sqrt{2D_r}\xi_\varphi, \end{aligned} \quad (2.7)$$

donde  $x$  y  $y$  son las posiciones de la partícula,  $\varphi$  es la orientación sobre un eje fijo y  $\xi$  representa el ruido blanco de procesos estocásticos independientes, con ciertas características que se mencionarán más adelante. En este caso cada ecuación es independiente de la otra, y están en un régimen sobreamortiguado (no inercial) ya que las partículas se encuentran en un régimen de alta fricción.

La ecuación de Langevin describe la difusión de partículas Brownianas a través de una ecuación diferencial estocástica, basada en las Leyes de Newton [(24), (25)]:

$$m \frac{d^2}{dt^2} \vec{r}(t) = (m - \rho_0 V) \vec{g} - \gamma_0 \frac{d}{dt} \vec{r}(t) - \frac{d}{dr} U(\vec{r}) + \kappa(t), \quad (2.8)$$

- Fuerza debida al arrastre viscoso  $\Rightarrow \vec{F}_f = -6\pi\eta r \frac{d\mathbf{r}}{dt}$ .
- Fuerza de gravedad  $\Rightarrow \vec{F}_g = m\vec{g}$  (segunda ley de Newton).
- Fuerza de flote  $\Rightarrow \vec{F}_a = -\rho_0 \vec{g} V$ .
- Fuerza que fluctúa rápidamente, llamada ruido blanco  $\Rightarrow \kappa(t)$

<sup>1</sup>La fuerza neta actuando sobre una esfera obedece la ley de Stokes, la cual establece que la fuerza necesaria para arrastrar a una esfera de radio  $r$  a una velocidad de deriva  $v_d$  en un medio viscoso incompresible, es  $6\pi\eta r v_d$ .

## 2. MARCO TEÓRICO

---

Esta ecuación se aplica a partículas esféricas de radio  $r$ , densidad  $\rho$ , volumen  $V$ , en un líquido con viscosidad  $\eta$  y densidad  $\rho_0$  y sujeta a un coeficiente de fricción  $\gamma_0$ , en presencia de un potencial  $U(\vec{r})$ .  $\kappa = \sqrt{2D_T}\xi(t)$  es un ruido blanco con intensidad  $2D_T$  y  $\xi(t)$ , así como en la (ec. 2.7), describe una fuerza estocástica dependiente del tiempo, que se debe a los impactos de las moléculas del líquido en la partícula. En simples palabras, el movimiento Browniano está descrito por la dinámica de Newton añadiendo una fuerza estocástica y otra de fricción.

Esta fuerza aleatoria tiene un desplazamiento medio igual a cero:

$$\langle \xi(t) \rangle = 0 \tag{2.9}$$

y fluctúa más rápido que la posición de la partícula, por lo que:

$$\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = 2D_T\delta(t - t'), \tag{2.10}$$

con  $D_T$  el coeficiente de difusión traslacional.

La ecuación de Langevin queda resumida en dos fuerzas: una fuerza disipativa dependiente de la velocidad que resulta de la fricción y otra debida a la estocasticidad de la partícula Browniana y el medio. La ec.( 2.8) servirá como punto de partida para describir la dinámica de las *partículas activas* en la siguiente sección.

### 2.2. Movimiento Browniano activo

Mientras que el movimiento de las partículas Brownianas pasivas se da por colisiones aleatorias con el medio que lo rodea, las partículas Brownianas autopropulsadas interactúan entre fluctuaciones aleatorias y este movimiento activo que las lleva fuera del equilibrio.

El movimiento activo es un fenómeno que se encuentra en una amplia gama de sistemas. A nivel de organización biológica se puede encontrar el movimiento autodirigido a diferentes escalas, que van desde las células o microorganismos simples hasta organismos de escala mayor como parvadas, cardúmenes, el movimiento colectivo de humanos o en un simple embotellamiento de autos [(9)]. El término *activo* significa que una partícula Browniana puede absorber energía del medio ambiente, almacenarla en un depósito interno y usarla para diferentes actividades como es el caso de un movimiento autodirigido [(9)].

Para una partícula auotpropulsada con velocidad  $v$  el movimiento tiene un acoplamiento entre la difusión rotacional (dirección del movimiento) y traslacional, no como sucedía con las partículas pasivas. Las ecuaciones diferenciales estocásticas correspondientes son [(10)]:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= v \cos(\varphi) + \sqrt{2D_T}\xi_x, \\ \dot{y} &= v \sin(\varphi) + \sqrt{2D_T}\xi_y, \\ \dot{\varphi} &= \sqrt{2D_r}\xi_\varphi.\end{aligned}\tag{2.11}$$

La atención principal en la investigación de partículas activas está en su movimiento autopropulsado, lo que puede ser posible debido a procesos externos [(9)].

Para describir el movimiento activo se necesita especificar:

- La dinámica del depósito interno de energía.
- Las colisiones entre el medio y el movimiento de la partícula.

## 2.3. Fuerzas ópticas

A principios de los años 60's Ashkin reportó la manipulación de pequeñas partículas, usando fuerzas ópticas, que se derivan de la transferencia de momento lineal a la partícula atrapada.<sup>1</sup>

Las pinzas ópticas fueron implementadas hasta finales de los 80's. Un pinza es un instrumento que usa un haz láser que permite no solo la observación de partículas micrométricas dieléctricas sino también su mayor atributo que es la captura y manipulación. Usualmente se construyen con objetivos de microscopio, cuyas aperturas numéricas son altas y con aberraciones corregidas, con la intención de enfocar la luz lo mejor posible. El haz altamente enfocado crea un gradiente extenso de luz, tanto radial como axialmente. La componente radial, perpendicular a la dirección de propagación, se asocia a la desviación del haz y la componente axial, en la misma dirección de propagación, se asocia con la convergencia o divergencia del haz.

Las fuerzas que se originan de la transferencia de momento se pueden dividir en dos: llamadas fuerza de gradiente y fuerza de esparcimiento. La interpretación a estas fuerzas está dada bajo las consideraciones del diámetro de la partícula  $d_p$  y la longitud de onda  $\lambda$  del

---

<sup>1</sup>La magnitud del momento que porta un fotón que se prograpaga en un rayo de luz se describe en la ley de Planck y la relación de Einstein [(18), (26)]:  $E_f = h\nu$  (Planck) y  $E_f = p_f c$  (Einstein)  $\Rightarrow p_f = \frac{h\nu}{c}$ . La micromanipulación favoreció a nuevos estudios y a nuevas aplicaciones en distintas áreas como física atómica, diversas áreas de la biología, hasta tener aplicaciones en química.

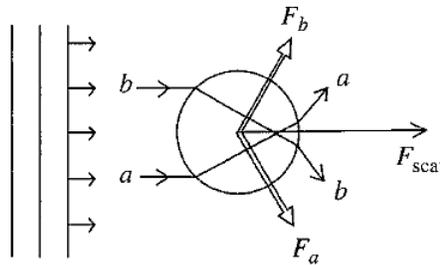
## 2. MARCO TEÓRICO

---

láser incidente. El régimen  $d_p \gg \lambda$  se basa en la óptica geométrica donde se descompone un rayo total de luz en varios para satisfacer las condiciones de la solución de Mie. En cambio, cuando  $d_p \ll \lambda$  las partículas se consideran como un dipolo eléctrico y las ecuaciones de la electrostática se usan para descomponer las fuerzas que actúan sobre estas, este régimen es conocido como de Rayleigh.

Bajo las condiciones adecuadas, las 3 fuerzas presentes: la fuerza de gradiente, esparcimiento y gravedad están balanceadas y las partículas se pueden atrapar en 3 dimensiones [(18), (26)]. En el caso de que el haz no esté bien enfocado sobre el plano focal, en la componente axial la fuerza de gradiente será mínima y solo la componente radial hará que la partícula se pueda atrapar [(27)].

Si se considera una partícula de tamaño mayor al de la longitud de onda que la ilumina, con un frente de onda plana, se tendrá una fuerza neta en la misma dirección que la de los rayos incidentes de luz, debido a la conservación de momento por el esparcimiento de la luz, llamada fuerza de esparcimiento, ilustrada en la Fig. 2.1.

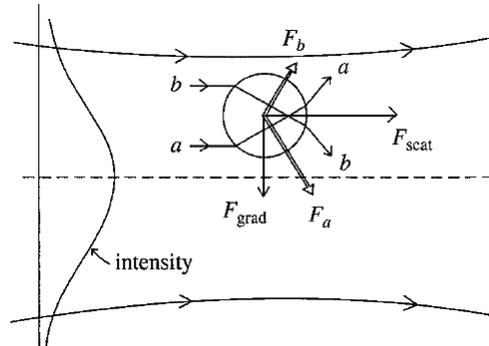


**Figura 2.1:** Onda plana incidiendo con dos rayos a y b, en una partícula con un diámetro mayor a la longitud de onda incidente.  $F_a$  es la fuerza emergente debida al rayo a entrante y del mismo modo para b. En la dirección de la luz incidente se obtiene una fuerza llamada fuerza de esparcimiento  $F_{scat}$ . Imagen tomada de [(18)].

Si se lleva a la partícula a la parte colindante de la región central de un haz Gaussiano <sup>1</sup>, habrá fuerzas más grandes provenientes de los rayos incidentes centrales (región donde hay más luz) que los del otro extremo. Seguirá estando la fuerza de esparcimiento, no obstante, existe una fuerza adicional en la dirección transversal, llamada fuerza de gradiente (Fig. ??) [(18)].

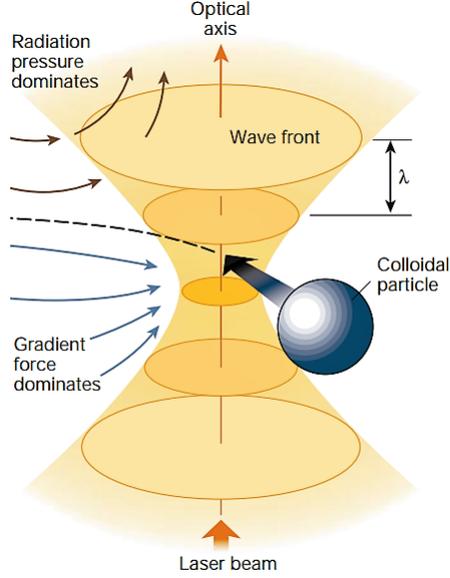
---

<sup>1</sup>Apéndice B.3



**Figura 2.2:** Una partícula con diámetro mayor a la longitud de onda, localizada cerca del eje óptico en presencia de un haz Gaussiano. Los dos rayos entrantes, a y b, generan la fuerza de esparramiento y otra llamada fuerza de gradiente, debido a la intensidad del haz  $I = I_0 \exp\left(\frac{-2\rho^2}{W^2}\right)$ . Imagen tomada de [(18)].

Si el índice de refracción de la partícula es más grande que el del medio, la fuerza de gradiente siempre apuntará hacia la región de mayor intensidad. La presión de radiación del haz se puede ver como un chorro de agua arrojando a una pelota en este caso a lo largo del eje óptico. En condiciones donde domina la fuerza del gradiente, una partícula puede quedar atrapada (Fig. 2.3) [(27)].



**Figura 2.3:** Imagen para mostrar la presencia de las fuerzas en un sistema de pinzas ópticas. Los gradientes de intensidad en el haz convergente acercan a una partícula coloidal hacia el foco mientras que la presión de radiación del haz las empuja al eje óptico. Imagen tomada de [(27)].

Cuando la partícula micrométrica es mucho más pequeña que la longitud de onda del haz incidente, se puede utilizar la aproximación dipolar para describir el efecto mecánico que la luz ejerce sobre la partícula.

$$\vec{p} = \alpha_{lin} n \vec{E}_i = V_p \epsilon_0 \frac{(n_p/n_m)^2 - 1}{(n_p/n_m)^2 + 2} \vec{E}_i \quad (2.12)$$

$\alpha_{lin}$  es la polarizabilidad para esferas micrométricas, dieléctricas, homogénea e isotrópicas, conocida como la relación de Clausius-Mossotti relacionada con los índices de refracción del medio y el material de la partícula y  $\vec{E}$  es el campo eléctrico incidente.

La luz de una láser se puede ver como con campo electromagnético que varía con el tiempo que afectará a las partículas dieléctricas haciendo que estas se polaricen y actúen como un dipolo eléctrico oscilante. En este caso la polarizabilidad se modifica:

$$\alpha_{rad} = \frac{\alpha_{cm}}{1 - \frac{(n_p/n_m)^2 - 1}{(n_p/n_m)^2 + 2} [(k_0 a)^2 + \frac{2i}{3} (k_0 a)^3]} \quad (2.13)$$

y las fuerzas ópticas quedan expresadas como

$$\mathbf{F}_{AD} = \frac{1}{4} \alpha' \nabla (|E_i|^2) + \frac{\sigma_{ext}}{c} \mathbf{S}_i - \frac{1}{2} \sigma_{ext} c \nabla \times \mathbf{s}_d \quad (2.14)$$

Los términos expresados en la ec.( 2.14) son:  $\alpha'$  es la parte real de la polarizabilidad  $\alpha_{rad}$ , el campo eléctrico incidente  $|E_i|^2$  expresa la intensidad del haz,  $k_0$  es el número de onda en el vacío,  $\sigma_{ext,d} = \frac{k_0}{\epsilon_0} \text{Im}(\alpha)$  es el coeficiente de extinción que se relaciona con las pérdidas de energía de la onda, ya sea por absorción o esparcimiento,  $c$  la velocidad de la luz,  $\mathbf{S}_i$  es el vector de Poynting que indica la dirección de propagación del haz y  $\mathbf{s}_d$  es la densidad de espín del campo eléctrico, al aplicar el rotacional explica la rotación que se induce alrededor de un punto. Se pueden reconocer 3 tipos de fuerzas ópticas que se explicarán a continuación, brevemente [(28)].

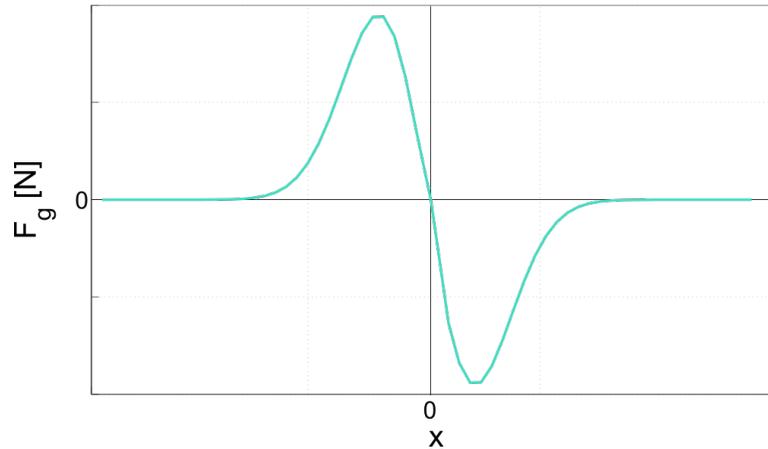
### Fuerza de gradiente

La fuerza de gradiente surge de la energía potencial de un dipolo en un campo eléctrico y es la responsable del confinamiento en la trampa óptica, es una fuerza conservativa, i.e para cualquiera dos puntos, el trabajo hecho por  $\mathbf{F}_{AD,grad}$  no depende del camino seguido para ir del punto A al punto B. Expresándola en términos de la intensidad del campo  $I_i = \frac{1}{2}c\epsilon_0|E_i|^2$ :

$$\mathbf{F}_{AD,grad} = \frac{1}{4}\alpha'\nabla(|E_i|^2) = \frac{1}{2}\frac{\alpha'}{c\epsilon_0}\nabla I_i(\mathbf{r}_d). \quad (2.15)$$

Si las partículas tienen polaridad positiva, es decir un índice de refracción mayor que el del medio circundante, son atraídas hacia la región de alta intensidad del campo óptico y las partículas con polaridad negativa, partículas cuyo índice de refracción es menor que el del medio circundante, son repelidos por las regiones de alta intensidad.

La fuerza de gradiente sufre cambios al variar la intensidad, en la Fig. 2.4 se muestran los máximos de intensidad respecto a la posición, donde en  $x=0$  es un punto de equilibrio estable. Si la fuerza de gradiente es positiva atrae a la partícula a las zonas de mayor intensidad y si es negativa la partícula se siente repelida de la zona central.



**Figura 2.4:** Fuerza de gradiente muestra cambios en la intensidad en el eje  $x$ . Se toma  $W = \frac{W_0}{\sqrt{2}}$ .

### Fuerza de esparcimiento

La fuerza de esparcimiento es una fuerza no conservativa y se debe a la transferencia de momento lineal del campo a la partícula, como resultado de los procesos de esparcimiento y absorción, por ello depende de la sección eficaz de extinción  $\sigma_{ext}$ .

$$\mathbf{F}_{AD,scat} = \frac{\sigma_{ext}}{c} \mathbf{S}_i \quad (2.16)$$

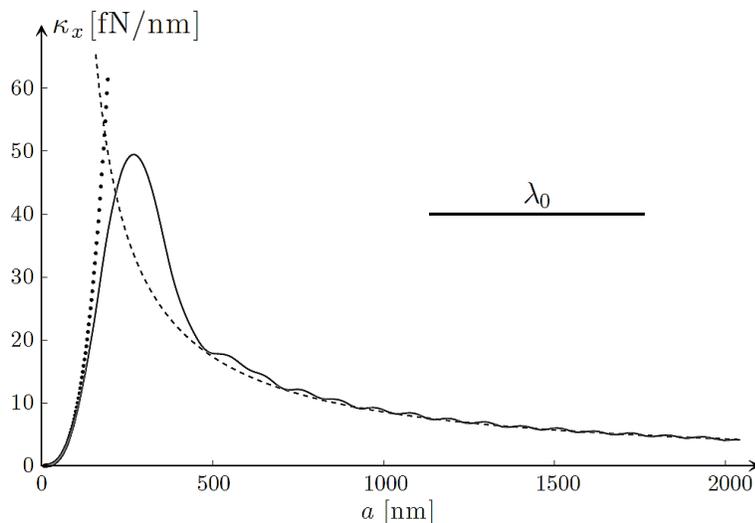
La fuerza apunta en la dirección de propagación del campo, es decir en la dirección del vector de Poynting  $\mathbf{S}_i$  que se relaciona con el momento lineal de la luz incidente [(28)].

### Fuerza de espín

La fuerza de espín surge de los gradientes de polarización en los campos electromagnéticos, en comparación con las dos fuerzas anteriores, generalmente es muy pequeña cuando estamos hablando de partículas no absorbentes.  $s_d$  es el promedio temporal de la densidad de espín de onda incidente [(28)].

$$\mathbf{F}_{AD,spin} = -\frac{1}{2} \sigma_{ext} c \nabla \times \mathbf{s}_d. \quad (2.17)$$

Estos dos regímenes son dos casos extremos donde se varía el tamaño de la partícula. En un experimento con partículas micrométricas se tiene que su diámetro es muy similar a la longitud de onda del haz incidente para estos casos se usa la teoría de esparcimiento electromagnética, Fig. 2.5 donde se observa que si el radio es mayor a la longitud de onda incidente la estimación de la aproximación dipolar no se garantiza mientras que la aproximación de rayor es más favorable. Aunque siempre se va a tomar la aproximación más conveniente para el cálculo de las fuerzas ópticas.



**Figura 2.5:** Cálculo de las fuerzas ópticas para distintos regímenes de atrapamiento para una partícula dieléctrica con diámetro  $d$  ( $n_p = 1.50$ ) en agua ( $n_m = 1.33$ ) con un láser de longitud  $\lambda_0 = 632\text{nm}$ . La óptica de rayos (línea con guiones) se da cuando  $d_p \gg \lambda$ . La aproximación dipolar (línea con puntos)  $d_p \gg \lambda$ . El nuevo régimen es ilustrado por la línea sólida y se llama esparcimiento electromagnético. Imagen y explicación tomada de [(28)].

## 2.4. Partículas bajo movimientos foréticos

En la naturaleza, los sistemas vivos de todas las escalas se impulsan por sí mismos, en esta subsección se hará hincapié en una dinámica muy sobresaliente que sucede cuando objetos coloidales se mueven o migran a causa de gradientes escalares, interactuando con cada una de las partículas, conocidos como *foresis*, pero ¿qué tiene de especial? y ¿cuáles son estos gradientes? [(11), (29)].

El descubrimiento de estos mecanismos de transporte foréticos se remonta a 1807 cuando Ferdinand Frederic Reuss reportó el movimiento de partículas de arcilla, suspendidas en agua, que respondían a un campo eléctrico. Últimamente, se ha puesto en cuestión si se pudiera tener partículas que generaran su propio gradiente, bajo ciertas condiciones, y así moverse por sí mismas. Esto ayudaría a poder tener muchos nadadores artificiales en muchos dispositivos, no solo para cuestiones médicas si no también tecnológicas [(30), (11)].

El transporte de partículas sumergidas en un fluido puede verse afectado fuertemente por una cantidad escalar presente. El gradiente involucrado podría ser la temperatura (termofore-

## 2. MARCO TEÓRICO

---

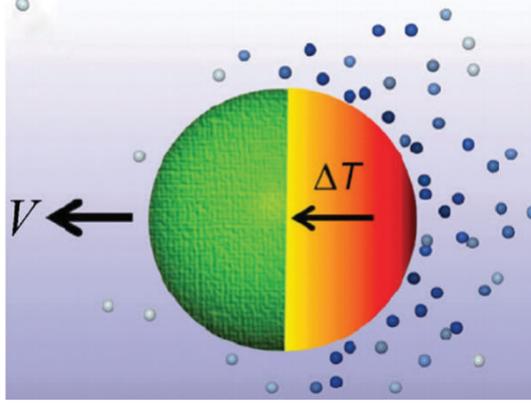
sis), una especie química (quimioforesis) o concentraciones salinas (difusioforesis). Los efectos en la dinámica se dan prácticamente por la interacción entre partícula-solvente, gracias a la foreshis, y es precisamente la foreshis la que inducirá a que las partículas tengan una velocidad proporcional al gradiente de una cantidad escalar llamada velocidad de deriva,  $\mathbf{v}_d$ , [(31), (32), (29)]:

$$\theta(\mathbf{x}, t) : \mathbf{v}_d = \alpha \nabla \theta(\mathbf{x}, t), \quad (2.18)$$

donde  $\alpha$  es la movilidad forética y depende de la naturaleza de la interacción de la partícula con el campo escalar, es decir, cambios en la magnitud y de signo.

Como se mencionó anteriormente, los efectos foréticos se dan a causa de modificar el medio de los coloides, creando gradientes, pero ¿puede pasar que esos gradientes se autogeneren en las partículas coloidales? Las fuerzas viscosas son importantes a estas escalas mientras que las fuerzas inerciales se desprecian. Al añadir capas de un material distinto sobre una partícula su simetría se verá afectada creando inhomogeneidades con el medio. Si se recubre hasta la mitad se tienen partículas de Janus [(31)]. Al igual que en la naturaleza se tienen distintos tipos de microorganismos que nadan por sí mismos, por ello se intenta tener diseños muy parecidos al crear nadadores artificiales que se muevan bajo diversos gradientes con el propósito de producir el efecto de foreshis localmente [(33)].

Las partículas de Janus han sido usadas para poder describir fenómenos foréticos por sus cualidades de estar cubiertas en una mitad de sus caras con algún material distinto, suspendidas en una mezcla líquida, realizando un movimiento Browniano activo. Este es el caso por ejemplo de partículas cubiertas de platino que debido a su capacidad para descomponer catalíticamente soluciones acuosas de peróxido de hidrógeno, en oxígeno y agua, pueden generar un gradiente de concentración. Es así como logran moverse por sí mismas dichas partículas. También han experimentado con partículas tipo Janus cubiertas con Au cuando se iluminan con luz láser creando un efecto autotermoforético, pues la cara cubierta de Au se calienta por el gradiente de temperatura irradiado por el láser (Fig. 2.6) [(11), (34), (33)].



**Figura 2.6:** Partícula de Janus inmersa en agua. Se observa que el haz de luz láser genera un gradiente de temperatura  $T$  en el hemisferio derecho, cubierto de Au. Esto calienta las moléculas, de agua, de su alrededor, impulsando a la partícula con una velocidad  $V$ . El efecto recibe el nombre de autotermoforesis. Imagen tomada de [(33)].

La termoforesis (también llamado efecto de Soret) se reporta desde 1870 por Tyndall [(18)] y es la interacción de una partícula coloidal con el medio que la rodea bajo un gradiente de temperatura, es decir, las colisiones entre una de las caras de una partícula y las moléculas es más fuerte que en el otro extremo de la cara haciendo que la partícula sea impulsada por las moléculas calientes encarado hacia las regiones frías. La temperatura de la partícula coloidal autopropulsada por termoforesis se analiza desde la superficie donde el flujo del calor es proporcional a la intensidad del láser y por ende transfiere calor al medio colindante. Este comportamiento obedece la ecuación de difusión de calor del medio [(13)]:

$$\frac{\partial}{\partial t} T - \chi \nabla^2 T = 0, \quad (2.19)$$

donde la conductividad termoforética está dada por  $\chi = \frac{\kappa}{\rho C_p}$  donde  $\kappa$  es la conductividad térmica,  $\rho$  la densidad y  $C_p$  la capacidad calorífica a presión constante. Los valores asignados a las variables mencionadas son las del agua. El flujo de calor generado en la superficie se expresa como  $q(\theta) = \kappa \mathbf{e}_n \cdot \nabla T$ , donde  $\mathbf{e}_n$  es un vector normal a la superficie; si se obtuviera un perfil de temperatura sobre la partícula, de radio  $r$ , este sería asimétrico, debido a que solo la cara absorbente de la esfera se calienta, por la intensidad del láser  $I$  con una eficiencia de absorción  $\epsilon$  [(13)].

Por otro lado, la velocidad de deriva dada por la ec. (2.18), para efectos autotermoforéticos, es  $\mathbf{v}_d = \mu(\theta) \nabla T$  y las interacciones del medio-partícula se expresan en la movilidad  $\mu(\theta)$ .

Con base en lo anterior, la velocidad adquirida por la partícula es  $V_T$  descrita por el coeficiente de Soret, como el cociente del coeficiente de termodifusión  $D_{Td}$  entre el de difusión

## 2. MARCO TEÓRICO

---

$S_T = \frac{D_{Ta}}{D_T}$  [(13)]:

$$\mathbf{V}_T = -D_T S_T \nabla T. \quad (2.20)$$

El coeficiente de Soret  $S_T$  puede tomar tanto signo positivos como negativos, donde un valor positivo se refiere al comportamiento termofóbico (más comúnmente observado), mientras que un signo negativo indica un comportamiento termofílico.

En contraste con la termoforesis, la difusioforesis es causada por un gradiente escalar de concentración. Al estar la partícula inmersa en una distribución inhomogénea de algún soluto esta se moverá hacia la región de mayor o menor concentración (también puede pasar que el soluto este cargado o no) de tal manera que afectará la movilidad forética. Este fenómeno fue nombrado por B.V. Derjaguin en 1960 [(35)]. Un ejemplo claro es cuando se crea un gradiente de concentración de electrolitos en una distribución inicialmente uniforme de coloides, esto hace que las partículas migren hacia regiones salinas más altas con una tasa de difusión cincuenta veces mayor que la predicha por la difusión Browniana sola [(11)].

A continuación, se muestra una tabla comparando las movilidades foréticas  $\mu(\theta)$  que se caracterizan por interacciones entre la partícula y el fluido, para ambos efectos. Donde  $K$  es la longitud de absorción,  $L^*$  es el primer momento de la distribución del soluto,  $H^e$  es el primer momento del exceso de entalpia en las interfases [(36), (29)].<sup>1</sup>

Efecto	Gradiente	Movilidad forética
Difusioforesis	$\nabla n$	$k_b T K L^* / \eta$
Termoforesis	$\nabla T$	$2H^e / \eta T$

**Tabla 2.1:** Efectos foréticos

### 2.5. Desplazamiento Cuadrático Medio

La secuencia de pasos hechos, uno después de otro, donde el paso siguiente tiene una dirección aleatoria tal que no depende del paso previo, en un intervalo de tiempo determinado  $t$ , sirve para cuantificar qué tanto se mueve la partícula, en qué régimen se encuentra, así como la constante de difusión. La cantidad que describe estas características se conoce como Desplazamiento Cuadrático Medio (MSD). Para calcularlo se toma la diferencia entre 2 posiciones a lo largo de la trayectoria separadas en un intervalo de tiempo  $t$ , se eleva al cuadrado para cada uno de las posiciones en todo el intervalo de tiempo y finalmente, se realiza un

---

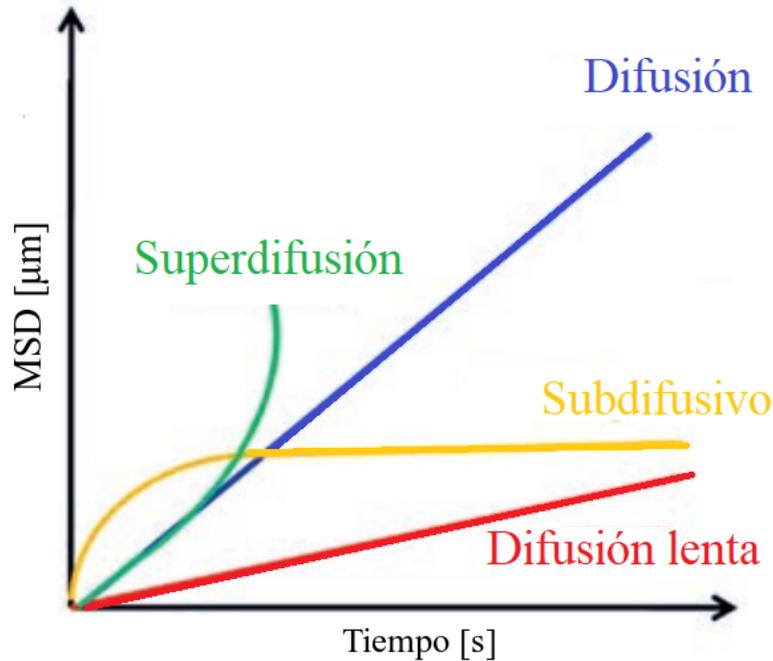
<sup>1</sup>Si se desea conocer más acerca de la derivación de las ecuaciones y profundizar más en los términos usados se recomienda consultar la siguiente bibliografía [(29)].

promedio sobre los resultados obtenidos (ec. 2.1). Si ahora se toma  $x = 2D_T t$ ,  $y = 2D_T t$  y la distancia entre dos puntos en 2 dimensiones es  $r^2 = x^2 + y^2$  el MSD para una partícula browniana se define en 2D como [(23)]:

$$\langle [\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}(0)]^2 \rangle = 4D_T t, \quad (2.21)$$

con pendiente igual al coeficiente de difusión traslacional  $D_T$  dado por la ec.( 2.4).

Tres diferentes comportamientos se pueden ver expresados cuando se tiene la gráfica de  $MSD$  vs  $t$ : el **difusivo normal** se da cuando el medio se encuentra en equilibrio y la dependencia del MSD respecto al tiempo es lineal, o sea una recta. Si se tiene una curva por encima del comportamiento difusivo normal se le llama **superdifusivo** debido a fuerzas externas y a menudo indica un movimiento dirigido parcial o totalmente. Cuando la curva tiene una ligera inclinación por debajo de la recta se llama **subdifusivo** ya que la partícula está confinada de alguna manera (Fig. 2.7) [(37)].



**Figura 2.7:** Diferentes tipos de difusión para partículas Brownianas activas bajo diferentes confinamientos.  $MSD \propto t$  es el *régimen difusivo normal* en el cual su desplazamiento es análogo a una partícula pasiva y  $MSD \propto t^2$  conocido como el *régimen superdifusivo*. Imagen tomada de [(38)].

## 2. MARCO TEÓRICO

---

Para una partícula Browniana activa el MSD tiene contribuciones de ambos coeficientes de difusión, en este caso la difusión rotacional se denota con la escala de tiempo característico  $\tau_r$  de la ec. ( 2.6) [(39)]:

$$\langle [\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}(0)]^2 \rangle^1 = 4D_T t + \frac{V^2 \tau_r^2}{2} \left[ \frac{2t}{\tau_r} + e^{\frac{2t}{\tau_r}} - 1 \right] \quad (2.22)$$

En la ec. ( 2.22) se pueden distinguir tres límites:

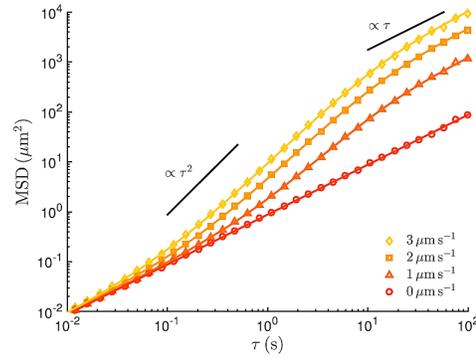
$$MSD(t) = \begin{cases} 4D_T t, & \text{para } t \ll \tau_r \\ 4D_T t + V^2 t^2, & \text{para } t \approx \tau_r \\ (4D_T + V^2 \tau_r) t, & \text{para } t \gg \tau_r \end{cases} \quad (2.23)$$

La partícula activa describe comportamientos muy interesantes que permiten tener mayor conocimiento acerca de la situación en la que están sometidas. A escalas de tiempos cortos  $t \ll \tau_r$  la expresión toma la forma de  $MSD \propto t$ , donde el desplazamiento se comporta de la misma manera que una partícula pasiva conocido como *régimen difusivo normal*. A escalas de tiempo ligeramente más largas  $t \approx \tau_r$  el  $MSD \propto t^2$  conocido como el *régimen superdifusivo*<sup>2</sup> y si las escalas de tiempo son mucha más largas  $t \gg \tau_r$  el  $MSD \propto t$  se conoce como el *régimen difusivo* pero con un coeficiente de difusión mayor y el desplazamiento se comporta de forma lineal nuevamente, como se muestra en la Fig. 2.8 y Fig. 2.9 [(28), (13)]. En este último régimen la partícula experimenta una caminata aleatoria cuya longitud de paso es el producto de la velocidad de propulsión  $V$  y el tiempo de difusión rotacional. Si se compara con la difusión esta se mejora de modo que se define un nuevo coeficiente de difusión efectivo  $D_{eff} = D_T + \frac{1}{4}V^2\tau_r$  [(39), (40)].

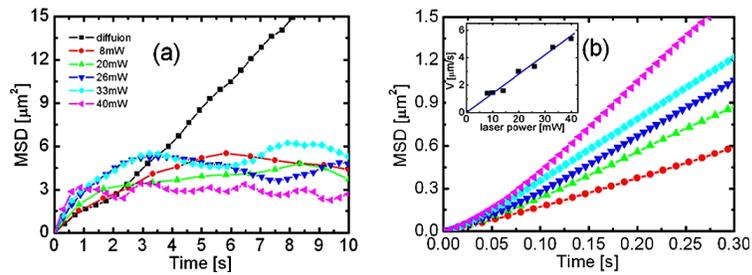
---

<sup>1</sup>La notación  $\langle [\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}(0)]^2 \rangle$  se usa indistintamente con la de  $MSD(t)$ .

<sup>2</sup>A causa de algún tipo de fuerza externa aplicada como alguna corriente proveniente de un flujo, presión, etc.



**Figura 2.8:** Curva de MSD para mostrar el comportamiento de partículas Brownianas activas a diferentes escalas de tiempo. Imagen tomada de [(28)].



**Figura 2.9:** (a) MSD de partícula autopropulsada de Janus, con un diámetro de  $1\mu\text{m}$  a diferentes potencias del láser. (b) MSD a tiempos cortos. Imagen tomada de [(13)].

Considerando todos los conceptos descritos previamente, se observa que las partículas activas-artificiales, en especial las recubiertas con Au, se rigen bajo 3 tipos de movimientos [(39)]:

- **Movimiento Browniano**
- **Movimiento autoinducido por efectos termoforéticos (láser)**
- **Confinamiento de la trampa óptica**



# Partículas activas propulsadas con luz

---

En este capítulo se presenta y explica la autopropulsión por termoforesis de partículas activas-artificiales de  $3\ \mu\text{m}$  de diámetro recubiertas, en una de sus caras, con una capa de 15 o 20 nm de Au bajo la incidencia de un haz Gaussiano extendido con tamaño de spot  $2W_0 = 50\ \mu\text{m}$ , para que las partículas se desplazaran sobre un área considerable respecto a su tamaño, a diferentes potencias. Se muestran gráficas de las trayectorias, en  $X$  vs  $Y$  para describir qué tanto se movió la partícula. Con el fin de obtener información valiosa de sus trayectorias se presentan las gráficas  $MSD$  vs  $t$  para describir en que régimen difusivo se encuentran y obtener valores de la constante de difusión y velocidad experimentalmente. Para contrastar la contribución del movimiento difusivo y el movimiento autopropulsado por efectos autotermoforéticos se presenta la gráfica de  $\text{Log}(MSD)$  vs  $\text{Log}(t)$ .

En la sección 3.1 se presenta los detalles tanto de la elaboración de las muestras como del arreglo experimental, con imágenes detalladas del montaje. Se presentan algunas fotografías de las partículas tomadas por técnica SEM. Posteriormente, en la sección 3.2 se describe y comprueba la dependencia entre potencia-espesor para partículas activas con base en teoría mostrada del MSD.

## 3.1. Partículas recubiertas con oro en haces Gaussianos

La fabricación de las partículas de Janus es fundamental para el desarrollo de la tesis, es por eso que se dedica una subsección para explicar con mucho detalle su elaboración, desde las concentraciones hasta el método usado para evaporar el Au y depositarlo en uno de los hemisferios de la partícula.

#### 3.1.1. Fabricación

En las primeras pruebas se hicieron muestras con partículas dieléctricas de poliestireno. Para elaborar la muestra se tomaron portaobjetos de  $1.25 \times 1.25$  cm donde se vertió  $1\mu\text{l}$  de partículas de poliestireno de  $1.5\mu\text{m}$  de diámetro con agua desionizada. Se elaboraron 12 muestras y se dejaron reposar entre 30 a 40 minutos para que se secaran uniformemente. Por último, se recubrieron las partículas con 15 y 20 nm de Au por el método de evaporación por cañón de electrones.

Este método de evaporación por cañón de electrones fue elaborado por un controlador de deposición marca Telemark Model 860. Es un proceso muy rápido  $\approx 15\text{-}20$  min, que es el tiempo necesario para evaporar el Au, y se realiza a una presión de  $\approx 4 \times 10^{-6}$  Torr, los electrones se generan a partir de una corriente eléctrica entre 0.1-0.14 A en el que el voltaje de 4 kV en la fuente no cambia y con una tasa de depósito de Au entre  $0.1\text{-}0.3 \frac{\text{Å}}{\text{s}}$ , con lo que se puede conseguir que los depósitos tengan menos de una impureza por cada millón de átomos, entre mejor vacío hay mejor calidad (41)]. Esta técnica resulta bastante buena por la precisión en los espesores.

El espesor de recubrimiento se determina con el monitor de espesores que es un bloque de hierro con agua dentro del mismo controlador, que arroja los resultados en una pantalla. La incertidumbre asociada al espesor de 15nm es de  $\pm 0.175$  nm y el 20nm es de  $\pm 0.2$  nm <sup>1</sup>.

Las partículas de poliestireno no fueron útiles y se descartó este material porque después de haber colocado el Au era muy difícil de desprender las partículas, las muestras salían insaturadas y la capa de Au no era simétrica. Las causas por las que se cree que no fue el poliestireno un buen material es por su punto de fusión de  $\approx 220^\circ\text{C}$  y la temperatura a la que se realiza el depósito está entre  $100 - 150^\circ\text{C}$ , lo que logró deformarlas.

En un nuevo procedimiento de elaboración de partículas de Janus se usaron partículas de sílice, con un punto de fusión  $\approx 1,710^\circ\text{C}$ , marca *Bangs Laboratories, Inc. MicroSil Microspheres* con un diámetro promedio de 0.96 y  $3.01 \mu\text{m}$ . Se cortaron portaobjetos, marca *Pearl* con las medidas de  $25.4 \times 76.2$  mm, en cuadros de  $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ . Los cálculos para obtener las concentraciones adecuadas para cubrir el área de  $1 \text{cm}^2$  fueron: La concentración se define como:

$$C_V^f = \frac{V_P}{V_l^{gota}} \quad (3.1)$$

donde  $C_V^f$  es la concentración final,  $V_p$  es el volumen de la partícula y  $V_l^{gota}$  es el volumen de la gota. De manera análoga:

$$C_V^f = \frac{N_P \left(\frac{4}{3}\pi\right) \left(\frac{D}{2}\right)^3}{k V_l^{gota}} \quad (3.2)$$

---

<sup>1</sup>El valor de la incertidumbre se obtuvo del manual Telemark Model 860 0.5% +1 cuenta.

donde  $k$  es un factor adimensional para diluir la muestra cuanto sea necesario y  $N_P$  es el número de partículas en cierta área y se define como:  $N_P = \frac{A}{(\pi(\frac{D}{2}))^2}$ . Se toma  $A$  como el área a cubrir y  $D$  como el diámetro de las partículas, sustituyendo todo en ec. 3.2:

$$C_V^f = \frac{\frac{A}{(\pi(\frac{D}{2})^2)}(\frac{4}{3}\pi)(\frac{D}{2})^3}{kV_l^{gota}} \quad (3.3)$$

$$= \frac{\frac{2}{3}AD}{kV_l^{gota}}. \quad (3.4)$$

Las muestras se hicieron para partículas *Bangs Laboratories, Inc. MicroSil Microspheres* con un diámetro promedio de  $3.01 \mu\text{m}$ . Ya mencionados los parámetros de la ec. 3.4 se le asignan los valores de:

$$\begin{aligned} A &= (1 \times 10^{-2}m)^2 \\ D &= 3.01 \times 10^{-6}m \\ k &= 10 \\ V_l^{gota} &= 1\mu\text{l} = 1 \times 10^{-9}m^3 \end{aligned}$$

Sustituyendo en la ec. 3.4:

$$C_V^f = 2.0 \quad (3.5)$$

$$(3.6)$$

Para preparar la muestra (la concentración marcada en el frasco de sólidos es de 9.8%) se hace la siguiente conversión para saber cuánta agua desionizada se tiene que verter:

$$0.25 \text{ ml} \Leftrightarrow 9.8\% \quad (3.7)$$

$$x \text{ ml} \Leftrightarrow 2.0066\% \quad (3.8)$$

$$\Rightarrow x = 1.2209\text{ml} \quad (3.9)$$

Se agregó 0.25 ml de partículas de Janus y agua desionizada hasta cubrir  $\approx 1.2$  ml en un ependorf con capacidad de 2ml. Con una pipeta se esparció  $1\mu\text{l}$  en el portaobjetos de  $A=1 \text{ cm}^2$  y se dejaron secar por aproximadamente 1 hora, en una superficie plana, para que su secado fuera uniforme.

El recubrimiento de Au fue de 15 y 20 nm. La técnica siempre fue evaporación por cañón de electrones. Estas muestras se sumergían en un tubo ependorf, de 50 ml, con 2 ml de agua

### 3. PARTÍCULAS ACTIVAS PROPULSADAS CON LUZ

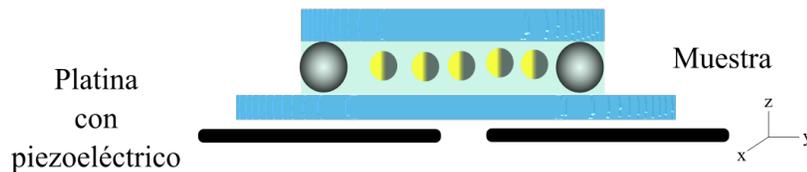
---

desionizada y las partículas de Janus se desprendían del portaobjetos, poniéndolas en un baño ultrasónico, por unos cuantos segundos.

Nuevamente, en un tubo ependorf de 2ml, se vaciaron 0.25 ml de partículas de Janus y se mantuvo durante 10 minutos a 700 RPM, en una centrifugadora, para separar líquidos de sólidos respecto a sus densidades. El agua sobrante se retiró, y en seguida, se añadió agua desionizada hasta cubrir 1.2209 ml.

Para la elaboración de la muestra se optó por tomar un cubreobjetos Fisherfinest Premium Cover Glass de  $23.80 \times 50$  mm y en los bordes más largos se pegaron dos tiras de Parafilm, marca *M Laboratory film American National Can*, se tapó con un cubreobjetos *FisherScientific* de  $22 \times 22$ mm, se vertió  $50 \mu\text{l}$  de partículas por un extremo y se selló toda la muestra con grasa de vacío *Dow Corning*. Cabe mencionar que todos los instrumentos usados para su elaboración fueron previamente lavados con jabón Hellmanex III Helma Analytics.

Puesto que a estas escalas el grosor del Parafilm facilita que las partículas pueden moverse con mayor libertad en el eje Z, lo más conveniente fue usar un nuevo método con partículas, (Dry Borosilicale Glass Microspheres Duke Scientific Corporation) de un diámetro promedio de  $4.9 \mu\text{m}$ , en forma de separadores como se muestra en la Fig. 3.1.



**Figura 3.1:** Esquema de la muestra, puesta en una platina, con partículas activas con un tamaño de  $3 \mu\text{m}$  recubiertas con Au y partículas de borosilicato, con un tamaño de  $5 \mu\text{m}$ , para separar los cubreobjetos.

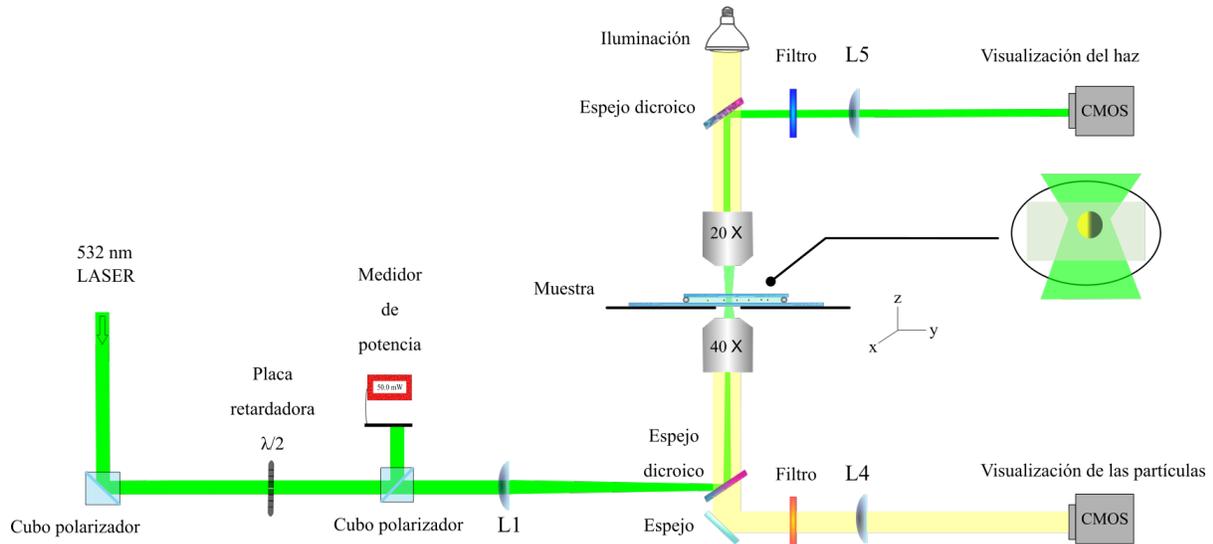
La técnica de deposito fue y se determinó el espesor del Au con se

#### 3.1.2. Arreglo experimental

Con el fin de saber qué dinámica tienen las partículas activas cuando se incrementa la potencia del láser, se montó un experimento, de tal manera que se pudiera visualizar la forma del haz en todo momento y tomar los videos para el seguimiento de las partículas.

De esta forma el arreglo permite tener gran control de manipulación y visualización tanto

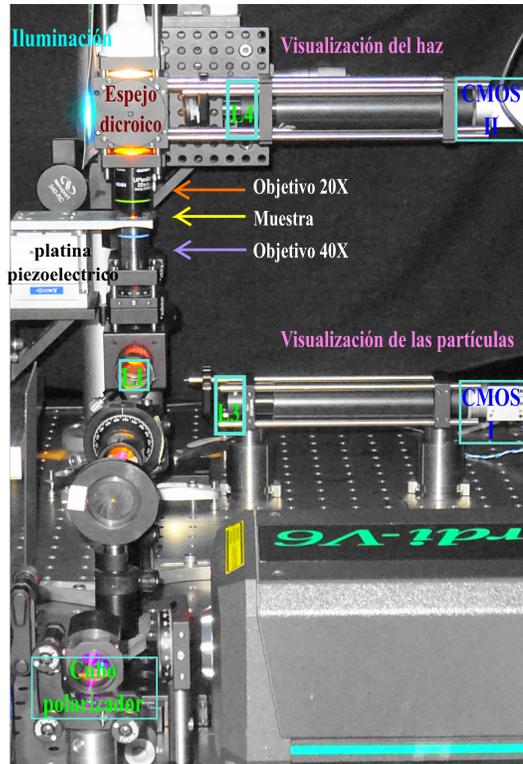
de las partículas hasta de la forma del haz. En la Fig. 3.2 se muestra de forma esquemática el arreglo experimental y en la Fig. 3.3 una fotografía del sistema.



**Figura 3.2:** Montaje experimental para la formación de un haz Gaussiano extendido, con un tamaño de spot de  $2W_0 = 50\mu\text{m}$ , y visualización del haz y de las partículas.

### 3. PARTÍCULAS ACTIVAS PROPULSADAS CON LUZ

---



**Figura 3.3:** Fotografía (con etiquetas) de los elementos ópticos utilizados para la formación del haz Gaussiano extendido con un tamaño de spot de  $2W_0 = 50\mu\text{m}$ .

El montaje experimental consistió en un láser Verdi de  $\lambda = 532\text{ nm}$  que incide directamente sobre un cubo polarizador, en seguida se puede medir la potencia de manera muy práctica. A continuación, se sitúa un telescopio con las lentes  $L_1$   $f = 150\text{ mm}$  y la  $L_2$  es un objetivo OLYMPUS, con una amplificación de 40x, N.A = 0.65 y  $f = 4.5\text{ mm}$ . La cintura antes de entrar al setup es de  $W_0 = 1.125\text{ mm}$  y después de pasar el primer telescopio el tamaño del spot es de  $2W_0 = 50\mu\text{m}$ , con profundidad focal de  $2z_0 = 7.381\text{ mm}$  y una magnificación  $M=0.03$ . Antes del objetivo se coloca un espejo dicróico a  $45^\circ$ , el cual solo refleja el haz de luz verde hacia la muestra. Posteriormente, se coloca una muestra limpia con partículas recubiertas de 15 o 20 nm de espesor, inmersas en agua desionizada sobre una platina con un piezoeléctrico.

Para la visualización de las partículas, la luz de la lámpara LED pasa por ambos espejos dicróicos, se refleja en un espejo, pasa por un filtro naranja, una lente  $L_3$   $f=200.0\text{ mm}$  y posteriormente se proyecta a una cámara CMOS, marca Basler acA1300-200um, con una imagen a blanco y negro de las partículas.

Para la visualización del haz se coloca en la parte superior un objetivo UPlanSApo, con

una amplificación de 20X, N.A= 0.75 y  $f = 9.0$  mm. Entre el objetivo 20x y la fuente de luz LED se colocó un espejo dielectrico a  $45^\circ$  para que el haz de luz verde se guiara hacia un filtro azul, una lente  $L_4$   $f= 200.0$  mm y llegara a una cámara CMOS, marca Basler acA1600-20uc de color, que proporciona la imagen de la forma que se tiene en el haz, en este caso el del haz Gaussiano extendido.

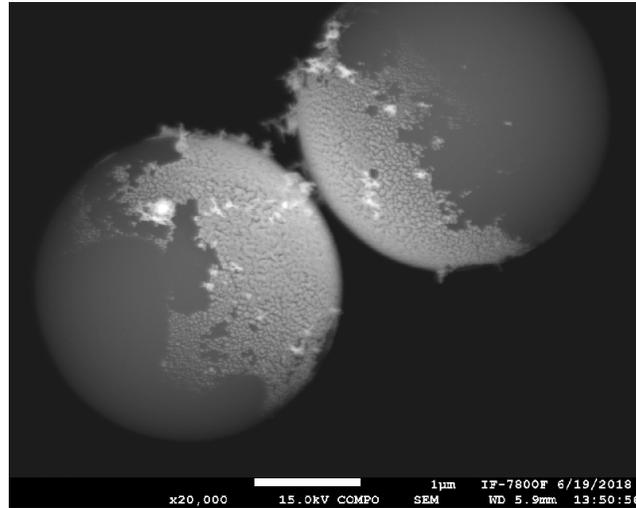
#### 3.1.3. Parámetros

Para verificar el recubrimiento de las partículas se usó un microscopio SEM JSM7800FEG marca JEOL con la técnica SEM y se obtuvieron las imágenes para las partículas.

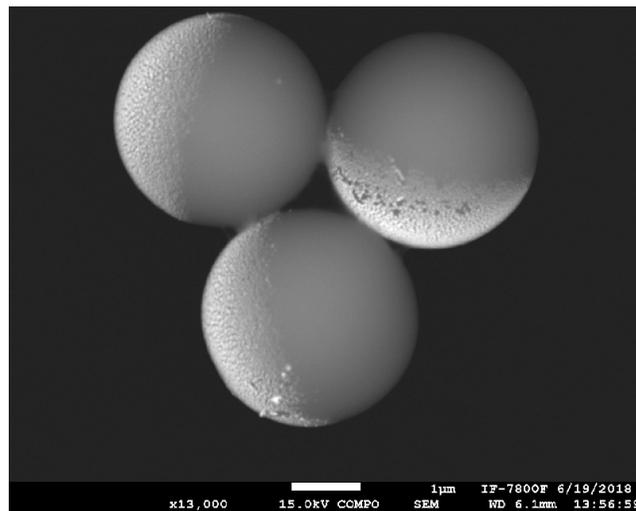
Una de las cualidades por las que se escoge la técnica de Microscopio Electrónico de Barrido (SEM) es porque provee gran información de la superficie de la muestra y su composición, además de que las imágenes adquiridas son visualizadas en 3D y de gran resolución. El método de la imagen fue por composición (COM). Permite diferenciar entre los números atómicos que componen a la muestra. Elementos más ligeros aparecen más oscuros mientras que los pesados aparecen más brillantes. Por ende, las regiones más claras y con mayor volumen son de Au mientras que las más grises son las esferas de sílice. Las imágenes vistas con del microscopio ayudaron a determinar si el método para recubrir a las partículas de sílice con Au fue no dañino y qué tan definida fue la capa obtenida. La proporción de Au en las partículas no fue 50-50, a pesar de que la concentración elaborada se hizo con el fin de no saturarla y no hubiera partículas encimadas. El recubrimiento de 20 nm es más uniforme y no hay secciones de Au desprendiéndose, en cambio en 15 nm el Au está levantado en los bordes, lo que se atribuye es que el espesor es menor y no se logra adherir a los bordes uniformemente.

### 3. PARTÍCULAS ACTIVAS PROPULSADAS CON LUZ

---



**Figura 3.4:** Imagen tomada con un microscopio 7800 con la técnica SEM para partículas de sílice, con un tamaño de  $3\mu\text{m}$ , recubiertas con 15 nm de Au. Se usó una aceleración de voltaje de 15 kV, magnificación de  $\times 20,000$  y el método de imagen fue composición (COMPO) que permite hacer un contraste respecto al número atómico del elemento, por lo que el Au, por ser más pesado, aparece más brillante y el sílice luce oscuro.



**Figura 3.5:** Imagen tomada con un microscopio 7800 con la técnica SEM para partículas de sílice, con un tamaño de  $3\mu\text{m}$ , recubiertas con 20 nm de Au. Se usó una aceleración de voltaje de 15 kV, magnificación de  $\times 13,000$  y el método de imagen fue composición (COMPO) que permite hacer un contraste respecto al número atómico del elemento, por lo que el Au, por ser más pesado, aparece más brillante y el sílice luce oscuro.

## 3.2. Dinámica en función de la potencia y del espesor del recubrimiento

Las partículas autopropulsadas de Janus tienen la cualidad de moverse más rápido al ser iluminadas por un haz de luz, esto de acuerdo a lo que predice la teoría del capítulo II. Se verificó este comportamiento con un montaje experimental que permitió tomar videos para el seguimiento y visualización de las partículas. Se observó que la mayor absorción por irradiación del haz, en la partícula fue en la cara recubierta de Au, porque se calentaron más las moléculas de agua en esa cara, provocando que la partícula se impulsara con la cara más caliente al frente y la fría (sílice) atrás para alejarse de las regiones de mayor intensidad del haz.

Para cerciorarse de que la dinámica de las partículas de Janus se vería afectada por la intensidad del haz, se tomaron videos con potencias desde 0 mW para mostrar el efecto difusivo normal, similar a una partícula Browniana pasiva, hasta potencias altas que logran desplazar más a las partículas. Para el haz Gaussiano extendido con un radio  $W_0 = 25\mu\text{m}$  se obtuvo la intensidad promedio, con las unidades de  $\frac{\text{mW}}{\mu\text{m}^2}$ . Regularmente, en un arreglo de pinza óptica se tiene un haz altamente enfocado, con un diámetro promedio de  $2W_0 = 0.5\mu\text{m}$ , a una potencia de 1mW donde su intensidad promedio resulta ser de  $I_0 \approx 5.09\frac{\text{mW}}{\mu\text{m}^2}$  [(18)]. El valor anterior sirve de referencia para las intensidades promedio utilizadas que resultan ser mucho menores a las de una pinza óptica.

En la Tabla 3.1 se muestran los valores de la potencia e intensidad utilizados en el experimento para cada uno de los recubrimientos de Au:

### 3. PARTÍCULAS ACTIVAS PROPULSADAS CON LUZ

---

15 nm		20 nm	
Potencia [mW]	Intensidad [ $\frac{mW}{\mu m^2}$ ]	Potencia [mW]	Intensidad [ $\frac{mW}{\mu m^2}$ ]
0	0	0	0
15.38	$7.832 \times 10^{-3}$	15.09	$7.685 \times 10^{-3}$
35	0.01782	30	0.01527
50.1	0.02551	66.0	0.03361
80	0.04074	66.1	0.03366
95.2	0.04848	90.3	0.04598
		120	0.06111
		186	0.09472

**Tabla 3.1:** Potencia e intensidad promedio empleadas en presencia de una haz Gaussiano extendido con un tamaño de spot de  $2W_0 = 50\mu m$  con partículas autopropulsadas con un recubrimiento de 15 nm de Au. La partícula es de sílice y tiene un tamaño de  $3\mu m$ .

Se tomaron en promedio cinco videos para cada potencia usada, se trató de tener una partícula activa en cada video bajo la influencia del patrón, de los cuales se muestran los resultados más significativos. Para analizar las trayectorias de cada una de las partículas que se grabaron se usó la herramienta de *tracking*, proporcionada en un código de MATLAB,<sup>1</sup> que rastrea la posición del centroide, en función del tiempo, en cada uno de los cuadros dados por el video.

Como se explicó al inicio del capítulo, las partículas se sumergen en agua con una separación de  $5\mu m$  entre ambos cubreobjetos para evitar el desplazamiento sobre el eje  $Z$ . Al incidir el láser por la parte inferior, con un tamaño de spot de  $2W_0 = 50\mu m$ , las partículas inicialmente colocadas en el centro empiezan a moverse en el plano  $XY$ .

En la Fig. 3.6 se muestran ejemplos de las trayectorias puestas en el mismo origen para cuantificar el traslado de las partículas de sílice con  $3\mu m$  de tamaño con un espesor de 15 nm de Au. Cada color representa la trayectoria de una sola partícula la cual se grabó y se realizó el tracking. Las partículas se mueven más rápido en presencia del láser en comparación al movimiento difusivo normal (cuando no hay luz). De igual forma, se muestra como al ir incrementando la potencia, las distancias son más largas en ambos ejes y más parecidas a líneas (Fig. 3.6). Los diferentes colores en las trayectorias indica que son partículas distintas, las cuales muestran ser trayectorias totalmente estocásticas y al ir aumentando la potencia,

---

<sup>1</sup>Véase Apéndice A.1.

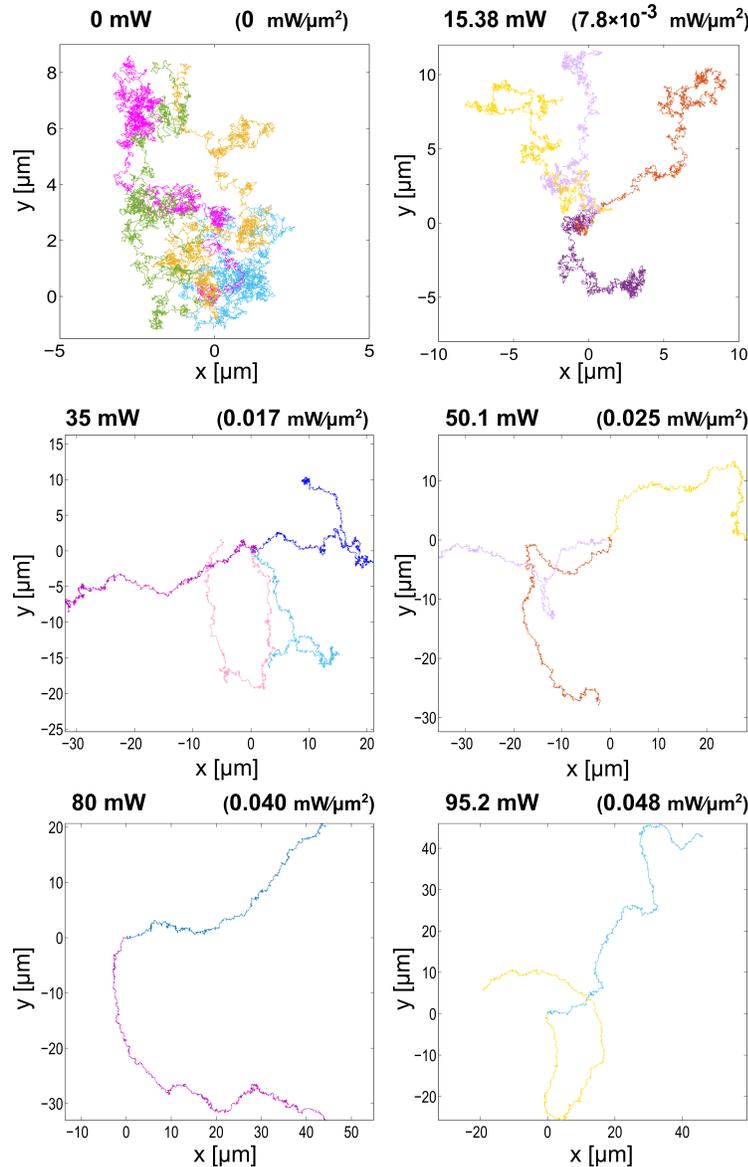
### 3.2 Dinámica en función de la potencia y del espesor del recubrimiento

---

se nota se mueven más en un dirección en particular (persistencia). Si se compara la gráfica de 0mW y 95.2mW en la Fig. 3.6 en el primer caso la partícula logra desplazarse por mucho a  $10 \mu\text{m}$  en ambos ejes en cambio para la potencia más alta sus trayectorias son de casi  $50 \mu\text{m}$  en ambos ejes, o sea que el gradiente de temperatura ocasiona que la partícula migre más lejos y sea más evidente la persistencia.

### 3. PARTÍCULAS ACTIVAS PROPULSADAS CON LUZ

---



**Figura 3.6:** Trayectorias en plano X-Y de partículas autopropulsadas de Janus con un recubrimiento de 15 nm de Au. La partícula es de sílice y tiene un tamaño de  $3\mu\text{m}$ . En la parte superior de cada gráfica se muestran las potencias e intensidades promedio empleadas en presencia de un haz Gaussiano extendido con un tamaño de spot de  $2W_0 = 50\mu\text{m}$ .

En el caso de 20 nm (Fig. 3.7) en ausencia del haz los desplazamientos siguen sin alcanzar los  $10\mu\text{m}$ . A pesar de que las partículas son más pesadas, por una diferencia de  $\approx 5\text{ nm}$  en su espesor, sus trayectorias están mejor definidas, dejando claro la dirección que quieren seguir y como la trayectoria aumenta en función de la potencia. Si se toma una potencia similar

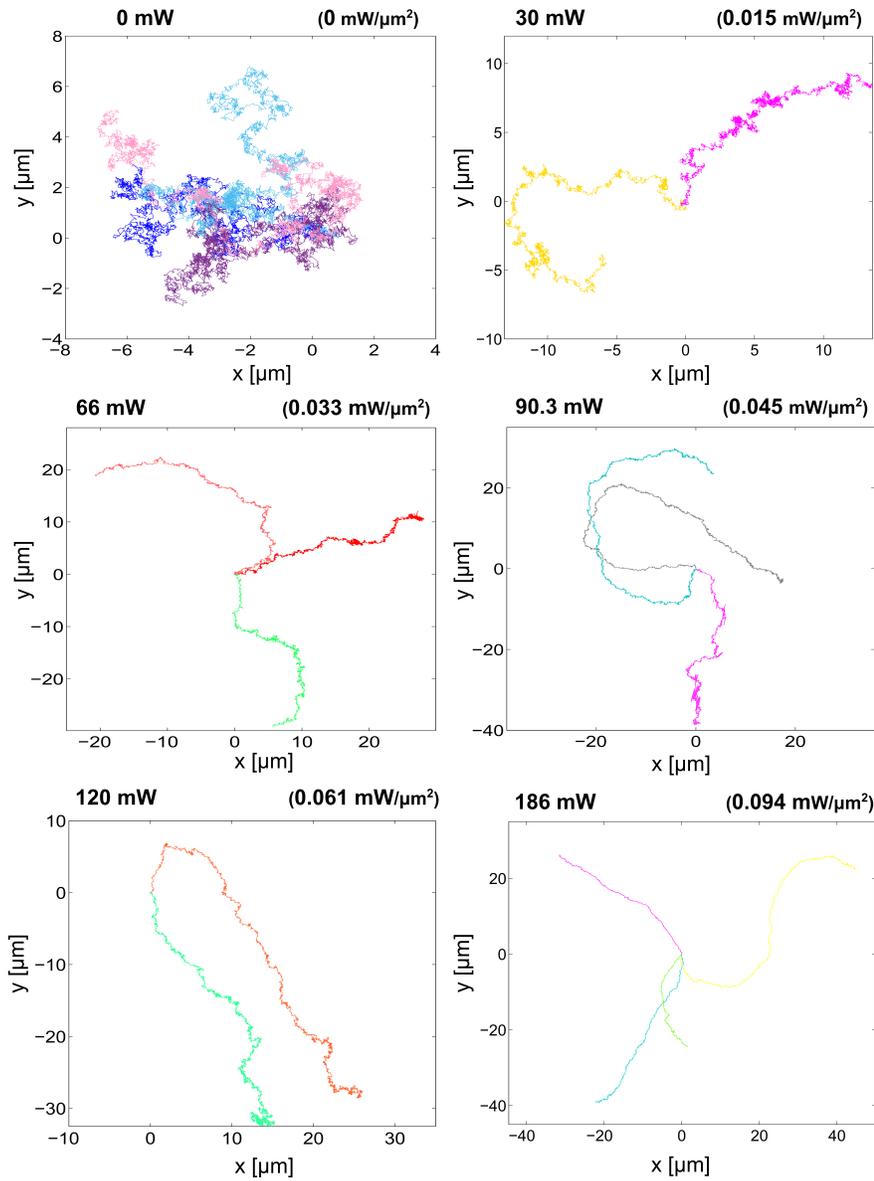
### 3.2 Dinámica en función de la potencia y del espesor del recubrimiento

---

para partículas recubiertas con 15 y 20 nm de Au, como  $P \approx 90$  mW, el desplazamiento es muy similar entre ambas. Para potencias más altas, en el caso de 20 nm, se percibe que el desplazamiento no aumenta notoriamente pero sus trayectorias son más largas a potencias altas y cortas a potencias bajas.

### 3. PARTÍCULAS ACTIVAS PROPULSADAS CON LUZ

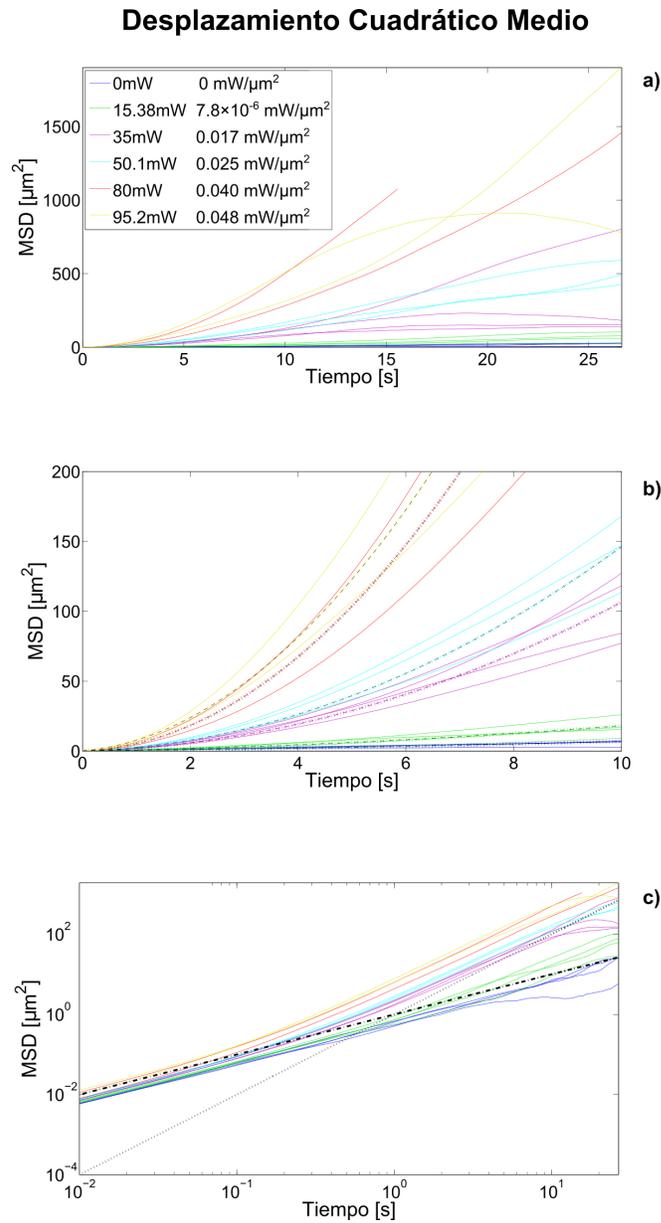
---



**Figura 3.7:** Trayectorias en plano X-Y de partículas autopropulsadas de Janus con un recubrimiento de 20 nm de Au. La partícula es de sílice y tiene un tamaño de  $3\mu\text{m}$ . En la parte superior de cada gráfica se muestran las potencias e intensidades promedio empleadas en presencia de un haz Gaussiano extendido con un tamaño de spot de  $2W_0 = 50\mu\text{m}$ .

En las Figuras 3.8 y 3.9 se muestra el Desplazamiento Cuadrático Medio de las trayectorias mostradas anteriormente en las Figuras 3.6 y 3.7, respectivamente. Estas gráficas del MSD, en función de tiempo, ayudan a comprobar el comportamiento de la actividad basado en la teoría y a analizar información importante acerca de la dinámica.

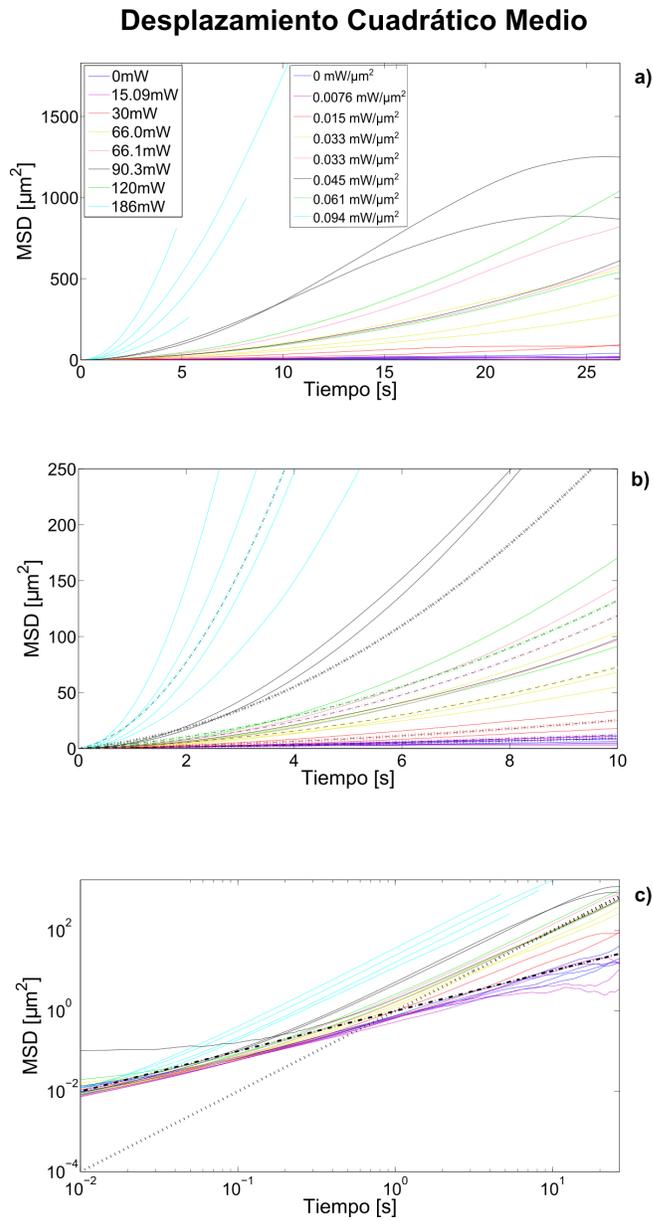
Para las partículas de  $3 \mu\text{m}$  recubiertas con  $15 \text{ nm}$  de Au, en un intervalo de tiempo de  $t \approx 25\text{s}$  se aprecia el comportamiento de autopropulsión, cuando la intensidad va en aumento (Fig. 3.8a). Se escogieron las potencias de  $0 \text{ mW}$  y  $15 \text{ mW}$  con el fin de obtener un comportamiento difusivo normal, o sea lineal respecto a  $t$ , similar a una partícula Browniana pasiva. A partir de  $35 \text{ mW}$  la actividad empieza a notarse, haciendo que la curva tenga una forma cuadrática  $t^2$  ya que la velocidad va incrementando. Ambas tendencias se observan mejor en la Fig. 3.8b porque la escala de tiempo es ligeramente más pequeña. Adicionalmente, se coloca la curva promedio (líneas punteadas del mismo color) para el conjunto de rectas con la misma potencia y ahí mismo se pone el ajuste a la curva promedio (líneas punteadas color gris) a través de la ec. (2.23).



**Figura 3.8:** Desplazamiento Cuadrático Medio para partículas de Janus con un recubrimiento de 15 nm de Au. Las partículas son de sílice y tiene un tamaño de  $3 \mu\text{m}$ . El MSD en a) está graficado en una escala de tiempo similar a  $\tau_r \approx 21.167\text{s}$ , b) escala de tiempo corta en comparación a  $\tau_r$  y c) escala logarítmica para analizar el comportamiento difusivo y superdifusivo (la línea con guión punto representa a la recta  $t$ , para remarcar el comportamiento difusivo, y la punteada representa  $t^2$ ), puesta para indicar el comportamiento superdifusivo. Para las curvas con potencias bajas tales como 0 y 15mW es difusivo, similares a  $t$ , en cambio, para las demás potencias, el MSD incrementa y el comportamiento se torna superdifusivo, acercandándose a la recta correspondiente a  $t^2$ .

En general, se nota que las partículas con un recubrimiento de 20 nm se desplazan más que las de 15 nm. Gracias a que tienen mayor espesor de Au no se desenfocan fácilmente por lo que se pueden usar potencias más altas, en comparación a las de 15 nm. Para potencias muy bajas dentro del intervalo de 0-30 mW se aprecia en la gráfica el movimiento difusivo normal, al no estar en presencia de la luz (Fig. 3.9a). Al ir incrementando las potencias se nota que la actividad no aumenta notoriamente con el tiempo, se intuye que la capa de Au al ser más gruesa tiene un peso mayor por lo que el agua tiene que alcanzar una temperatura adecuada para calentar el Au e inducir la actividad, no obstante, solo se trabajó hasta 200 mW. Para potencias mucho más altas las partículas empiezan a desenfocarse porque la presión de radiación la empuja y ya no puede estudiarse esta dependencia. Análogamente, en la Fig. 3.9b se pone la curva promedio (líneas punteadas del mismo color) para el conjunto de rectas con la misma potencia y ahí mismo se pone el ajuste a la curva promedio (líneas punteadas color gris) a través de la ec. (2.23). Se puede notar que las curvas de MSD, para las potencias de 186 mW, se elevan muy rápido y por debajo están las de 90 mW en vez de las de 120 mW. El primer motivo por el cual las curvas de 120 mW no están por encima de todas es probablemente porque hace falta tomar más mediciones para mejorar la estadística de las pruebas.

### 3. PARTÍCULAS ACTIVAS PROPULSADAS CON LUZ



**Figura 3.9:** Desplazamiento Cuadrático Medio para partículas de Janus con un recubrimiento de 20 nm de Au. Las partículas son de sílice y tiene un tamaño de  $3 \mu\text{m}$ . El MSD en a) está graficado en una escala de tiempo similar a  $\tau_r \approx 21.167\text{s}$ , b) escala de tiempo corta en comparación a  $\tau_r$  y c) escala logarítmica para analizar el comportamiento difusivo y superdifusivo (la línea con guión punto representa a la recta  $t$ , para remarcar el comportamiento difusivo, y la punteada representa  $t^2$ ), puesta para indicar el comportamiento superdifusivo. Para las curvas con potencias bajas tales como 0 y 15mW es difusivo, similares a  $t$ , en cambio, para las demás potencias, el MSD incrementa y el comportamiento se torna superdifusivo, acercandándose a la recta correspondiente a  $t^2$ .

Un valor muy importante para analizar el MSD respecto a diferentes escalas es el tiempo característico  $\tau_r$  de la ec. (2.6), y los valores de los coeficientes de difusión, los cuales se muestran en la Tabla (3.2). La expresión importante para estudiar el efecto de la actividad es  $MSD = 4D_T t + V^2 t^2$  de la ec. (2.23). Su comportamiento se puede verificar en las Fig. 3.8b y Fig. 3.9b.

Valores teóricos	
$D_T$ [ $\frac{\mu m^2}{s}$ ]	$\approx 0.142671$
$D_r$ [ $\frac{rad^2}{s}$ ]	$\approx 0.047166$
$\tau_r$ [s]	$\approx 21.1678007$

**Tabla 3.2:** Valores obtenidos teóricamente del coeficiente de difusión traslacional y rotacional, y el tiempo característico de una partícula de 3  $\mu m$  sin recubrir.

A escalas de tiempo parecidas al tiempo característico  $\tau_r$  se observan desplazamientos de forma lineal en los primeros segundos, es decir el comportamiento difusivo normal, debido a que la potencia es baja la irradiancia que llega a la cara metálica de la partícula no logra calentarla lo suficiente y por ende no la desplaza [(42)]. En seguida, un comportamiento cuadrático, llamado *superdifusivo*, propio de la actividad. Por esta razón se optó por mostrar más detalle del comportamiento difusivo, de manera comparativa, de las partículas con ambos espesores con una gráfica *log-log* que muestra en particular que el MSD varía linealmente con el tiempo,  $MSD(t) \propto t$  para tiempos cortos y  $MSD(t) \propto t^2$  para tiempos largos respecto al tiempo característico  $\tau_r$ .

$$MSD(r, t) = 4D_T t + V^2 t^2, \quad (3.10)$$

la cual, en escala logarítmica es:

$$\log(\langle [\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}(0)]^2 \rangle) = \log(4D_T) + \log(t) + 2\log(V) + 2\log(t), \quad (3.11)$$

se presenta la Fig. 3.8c para 15 nm y Fig. 3.9c para 20 nm en relación a la ecuación anterior.

Para el caso particular del régimen difusivo solo se toman en cuenta los primeros 2 términos de la ec. (3.11) rectas con pendiente 1 y son el conjunto de rectas paralelas a la recta (guión punto)  $t$  cuando los tiempos son cortos. En el caso de 0 mW y algunas rectas de 15.38 mW (Fig. 3.8 c) su comportamiento es principalmente difusivo, análogo a una partícula Browniana pasiva, porque se sigue ajustando a una recta aún cuando incrementó el tiempo. Para las curvas menores a la recta  $t$  se dice que el movimiento de las partículas es *subdifusivo* como es el caso de 0 mW.

### 3. PARTÍCULAS ACTIVAS PROPULSADAS CON LUZ

---

Si el movimiento fuera solo de difusión se vería un comportamiento lineal en todas los desplazamientos, en cambio, tienen un crecimiento mayor a la recta  $t$  (guión punto) (Fig. 3.8c, Fig. 3.9c). Dicho de otro modo, los datos se ajustan a los dos últimos términos de la ec. (3.11), esto es una recta con pendiente 2 comprobando el movimiento parcial o totalmente autodirigido para las potencias  $< 15mW$ , llamado *superdifusivo*.

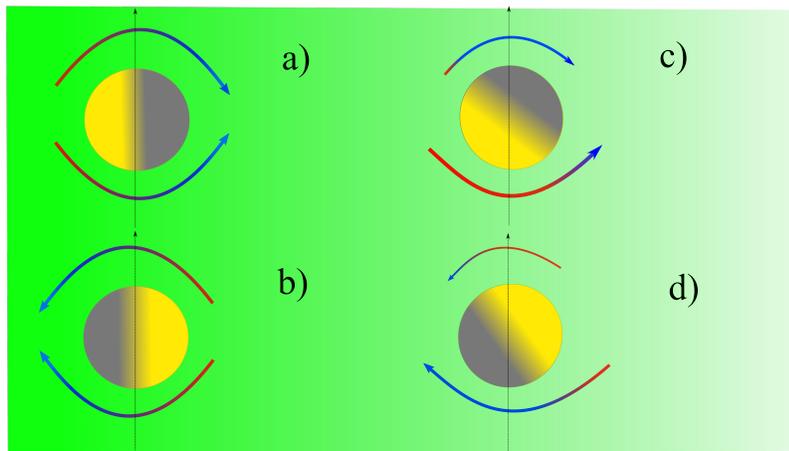
Además de obtener los coeficientes de forma teórica, se obtuvieron los experimentales, se hizo un ajuste para el conjunto de datos de las curvas del MSD con la ec. 2.23 (Fig. 3.8b y Fig. 3.9b). En la Tabla( 3.3) se muestran los valores obtenidos para el coeficiente de difusión traslacional así como la velocidad de la partícula, al incrementar la potencia. Este resultado muestra que la propulsión autotermoforética es ocasionada por el láser, ya que el gradiente de temperatura creado localmente por la capa de Au logra calentarse junto con el medio circundante, en consecuencia, se obtiene un crecimiento en la velocidad y el coeficiente de difusión traslacional. Una característica que se puede inferir entre partículas autopropulsadas, de 15 y 20 nm de espesor de Au, es que en la mayoría de los casos las partículas con menor recubrimiento tienen una velocidad ligeramente mayor que las de mayor recubrimiento para las mismas potencias, lo cual puede ser una ventaja en que al tener menos Au la partícula es más ligera y se puede desplazar fácilmente.

15 nm			20 nm		
Potencia [mW]	$D_T$ [ $\frac{\mu m^2}{s}$ ]	V [ $\frac{\mu m}{s}$ ]	Potencia [mW]	$D_T$ [ $\frac{\mu m^2}{s}$ ]	V [ $\frac{\mu m}{s}$ ]
0	0.157	$5.97 \times 10^{-8}$	0	0.2330	0.1337
15.38	0.224	0.283	15.09	0.0417	0.1281
35	2.647	0.3224	30	0.1578	0.3168
50.1	3.066	0.4559	66	0.5955	0.5423
80	1.817	2.031	66.1	0.3941	1.134
95.2	11.02	1.78	90.3	7.3310	1.028
			120	0.5812	0.828
			186	0.2995	6.008

**Tabla 3.3:** Valores experimentales del coeficiente de difusión traslacional y velocidad de partículas de Janus con un recubrimiento de 15 nm de Au para diferentes valores de potencia. La partícula es de sílice y tiene un tamaño de  $3\mu m$ .

El gradiente de intensidad causa efectos en la orientación de la partícula y produce una torca que la orienta en dirección hacia donde este gradiente va disminuyendo. La parte de

Au que recubre a la partícula se calienta y por ende al medio que está en contacto directo con esta capa. En el hemisferio donde está el sílice hay menor temperatura y las moléculas del medio golpearan con menor intensidad estas regiones. Visto desde el enfoque de fluidos, en las zonas más calientes hay un flujo mayor que en las zonas con menor temperatura. Dado que la partícula activa es asimétrica el flujo que la atraviesa también lo es por esta razón la partícula rotará y se producirá una torca. Al existir esta torca habrá regiones de equilibrio estable donde el flujo es simétrico y no estable donde el flujo será diferente alrededor de la partícula. Una posición de equilibrio es cuando la partícula tiene el hemisferio de Au atrás (zona de mayor intensidad) y el hemisferio de sílice apuntando hacia adelante. Esta posición de equilibrio es estable porque al querer cambiar la orientación de la partícula el flujo siempre la hará regresar a la misma posición (Fig. 3.10 a)). La otra es cuando el hemisferio de sílice encara el movimiento hacia la región de mayor intensidad y el hemisferio con Au va en la parte trasera. Esta posición es de equilibrio inestable ya que si la partícula quiere cambiar su orientación la asimetría en el flujo la hará rotar hasta que llegue a la posición de equilibrio estable (Fig. 3.10 b)).



**Figura 3.10:** Esquema para representar en magnitud a la torca que orienta a la partícula activa-artificial en diferentes regiones, en presencia del haz. a) La partícula se encuentra orientada en dirección opuesta a la región de mayor intensidad, el flujo en la capa del Au es mayor debido a la temperatura y se genera una torca por lo que la partícula está en una posición de equilibrio estable. b) La partícula se encuentra orientada hacia la región de mayor intensidad y el flujo generado en la capa de Au es simétrico y será una posición de equilibrio pero inestable ya que al moverse la torca hará que a partícula vuelva a la posición de equilibrio estable. c) y d) son posiciones donde el flujo es asimétrico y la torca generada hará que la partícula regrese a la posición en a).

### 3. PARTÍCULAS ACTIVAS PROPULSADAS CON LUZ

---

Se propone una ecuación para describir el movimiento que se produce por los flujos, con el fin de describir el fenómeno de la torca. Si hay un dipolo eléctrico en presencia de un campo electromagnético existe una torca, la cual se denota como:

$$\tau = aqE_i \text{sen}(\theta)\hat{\theta} \quad (3.12)$$

Donde  $a$  es la distancia que separa a las cargas del dipolo,  $q$  es la carga,  $E_i$  es la magnitud del campo eléctrico incidente y  $\theta$  es el ángulo formado entre  $a$  y  $E_i$ . En esta tesis resulta útil dejarlo en términos del gradiente de la intensidad del campo eléctrico incidente y a la partícula activa-artificial como un dipolo debido a los 2 hemisferios que la conforman. Por esta razón la ecuación que describe a la torca ejercida sobre las partículas de Janus en un gradiente de intensidad de haz Gaussiano es:

$$\tau = C * \nabla I \text{sen}(\theta)\hat{\theta} \quad (3.13)$$

La  $C$  es una constante que se atribuye a características específicas del material o composición de la partícula, ya sea tamaño de la partícula, material para su recubrimiento, tamaño del espesor, entre más.

Por último, el hecho que las partículas sean repelidas de la región con mayor intensidad se sospecha que proviene de la dependencia de los índices de refracción del material que esta hecho la partícula (sílice) y su recubrimiento de Au,  $n_{\text{silice}} = 1.45599$  y  $n_{\text{Au}} = 0.54386$ , creando posiblemente un índice de refracción efectivo menor al del agua por lo que la fuerza de gradiente apunta hacia afuera y la partícula recubierta rechaza la luz llevándola lejos del eje óptico. Por otro lado, es posible que la fuerza termoforética experimentada por la partícula sea mayor a la fuerza de gradiente. La fuerza termoforetica se expresa en términos de la ec.(2.8) que está dada por  $F_t = 6\pi\eta r V_t$  donde  $V_t$  es la velocidad termoforética y los valores correspondientes a la velocidad son los de la Tabla(3.3). La fuerza de gradiente puede

ser calculada con la ec.(2.15) para un haz Gaussiano con intensidad  $I = I_0 e^{\left(\frac{-2\rho^2}{W_0^2}\right)}$  donde  $\rho$  es la coordenada radial,  $W_0$  es el radio del haz e  $I_0$  es la intensidad promedio. Se consideró  $\rho = \frac{W_0}{2}$ ,  $z = \frac{\pi W_0^2}{\sqrt{3}\lambda}$  y  $W = \frac{2W_0}{\sqrt{3}}$  [(43), (44)]. Lo que ocasiona que la partícula migre de regiones calientes (mayor intensidad) a frías (menor intensidad) [(45)].

Otro fenómeno visto fue que las partículas a partir de cierta potencia umbral son empujadas hacia arriba y vuelven a caer en intervalos de tiempo muy pequeños, y así sucede para casi todas las partículas, esto se puede deber a que la termoforesis junto con la fuerza de esparcimiento empujan a la partícula hasta que llegan a un plano donde alguna de estas fuerzas se minimiza y logran bajar por gravedad.

## Actividad bajo la acción de fuerzas ópticas

---

Se demuestra de manera experimental como las fuerzas ópticas causan diferentes efectos sobre las partículas activas autopropulsadas por efectos termoforéticos, creados localmente. En el primer experimento presentado en esta sección se cambió la polarización de lineal a circular izquierda y derecha, para que la partícula bajo la irradiación de la luz actuara como una partícula absorbente y efectuara trayectorias circulares, por la transferencia de momento angular de espín. En el segundo, la fuerza de esparcimiento se pone en juego cuando el haz entra ligeramente desviado, hacia la derecha o izquierda, cambiando la dirección de desplazamiento de las partículas activas y se corrobora la dirección de la fuerza con partículas pasivas. Por último, se discute como las partículas autopropulsadas logran desplazarse en un patrón con variaciones espaciales, en función del grosor de líneas horizontales, controlando así sus trayectorias.

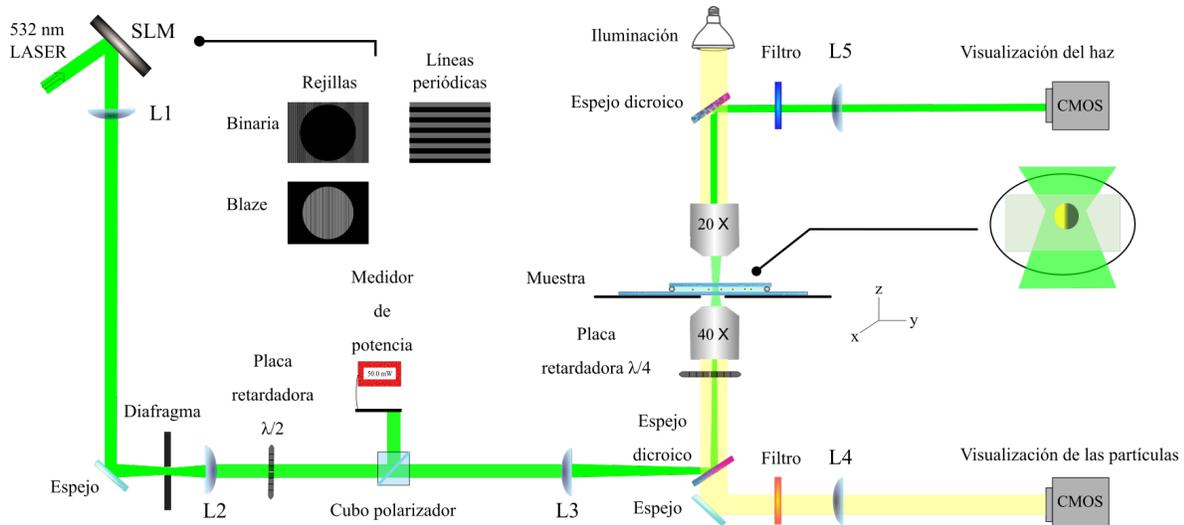
### 4.1. Arreglo experimental

El diseño experimental proporciona cambiar la forma de los patrones de luz y poder observar fenómenos interesantes <sup>1</sup>. En la Fig. 4.1 se muestra de forma esquemática el arreglo experimental y en la Fig. 4.2 una fotografía del mismo.

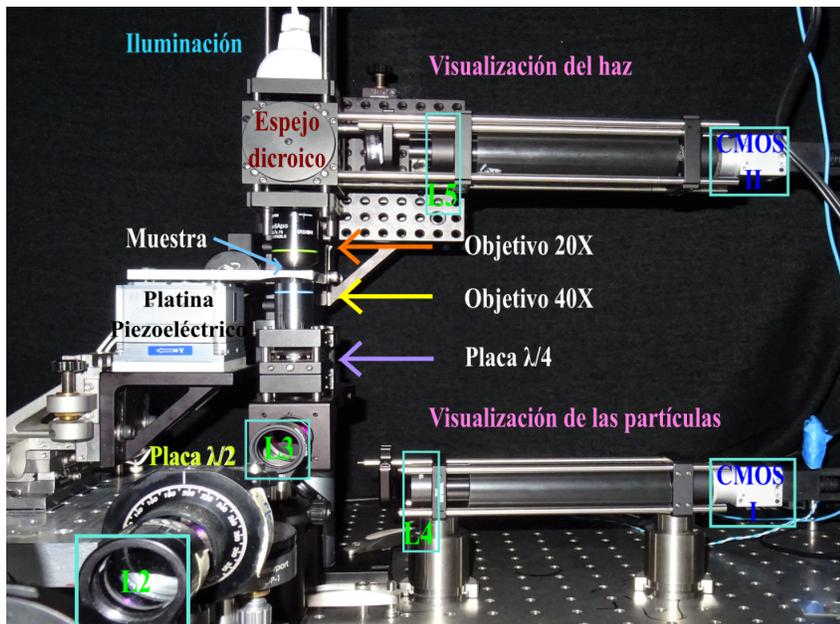
---

<sup>1</sup>Para la visualización del haz y de las partículas se usa la misma descripción dada en el capítulo 3.1.2.

#### 4. ACTIVIDAD BAJO LA ACCIÓN DE FUERZAS ÓPTICAS



**Figura 4.1:** Montaje experimental para la visualización y manipulación de las partículas Janus, con un tamaño de  $3\mu\text{m}$  y espesores de 15 y 20 nm de Au, bajo diferentes variaciones espaciales (mostradas en la imagen).



**Figura 4.2:** Fotografía (con etiquetas) de los elementos ópticos utilizados para proyectar diferentes patrones de luz, sobre un modulador espacial de luz, que afecta la dinámica de las partículas de Janus.

En el montaje experimental el láser Verdi de  $\lambda = 532$  nm incide sobre un Modulador Espacial de Luz (SLM) marca Hamamatsu- X10468-04, después este haz atraviesa dos telescopios con magnificación total  $M=0.0075$  a través de los cuales se hace un filtraje espacial<sup>1</sup>. En seguida, se coloca una placa retardadora  $\lambda/4$  que permite trabajar con la polarización circular de la luz, a continuación una muestra limpia con partículas de sílice marca *MicroSil* 3.01  $\mu\text{m}$  recubiertas con un espesor de 15 nm de Au sobre agua desionizada y va encima de una platina con un piezoeléctrico<sup>2</sup>.

El LCOS-SLM modelo X10468-04 está optimizado para trabajar en el rango de longitudes de onda  $\lambda = 510 \pm 50$  nm, cuenta con una interfaz de video digital como salida, el tamaño de la pantalla es de  $12 \times 18$  mm con un total de  $600 \times 800$  pixeles, cada pixel tiene un tamaño de  $20 \mu\text{m}$  [(46)]. Se tomaron fotografías en ambas cámaras con una regleta de calibración para encontrar la equivalencia entre el tamaño de un pixel en micrómetros, su valor es de 1 pix =  $0.17406 \mu\text{m}$ . Se tomaron en promedio cinco videos para cada potencia usada, se trató de tener una partícula activa en cada video bajo la influencia del patrón, de los cuales se muestran los resultados más significativos.

## 4.2. Dinámica dependiente de la polarización

Se sabe desde la teoría electromagnética de Maxwell que la radiación electromagnética transporta energía y momento y gracias al experimento de Richard A. Beth [(47)]. También se sabe que la luz transfiere momento angular, el cual puede dividirse en dos casos: el momento angular del espín, asociado a la polarización circular, lo cual ocasiona rotación sobre su propio eje y el momento angular orbital, asociado a la distribución espacial de la luz que causa rotaciones sobre el eje del haz. La rotación resultante es debida a la transferencia de momento angular, proveniente del haz de luz hacia las partículas [(26), (48)]. Cuando partículas de microescala absorben mucho la luz, con la que son iluminadas, la presión de radiación se vuelve mucho mayor que la fuerza de gradiente y la luz absorbida cede su momento, a estas se les conoce como *partículas absorbentes*. Las partículas de Janus actúan como partículas absorbentes, gracias a su recubrimiento de Au.

---

<sup>1</sup>El primer telescopio está conformado por las lentes:  $L_1$   $f=400$  mm y  $L_2$   $f=100$  mm y el segundo telescopio por las lentes:  $L_3$   $f=150$  mm y la  $L_4$ , que es un objetivo OLYMPUS con una magnificación de 40x, N.A=0.65 y  $f=4.5$  mm. El primer telescopio tiene una magnificación de  $M=0.25$  y el segundo telescopio está pensado para que el sistema dé una magnificación de  $M=0.03$ . Entre el primer telescopio se encuentra un diafragma que sirve para filtrar parte de la luz, en seguida una placa retardadora  $\lambda/2$  y un cubo polarizador que divide el haz en reflejado y transmitido. El haz reflejado se utilizó para medir la potencia mientras se trabaja con el haz transmitido y entre las lentes del segundo telescopio está un espejo dicróico a  $45^\circ$ , el cual solo refleja el haz de luz verde hacia la muestra.

<sup>2</sup>La elaboración de la muestra se especificó en el capítulo 3.1.2.

#### 4. ACTIVIDAD BAJO LA ACCIÓN DE FUERZAS ÓPTICAS

---

En el proceso para atrapar partículas microscópicas se debe tener el balance de las fuerzas ópticas y si existe algún tipo de rotación que se asocie a la transferencia de momento angular del espín, la fuerza óptica del mismo nombre (ec. 2.17) describe el fenómeno por la dependencia que existe con los gradientes de polarización [(28), (49)]<sup>1</sup>. Se propone como modelo teórico, para la explicación de la rotación de las partículas, que a la ec. (2.7) se le sume la contribución de la torca propuesta en la ec.(3.13). Debido que al rotar los flujos son simétricos en todo momento hace que la torca sea constante en el eje de simetría de la partícula de Janus.

En este experimento se confinaron las partículas en dos dimensiones entre dos cubreobjetos usando como separadores, partículas de borosilicato con un tamaño de  $5 \mu\text{m}$ . El haz de luz incidente atraviesa una placa retardadora de  $\lambda/4$ , permitiendo cambiar de polarización circular derecha a polarización circular izquierda. El estado de la polarización se mide después del primer objetivo y la potencia después de hacer los cambios de polarización en la placa retardadora de  $\lambda/2$ . Los experimentos indican que las partículas con la cara metálica actúan como absorbentes por lo que rotan durante algunos segundos. Cabe mencionar que las trayectorias son similares a un círculo, giran sobre su propio eje, es decir que se acomodan para que la cara de Au vaya en la parte trasera y el sílice enfrente pero al mismo tiempo van formando trayectorias circulares. Se intercambié entre la polarización circular y polarización lineal, en esta última, dejaba de rotar.

En la Tabla 4.1 se muestran los valores de la potencia e intensidad utilizados en el experimento para cada una de las polarizaciones:

---

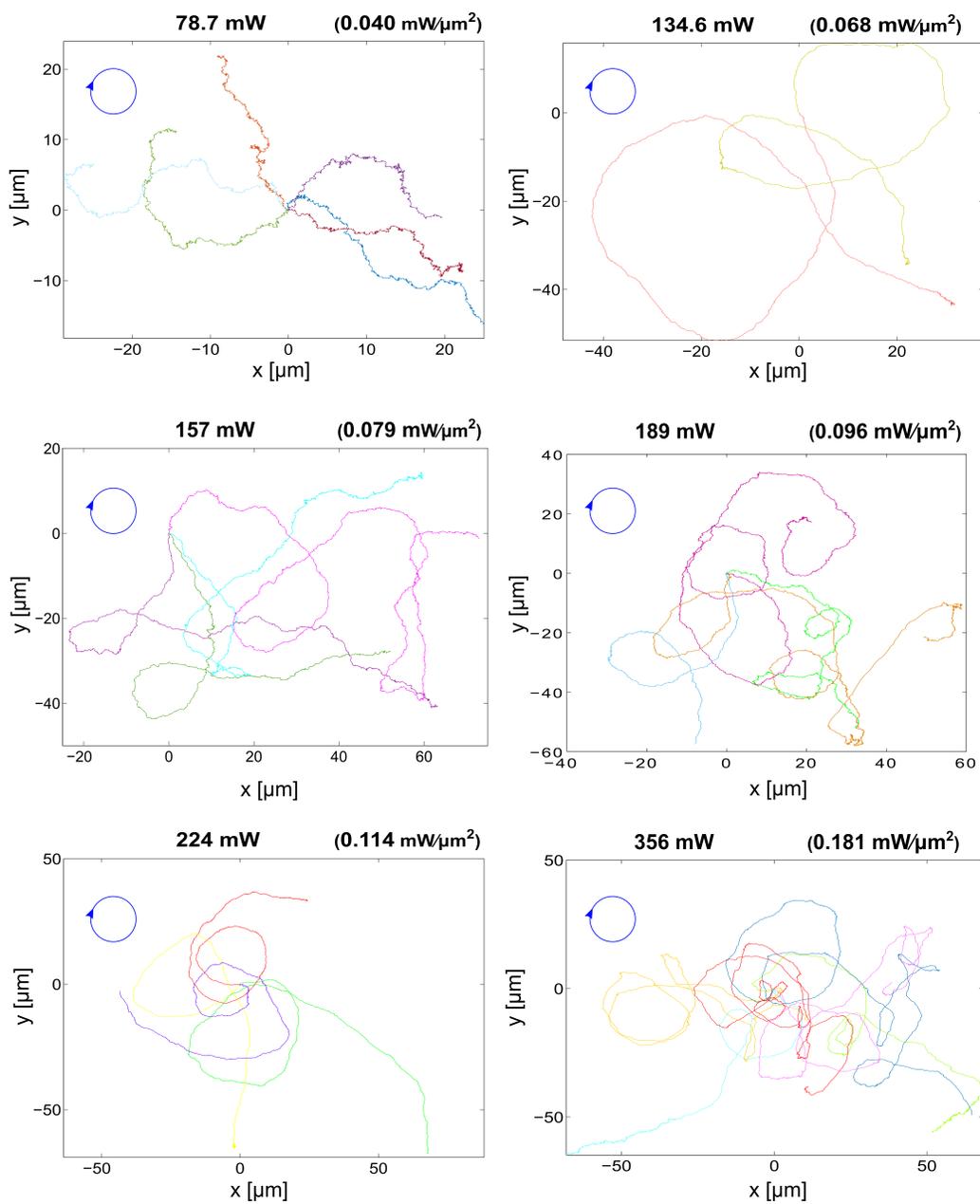
<sup>1</sup>No obstante, la fuerza óptica asociada al espín en una pinza óptica, su contribución equivale solo al 3% de la fuerza óptica total [(50)].

PC+ (223°)		PC- (136°)		PL (180°)	
Potencia [mW]	Intensidad [ $\frac{mW}{\mu m^2}$ ]	Potencia [mW]	Intensidad [ $\frac{mW}{\mu m^2}$ ]	Potencia [mW]	Intensidad [ $\frac{mW}{\mu m^2}$ ]
45.9	0.02337	45.9	0.02337	45.9	0.02337
78.7	0.04008	78.7	0.04008	78.7	0.04008
134.6	0.06855	134.6	0.06855	157	0.07995
157	0.07995	157	0.07995	189	0.09625
189	0.09625	189	0.09625	201	0.1023
201	0.1023	201	0.1023	217	0.1105
224	0.1140	224	0.1140		
356	0.1813	356	0.1813		

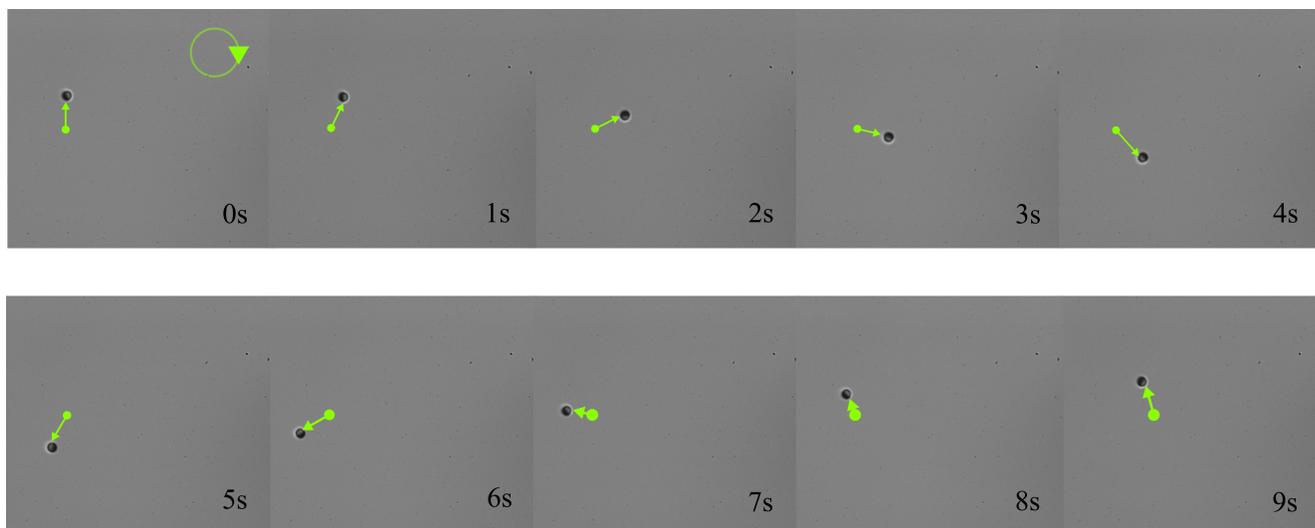
**Tabla 4.1:** Potencia e intensidad promedio para partículas autopropulsadas de Janus con un recubrimiento de 15 nm de Au. La partícula es de sílice y tiene un tamaño de 3  $\mu m$ . PC+ indica polarización derecha y PC- indica polarización izquierda. En la parte superior se muestra el ángulo usado en la placa  $\lambda/4$ .

En la figura 4.3 se muestran las trayectorias en el plano XY de partículas con autopropulsión iluminadas con un campo óptico extendido homogéneo polarizado circularmente. La polarización derecha hace que giren en sentido horario, mientras que la polarización izquierda invierte el sentido del giro. Esto contrasta con las trayectorias observadas en los experimentos anteriores y en la Fig. 4.7 donde la polarización es lineal y por lo tanto no se observa ningún efecto de rotación persistente. Tanto en la figuras 4.3 como la 4.5, se observa que cuando las intensidades promedio son relativamente bajas las partículas no rotan, en cambio, cuando la intensidad promedio se incrementa el giro de las partículas puede ser observado. Entre más intenso es el haz más se incrementa el giro de las partículas, generando trayectorias muy enredadas por la combinación de la rotación y la traslación intrínseca de las partículas de Janus.

#### 4. ACTIVIDAD BAJO LA ACCIÓN DE FUERZAS ÓPTICAS

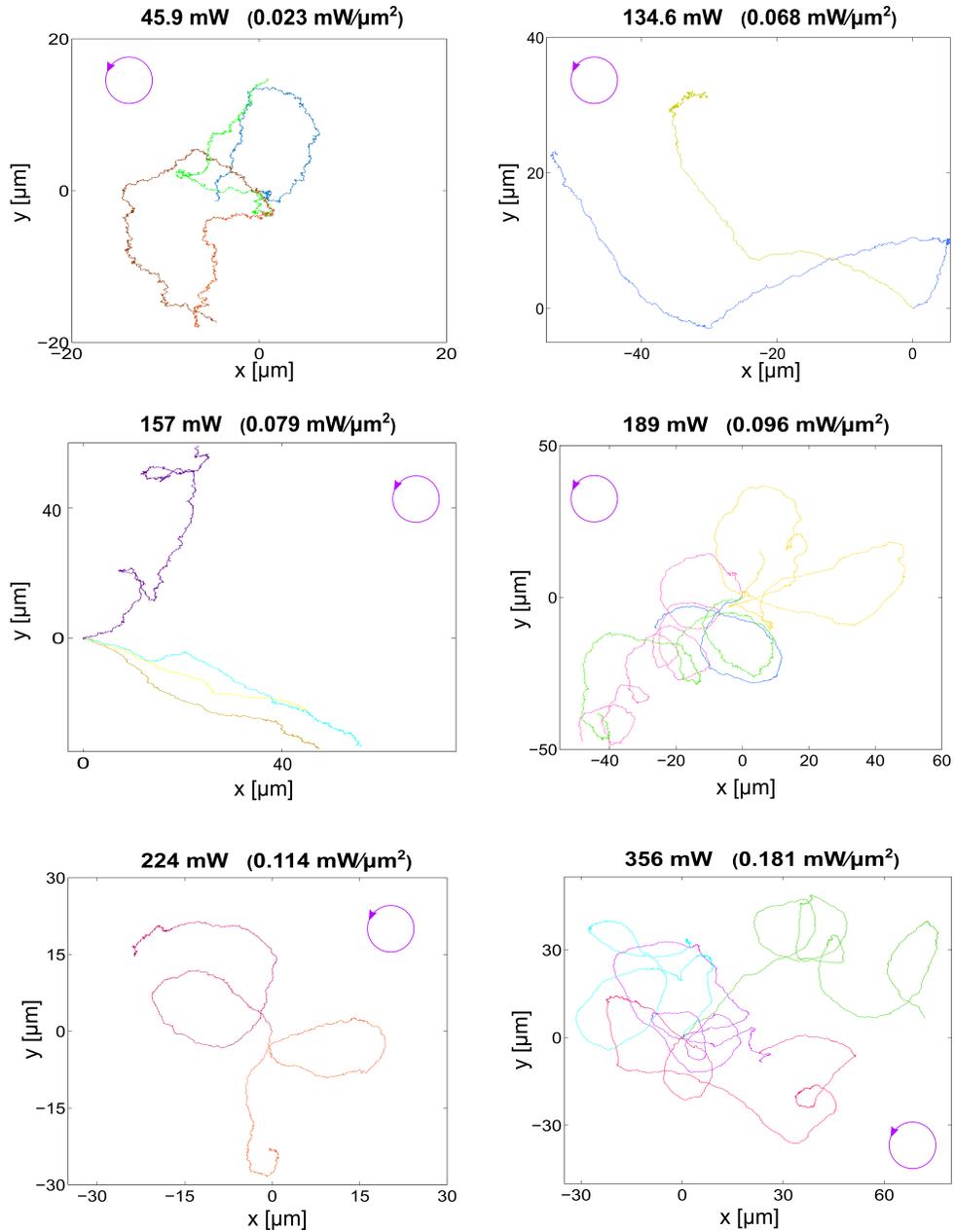


**Figura 4.3:** Trayectorias en X y Y de partículas autopropulsadas de Janus. En la parte superior de cada gráfica se muestran las potencias e intensidades promedio cuando la polarización de la luz es circular derecha. El círculo dentro de las gráficas indica el sentido de la rotación.

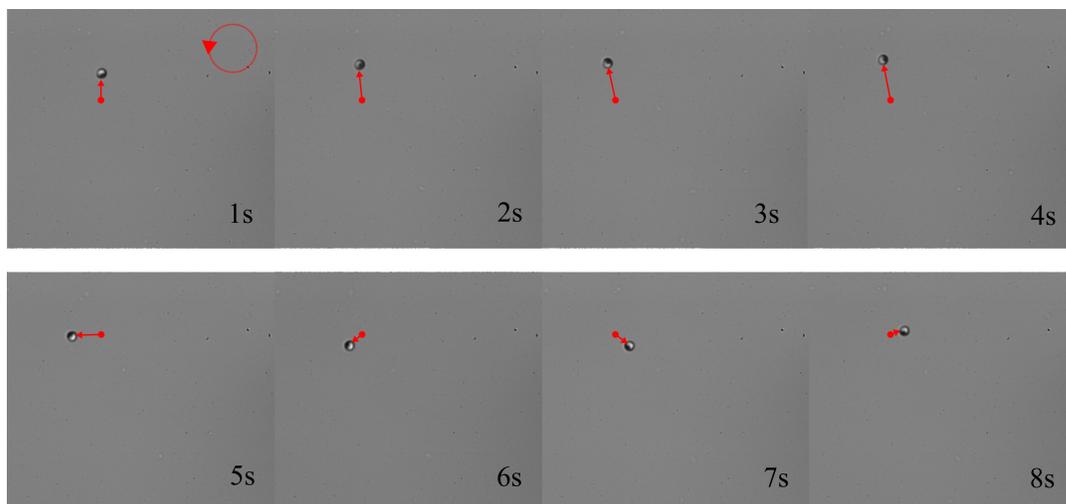


**Figura 4.4:** Secuencia de imágenes para las partículas de este trabajo. La partícula es de sílice y tiene un tamaño de  $3 \mu\text{m}$ . Se exhibe el giro, en sentido de las manecillas del reloj, con polarización circular derecha y potencia de 224 mW.

#### 4. ACTIVIDAD BAJO LA ACCIÓN DE FUERZAS ÓPTICAS



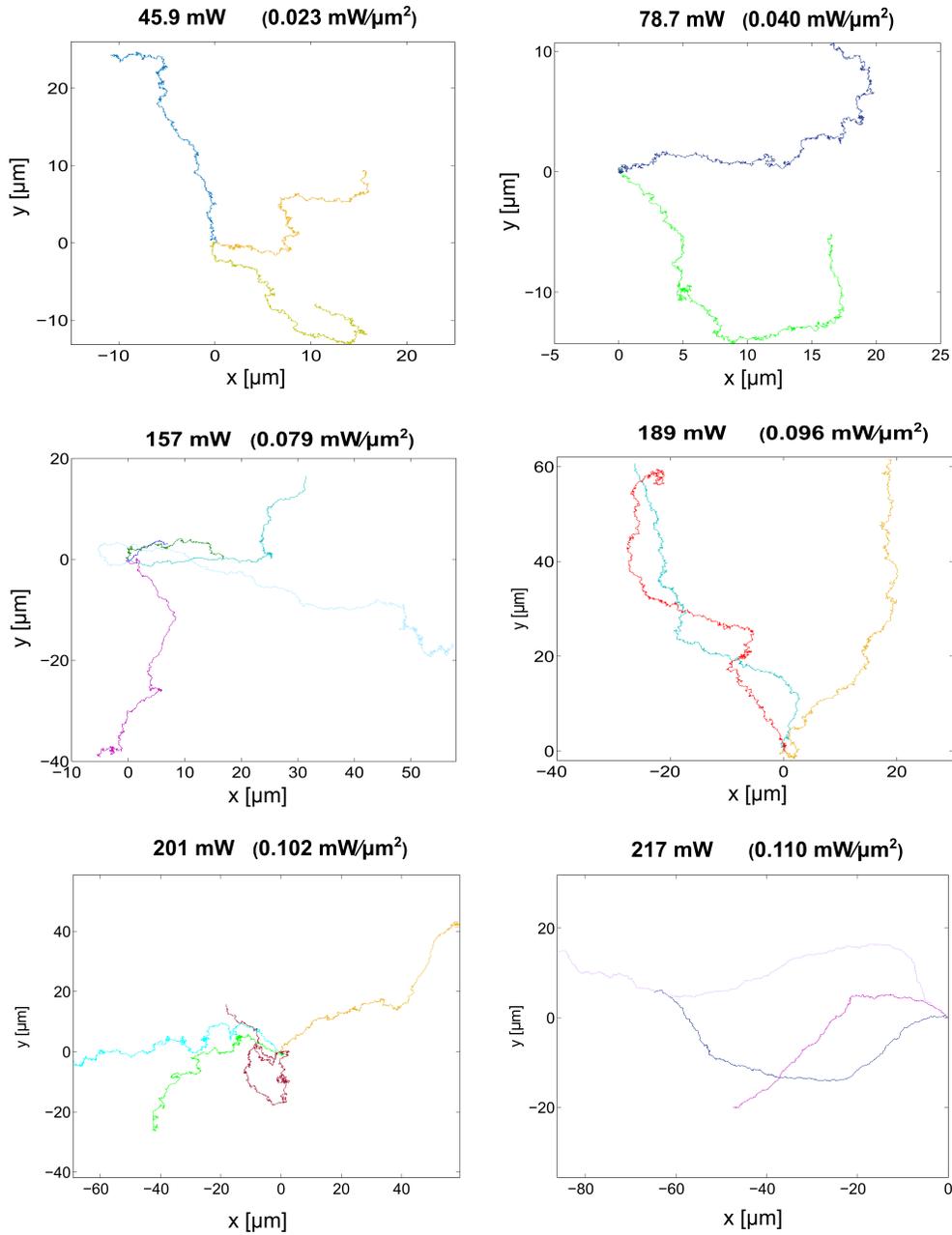
**Figura 4.5:** Trayectorias en X y Y de partículas autopropulsadas de Janus. En la parte superior de cada gráfica se muestran las potencias e intensidades promedio cuando la polarización de la luz es circular izquierda. El círculo dentro de las gráficas indica el sentido de la rotación.



**Figura 4.6:** Secuencia de imágenes para una partícula autopropulsada de Janus con un recubrimiento de 15 nm de Au. La partícula es de sílice y tiene un tamaño de  $3 \mu\text{m}$ . Se exhibe el giro, en sentido contrario al de las manecillas del reloj, con polarización circular izquierda y potencia de 224 mW.

#### 4. ACTIVIDAD BAJO LA ACCIÓN DE FUERZAS ÓPTICAS

---



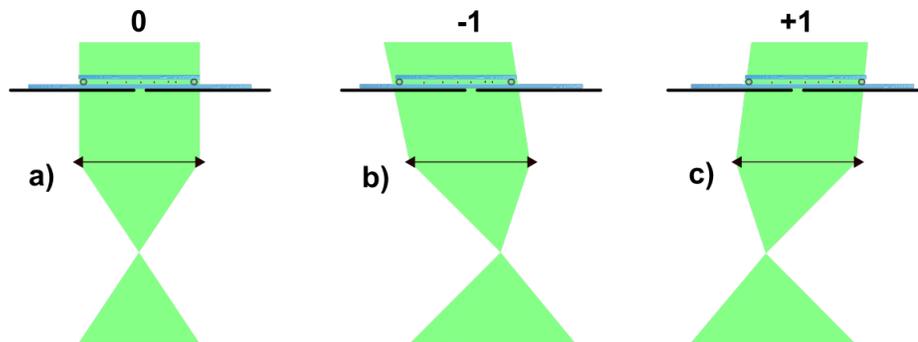
**Figura 4.7:** Trayectorias en X y Y de partículas autopropulsadas de Janus. En la parte superior de cada gráfica se muestran las potencias e intensidades promedio cuando la polarización de la luz es lineal.

### 4.3. Dinámica en presencia de fuerzas de presión de radiación

El propósito de mostrar el efecto de las fuerzas ópticas de presión de radiación es que modifican la dinámica de las partículas autopropulsadas de Janus cuando son puestas bajo diferentes tipos de simetrías espaciales, ocasionando una variedad de mecanismos de las cuales pueden surgir nuevas herramientas de control para el transporte de estas.

#### 4.3.1. Efecto de la fuerza de presión de radiación

En este experimento se muestra como la fuerza de presión de radiación o de esparcimiento toman importancia en la dinámica de las partículas autopropulsadas con luz. Sobre el LCOS-SLM se imprime un patrón con una rejilla Blaze y al pasar por un diafragma (ver Fig. 4.8) se bloquea el orden 0,-1 o +1 de difracción. Al incidir sobre la muestra se observa que el movimiento de las partículas no es del todo aleatorio sino que el haz entrante tiene cierto ángulo pequeño de desviación, hacia el lado en el que se bloquea el orden de difracción, por lo que estas se mueven hacia la izquierda o derecha, preferentemente. A manera de hacer más clara la explicación, se muestra el siguiente esquema Fig. 4.8. En el orden 0 de difracción el haz pasa por la lente  $L_4$  (objetivo de microscopio) e ilumina la muestra sin mostrar alguna alteración en su dirección. En el orden  $-1$  el haz se desplaza hacia la derecha, pasa la lente  $L_4$  y pasa la muestra con dirección a la izquierda. En el orden  $+1$  es el caso contrario al orden  $-1$ .



**Figura 4.8:** Esquema del haz de luz entrante incidiendo sobre la lente  $L_4$ , seguido de una muestra con partículas de sílice, cubiertas con un espesor de 15 nm de Au y sin recubrir, con a) orden 0 de difracción, el haz entra vertical, b) orden -1 de difracción, el haz entra desviado hacia la izquierda y c) orden +1 de difracción, el haz entra desviado hacia la derecha.

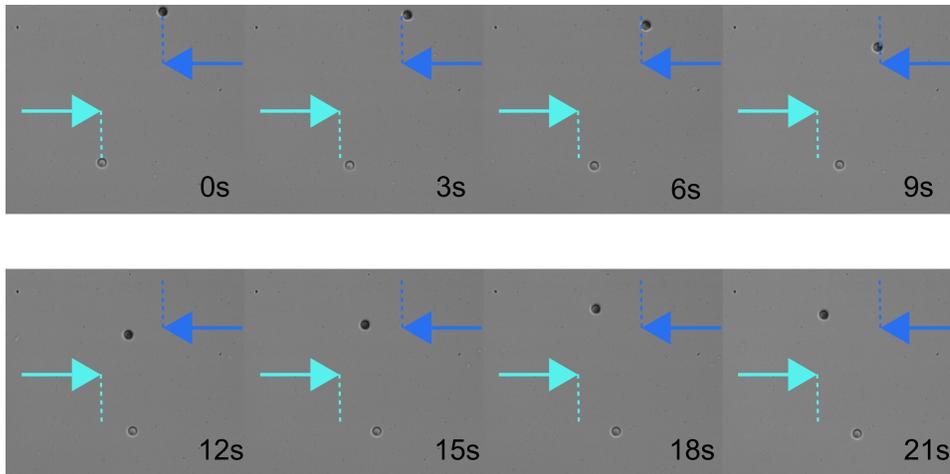
Para tener más certeza de que el movimiento de las partículas autopropulsadas iba en contra de la fuerza de esparcimiento, y en forma de comprobación, se añadió sobre la misma muestra partículas de sílice, de  $3 \mu m$  de tamaño, con y sin recubrimiento de Au. Con base

#### 4. ACTIVIDAD BAJO LA ACCIÓN DE FUERZAS ÓPTICAS

---

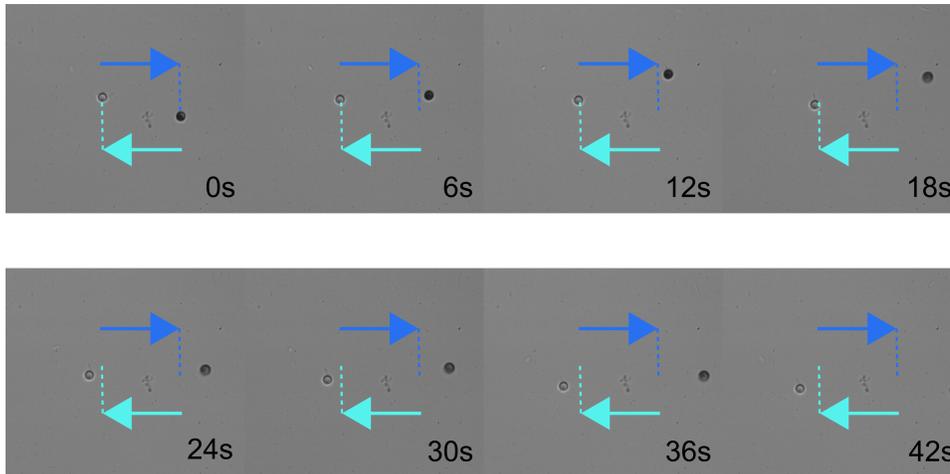
en la teoría, las partículas Brownianas pasivas al no tener recubrimiento su desplazamiento apuntaría en la misma dirección que la luz incidente debido a la fuerza de esparcimiento que está relacionada con el vector de Poynting (ec. 2.16), de este modo se tiene una referencia para saber en qué sentido, respecto a la fuerza de esparcimiento, se mueve la partícula Browniana activa.

En la Fig. 4.9 se muestra el caso para el orden +1 de difracción, sobre el diafragma se bloquea el orden central (orden cero) y un punto brillante situado de lado izquierdo. El haz de luz entra por la derecha ocasionando que las partículas pasivas se muevan a la derecha y las activas hacia el lado izquierdo, lado contrario al que usualmente deberían. Al estar cubiertas con un material absorbente, en este caso el Au, los efectos ocasionados por las fuerzas termofóreticas entran en juego, empujándolas hacia el lado contrario, volviéndose mayor en magnitud.



**Figura 4.9:** Haz de luz desviado a la derecha, con orden +1 de difracción y potencia de 201 mW. Las flechas azul claro indican el desplazamiento de las partículas pasivas (sin recubrimiento de Au) y las flechas azul oscuro indican el desplazamiento de las partículas activas, recubiertas con 15 nm de Au. Se asume por el movimiento de las partículas pasivas que la fuerza de esparcimiento apunta a la derecha.

En la Fig. 4.10 se muestra el caso para el orden  $-1$  el haz de luz entra ligeramente desviado hacia la izquierda ocasionando que las partículas pasivas se muevan hacia la izquierda y las activas hacia la derecha.

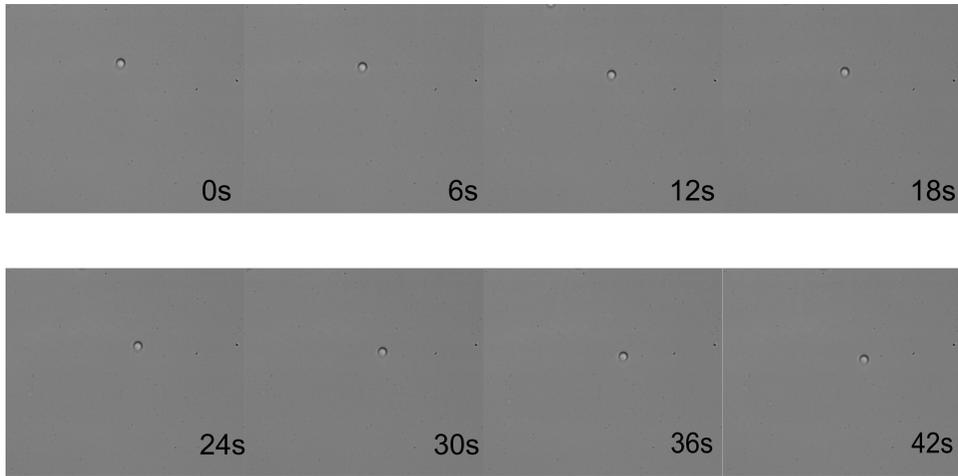


**Figura 4.10:** Secuencia de imágenes para un haz de luz desviado a la izquierda, con orden -1 de difracción y potencia de 201 mW. Las flechas azul claro indican el desplazamiento de las partículas pasivas (sin recubrimiento de Au) y las flechas azul oscuro indican el desplazamiento de las partículas activas, recubiertas con 15 nm de Au. Se asume que el movimiento de las partículas pasivas que la fuerza de esparcimiento apunta a la izquierda.

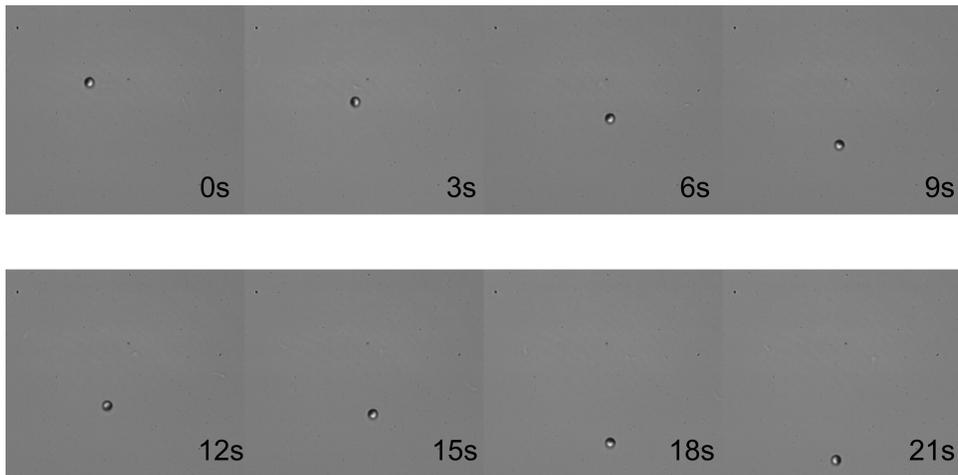
En el caso del orden 0 de difracción se muestra la Fig. 4.11 para partículas pasivas y Fig. 4.12 para partículas activas el haz entra perpendicular a la muestra, por lo que no existe ninguna componente de la presión de radiación a lo largo del plano XY. Se observó que las partículas, tanto activas como pasivas, se movían sin ninguna tendencia marcada y sin ninguna dirección preferencial. En todos los casos mencionados, las partículas sin capa de Au, es decir las pasivas, se movían muy lento en comparación con las partículas autopropulsadas.

#### 4. ACTIVIDAD BAJO LA ACCIÓN DE FUERZAS ÓPTICAS

---



**Figura 4.11:** Secuencia de imágenes para un haz de luz con orden 0 de difracción y potencia de 201 mW.



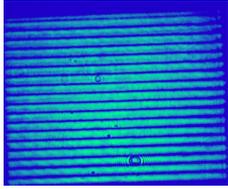
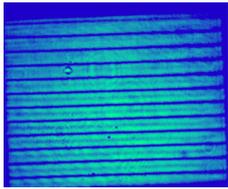
**Figura 4.12:** Secuencia de imágenes para un haz de luz con orden 0 de difracción y potencia de 201 mW.

#### 4.3.2. Dinámica en franjas periódicas

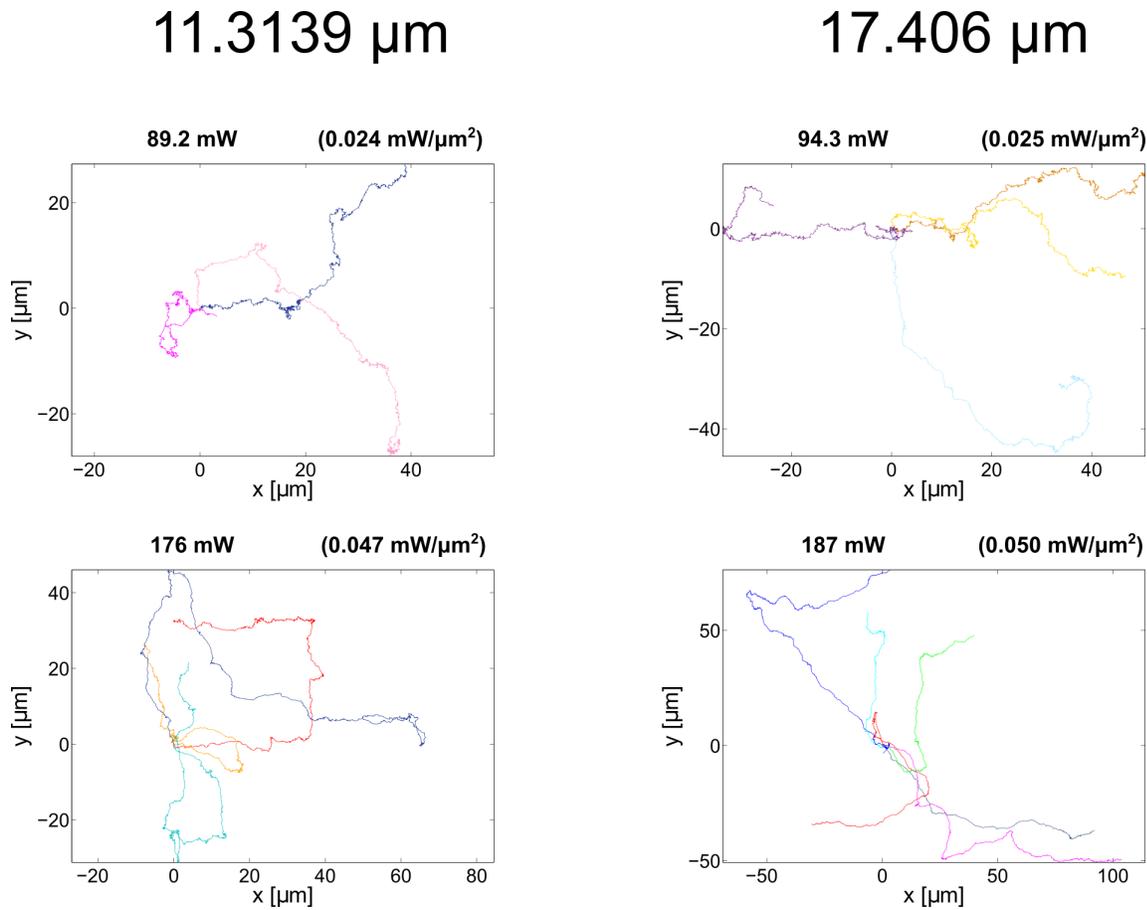
Este sistema experimental consiste en proyectar un patrón de líneas horizontales que se elaboró en MATLAB y se proyectó en el modulador espacial LCOS-SLM, de acuerdo al diagrama mostrado en la Figura 4.1. La imagen que se obtiene son franjas iluminadas seguida de una oscura. De esta forma es posible cambiar el espesor y la periodicidad de las líneas, para así observar el efecto que tienen estas sobre la dinámica de las partículas.

### 4.3 Dinámica en presencia de fuerzas de presión de radiación

Para las partículas autopropulsadas de Janus, con un diámetro de  $3\mu\text{m}$  y un espesor de 15 nm de Au, se observó que al ser expuestas en este tipo de patrones, cuando el grosor de línea con luz es de  $\approx 100$  pix, tienden a quedarse atoradas en regiones brillantes y oscuras, por un instante, parecido a pequeños *topes* y después nadan en forma ascendente o descendente hasta volver a quedar atoradas. En raras ocasiones se mueven de manera horizontal sobre los canales de luz y en estas regiones (brillante-oscura) la partícula puede dar la vuelta y nadar en sentido opuesto (Fig.4.13). La abertura usada en el diafragma fue de 0.122 cm y desde MATLAB se escogió el grosor de línea de  $65\text{pix} = 11.3139\mu\text{m}$  y  $100\text{pix} = 17.406\mu\text{m}$  a diferentes potencias. La intensidad promedio se obtuvo con el área del rectángulo con las dimensiones de  $60.1688 \times 70.9061\mu\text{m}$ .

15 nm			
Grosor de Franja [ $\mu\text{m}$ ]	Patrón	Potencia [mW]	Intensidad [ $\frac{\text{mW}}{\mu\text{m}^2}$ ]
11.3139		89.2	0.02418
		176	0.04772
17.4060		94.3	0.02570
		187	0.05092

**Tabla 4.2:** Grosor de franja, potencia e intensidad promedio de un patrón de franjas horizontales para autopropulsar partículas Janus. Se muestran las fotografías del patrón cuando se cambia el grosor de franja.



**Figura 4.13:** Trayectorias en X y Y de partículas autopropulsadas de Janus con un recubrimiento de 15 nm de Au. En la parte superior de cada gráfica se muestran las potencias e intensidades promedio empleadas en presencia de un patrón de franjas horizontales.

La intención de este experimento es exhibir que las partículas tienen mayor persistencia. Conforme se va disminuyendo el tamaño entre líneas llega un punto en donde las partículas autopropulsadas mantienen una dirección perpendicular a las franjas, aún para potencias bajas. Se puede corroborar en la Fig. 4.13 que se desplazan en dirección vertical, preferentemente. De esta manera, se logró rectificar la persistencia y muy similar al experimento de partículas recubiertas con oro en haces Gaussianos (3.2) se sospecha que la fuerza termoforética crea una torca que mueve a la partícula con la región de Au del lado donde hay regiones intensas de luz y el sílice hacia las regiones oscuras (Fig. 3.10). Por otra parte, la fuerza de gradiente actúa sobre los diferentes índices de refracción  $n_{silice} = 1.45599$  y  $n_{Au} = 0.54386$ , en ambos hemisferios de la partícula Janus, estableciendo un índice de refracción efectivo para ambos materiales, que puede resultar menor al del medio favoreciendo que las partículas sean repelidas de las zonas de mayor intensidad.

---

## Capítulo 5

# Conclusiones

---

En el presente trabajo se hace una amplia descripción experimental acerca de la dinámica de las partículas autopropulsadas de Janus, desde la demostración experimental de la auto-propulsión por efectos termoforéticos hasta experimentos más novedosos cuando las fuerzas ópticas se hacen presentes.

Un primer logro de la tesis fue sintetizar partículas activas que nos sirvieron como base para todos los experimentos que se muestran aquí.

### Experimento I

En el primer experimento se demostró que las partículas recubiertas con Au pueden inducir su propio movimiento a través de gradientes de temperatura locales, creando el fenómeno de actividad. La ventaja de que haya sido un haz Gaussiano extendido es que cubría un área mucho mayor al de las partículas, permitiendo a las partículas desplazarse libremente en áreas muy extendidas. Se comprobó que hay una dependencia con la potencia y la velocidad propia de la partícula, i.e. a mayores potencias mayor es la velocidad de la partícula. Se verificó que para los dos espesores de recubrimiento de las partículas, las de 15 nm de espesor de Au adquieren una velocidad similar o ligeramente mayor que las partículas con 20 nm de espesor para potencias similares. A escalas de tiempo cortas se observó la propulsión dirigida de la partícula, con velocidades en el rango de  $\mu\text{m/s}$  y el comportamiento difusivo asociado al movimiento Browniano pasivo. A escalas más largas el movimiento de las partículas toma el carácter superdifusivo, propio de la actividad. La actividad por la partícula de Janus abre camino a la manipulación y control a estas escalas.

Se encontraron los parámetros de mayor interés para las partículas autopropulsadas como fue el coeficiente de difusión traslacional y velocidad. De estas propiedades del sistema se pudo establecer 2 regímenes: el difusivo normal propio de partículas brownianas pasivas y el superdifusivo relacionado con el movimiento activo. Se calculó que la fuerza termoforética es mayor a la fuerza de gradiente lo que origina a que las partículas migren hacia las regiones de menor intensidad.

### Experimento II

En presencia de la fuerza óptica asociada a la polarización circular del haz incidente se demostró que las partículas sufren un efecto de rotación alrededor de su eje debido a la transferencia de momento angular de espín de la luz. Esto propicia que las partículas sigan trayectorias helicoidales con un sentido de rotación dependiente de la dirección de la polarización circular o espín del haz de luz.

### Experimento III

La fuerza de presión de radiación tomó relevancia en la descripción de la dinámica de partículas activas en el momento que se bloqueó el orden de difracción cero y se recuperó sólo el siguiente punto brillante, orden  $-1$  o  $+1$ , lo que ocasionó al haz de luz entrar por la izquierda o derecha y a las partículas activas moverse en sentido contrario respecto del haz. Se demostró que las partículas activas van en sentido contrario a la fuerza de esparcimiento. La nueva tendencia en la caminata indica la relevancia de la fuerza termoforética.

### Experimento IV

La presencia de un patrón periódico con variaciones espaciales dio pie a que el comportamiento de las partículas sea muy sensible a los detalles y/o fronteras modificando el estilo de su nado, tal es el caso de que la persistencia sea mayor en un sentido. Se cambió el sentido del movimiento de la partícula en trayectorias más específicas y del mismo modo cambió la dirección en forma perpendicular al patrón de líneas horizontales. Los patrones de luz permiten tener mayor control tanto en espacio como en tiempo de los micronadadores artificiales.

En general, se pudo observar que sí se puede ejercer cierta tendencia sobre la trayectoria de la partícula cuando se ve afectada por la fuerza termoforética. A pesar de que su movimiento sigue siendo estocástico, con los efectos que causa la luz se puede manipular la trayectoria. Muchas propiedades de las partículas de Janus fueron puestas a prueba y se exploraron nuevos mecanismos bajo diferentes situaciones.

### Trabajo a futuro

La mayor parte de los objetivos fueron logrados. De las nuevas propiedades vistas se puede su estudio se puede ahondar más es por eso que se propone como trabajo a futuro los siguientes puntos:

- Mejorar los sistemas de visualización de las partículas autopropulsadas para rastrear su posición y monitorizar la intensidad promedio, que llega a la partícula en tiempo real.

- 
- Reproducir y examinar el comportamiento de las partículas autopropulsadas con menores recubrimientos de Au y con diferentes materiales para saber qué tanto se preserva la actividad.
  - Concretar el estudio de partículas de Janus bajo patrones periódicos con diferentes simetrías y proponer nuevos estilos de nado.
  - Emplear las propiedades de la luz para inducir y caracterizar una dirección preferencial de su nado, de acuerdo a los usos requeridos.
  - A futuro se espera diseñar partículas activas muy pequeñas para llegar a conservar los efectos de la actividad para un sin fin de aplicaciones en la salud, biología, microfluídica, etc.



---

## Apéndice A

# Códigos en MATLAB

---

### A.1. Tracking

A continuación se muestra el código usado para rastrear la posición de la partícula respecto del tiempo.

```
1 close all
2 clear all
3 addpath '/disco3/berenice/tracker_matlab/' %ruta
4 parametros.dir =pwd;
5 parametros.fps=4504.5045;
6 parametros.namevideo='Basler acA1300-200um '; %nombre del video
7 parametros.nframe=30; %cuadro de prueba
8 %%%%%%%%%%
9 parametros.lo=27; %valor bajo de grises de la partícula
10 parametros.hi=113; %valor alto en grises, valor del fondo
11 parametros.D1=32; %diametro aprox. exterior de la partícula en
    pixeles
12 parametros.w=2.5; %nos dice que tan rapido caen las colas que
    definen a la partícula
13 parametros.trs=2.5; %valor minimo de pico
14 %%%%%%%%%%
15
16
17 rect=tracking_prueba_video_v3(parametros,'full');%[100.5100 6.5100
    62.9800 46.9800]);%agregar 'full'
18
19 %rect=tracking_prueba_video_v3_white(parametros,[78.5100 1.5100
    66.9800 36.9800]);%,'full');%[100.5100 6.5100 62.9800
    46.9800]);%agregar 'full'
```

```

20 disp(rect);
21 parametros.rect=rect;
22 save(['param_' parametros.namevideo '.mat'], 'parametros');
23
24 %%
25 close all
26 clear all
27 parametros='Basler acA1300-200um';
28 video='Basler acA1300-200um';
29 track_v3(video, ['param_' parametros], video, 'off')
30
31 %
32 %% track all the videos with CP polarization
33 clear all
34 parametros='Basler acA1300-200um';
35 files=dir('./*.avi');
36 nfiles=length(files);
37 nrun=[];
38 for j=1:nfiles
39     video=files(j).name;
40     video=video(1:end-4);
41     track_v3(video, ['param_' parametros], video, 'off'); % poner 'on'
        en lugar de 'off' cuando se corra todo el video, los dos
        ultimos parametros son el cuadro inicial y final a analizar
42     nrun(j)=1;
43     dlmwrite('tracked.txt', j, '-append', 'delimiter', '\t', '
        precision', '%.6f');
44 end

```

## A.2. Desplazamiento Cuadrático Medio

El MSD se obtuvo con base a la ec.(2.1):

```

1 clear;
2 close all
3
4 files=dir('Basler*.mat'); %agarra videos con este nombre y
    extension
5 kj=1;
6 namesave='msd_3um_15nm_—mW'; %nombre para guardar el archivo .mat
7

```

```
8 for kk=1:length(files)
9 name_i=files(kk).name;
10 legg=name_i(42:end-13);
11 load(name_i);
12 %
13
14 figure(1)
15 hold on
16 for jj=1:length(data)
17
18 pix = 0.17406; %tamaño del pixel en micras
19
20 dt = 0.02; %duracion de un cuadro en segundos frecuencia
21
22 S = 0;
23
24 tt=data(jj).t;
25 tf=tt(1):tt(end);
26 %interpolacion para datos faltantes
27 xint=interp1(tt,data(jj).x,tf,'linear');
28 yint=interp1(tt,data(jj).y,tf,'linear');
29 length(xint)
30 fra = length(xint); %numero de cuadros del video (seria el numero
    de filas del archivo)
31
32 %
33 Nt=round(length(xint)*2/3); %numero de cuadros
34 Y=[];
35 for j=0:Nt-1
36     delta_x = (xint(1+j:end)-xint(1:end-j))*pix; %def de MSD
37     delta_y = (yint(1+j:end)-yint(1:end-j))*pix; %
38     Z = mean(delta_x.^2 + delta_y.^2);
39
40     Y(j+1) = Z; %se sustituye el lugar correspondiente de la matriz
        X por el obtenido para la MSD.
41
42
43
44 end
45 Y=Y';
46 t=(0:Nt-1)'.*dt;
47 legends=[legg '-' num2str(jj)];
48
```

## A. CÓDIGOS EN MATLAB

---

```
49 datan(kj).msd=Y; %guarda las columnas con este nombre
50 datan(kj).t=t;
51 datan(kj).leg=legends;
52
53 %
54 x=t;
55 y=Y;
56 figure(1)
57 plot(x,y,'b'); hold on
58 hold on
59 lele(kj)={legends};
60 kj=kj+1;
61 end
62 end
63 save([namesave '.mat'],'datan','lele')
64 figure(1)
65 legend(lele)
66 title('\bfDesplazamiento Cuadratico Medio','fontsize',28)
67 xlabel('Tiempo [s]','fontsize',28)
68 ylabel('MSD [\mum^2]','fontsize',28)
69 set(gcf,'Position',[0 0 1000 800])
70 axis tight
71 set(gca,'fontsize',24)
72 saveas(gcf,['fig' namesave '.fig'])
```

Si se quiere obtener las curvas del MSD para muchos archivos en una sola gráfica se uso el siguiente código:

```
1 clear;
2 close all
3 colors=[0,0,1;0,0.9,0;0.75,0,0.75;0,1,1;1,0,0;0.9,0.9,0;0,0.5,1];
4 files=dir('msd*.mat');
5 for jj=1:length(files)
6 name_i=files(jj).name;
7 legg(jj)={name_i(17:end-4)};
8 load(name_i);
9 color=colors(jj,:);
10 for kk=1:length(datan)
11 msd=datan(kk).msd;
12 t=datan(kk).t;
13 h(jj)=plot(t,msd,'Color',color);
14 hold on
15 end
```

---

```

16 end
17     legend(h, legg)
18
19 save([namesave '.mat'], 'datan', 'lele')
20 figure(1)
21 legend(lele)
22 title('\bfDesplazamiento Cuadratico Medio', 'fontsize', 28)
23 xlabel('Tiempo [s]', 'fontsize', 28)
24 ylabel('MSD [\mum^2]', 'fontsize', 28)
25 set(gcf, 'Position', [0 0 1000 800])
26 axis tight
27 set(gca, 'fontsize', 24)
28 saveas(gcf, ['fig' namesave '.fig'])

```

### A.3. Trayectorias

El siguiente código se hizo para obtener la gráfica del desplazamiento de la partícula en ambos ejes  $XY$ .

```

1 clear;
2 close all
3
4 %llama archivos con los datos de x, y, t.
5 files=dir('Basler*.mat');
6 kj=1;
7 namesave='XvsY_3um_15nm_--mW';
8
9 for kk=1:length(files)
10 name_i=files(kk).name;
11 legg=name_i(42:end-13);
12 load(name_i);
13 %
14
15 figure(1)
16 hold on
17 for jj=1:length(data)
18 pix = 0.17406; %tamano del pixel en micras
19 S = 0;
20
21 tt=data(jj).t;
22 tf=tt(1):tt(end);

```

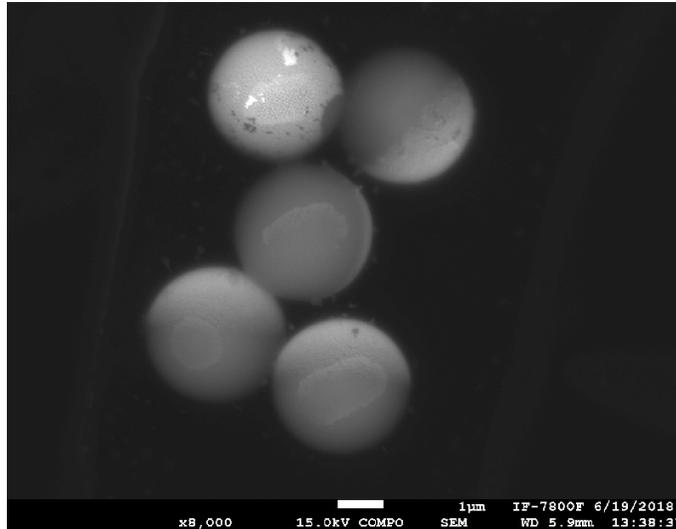
```

23
24 %interpolacion para datos faltantes
25
26 xint=interp1(tt,data(jj).x,tf,'linear');
27 yint=interp1(tt,data(jj).y,tf,'linear');
28
29 xint=(xint'-xint(1)')*pix;
30 yint=(yint'-yint(1)')*pix;
31
32 legends=[legg '-' num2str(jj)];
33 datan(kj).leg=legends;
34
35 x=xint;
36 y=yint;
37 figure(1)
38 plot(x,y); hold on
39 hold on
40 lele(kj)={legends};
41 kj=kj+1;
42 end
43 end
44 save([namesave '.mat'],'datan','lele')
45 figure(1)
46
47 set(gca,'fontsize',24)
48 title('\bf mW','fontsize',28)
49 xlabel('x [\mum]','fontsize',28)
50 ylabel('y [\mum]','fontsize',28)
51 box on
52 axis tight
53 axis equal
54 set(gcf,'Position',[0 0 1000 800])
55 saveas(gcf,['fig' namesave '.fig'])

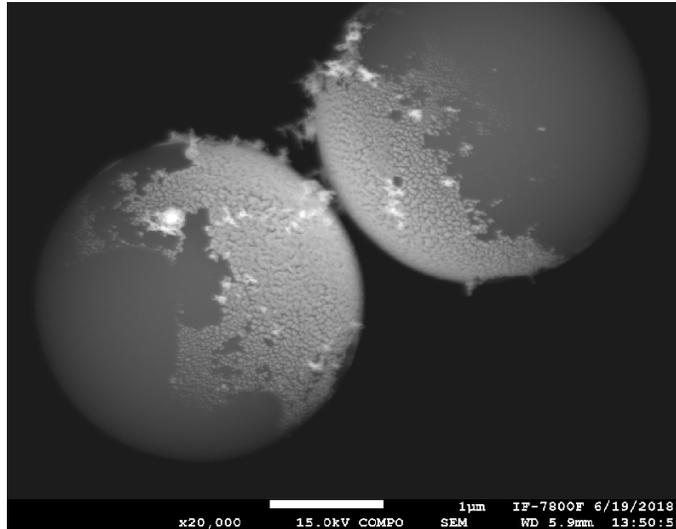
```

### A.4. Fotografías con técnicas SEM

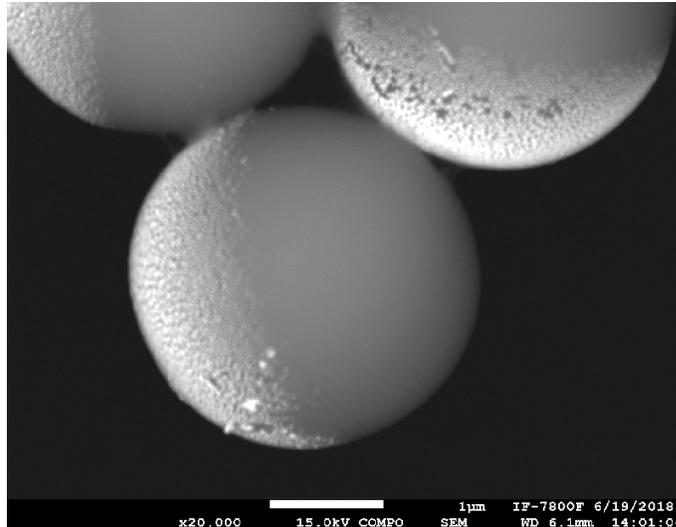
A continuación, se presentan, a detalle, las fotos obtenidas con el microscopio 7800F con la técnica *SEM* tanto para partículas de  $1\mu m$  y  $3\mu m$  con el recubrimiento de 15 y 20 *nm* de *Au*. Las regiones más claras y con mayor volumen son de *Au* mientras que las más grises son las esferas de sílice.



**Figura A.1:** Imagen tomada con un microscopio 7800 con la técnica SEM para una partícula de sílice, con un tamaño de  $3\mu\text{m}$ , recubiertas con 20 nm de Au. Se usó una aceleración de voltaje de 15 kV, magnificación de  $\times 8,000$  y el método de imagen fue COMPO permite hacer un contraste respecto al número atómico del elemento, por lo que el Au, por ser más pesado, aparece más brillante y el sílice luce oscuro



**Figura A.2:** Imagen tomada con un microscopio 7800 con la técnica SEM para una partícula de sílice, con un tamaño de  $3\mu\text{m}$ , recubiertas con 20 nm de Au. Se usó una aceleración de voltaje de 15 kV, magnificación de  $\times 20,000$  y el método de imagen fue COMPO permite hacer un contraste respecto al número atómico del elemento, por lo que el Au, por ser más pesado, aparece más brillante y el sílice luce oscuro



**Figura A.3:** Imagen tomada con un microscopio 7800 con la técnica SEM para una partícula de sílice, con un tamaño de  $3\mu\text{m}$ , recubiertas con 20 nm de Au. Se usó una aceleración de voltaje de 15 kV, magnificación de  $\times 20,000$  y el método de imagen fue COMPO permite hacer un contraste respecto al número atómico del elemento, por lo que el Au, por ser más pesado, aparece más brillante y el sílice luce oscuro

En general, se ve que el recubrimiento de las partículas es bueno y no perjudicó la forma esférica de la partícula, de sílice, de manera que se han formado partículas, artificiales, estilo *Janus*, por los dos diferentes tipos de materiales.



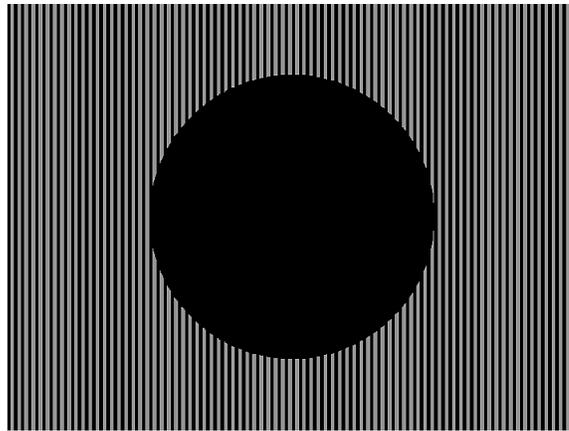
# Teoría complementaria

---

## B.1. Generación de patrones

Las partículas de Janus fueron sometidas bajo distintos tipos de patrones periódicos generados en MATLAB.

En el experimento II se eligió una rejilla tipo binaria, que es una aproximación a una rejilla Blaze, interfiriendo con un círculo, para que la energía sobrante sea distribuida en otros órdenes, el patrón se muestra en la Fig. B.1.



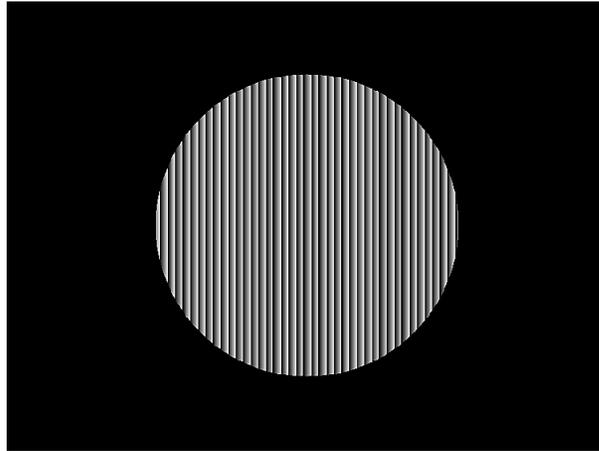
**Figura B.1:** Patrón circular con una rejilla, de difracción, tipo binaria con un diámetro de 400 píxeles.

Para el experimento III se usó una rejilla de difracción tipo Blaze, para que el contorno del círculo estuviera mejor definido en las orillas, en el interior del círculo, para cambiar los

## B. TEORÍA COMPLEMENTARIA

---

órdenes entre +1 y -1 se modificó la línea de comando 86. Para el orden 0 se utilizó el patrón con un círculo en el centro y en los bordes la rejilla de difracción tipo Blaze (Fig. B.2).



**Figura B.2:** Patrón circular con una rejilla, de difracción, tipo blaze con un diámetro de 400 píxeles.

A continuación, se muestra el código para generar el patrón circular con rejilla tipo binaria y tipo blaze en los bordes:

```
1 clear
2 gray2pi=210;
3 graypi=gray2pi/2;
4 L=10;
5 x_v=1:800;           %tamano del modulador
6 y_v=1:600;
7 [X,Y]=meshgrid(x_v , y_v );
8
9 phi=mirect(X,L)*pi;   %patron de lineas p/rejilla
10
11 gray=uint8(phi*gray2pi/(2*pi));
12 imshow(gray)
13 %fullscreen(gray,2)
14 %% Circulo con rejilla binaria
15 gray2pi=210;
16 graypi=gray2pi/2;
17 L=8;
18 D=350;              %diametro del circulo
19 x_v=1:800;          %tamano del modulador
20 y_v=1:600;
21 [X,Y]=meshgrid(x_v , y_v );
```

---

```

22
23 %circulo centrado
24 R=sqrt((X-400).^2+(Y-300).^2);
25 omega=double(R>D/2); %region externa con rejilla
26
27 %rejilla binaria
28 phi=mirect(X,L)*pi; %patron de lineas p/rejilla
29
30 gray=uint8(omega.*phi*gray2pi/(2*pi));
31 imshow(gray)
32 %fullscreen(gray,2)
33 %% Circulo con rejilla blaze
34 gray2pi=210;
35 graypi=gray2pi/2;
36 L=10;
37 D=550; %diametro del circulo
38 x_v=1:800; %tamano del modulador
39 y_v=1:600;
40 [X,Y]=meshgrid(x_v,y_v);
41
42 %circulo centrado
43 R=sqrt((X-400).^2+(Y-300).^2);
44 omega=double(R>D/2); %region externa con rejilla
45
46 %rejilla blaze
47 phib=angle(exp(1i*2*pi/L*X));
48 phib=(phib+pi)/(2*pi);
49
50 gray=uint8(omega.*phib*gray2pi);
51 imshow(gray)
52 %fullscreen(gray,2)
53 %% Circulo con rejilla binaria invertida
54 gray2pi=210;
55 graypi=gray2pi/2;
56 L=10;
57 D=600; %diametro del circulo
58 x_v=1:800; %tamano del modulador
59 y_v=1:600;
60 [X,Y]=meshgrid(x_v,y_v);
61
62 %circulo centrado
63 R=sqrt((X-400).^2+(Y-300).^2);
64 omega=double(R<=D/2); %region interna con rejilla

```

---

## B. TEORÍA COMPLEMENTARIA

---

```
65
66 %rejilla binaria
67 phi=mirect(X,L)*pi; %patron de lineas p/rejilla
68
69 gray=uint8(omega.*phi*gray2pi/(2*pi));
70 imshow(gray)
71 %fullscreen(gray,2)
72 %% Circulo con rejilla blaze invertida
73 gray2pi=210;
74 graypi=gray2pi/2;
75 L=10;
76 D=400; %diametro del circulo
77 x_v=1:800; %tamano del modulador
78 y_v=1:600;
79 [X,Y]=meshgrid(x_v,y_v);
80
81 %circulo centrado
82 R=sqrt((X-400).^2+(Y-300).^2);
83 omega=double(R<=D/2); %region interna con rejilla
84
85 %rejilla blaze
86 phib=angle(exp(1i*2*pi/L*X)); %+1, -1
87
88 phib=(phib+pi)/(2*pi);
89
90 gray=uint8(omega.*phib*gray2pi);
91
92 imshow(gray)
93 %fullscreen(gray,2)

1 function phi=mirect(X,L)
2 x=mod(X,L);
3 phi=double(x>=L/2)*pi;

1 function psi=mirectrect(x,L)
2
3 psi=double(abs(x)<=L/2);
```

En el último experimento se generó un código en MATLAB para crear un patrón con líneas rectas horizontales como el que se muestra en la Fig. B.3 y el código elaborado:



**Figura B.3:** Patrón de líneas, rectas, horizontales. Cada línea tiene un ancho de 100 píxeles.

```

1 % clear all;
2 % close all;
3 gray2pi=210;
4 graypi=gray2pi/2;
5 x=1:800; %amano del modulador
6 y=1:600;
7 [X,Y]=meshgrid(x,y);
8 Ly=100; %amplitud de todo el patron
9 r=mod(Y,Ly)<Ly/2; % patron de sen cos interfiriendo
10 gray=uint8(r*graypi); %configura las fases y las proyecta
    modulador
11 imshow(gray)
12 % fullscreen(gray,2)

```

## B.2. Haces Gaussianos

Un haz Gaussiano es un haz de radiación electromagnética cuya distribución del campo eléctrico e intensidad son descritas por funciones Gaussianas, la mayoría de los láseres emiten campos eléctricos que se pueden aproximar con dicha distribución. En general, la representación de un haz Gaussiano esta dado por diferentes factores tales como el radio de curvatura  $R(z)$ , el radio del haz  $W(z)$ , el radio de la cintura  $W_0$ , el rango de Rayleigh  $z_0$ , si es dos veces el rango de Rayleigh se le llama profundidad focal, y su intensidad característica  $I$ . En seguida se muestran sus respectivas ecuaciones [(44)]:

## B. TEORÍA COMPLEMENTARIA

---

$$R(z) = z[1 + (\frac{z_0}{z})^2], \quad (\text{B.1})$$

$$W(z) = W_0[1 + (\frac{z}{z_0})^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{B.2})$$

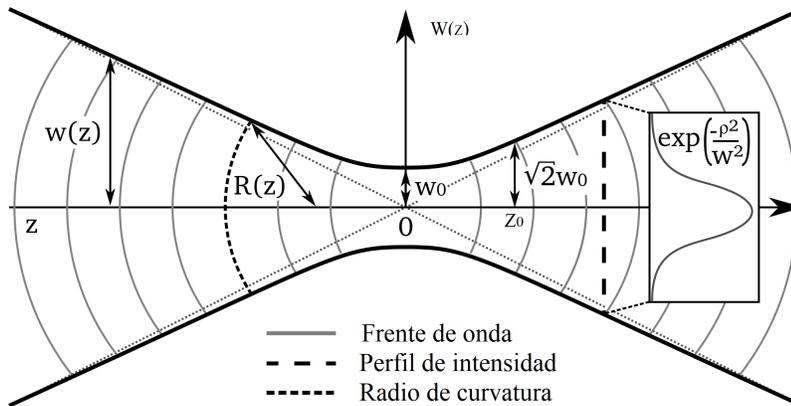
$$W_0 = (\frac{\lambda z_0}{\pi})^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{B.3})$$

$$2z_0 = \frac{2\pi W_0^2}{\lambda}, \quad (\text{B.4})$$

$$I(\rho, z) = I_0[\frac{W_0}{W(z)}]^2 e^{\frac{-2\rho^2}{W^2(z)}} \quad (\text{B.5})$$

y la  $I_0$  está dada por  $I_0 = \frac{2P}{\pi W_0^2}$  que tiene una potencia P.

Los parámetros antes mencionados se muestran en la siguiente Fig.(B.4):



**Figura B.4:** Esquema para representar los parámetros de un haz Gaussiano. Imagen tomada de [(51)]

# Bibliografía

---

- [1] András Czirók and Tamás Vicsek. Collective motion. 527:152–164, 06 2007. [1](#)
- [2] Alexandra Sirota-Madi, Tsviya Olender, Yael Helman, Colin Ingham, Ina Brainis, Dalit Roth Rosenberg, Efrat Hagi, Leonid Brodsky, Dena Leshkowitz, Vladimir Galatenko, Vladimir Nikolaev, Raja Mugasimangalam, Sharron Bransburg Zabary, David Gutnick, Doron Lancet, and Eshel Ben-Jacob. Genome sequence of the pattern forming paenibacillus vortex bacterium reveals potential for thriving in complex environments. *BMC genomics*, 11:710, 12 2010. [1](#)
- [3] HC Berg and DA Brown. Chemotaxis in escherichia coli analysed by three-dimensional tracking. *Nature*, 239(5374):500—504, October 1972. [2](#)
- [4] Howard C. Berg and Linda R Turner. Chemotaxis of bacteria in glass capillary arrays. escherichia coli, motility, microchannel plate, and light scattering. *Biophysical journal*, 58 4:919–30, 1990. [2](#)
- [5] H.C. Berg, A. Borowski, and E.R. De Vivie. *E. coli in Motion*. Biological and Medical Physics, Biomedical Engineering. Springer, 2004. [2](#)
- [6] Ingmar H. Riedel, Karsten Kruse, and Jonathon Howard. A self-organized vortex array of hydrodynamically entrained sperm cells. *Science*, 309(5732):300–303, 2005. [2](#)
- [7] David M Woolley. Motility of spermatozoa at surfaces. *Reproduction*, 126 2:259–70, 2003. [2](#)
- [8] F. Donado, J. M. Sausedo-Solorio, and R. E. Moctezuma. Dynamical and structural properties of a granular model for a magnetorheological fluid. *Phys. Rev. E*, 95:022601, Feb 2017. [2](#)
- [9] Frank Schweitzer. *Brownian Agents and Active Particles*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003. [2](#), [10](#), [12](#), [13](#)
- [10] Clemens Bechinger, Roberto Di Leonardo, Hartmut Löwen, Charles Reichhardt, Giorgio Volpe, and Giovanni Volpe. Active particles in complex and crowded environments. *Rev. Mod. Phys.*, 88:045006, Nov 2016. [2](#), [3](#), [4](#), [5](#), [11](#), [13](#)

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [11] Stephen J. Ebbens and Jonathan R. Howse. In pursuit of propulsion at the nanoscale. *Soft Matter*, 6:726–738, 2010. [2](#), [19](#), [20](#), [22](#)
- [12] Andreas Walther and Axel H. E. Muller. Janus particles. *Soft Matter*, 4:663–668, 2008. [2](#), [3](#)
- [13] Hong-Ren Jiang, Natsuhiko Yoshinaga, and Masaki Sano. Active motion of a janus particle by self-thermophoresis in a defocused laser beam. *Phys. Rev. Lett.*, 105:268302, Dec 2010. [3](#), [4](#), [21](#), [22](#), [24](#), [25](#)
- [14] Jeffrey L. Moran and Jonathan D. Posner. Phoretic self-propulsion. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 49(1):511–540, 2017. [3](#)
- [15] Giovanni Volpe, Ivo Buttinoni, Dominik Vogt, Hans-Jurgen Kummerer, and Clemens Bechinger. Microswimmers in patterned environments. *Soft Matter*, 7:8810–8815, 2011. [5](#)
- [16] Juan Rubén GOMEZ-SOLANO, Alex Blokhuis, and Clemens Bechinger. Dynamics of self-propelled janus particles in viscoelastic fluids. *Physical review letters*, 116 13:138301, 2016. [5](#)
- [17] A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 24:156–159, Jan 1970. [6](#)
- [18] A. Ashkin. Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers. *Opt. Photon. News*, 10(5):41, May 1999. [6](#), [13](#), [14](#), [15](#), [21](#), [35](#)
- [19] Claudius Gros. *Complex and Adaptive Dynamical Systems: A Primer*. Springer Publishing Company, Incorporated, 1st ed.2008. corr. 2nd printing edition, 2009. [9](#), [10](#)
- [20] Rongxin Huang, Isaac Chavez, Katja M. Taute, Branimir Lukić, Sylvia Jeney, Mark G. Raizen, and Ernst Ludwig Florin. Direct observation of the full transition from ballistic to diffusive brownian motion in a liquid. *Nature Physics*, 7(7):576–580, 7 2011. [9](#)
- [21] A. Einstein. Investigations on the theory of the brownian movement. *Ann. der Physik*, 1905. [9](#), [10](#)
- [22] Tongcang Li, Simon Kheifets, David Medellin, and Mark G. Raizen. Measurement of the instantaneous velocity of a brownian particle. *Science*, 328(5986):1673–1675, 2010. [9](#)
- [23] H.C. Berg. *Random Walks in Biology*. Princeton paperbacks. Princeton University Press, 1993. [10](#), [11](#), [23](#)
- [24] Sergey S. Stepanov. Springer International Publishing, Heidelberg, 2013. [10](#), [11](#)
- [25] William T Coffey and Yuri P Kalmykov. *The Langevin Equation*. WORLD SCIENTIFIC, 3rd edition, 2012. [11](#)

- 
- [26] H. Rubinsztein-Dunlop, T. A. Nieminen, M. E. J. Friese, N. R. Heckenberg. Optical trapping of absorbing particles. volume 30 of *Advances in Quantum Chemistry*, pages 469 – 492. Academic Press, 1998. [13](#), [14](#), [51](#)
- [27] David Grier. A revolution in optical manipulation. 424:810–6, 09 2003. [14](#), [15](#), [16](#)
- [28] Onofrio M. Maragò, Philip H. Jones and Giovanni Volpe. *Optical Tweezers Principles and Applications*. Cambridge University Press, 2015. [17](#), [18](#), [19](#), [24](#), [25](#), [52](#)
- [29] J L Anderson. Colloid transport by interfacial forces. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 21(1):61–99, 1989. [19](#), [20](#), [22](#)
- [30] Moskovskoe obshchestvo ljubitelei prirody. *Nouveaux mémoires de la Société impériale des naturalistes de Moscou.*, volume t.1 (1829). Moscou :La Société., 1829. <https://www.biodiversitylibrary.org/bibliography/9067> — Vol. 17, livr. 4 published in 1915. — 1829-1940 [L] ; 1829-1860 [T]. — Continues numbering of earlier series while retaining its own numbering. Thus, t. 1-18 of Nouveaux mémoires is also numbered as t. 7-24 of Mémoires. — Continues numbering of earlier series while retaining its own numbering. Thus, t. 1-18 of Nouveaux mémoires is also numbered as t. 7-24 of Mémoires. [19](#)
- [31] Vishwanath Shukla, Romain Volk, Mickaël Bourgoïn, and Alain Pumir. Phoresis in turbulent flows. *New Journal of Physics*, 19(12):123030, 2017. [20](#)
- [32] Ivo Buttinoni. *Self-propelled particles driven by light*. PhD thesis, Fakultät Mathematik und Physik. Universität Stuttgart, November 2013. [20](#)
- [33] Xiankun Lin, Tieyan Si, Zhiguang Wu, and Qiang He. Self-thermophoretic motion of controlled assembled micro-/nanomotors. 19, 05 2017. [20](#), [21](#)
- [34] Jonathan R. Howse, Richard A. L. Jones, Anthony J. Ryan, Tim Gough, Reza Vafabakhsh, and Ramin Golestanian. Self-motile colloidal particles: From directed propulsion to random walk. *Phys. Rev. Lett.*, 99:048102, Jul 2007. [20](#)
- [35] John L. Anderson and Dennis C. Prieve. Diffusiophoresis: Migration of colloidal particles in gradients of solute concentration. *Separation and Purification Methods*, 13(1):67–103, 1984. [22](#)
- [36] Mingcheng Yang and Marisol Ripoll. Drift velocity in non-isothermal inhomogeneous systems. *The Journal of Chemical Physics*, 136(20):204508, 2012. [22](#)
- [37] Fred C. MacKintosh. Active diffusion: The erratic dance of chromosomal loci. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109(19):7138–7139, 2012. [23](#)
- [38] M. MODZEL, K.A. SOLANKO, M. SZOMEK, S.K. HANSEN, A. DUPONT, L.J. NABO, J. KONGSTED, and D. WUSTNER. Live-cell imaging of new polyene sterols for improved analysis of intracellular cholesterol transport. *Journal of Microscopy*, 271(1):36–48. [23](#)
-

- [39] Howse JR and Jones RAL and Ryan AJ and Gough T and Vafabakhsh R and Golestanian R. Self-motile colloidal particles: from directed propulsion to random walk. *Phys Rev Lett*, 99:048102, 7 2007. Accessed on 2018/11/03. [24](#), [25](#)
- [40] Alexander Mikhailov and D. Meinköhn. Self-motion in physico-chemical systems far from thermal equilibrium. In Lutz Schimansky-Geier and Thorsten Pöschel, editors, *Stochastic Dynamics*, pages 334–345, Berlin, Heidelberg, 1997. Springer Berlin Heidelberg. [24](#)
- [41] A.J.V. Vaamonde, J.J. de Damborenea, and J.J.D. González. *Ciencia e ingeniería de la superficie de los materiales metálicos*. Textos universitarios. Consejo Superior de Investigaciones Científicas, 2001. [28](#)
- [42] Shunichi Sato, Yasunori Harada, and Yoshio Waseda. Optical trapping of microscopic metal particles. *Opt. Lett.*, 19(22):1807–1809, Nov 1994. [45](#)
- [43] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and Steven Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Opt. Lett.*, 11(5):288–290, May 1986. [48](#)
- [44] B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2007. [48](#), [83](#)
- [45] Ing. Fís. Nelson Alonso Correa Rojas. *MANIPULACIÓN DE OBJETOS MICROMÉTRICOS POR MEDIO DE PINZAS ÓPTICAS*. PhD thesis, Facultad de Ciencias. Universidad Nacional de Colombia – Sede Medellín, Marzo 2012. [48](#)
- [46] Hamamatsu Photonics K.K. All Rights Reserved. Lcos-slm applications and features, March 2018. [Web; accedido el 04-03-2019]. [51](#)
- [47] Richard A. Beth. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light. *Phys. Rev.*, 50:115–125, Jul 1936. [51](#)
- [48] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman. Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes. *Phys. Rev. A*, 45(11):8185–8189, June 1992. [51](#)
- [49] Silvia Albaladejo, Manuel I. Marqués, Marine Laroche, and Juan José Sáenz. Scattering forces from the curl of the spin angular momentum of a light field. *Phys. Rev. Lett.*, 102:113602, Mar 2009. [52](#)
- [50] Aaron Yevick, Daniel J. Evans, and David G. Grier. Photokinetic analysis of the forces and torques exerted by optical tweezers carrying angular momentum. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 375(2087):20150432, 2017. [52](#)
- [51] Image by (Aleph). Gaussian beam with german description.svg, March 2008. [Web; accedido el 06-01-2019]. [84](#)