

La investigación reportada en esta tesis es parte de los programas de investigación del CICESE (Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California).

La investigación fue financiada por el CONAHCYT (Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías).

Todo el material contenido en esta tesis está 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 o titular de los Derechos de Autor.

CICESE © 2024, Todos los Derechos Reservados, CICESE

# Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California



---

## Maestría en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica

---

### Diseño de trampas ópticas con campos evanescentes

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de  
Maestro en Ciencias

Presenta:

**Luisa Fernanda Cely Ruiz**

Ensenada, Baja California, México

2024

Tesis defendida por

**Luisa Fernanda Cely Ruiz**

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Víctor Ruiz Cortés  
Director de tesis

Dra. Noemí Abundiz Cisneros

Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez

Dr. Israel Rocha Mendoza



Dr. Daniel Jáuregui Vázquez  
Coordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Ana Denise Re Araujo  
Directora de Estudios de Posgrado

Resumen de la tesis que presenta Luisa Fernanda Cely Ruiz como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

### **Diseño de trampas ópticas con campos evanescentes**

Resumen aprobado por:

Dr. Víctor Ruiz Cortés  
Director de tesis

El uso de campos evanescentes para confinar y guiar partículas es un tema de estudio muy importante en una amplia gama de áreas de investigación debido a la gran cantidad de aplicaciones que presenta. Este trabajo presenta experimentalmente el confinamiento de partículas dieléctricas de tamaño micrométrico mediante trampas ópticas generadas en el plano focal de un objetivo de microscopio de fluorescencia de reflexión interna total (TIRF, por sus siglas en inglés). Estas trampas ópticas se generan mediante dos campos evanescentes contrapropagantes, los que son estructurados con la ayuda de un modulador espacial de luz (SLM, por sus siglas en inglés) en modo de reflexión. Se presenta primero el funcionamiento del modulador espacial de luz, la teoría de difracción y el algoritmo aditivo-adaptativo (AA) para calcular la distribución de fase necesaria para generar los patrones de difracción deseados en un plano de observación específico. Una vez obtenidos los haces estructurados, se investiga el montaje experimental requerido para guiarlos de tal manera que, al incidir sobre la superficie del sustrato que contiene la muestra, lo hagan con un ángulo superior al ángulo crítico y, por consiguiente, generen la trampa óptica deseada.

**Palabras clave:** Onda evanescente estructurada, trampa óptica, modulador espacial de luz.

Abstract of the thesis presented by Luisa Fernanda Cely Ruiz as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

### **Design of optical traps with evanescent fields**

Abstract approved by:

PhD Víctor Ruiz Cortés  
Thesis Director

The use of evanescent fields to confine and guide particles is an important research topic in a broad range of areas due to its numerous applications. This work experimentally demonstrates the confinement of micrometer-sized dielectric particles through optical traps generated in the focal plane of a total internal reflection fluorescence microscope (TIRF). These optical traps are generated using two counter-propagating evanescent fields, which are structured with the assistance of a spatial light modulator (SLM) operating in reflection mode. First, the operation of the spatial light modulator, diffraction theory, and the additive-adaptive (AA) algorithm are presented to calculate the necessary phase distribution to generate the desired diffraction patterns in a specific observation plane. Once the structured beams are obtained, the experimental setup required to guide them is investigated so that, upon incidence on the surface of the substrate containing the sample, they do so at an angle greater than the critical angle, to generate the desired optical trap.

**Keywords:** Evanescent wave, optical trap, spatial light modulator.

## Dedicatoria

**Dedico esta tesis a mi familia. A mi papá, Luis Antonio, por siempre alentarme a ser curiosa y heredarme ese amor por la ciencia que lo caracteriza; a mi mamá, Claudia Patricia, por siempre motivarme a crecer como persona; a mi hermana, Claudia Andrea, por ser mi amiga y confidente; y a Juan David, por ser mi apoyo en todo el camino.**

## Agradecimientos

Agradezco al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California (CICESE), por acogerme durante estos años de maestría.

Al Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías (CONAHCyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría. Número de becario: 1153153.

A mi director de tesis, el Dr. Víctor Ruíz, por su tiempo, sus enseñanzas y sus sugerencias a lo largo de este trabajo. A mis sinodales, la Dra. Noemí Abundiz, el Dr. Eugenio Méndez y el Dr. Israel Rocha, por aceptar ser parte de este comité y por sus valiosos comentarios para mejorar este trabajo de tesis.

Al Departamento de Óptica, por la valiosa formación académica recibida durante mi tiempo de maestría.

A todos mis compañeros de maestría y a todas las bellas personas que conocí dentro y fuera del CICESE, por su valiosa amistad y apoyo durante este tiempo de estudio.

A Juan, por escucharme, alentarme y por siempre estar ahí para mí.

Finalmente, a mi familia, por su infinito apoyo y comprensión durante todas las etapas. En especial a mi papá, Luis Antonio Cely Becerra, a mi mamá, Claudia Patricia Ruiz Pérez, a mi hermana, Claudia Andrea Cely Ruiz, a mis tíos Luz Esmeralda Ruiz Pérez y Jorge Orlando Ruiz Pérez por siempre creer en mí.

# Tabla de contenido

	Página
Resumen en español .....	ii
Resumen en inglés .....	iii
Dedicatoria .....	iv
Agradecimientos .....	v
Lista de figuras .....	viii
<b>Capítulo 1. Introducción</b>	
1.1. Hipótesis .....	4
1.2. Objetivos .....	4
1.2.1. Objetivo general .....	4
1.2.2. Objetivos específicos .....	5
<b>Capítulo 2. Antecedentes</b>	
<b>Capítulo 3. Marco teórico</b>	
3.1. Luz como onda electromagnética .....	16
3.1.1. Teoría electromagnética .....	16
3.1.2. Ecuación de Helmholtz .....	18
3.2. Propagación de la luz .....	18
3.2.1. Principio de Huygens-Fresnel .....	19
3.2.1.1. Aproximación de Fresnel .....	21
3.2.1.2. Aproximación de Fraunhofer .....	22
3.2.2. Espectro angular .....	23
3.2.3. Diferencias entre la propagación con el principio de Huygens-Fresnel y con el espectro angular .....	25
3.3. Campo evanescente .....	26
3.4. Presión de radiación .....	28
3.4.1. Fuerza por presión de radiación .....	29
3.4.1.1. Medición de fuerza por presión de radiación .....	33
<b>Capítulo 4. Metodología</b>	
4.1. Modulador espacial de luz .....	35
4.1.1. Caracterización del modulador espacial de luz .....	37
4.2. Propagación con el modulador espacial de luz .....	39
4.2.1. Algoritmo aditivo adaptativo .....	40
4.3. Montaje para la generación de campos evanescentes .....	43
4.4. Diseño de Trampas Ópticas .....	45
<b>Capítulo 5. Resultados y discusión</b>	
5.1. Caracterización del modulador espacial de luz .....	54
5.2. Propagación de la luz a partir del modulador espacial de luz .....	57



5.3. Diseño de Trampas Ópticas . . . . .	60
5.4. Manipulación de partículas . . . . .	73

## **Capítulo 6. Conclusiones**

<b>Literatura citada</b> . . . . .	85
<b>Anexo</b> . . . . .	88

# Lista de figuras

Figura	Página
1. Montajes usados para corroborar la existencia de la presión de radiación. . . . .	1
2. Primer montaje propuesto de pinzas ópticas. Tomado de Ashkin (1970). . . . .	6
3. Primer montaje de haces contrapropagantes para confinar partículas. Tomado de Ashkin (1970). . . . .	7
4. Diagrama de la óptica de rayos de una partícula de Mie atrapada en el agua por un haz altamente enfocado. Tomado de Ashkin et al. (1986). . . . .	7
5. Montaje para el guiado óptico con ondas evanescentes. Tomado de Kawata & Sugiura (1992). . . . .	9
6. Ilustración de la fuerza ejercida sobre una micropartícula dieléctrica en un campo evanescente. Tomado de Kawata & Sugiura (1992). . . . .	9
7. Ilustración de una micropartícula de radio $a$ (medio 3) situada en la región del campo evanescente (medio 2), con un haz láser incidente en el sustrato (medio 1) con un ángulo mayor al ángulo crítico. Tomado de Almaas & Brevik (1995). . . . .	10
8. Resultados del cálculo numérico del campo evanescente y fuerzas que actúan sobre una partícula. Tomado de Ruiz-Cortés & Vite-Frías (2008). . . . .	11
9. Montaje para el asimiento óptico con ondas evanescentes en guía de onda. Tomado de Kawata & Tani (1996). . . . .	12
10. Montaje para trampas ópticas en campo evanescente mediante dos haces contrapropagantes. Tomado de Garcés-Chávez et al. (2005) . . . . .	13
11. Montaje para trampas ópticas en campo evanescente mediante la interferencia de dos haces contrapropagantes. Tomado de Mellor et al. (2005) . . . . .	13
12. Logaritmo de la amplitud de la componente $z$ de la fuerza que actúa sobre una partícula de Mie colocada en el campo de interferencia en función del ángulo de incidencia y del diámetro de la partícula, en donde los contornos blancos muestran las amplitudes de fuerza de 1, 10 y 100 ( $pN$ ). Tomado de Siler et al. (2006). . . . .	14
13. Montaje para trampas ópticas móviles en campo evanescente mediante dos haces contrapropagantes. Tomado de Čižmár et al. (2006) . . . . .	15
14. Método de clasificación óptica para partículas. Tomado de Čižmár et al. (2006). . . . .	15
15. Diagrama que explica el principio de Huygens-Fresnel . . . . .	19
16. Geometría de difracción, donde $(\xi, \eta)$ es el plano inicial y $(x, y)$ es el plano de observación. . . . .	20
17. Representación de una onda propagante como sumatoria de infinitas ondas planas . . . . .	23
18. Esquema de los dominios para resolver la propagación de la onda con espectro angular . . . . .	24
19. Distancia entre los puntos de muestreo para propagación con el principio de Huygens-Fresnel . . . . .	25
20. Distancia entre los puntos de muestreo para propagación con espectro angular . . . . .	26

Figura	Página
21. Reflexión interna. a) Incidencia normal de un haz de luz. b) Incidencia de un haz de luz con un ángulo $\theta_1$ con respecto a la normal. c) Incidencia de un haz de luz con un ángulo $\theta_{\text{crítico}}$ con respecto a la normal. d) Incidencia de un haz de luz con un ángulo mayor o igual al ángulo crítico, generando así el campo evanescente. . . . .	26
22. Dirección de las fuerzas actuantes por los campos evanescentes en el eje $x$ . . . . .	33
23. Estructura interna de un píxel de la pantalla de un modulador espacial de luz en reflexión. . . . .	35
24. Modulador espacial de luz SLM LC-R2500-m. . . . .	36
25. Cristal líquido de giro helicoidal. a) Moléculas en disposición helicoidal cuando no hay un campo eléctrico aplicado. b) Moléculas alineadas con el campo eléctrico aplicado. . . . .	37
26. Esquema de montaje experimental para la caracterización del modulador . . . . .	37
27. Esquema de montaje experimental con polarizador para verificar el ángulo óptimo de la placa retardadora de $\lambda/2$ . . . . .	39
28. Geometría de propagación, donde en el plano inicial se encuentra la pantalla de fase generada, y en el plano final se presenta la distribución de intensidad deseada. . . . .	39
29. Esquema del funcionamiento del algoritmo aditivo adaptativo. . . . .	40
30. Esquema montaje experimental para probar la modulación en fase del modulador espacial de luz. . . . .	43
31. Esquema montaje experimental para la generación de campos evanescentes. . . . .	43
32. Sistema de lentes del montaje para campos evanescentes contrapropagados generados mediante haces inclinados y enfocados en el BFP de un objetivo de microscopio TIRF. . . . .	44
33. Desplazamiento del haz enfocado con respecto al eje óptico dado por la distribución de fase enviada al modulador espacial de luz (SLM). . . . .	46
34. Desplazamiento simétrico de los haces con respecto al eje óptico. . . . .	48
35. Esquema del montaje que simula el funcionamiento del microscopio para probar los diseños de las trampas ópticas . . . . .	49
36. Propagación del campo óptico a través de las lentes del montaje experimental mediante transformadas de Fourier, comenzando en un plano $(x, y)$ y finalizando en un plano $(x', y')$ . . . . .	50
37. Trazo de rayos mediante método matricial (Unidades del eje en centímetros [cm]). . . . .	52
38. Esquema de muestra para pruebas de manipulación de partículas. Tomado de Morales Valenzuela (2020). . . . .	52
39. Sistema de referencia. . . . .	54
40. Pantallas de fase enviadas al modulador espacial de luz. Las flechas indican el cambio entre las pantallas. a) Pantalla sin modular (valor de 0 en la escala de grises). b) Pantalla con la mitad izquierda sin modular y la mitad derecha con un valor de 120 en la escala de grises (aumento en el voltaje suministrado). c) Pantalla con la mitad izquierda sin modular y la mitad derecha con un valor de 255 en la escala de grises (máximo aumento en el voltaje suministrado). . . . .	55

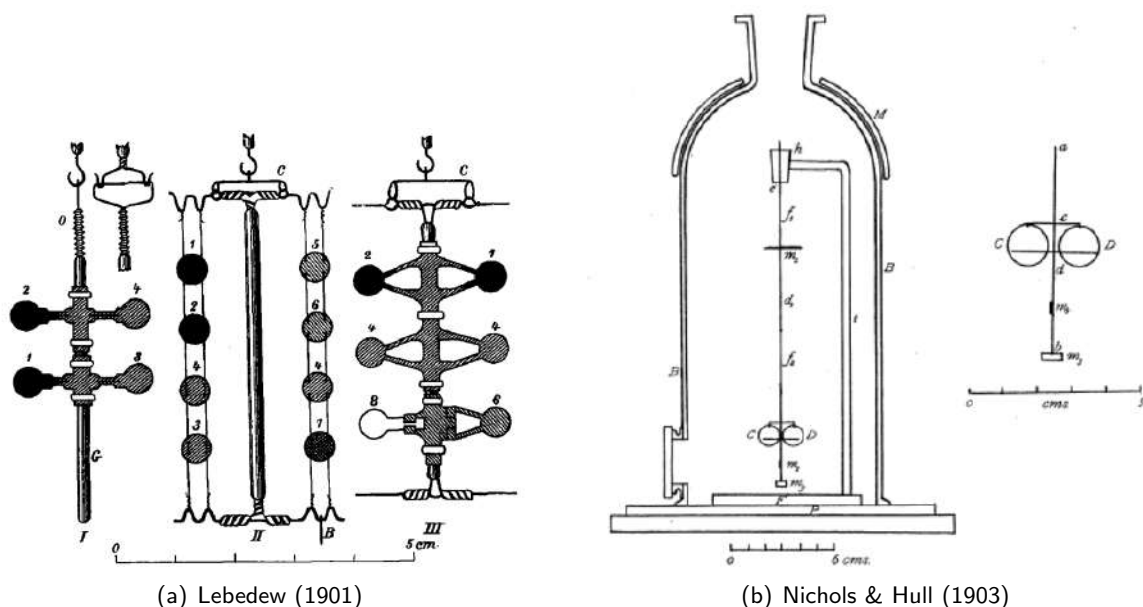
Figura	Página
41. Franjas de interferencia. a) Comparación de franjas de interferencia sin modulación (pantalla de la Figura 40a) y con modulación (pantalla en escala de grises de la Figura 40b). b) Perfil de las franjas de interferencia sin modulación (pantalla de la Figura 40a) y con modulación (pantalla en escala de grises de la Figura 40b). . . . .	56
42. Desplazamiento de fase vs. Escala de grises. . . . .	56
43. Impacto de la fase inicial durante el paso 1 del algoritmo. a), d) y g) Distribuciones espaciales de intensidad deseada. b), e) y h) Distribuciones de fase obtenidas comenzando con una fase inicial $\alpha_1(\xi, \eta)$ aleatoria, lo que genera una distribución de fase sin patrón definido. c), f) y i) Distribuciones de fase obtenidas comenzando con una fase inicial $\alpha_1(\xi, \eta)$ de cero o nula, lo que genera un orden para visualizar la información deseada en intensidad. . . . .	57
44. Distribuciones espaciales. a), d) y g) Distribuciones espaciales de intensidad deseada. b), e) y h) Distribuciones espaciales de intensidad obtenidas numéricamente a partir de una fase inicial aleatoria. c), f) y i) Distribuciones espaciales de intensidad obtenidas numéricamente a partir de una fase inicial nula. . . . .	58
45. a), b) y c) Distribuciones espaciales de luz resultantes en el plano final ( $z = 100$ cm) después de la proyección de las pantallas de fase. . . . .	59
46. Montaje experimental que simula el funcionamiento del microscopio para probar los diseños de las trampas ópticas. . . . .	60
47. a) Esquema del sistema óptico con la lente $L_f$ y el objetivo del microscopio visto desde arriba, mostrando la inclinación del haz de luz inducida por la fase definida en la ecuación 69. b) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz. c) Desplazamiento en el plano focal o plano de observación de la distribución espacial de luz, inducido por la pantalla de fase de la Figura 47b. . . . .	61
48. a) Esquema del sistema óptico con la lente $L_f$ y el objetivo del microscopio visto desde arriba, mostrando la inclinación del haz de luz inducida por la fase definida en la ecuación 70. b) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz. c) Desplazamiento en el plano focal o plano de observación de la distribución espacial de luz, inducido por la pantalla de fase de la Figura 48b. . . . .	62
49. a) Esquema del sistema óptico con la lente $L_f$ y el objetivo del microscopio visto desde arriba, donde se muestra la inclinación del haz de luz inducida por la pantalla de fase que combina los desplazamientos en $-X_0$ y $+X_0$ . b) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz. c) Desplazamiento en el plano focal o plano de observación de la distribución espacial de luz inducido por la pantalla de fase de la Figura 49b. . . . .	63
50. a) Esquema del sistema óptico con la lente $L_f$ , el objetivo del microscopio y el filtro espacial visto desde arriba, donde se muestra el camino óptico que toma cada haz de luz si estos se aproximarán a dos haces colimados. b) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz. c) Distribución espacial de luz inducida por la pantalla de fase de la Figura 50b. . . . .	64

51.	a) Esquema del sistema óptico con la lente $L_f$ , el objetivo del microscopio y el filtro espacial visto desde arriba, donde se muestra la inclinación del haz de luz inducida por la pantalla de fase que combina los desplazamientos en $-X_0$ y $+X_0$ y las distribuciones espaciales. b) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz para alejar las distribuciones. c) Distribución espacial de luz inducida por la pantalla de fase de la Figura 51b.d) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz para juntar las distribuciones. e) Distribución espacial de luz inducida por la pantalla de fase de la Figura 51d. . . . .	65
52.	Distribuciones espaciales de luz juntas. a) Distribución espacial resultante cuando solo pasa la luz que llega desde la parte negativa del eje $x$ en el BFP. b) Distribución espacial cuando toda la luz pasa a través del BFP del objetivo del microscopio. c) Distribución espacial resultante cuando solo pasa la luz que llega desde la parte positiva del eje $x$ en el BFP. . . . .	66
53.	Montaje experimental para la generación de campos evanescentes. . . . .	67
54.	Alineación del montaje experimental. a) Alineación del eje óptico del montaje. b) alineación con respecto a la inclinación de los haces de luz. . . . .	68
55.	Propagación del campo óptico a través de las lentes del montaje experimental mediante transformadas de Fourier, comenzando en un plano $(x, y)$ y finalizando en un plano $(x, y)$ . a) Pantalla de fase enviada el modulador. b) Distribuciones espaciales de luz en los diferentes planos de Fourier al tener propagación normal. . . . .	69
56.	a) Esquema del objetivo de microscopio b) Pantallas de fase para generar un desplazamiento la luz enfocada ( $\pm X_0$ ) en el BFP del objetivo de microscopio, donde $X_0$ va de $0,2\text{ mm}$ a $2.6\text{ mm}$ c) Inclinación en los haces que salen del objetivo de microscopio, dependiendo de que pantalla de fase es enviada al modulador. . . . .	70
57.	Propagación del campo óptico a través de las lentes del montaje experimental mediante transformadas de Fourier, comenzando en un plano $(x, y)$ y finalizando en un plano $(x, y)$ . a) Pantalla de fase enviada el modulador. b) Distribuciones espaciales de luz en los diferentes planos de Fourier al tener dos distribuciones de luz inclinadas para que se unan. . . . .	71
58.	Resultado del diseño de trampas ópticas. a), d), g) y j) Distribución espacial deseada para las trampas. b), e), h) y k) Pantallas de fase enviadas al modulador espacial de luz. c), f), i) y l) Distribuciones espaciales de luz en el plano focal a la salida del objetivo de microscopio, es decir, en el plano de observación. . . . .	72
59.	Desplazamiento de partículas de $3\mu\text{m}$ a la derecha. a) Esquema del objetivo de microscopio y la muestra junto con la dirección de la fuerza. b) Posición inicial de las partículas c) Desplazamiento de las partículas luego de 4 segundos. . . . .	74
60.	a) Velocidad de las partículas que desplazan a la derecha en el plano XY. b) Fuerza por la presión de radiación del campo evanescente que mueve las partículas que a la derecha en el plano XY. . . . .	75
61.	Desplazamiento de partículas de $3\mu\text{m}$ a la izquierda. a) Esquema del objetivo de microscopio y la muestra junto con la dirección de la fuerza. b) Posición inicial de las partículas c) Desplazamiento de las partículas luego de 4 segundos. . . . .	76

Figura	Página
62. a) Velocidad de las partículas que desplazan a la izquierda en el plano XY. b) Fuerza por la presión de radiación del campo evanescente que mueve las partículas que a la izquierda en el plano XY. . . . .	77
63. Confinamiento de partícula de $3\mu m$ . a) Esquema del objetivo de microscopio y la muestra junto con la dirección de las fuerzas. b) Posición inicial de la partícula. c) Confinamiento de la partícula luego de 2 segundos. . . . .	78
64. Confinamiento de partículas de $2\mu m$ . a) Esquema del objetivo de microscopio y la muestra junto con la dirección de las fuerzas. b) Confinamiento de las partículas en línea recta. . . . .	79
65. Desplazamiento de partículas de $1\mu m$ . a) Esquema del objetivo de microscopio y la muestra junto con la dirección de las fuerzas. b) Posición inicial de las partículas. c) Desplazamiento de las partículas luego de 7 segundos. . . . .	80
66. Interceptación de los haces en la interfaz vidrio-agua. a) Caso en el que la superposición de los haces está por debajo de la posición óptima. b) Caso en el que los haces coinciden completamente. c) Caso en el que la superposición de los haces está por encima de la posición óptima. . . . .	80

## Capítulo 1. Introducción

El concepto de presión de radiación surgió en 1619, cuando el astrónomo Johannes Kepler explicó que la cola de los cometas siempre apunta en dirección opuesta al sol debido a la presión de radiación que éste ejerce sobre las partículas que forman al cometa (Kepler, 1619). En 1865, James Clerk Maxwell afirmó que la luz puede modelarse una onda electromagnética y, por lo tanto, posee momento, lo que le permite ejercer presión sobre cualquier superficie expuesta a ella (Maxwell, 1865). Esta teoría se comprobó experimentalmente en 1900 por el físico ruso Piotr Lebedew, quien utilizó un dispositivo compuesto por un recipiente de vidrio con barras de vidrio que tenían círculos metálicos en las puntas (ver Figura 1a). En el experimento, la luz incidía sobre los círculos metálicos, lo que los hacía rotar debido a la presión de la luz sobre ellos (Lebedew, 1901). Posteriormente, en 1901, Ernest Fox Nichols y Gordon Ferrie Hull midieron la presión de radiación utilizando el radiómetro de Nichols (Nichols & Hull, 1903). Este dispositivo consta de un par de pequeños espejos suspendidos a modo de balanza de torsión en una fina fibra de cuarzo dentro de un recipiente en el que se podía regular la presión del aire (ver Figura 1b).



**Figura 1.** Montajes usados para corroborar la existencia de la presión de radiación.

En el mismo año, 1901, el físico Max Planck propuso una hipótesis que posteriormente fue demostrada por Albert Einstein en la que explicaría el equilibrio térmico de un cuerpo negro (Planck, 1901; Einstein, 1917). Esta hipótesis planteó que la energía está cuantizada, lo que implica que los cuantos de energía (fotones) poseen momento lineal y, por lo tanto, pueden ejercer presión. Esta teoría fue posteriormente demostrada experimentalmente por Arthur Compton en 1923. Compton experimentó con rayos X y

observó que, al incidir sobre un bloque de carbón, los rayos interactuaban con los electrones en los átomos del material. Como resultado, los rayos salían dispersados en varias direcciones y, a medida que el ángulo de dispersión aumentaba, también lo hacía la longitud de onda de los rayos. Esto se explica por el comportamiento corpuscular de los cuantos de rayos X cuando chocan con un electrón, alterando así su energía cinética (Compton, 1923). De esta manera, la presión de radiación pudo ser descrita tanto desde el punto de vista ondulatorio como corpuscular.

En 1970, el físico Arthur Ashkin propuso una aplicación para la presión de radiación (Ashkin, 1970). Esta técnica consistía en asir y acelerar micropartículas suspendidas en un fluido mediante la presión ejercida por un láser. Ashkin descubrió que esta técnica podía generar pozos de potencial ópticos estables en los que las partículas quedaban atrapadas solo por la presión de radiación que se generaba en la cintura de un haz de luz.

En 1986, Ashkin desarrolló el montaje experimental para atrapar partículas dieléctricas utilizando una trampa óptica de un solo haz (Ashkin et al., 1986). Con este montaje, se estudió la fuerza de dispersión y la fuerza gradiente, y se observó el comportamiento de partículas de Mie y de Rayleigh (siendo las partículas de Rayleigh más pequeñas que las de Mie). Además, Ashkin demostró la utilidad de esta técnica para atrapar virus y bacterias (Ashkin & Dziedzic, 1987), lo que le valió el Premio Nobel de Física en 2018. Actualmente, la técnica de trampas ópticas es ampliamente utilizada en áreas como la biología, las nanociencias y la medicina.

Años después, Kawata y Sugiura, basándose en los hallazgos de Ashkin sobre la levitación, aceleración y asimiento de partículas, propusieron mover partículas micrométricas mediante un campo evanescente generado por un láser (Kawata & Sugiura, 1992). Utilizaron un prisma de alto índice de refracción iluminado por el haz de un láser YAG de  $1.06 \mu\text{m}$  de longitud de onda, que incidió con un ángulo mayor al ángulo crítico para producir un campo evanescente sobre la superficie del prisma. Con el tiempo, se ha investigado ampliamente el uso de guiado óptico con ondas evanescentes. Algunos ejemplos de esto incluyen el uso de campo evanescente generados en guías de ondas para propulsar partículas de Mie (Kawata & Tani, 1996), así como el estudio teórico de las fuerzas que actúan sobre las partículas debido a la onda evanescente. Almaas & Brevik (1995) lo investigaron con la teoría de ondas electromagnéticas, mientras que J. Walz lo hizo con la óptica de rayos (Walz, 1999). Además, se han llevado a cabo simulaciones numéricas (Lester & Nieto-Vesperinas, 1999; Ruiz-Cortés & Vite-Frías, 2008) para entender diferentes características del asimiento óptico con onda evanescente. Estos estudios demostraron que la fuerza ejercida en las partículas dieléctricas las empuja hacia la superficie en vez de alejarlas, como originalmente propusieron Kawata & Sugiura (1992).



En los diferentes estudios se ha observado un inconveniente en el uso del campo evanescente para el manejo de micropartículas, y es el hecho de que no existe un pozo de potencial óptico que confine la partícula, como sucede con el uso de la cintura de un haz gaussiano. Por lo tanto, el campo evanescente puede desplazar la partícula, pero no puede confinarla en un punto de la superficie del sustrato. Este inconveniente se puede superar al contrapropagar dos haces incidentes en un prisma en condición de reflexión interna total, generando la interferencia de dos campos evanescentes. Este montaje se realizó en 2005, cuando Garcés-Chávez et al. (2005) y Mellor et al. (2005) trabajaban simultáneamente en un arreglo con haces contrapagantes. En el caso de Garcés-Chávez et al. (2005) lograron franjas de interferencia con un período de  $12 \mu\text{m}$ , donde las franjas iluminadas funcionaban como trincheras ópticas que confinaban las partículas en ellas. En el caso de Mellor et al. (2005) las franjas de interferencia tenían una separación de  $0.4 \mu\text{m}$ , con lo que pudieron observar la formación de conjuntos estables de diferentes formas que dependían del tamaño de la partícula y de la polarización relativa entre los dos haces. Posteriormente, se realizó un análisis teórico, Siler et al. (2006) estudiaron las fuerzas actuantes en una partícula de Mie colocando un campo de interferencia generado por dos haces evanescentes, mostrando que las partículas se ven confinadas por las franjas de interferencia. En los años posteriores se han llevado a cabo diferentes estudios sobre la interferencia de haces en campo evanescente, ya sea de dos haces (Čižmár et al., 2006; Summers et al., 2012; Siler et al., 2012) o de más de dos haces (Mohammadnezhad & Hassanzadeh, 2017), lo que amplía los diferentes tipos de trampas ópticas.

En el caso de nuestro grupo de trabajo, se han estudiado diferentes montajes en los que se emplean ondas evanescentes para guiar partículas. En 2013, Esaú López realizó un estudio sobre el guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado en un sistema optofluídico (López Aguilar, 2013). En este estudio, se llevó a cabo un montaje similar al realizado por Kawata y Sugiura (Kawata & Sugiura, 1992), con la diferencia de que el haz utilizado para generar el campo evanescente fue estructurado utilizando un modulador espacial de luz (SLM, por sus siglas en inglés).

Por otro lado, German Morales investigó la propulsión de diferentes tipos de partículas, incluyendo partículas sólidas de tipo core-shell y virus del mosaico de bromo. Para ello utilizó el campo evanescente generado por la incidencia de un haz en un prisma (Morales Valenzuela, 2020).

Continuando con nuestro estudio, el objetivo es confinar partículas dieléctricas mediante trampas ópticas generadas en una superficie cuando ésta es iluminada por haces de luz que inciden desde un objetivo de microscopio de alta apertura numérica en condiciones de reflexión interna total. Estas trampas ópticas se generan utilizando dos campos evanescentes estructurados que se encuentran en contrapropagación. Dichos campos se estructuran utilizando un modulador espacial de luz, lo que permite generar patrones

con una distribución de intensidad arbitraria.

A diferencia de los montajes anteriores, que empleaban dos haces de luz (Garcés-Chávez et al., 2005; Mellor et al., 2005; Siler et al., 2006; Čižmár et al., 2006; Summers et al., 2012; Siler et al., 2012), los cuales incidían en un prisma y generaban franjas de interferencia limitando la sujeción de las partículas a dichas franjas, en nuestro caso optaremos por utilizar un objetivo de microscopio de alta apertura numérica en lugar del prisma, Simplificando también el montaje con el uso de un microscopio invertido. Además, integraremos un modulador espacial de luz para generar los dos haces estructurados, facilitando su guía hacia el microscopio y ofreciendo flexibilidad en la estructura de los haces utilizados. Como resultado, seremos capaces de crear trampas ópticas con diferentes distribuciones espaciales, lo que añadirá versatilidad a las capacidades de nuestro montaje.

## **1.1. Hipótesis**

Se utiliza un modulador espacial de luz para generar diseños de fases que modifiquen la distribución espacial de dos campos evanescentes contrapropagantes, para así obtener trampas ópticas con diferentes estructuras. Estas trampas ópticas son capaces de confinar micropartículas dieléctricas en un plano de observación específico.

## **1.2. Objetivos**

### **1.2.1. Objetivo general**

Diseñar e implementar trampas ópticas basadas en campos evanescentes contrapropagantes, generados por dos haces de luz estructurados, para confinar micropartículas dieléctricas en un plano de observación específico.

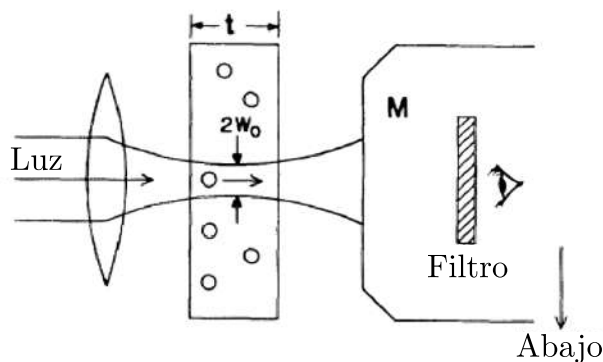
### 1.2.2. Objetivos específicos

- Diseñar teóricamente patrones con distribución espacial controlada.
- Generar experimentalmente patrones con distribución espacial controlada.
- Implementar un arreglo experimental para generar las trampas ópticas mediante un campo evanescente.
- Asir micropartículas dieléctricas mediante las trampas ópticas diseñadas.

## Capítulo 2. Antecedentes

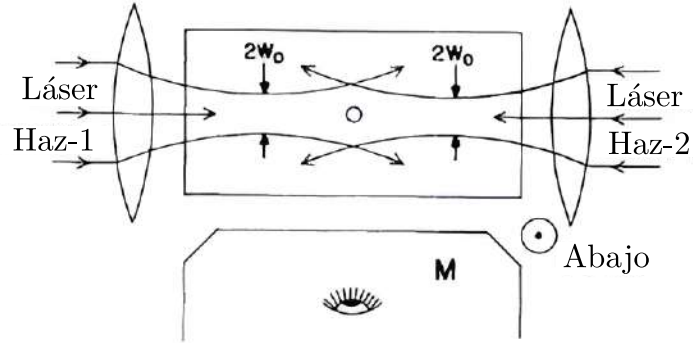
Cuando Arthur Ashkin propuso usar la presión de radiación ejercida por un láser para confinar y acelerar partículas micrométricas suspendidas libremente en un fluido (Ashkin, 1970), planteó un montaje (Figura 2) en el que se utiliza un láser de argón con longitud de onda de  $514 \text{ nm}$  y un modo TEM00. El haz gaussiano de dicho láser se enfoca en una placa de vidrio con partículas micrométricas inmersas en un fluido. Tanto las partículas como el fluido deben ser relativamente transparentes para evitar la generación de fuerzas radiométricas por temperatura que puedan interferir con la presión de radiación, por esta razón, se utilizan partículas dieléctricas micrométricas de látex inmersas en agua. Cuando se enfoca el haz en una partícula descentrada, dicha partícula se ve atraída hacia el centro del haz y es acelerada en la dirección de propagación de la luz. Si se bloquea el haz, la partícula se mueve aleatoriamente debido al efecto browniano.

Para explicar este comportamiento, se llevó a cabo un estudio de las fuerzas actuantes en la partícula, con el que se pudo observar que la partícula se mueve como un todo hacia la cintura del haz, es decir, hacia donde hay mayor intensidad de luz.



**Figura 2.** Primer montaje propuesto de pinzas ópticas. Tomado de Ashkin (1970).

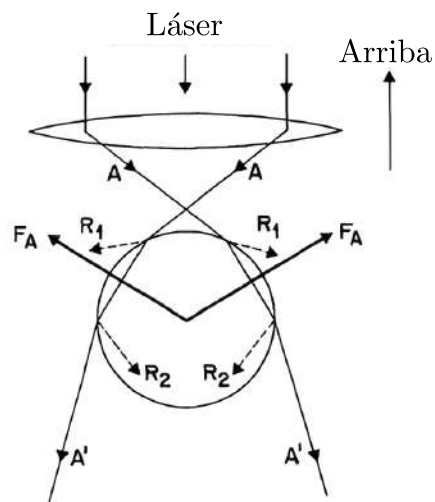
Arthur Ashkin también planteó un montaje (Figura 3) para hacer una botella óptica usando dos haces gaussianos idénticos que inciden en una partícula en direcciones opuestas, al incidir en la partícula en direcciones opuestas, la presión de radiación de ambos haces genera una fuerza resultante que mantiene la partícula en equilibrio estable en el punto de simetría entre los dos haces. Si se quita uno de los haces la partícula se acelerará en dirección de haz que se mantiene y si se vuelve a colocar el segundo haz la partícula volverá al estado de equilibrio.



**Figura 3.** Primer montaje de haces contrapropagantes para confinar partículas. Tomado de Ashkin (1970).

El primer montaje planteado por Ashkin en 1970 fue llevado a cabo experimentalmente en 1986 (Ashkin et al., 1986), dando inicio oficialmente a las pinzas ópticas. Se utilizó una trampa óptica basada en la fuerza gradiente de la presión de radiación para atrapar partículas y átomos dieléctricos neutros con un solo haz fuertemente enfocado, en el cual la fuerza gradiente axial es tan grande que domina la estabilidad axial. Se emplearon partículas de Rayleigh y partículas de Mie con diámetros que van desde los  $25 \text{ nm}$  hasta los  $10 \text{ }\mu\text{m}$ .

En el régimen de Mie, las partículas son relativamente grandes ( $10 \text{ }\mu\text{m}$ ) en comparación con la longitud de onda, lo que hace que actúen como lentes débiles y puedan ser estudiadas con óptica de rayos. Como se muestra en la Figura 4, la componente neta sustancial de la fuerza de confinamiento se encuentra justo debajo del foco del haz.

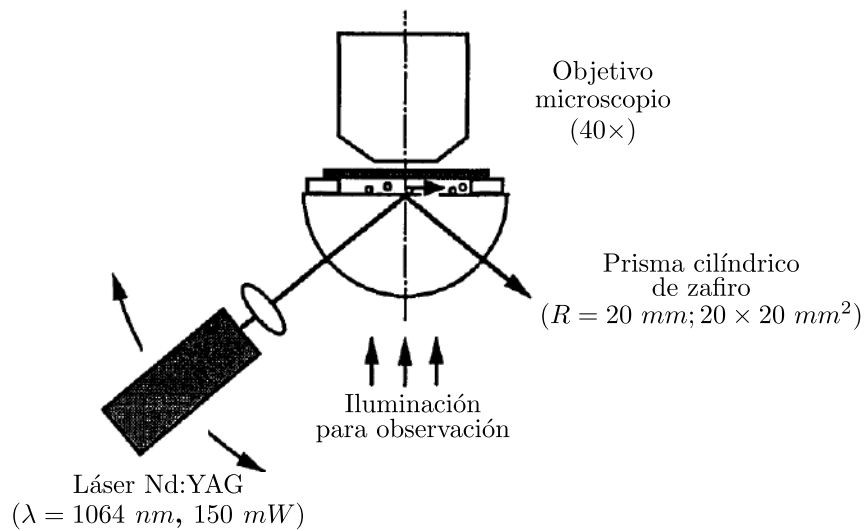


**Figura 4.** Diagrama de la óptica de rayos de una partícula de Mie atrapada en el agua por un haz altamente enfocado. Tomado de Ashkin et al. (1986).

Por otra parte, en el régimen de Rayleigh, la partícula es muy pequeña ( $25\text{ nm}$ ) en comparación con la longitud de onda del haz utilizado, por lo que puede verse como un dipolo inducido que se comporta de acuerdo con las leyes electromagnéticas. Las fuerzas estudiadas en este régimen son la de dispersión y la gradiente. La fuerza de dispersión se da debido a que la radiación incidente puede ser absorbida y reemitida isotrópicamente por átomos y moléculas. Con esto, las partículas reciben una fuerza neta en la dirección del flujo de fotones incidentes, es decir, a lo largo de la propagación de la luz. Por otro lado, la fuerza gradiente actúa igual que con las partículas de Mie, llevando a la partícula a la cintura del haz, con la excepción de que en este caso la estabilidad del dominio de la fuerza gradiente no es suficiente. Por lo tanto, se debe cumplir con el factor de Boltzmann, es decir, que el tiempo para atraer a la partícula debe ser menor que el tiempo para que la partícula se difunda por fuera de la trampa óptica mediante el efecto browniano. Las partículas en el régimen de Rayleigh, luego de ser atrapadas, sufren daños por la intensidad del láser, por lo que se concluyó que es mejor trabajar con partículas en el régimen de Mie.

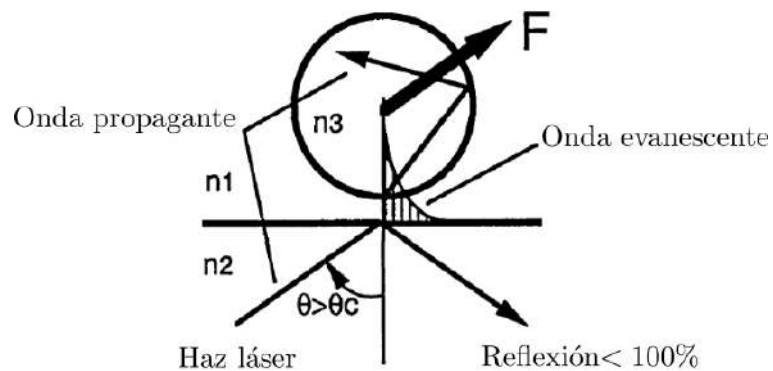
Luego de la realización de las primeras pinzas ópticas y del estudio de fuerzas, Ashkin demostró la utilidad de esta herramienta en el área de la biología al usarla para atrapar diferentes virus y bacterias (Ashkin & Dziedzic, 1987). En 1987, se atraparon virus de mosaico del tabaco individuales y conjuntos de virus suspendidos en una solución acuosa, sin daño aparente en las muestras, al utilizar una potencia del láser de argón de  $120\text{ mW}$ . Además, se atraparon y manipularon bacterias vivas individuales y como *escherichia coli*, entre otras.

En 1992, se propuso por primera vez el uso de campos evanescentes para manipular partículas. Kawata y Sugiura (Kawata & Sugiura, 1992) se basaron en las pinzas ópticas para proponer un montaje en el que se utilizaba la presión de radiación generada por un campo evanescente, el cual a su vez era generado por un láser, para mover partículas micrométricas. Una de las formas de generar un campo evanescente es cuando un haz de luz incide en una interfaz cumpliendo la condición de reflexión interna total. Esto significa que las ondas inciden con un ángulo mayor o igual al ángulo crítico. Para que se cumplan las ecuaciones de Maxwell en la frontera entre dos materiales, debe existir un campo que cae exponencialmente, lo cual proporciona continuidad a la onda en la interfaz, es decir, un campo evanescente. Kawata y Sugiura utilizaron este método al emplear un prisma de alto índice de refracción iluminado por un haz láser YAG de  $1.06\ \mu\text{m}$ , incidiendo con un ángulo mayor al ángulo crítico, en la Figura 5 se puede observar el montaje experimental utilizado por Kawata y Sugiura para manipular partículas micrométricas con campos evanescentes.



**Figura 5.** Montaje para el guiado óptico con ondas evanescentes. Tomado de Kawata & Sugiura (1992).

Si hay partículas en la superficie o cerca de ella, la onda evanescente puede convertirse en una onda que se propaga en la partícula. Es decir, ocurre túnelamiento desde el prisma hasta la partícula a través del espacio entre ellas, como resultado una parte del momento de los fotones incidentes se transfiere a la partícula, lo cual impulsará la partícula por presión de radiación (Figura 6).

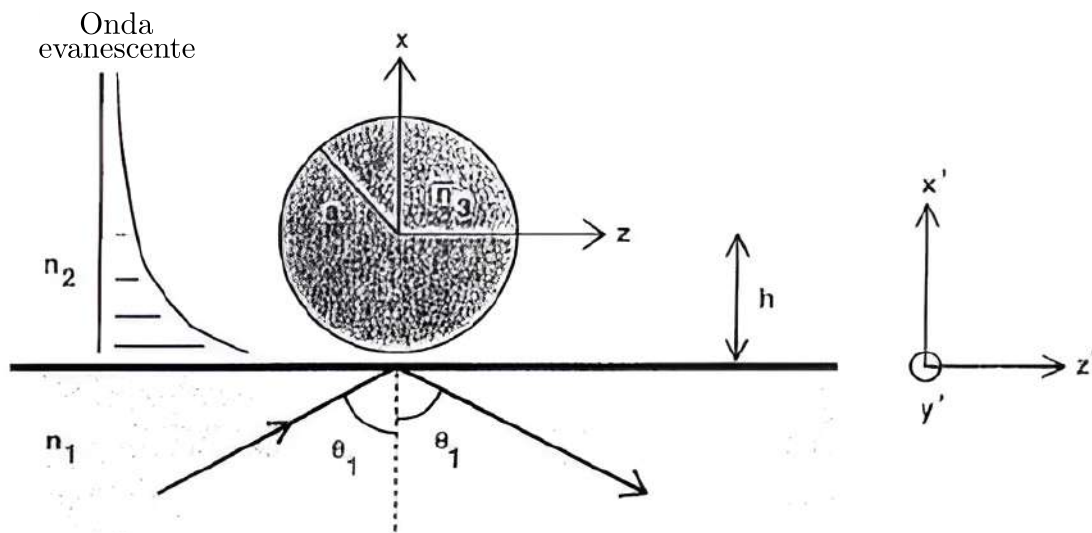


**Figura 6.** Ilustración de la fuerza ejercida sobre una micropartícula dieléctrica en un campo evanescente. Tomado de Kawata & Sugiura (1992).

De acuerdo a Kawata, la fuerza ejercida sobre las partículas tiene la misma dirección que el haz incidente, lo que impulsa a la partícula desde la superficie del sustrato y la hace deslizarse a lo largo de la superficie, rebotando en el proceso. La velocidad a la que se mueve la partícula depende del ángulo de incidencia

y de la polarización del láser utilizado. En el experimento, se utilizaron partículas de látex, poliestireno y vidrio con tamaños entre  $1 - 27 \mu m$ . El haz láser incidió sobre el prisma con un ángulo de  $51^\circ$ , lo que permitió que las partículas se movieran a una velocidad máxima de  $20 \mu m/s$ . A medida que el ángulo aumentaba por encima del ángulo crítico, la velocidad de las partículas disminuía. Además, se impulsaron las partículas con luz polarizada, tanto en la polarización  $s$  como en la polarización  $p$ , y se observó que la luz polarizada en la polarización  $s$  generaba un movimiento mucho más rápido. Esto se debe a que el campo evanescente generado cuando la luz tiene dicha polarización es más intenso que el generado con la polarización  $p$ .

Partiendo de los hallazgos encontrados por Kawata y Sugiura, en 1995 Almaas y Brevik desarrollaron una teoría para explicar la fuerza ejercida sobre una partícula micrométrica, dieléctrica y esférica inmersa en el campo evanescente producido por un láser (Almaas & Brevik, 1995). Para esto, utilizaron la teoría ondulatoria general para describir la interacción entre el campo evanescente y la micropartícula. Partieron del hecho de que el campo que incide en un medio 1, es decir, el sustrato, es una onda plana que se convierte en una onda evanescente en la interfaz entre el sustrato y el medio en el que se encuentra la micropartícula, que sería el medio 2, el cual es isotrópico, homogéneo, no magnético y no conductor. El interior de la micropartícula se considera como un medio 3 que puede tener conductividad (Figura 7). También tuvieron en cuenta que existe una fuerza de atracción de Van der Waals entre la micropartícula y el sustrato, por lo que la fuerza causada por el campo evanescente debe ser suficientemente fuerte para superar la fricción asociada a la fuerza de atracción.

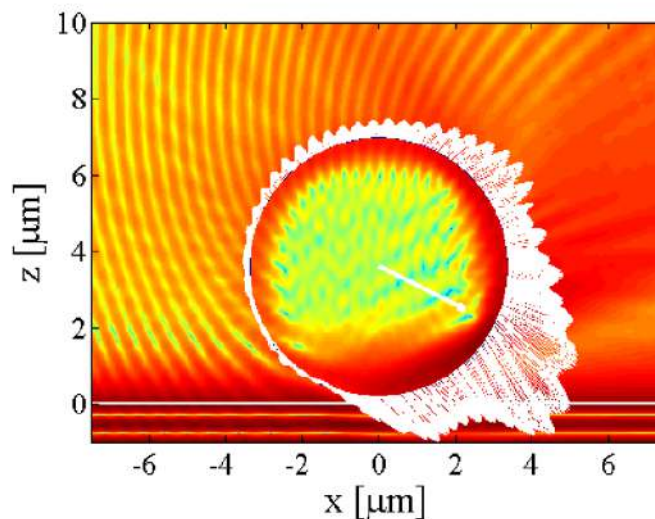


**Figura 7.** Ilustración de una micropartícula de radio  $a$  (medio 3) situada en la región del campo evanescente (medio 2), con un haz láser incidente en el sustrato (medio 1) con un ángulo mayor al ángulo crítico. Tomado de Almaas & Brevik (1995).



Considerando lo anterior, Almaas y Brevik encontraron que la fuerza de radiación vertical debe dirigirse hacia abajo, atrayendo a la esfera hacia la superficie en lugar de alejarla, como se había supuesto anteriormente. Además, al estudiar la fuerza de radiación horizontal en función de la polarización del haz, descubrieron que esta fuerza es menor para la polarización  $s$  que para la polarización  $p$ . En consecuencia, el peso efectivo de la esfera es considerablemente menor para la polarización  $s$  que para la polarización  $p$ , lo que permite que la esfera se mueva más fácilmente cuando incide un haz con polarización  $s$ .

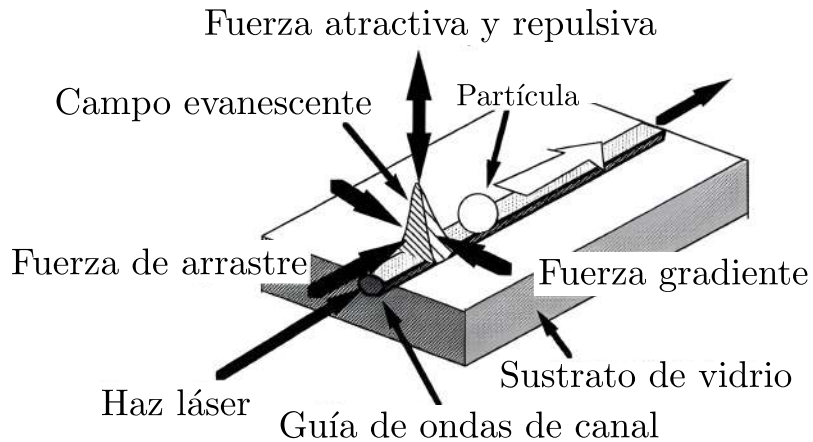
La fuerza ejercida sobre una partícula en un campo evanescente generado por un haz láser se ha estudiado con diversos métodos matemáticos y numéricos, lo que ha permitido realizar simulaciones detalladas de cómo actúan la fuerza y el campo evanescente sobre la partícula, como se ilustra en la Figura 8. La fuerza debida a la presión de radiación se representa como una flecha blanca que parte del centro de la partícula. Según estas simulaciones, se ha corroborado que la fuerza resultante sobre la partícula tiene una componente horizontal en la dirección del haz incidente en el sustrato, mientras que la componente vertical actúa hacia abajo, atrayendo así la partícula hacia el sustrato (Ruiz-Cortés & Vite-Frías, 2008), tal como fue descrito por Almaas y Brevik.



**Figura 8.** Resultados del cálculo numérico del campo evanescente y fuerzas que actúan sobre una partícula. Tomado de Ruiz-Cortés & Vite-Frías (2008).

A lo largo de los años se ha mantenido el estudio de guiado de partículas con onda evanescente. En 1996 Kawata y Tani (Kawata & Tani, 1996) usaron el campo evanescente para el movimiento de partículas en guías de onda. Esto lo lograron al realizar un experimento en el que colocaban una guía de onda con orientación paralela a una superficie de vidrio con agua de tal forma que se generara un campo

evanescente al iluminar la guía de onda con un haz láser cw Nd:YLF con longitud de onda de  $1047 \text{ nm}$  y potencia de  $2.3 \text{ W}$  en un ángulo de incidencia paralelo a la superficie del vidrio y normal a un lado del sustrato (Figura 9).

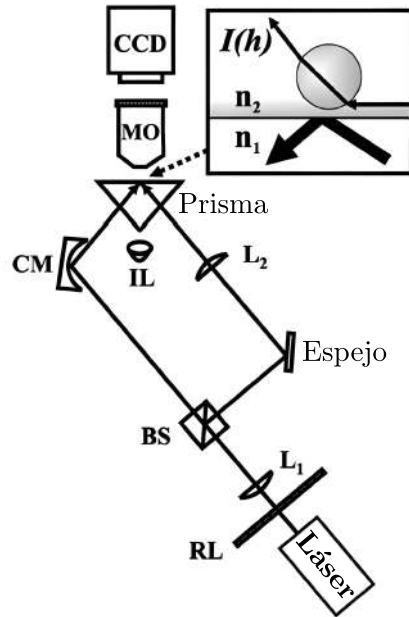


**Figura 9.** Montaje para el asimiento óptico con ondas evanescentes en guía de onda. Tomado de Kawata & Tani (1996).

Con esto se genera una fuerza gradiente resultante que atrae a las partículas de poliestireno de entre  $1 - 5 \mu\text{m}$  de diámetro hacia el centro de la guía de onda y luego las mueve longitudinalmente a lo largo de dicha guía con velocidades de hasta  $14 \mu\text{m}/\text{s}$ . La fuerza gradiente resultante que atrae a las partículas es sensible a varios parámetros experimentales, como el tamaño de la partícula y el índice de refracción, la distancia entre la partícula y el sustrato, la distribución del modo acoplado a la guía de ondas y la polarización del haz láser incidente.

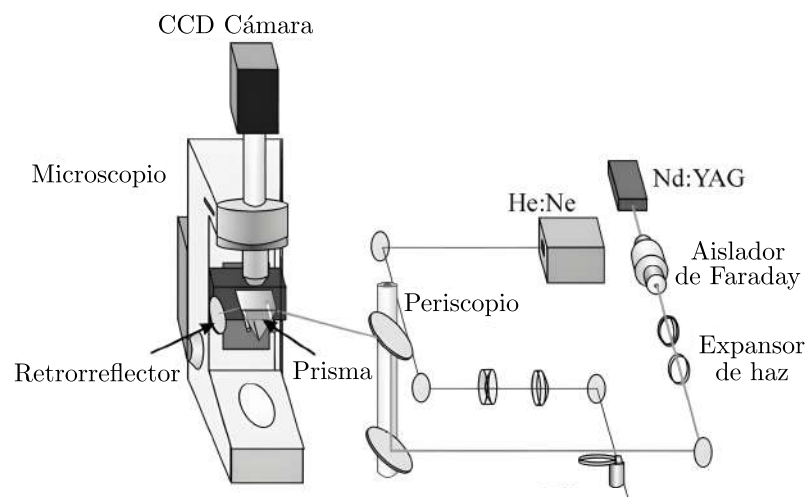
Posteriormente, en 2005, se realizaron estudios sobre el uso de dos haces evanescentes que se generan en un sustrato en contrapropagación para generar un pozo de potencial con la interferencia de los campos evanescentes en la superficie del sustrato, esto debido a que el uso de un solo haz que genera una onda evanescente para la manipulación de partículas no permitía confinar a dichas partículas. Dicho estudio se hizo simultáneamente por Garcés-Chávez et al. (2005) y Mellor et al. (2005).

En el caso de Garcés y Dholakia se realizó un experimento en el que se confinan partículas por medio de haces estructurados, dichos haces se generaban con un láser de  $1070 \text{ nm}$  con polarización  $s$ , el haz incidía en una rejilla de Rochi y luego pasaba por un divisor de haz para llegar finalmente al prisma en donde se generaba la proyección de los dos haces en campo evanescente (Figura 10). Con este arreglo experimental, se lograron franjas con un periodo de  $12 \mu\text{m}$ , las franjas iluminadas funcionaban como trincheras ópticas confinando las partículas en ellas.



**Figura 10.** Montaje para trampas ópticas en campo evanescente mediante dos haces contrapropagantes. Tomado de Garcés-Chávez et al. (2005)

Por otro lado, Mellor et al. (2005). realizaron un montaje con un láser Nd:YAG, donde el haz pasa por un sistema óptico hasta llegar al prisma en condición de reflexión interna total, el haz reflejado incidía en un espejo, volvía a reflejarse e incidía en el prisma en contrapropagación con lo cual se generaba un patrón de interferencia en la superficie del prisma (Figura 11).

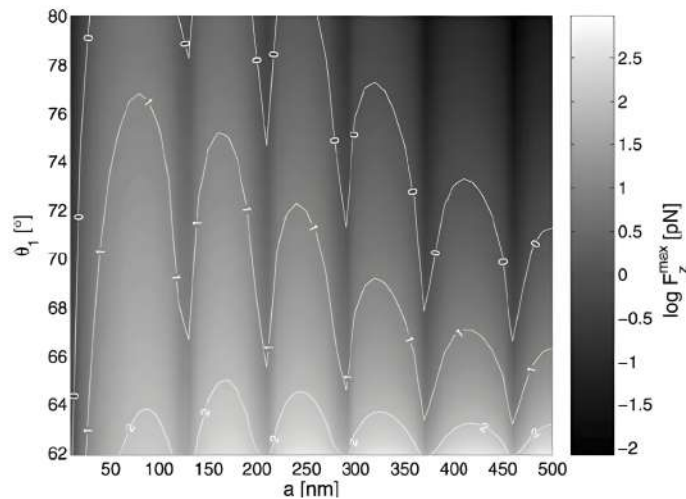


**Figura 11.** Montaje para trampas ópticas en campo evanescente mediante la interferencia de dos haces contrapropagantes. Tomado de Mellor et al. (2005)

Las franjas de interferencia tenían una separación de  $0.4 \mu m$ . Con este experimento pudieron observar la formación de conjuntos estables de diferentes formas dependientes del tamaño de la partícula y de la polarización relativa entre los dos haces.

El estudio realizado por Siler et al. en 2006 proporcionó una descripción teórica de las fuerzas ópticas que actúan sobre una partícula colocada en un campo de interferencia creado por dos ondas evanescentes que se propagan en sentido contrario (Siler et al., 2006). Para este propósito, se utilizaron dos enfoques teóricos diferentes: la aproximación de Rayleigh, que es adecuada para nanopartículas, y la teoría de dispersión de Lorentz-Mie, que es aplicable a partículas micrométricas.

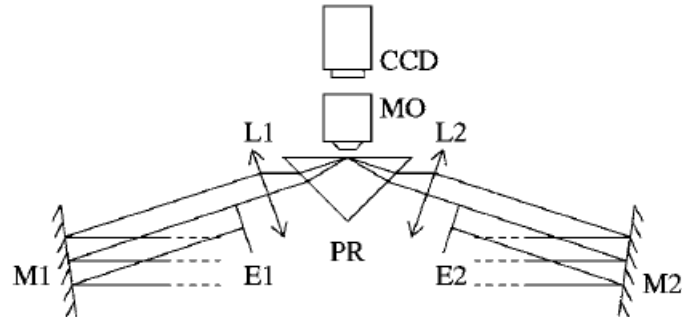
Los resultados de este estudio revelaron la formación de pozos de potencial debido a la fuerza que actúa sobre las partículas. Estos pozos de potencial se deben a la interacción de las ondas evanescentes y generan una configuración espacial en la cual las partículas son atraídas y confinadas en ciertas regiones del campo.



**Figura 12.** Logaritmo de la amplitud de la componente  $z$  de la fuerza que actúa sobre una partícula de Mie colocada en el campo de interferencia en función del ángulo de incidencia y del diámetro de la partícula, en donde los contornos blancos muestran las amplitudes de fuerza de 1, 10 y 100 ( $pN$ ). Tomado de Siler et al. (2006).

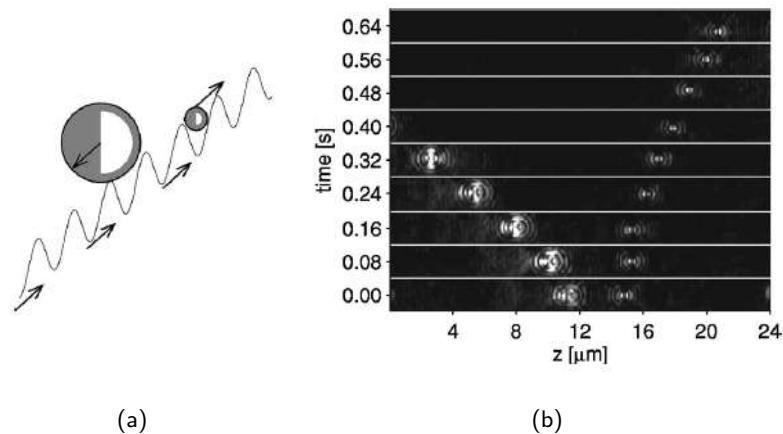
Como se muestra en la Figura 12, la fuerza actuante depende del tamaño de la partícula ( $a$ ) y del ángulo de incidencia de ambos haces ( $\theta_1$ ). Estas dependencias también se estudiaron experimentalmente en el campo de interferencia cuando este se desplazaba de su posición original (Čižmár et al., 2006). Para llevar a cabo este estudio, se implementó un montaje experimental (Figura 13) en el cual se utilizó un láser con una longitud de onda de  $532 \text{ nm}$  y una potencia de  $5 \text{ W}$ . El haz láser pasó a través de un sistema óptico que incluía un divisor de haz, el cual generó dos brazos que fueron dirigidos hacia

un prisma mediante espejos. En uno de los brazos, se colocó un espejo móvil que permitía cambiar la diferencia de fase entre los dos haces, lo cual a su vez movía las franjas de interferencia y generaba una banda móvil.



**Figura 13.** Montaje para trampas ópticas móviles en campo evanescente mediante dos haces contrapropagantes. Tomado de Čižmár et al. (2006)

Mediante este montaje experimental, se observó que las partículas se reorganizaban de acuerdo a su tamaño, lo cual resulta útil para la clasificación de partículas, como se muestra en la Figura 14a. En la Figura 14b se ilustra un ejemplo del método de clasificación óptica de coloides, en el cual se utilizaron partículas de poliestireno con diámetros de  $750\text{ nm}$  a la izquierda y  $350\text{ nm}$  a la derecha. En el montaje, se produce un desequilibrio en las intensidades de los brazos, lo que genera también un desequilibrio en las presiones de radiación provenientes de los dos haces, inclinando así el paisaje. Como resultado, las partículas que no se ven afectadas por las franjas oscuras son guiadas en dirección al potencial inclinado hacia la izquierda. Por el contrario, las partículas afectadas por la onda estacionaria evanescente siguen el movimiento de las ondas estacionarias.



**Figura 14.** Método de clasificación óptica para partículas. Tomado de Čižmár et al. (2006).

## Capítulo 3. Marco teórico

---

Con el objetivo de establecer las bases teóricas necesarias para el desarrollo de esta tesis sobre el diseño de trampas ópticas con campos evanescentes, este capítulo está centrado en el estudio de algunas propiedades importantes de la luz. En primer lugar, se abordará la naturaleza ondulatoria de la luz, soportada por una teoría más fundamental, la teoría de ondas electromagnéticas. Se analizarán diferentes aproximaciones a la integral de difracción, como la de Fraunhofer y la de Fresnel, que describen la propagación de la luz en diferentes situaciones, generando así patrones de difracción. Seguido de esto, se profundizará en el estudio del campo evanescente con el fin de entender cómo se comporta la luz al reflejarse en una interfaz en condición de reflexión interna total. Finalmente, se estudiará la presión de radiación y cómo es la fuerza que actúa sobre una micropartícula. Estos conceptos teóricos sentarán las bases necesarias para comprender y diseñar trampas ópticas basadas en campos evanescentes.

### 3.1. Luz como onda electromagnética

A partir de los trabajos de Maxwell, buena parte de los trabajos sobre la luz se basan en su descripción como ondas electromagnéticas. A continuación, se presentara una revisión de aspectos relevantes sobre el tema, iniciando con la derivación la teoría electromagnética y la ecuación de Helmholtz.

#### 3.1.1. Teoría electromagnética

En el siglo XVIII, científicos como Charles-Augustin de Coulomb, Carl Friedrich Gauss, André-Marie Ampère y Michael Faraday llevaron a cabo investigaciones sobre fenómenos eléctricos y magnéticos. En 1865, estas investigaciones se unificaron en un conjunto de ecuaciones conocidas como las ecuaciones de Maxwell (Maxwell, 1865). Estas ecuaciones describen cómo las cargas y corrientes afectan al campo electromagnético y cómo el campo puede afectarse a sí mismo, unificando así la teoría electromagnética. Las ecuaciones de Maxwell se presentan a continuación:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (4)$$

donde,  $\mathbf{E}$  es el campo eléctrico,  $\mathbf{B}$  es el campo magnético,  $\rho$  es la densidad de carga eléctrica,  $\varepsilon_0$  es la permitividad eléctrica del vacío,  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética del vacío, y  $\mathbf{J}$  es la densidad de corriente eléctrica.

Si observamos el comportamiento de los campos en una región libre de cargas ( $\rho$  y  $\mathbf{J}$  nulos), podemos deducir que el campo eléctrico y magnético sigue la ecuación diferencial de segundo orden. Para demostrar esto, tomamos la derivada respecto al tiempo de la ecuación de Faraday (Ecuación 3) y se aplica la identidad vectorial  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ . Así, obtenemos lo siguiente:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla \times \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right), \quad (5)$$

dado que  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  en una región libre de cargas, la ecuación se reduce a:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\partial(\nabla \times \mathbf{B})}{\partial t}, \quad (6)$$

usando la ley de Gauss para el campo magnético (Ecuación 2), podemos reescribir la ecuación como:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad (7)$$

esta es la ecuación de onda para el campo eléctrico  $\mathbf{E}$ . Esta ecuación describe la dinámica de una onda, es decir, que el campo eléctrico se propaga como una onda a lo largo del espacio y el tiempo.

Una de las soluciones para la ecuación de onda (Ecuación 7) es una onda armónica plana, dada por:

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (8)$$

donde,  $E(\mathbf{r}, t)$  es el campo eléctrico en un punto  $\mathbf{r}$  del espacio y en un tiempo  $t$ ,  $E_0$  es la amplitud del campo eléctrico,  $\mathbf{k}$  es el vector de onda que determina la dirección de propagación de la onda, y  $\omega$  es la frecuencia angular. Dicha solución solo es posible si de cumple la condición conocida como la relación de dispersión en el vacío, dada por  $\omega = ck$ .

### 3.1.2. Ecuación de Helmholtz

La ecuación de Helmholtz (Ecuación 9) es de gran importancia en el campo de la óptica, ya que describe de manera generalizada la propagación de ondas electromagnéticas en el vacío. Esta ecuación es una generalización de la ecuación de onda (Ecuación 7) y permite analizar la propagación de la luz.

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0. \quad (9)$$

Una de las soluciones de la ecuación de Helmholtz se puede expresar como:

$$U(\mathbf{r}) = A_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad (10)$$

donde  $U(\mathbf{r})$  es la amplitud compleja que depende solo de las coordenadas espaciales. Esto es útil debido a que en la mayoría de los casos de estudio solo es necesario utilizar la componente espacial del campo eléctrico.

## 3.2. Propagación de la luz

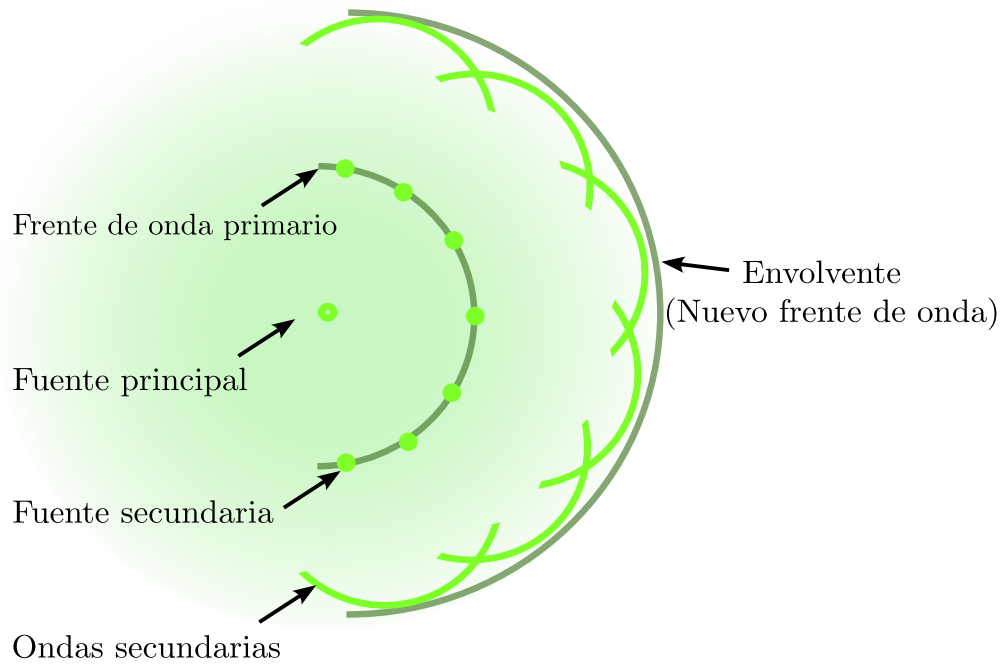
La propagación de la luz puede explicarse principalmente mediante el principio de propagación rectilínea. Según este principio, la luz se propaga en línea recta desde su fuente cuando se encuentra en un medio como el espacio libre. Sin embargo, cuando la luz se encuentra con obstáculos o aberturas en su medio de propagación, es necesario utilizar la difracción para describir cómo se propaga. El término "difracción" fue definido por Sommerfeld como cualquier desviación de los rayos de luz de su propagación rectilínea, que no puede ser explicada por reflexión o refracción (Goodman, 2005).

Para describir la difracción de manera matemática, se pueden utilizar teorías como el principio de Huygens-Fresnel o el espectro angular. En el caso del espectro angular, la descripción matemática se basa en resolver el problema de la propagación en el dominio de las frecuencias. Por otro lado, el principio de Huygens-Fresnel resuelve la propagación en el dominio del espacio, permitiendo diferentes aproximaciones según la distancia de propagación de la luz y el tamaño de la abertura difractora. A continuación, se estudiarán estas aproximaciones en detalle.



### 3.2.1. Principio de Huygens-Fresnel

El principio de Huygens-Fresnel establece que cada punto de un frente de onda actúa como una fuente de ondas esféricas. Estas ondas secundarias, generadas desde diferentes puntos, interfieren constructivamente entre sí, lo que da lugar a la formación de un nuevo frente de onda (Goodman, 2005). Este principio nos permite modelar y comprender cómo se comporta el frente de onda al pasar a través de una apertura u obstáculo.

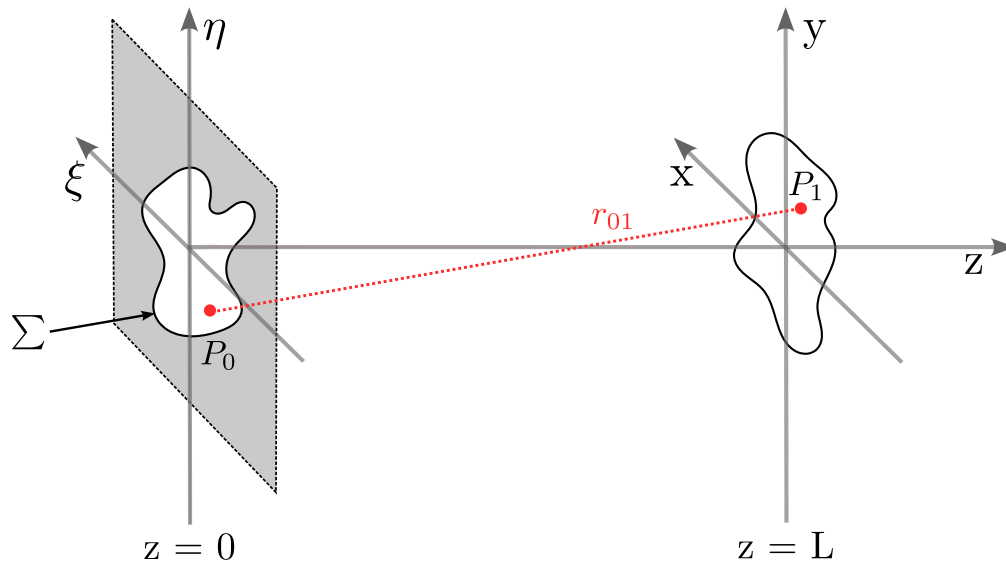


**Figura 15.** Diagrama que explica el principio de Huygens-Fresnel

El principio de Huygens-Fresnel puede expresarse matemáticamente utilizando la integral de difracción, que permite determinar cómo se propaga una onda en un plano a partir de la distribución de amplitud compleja en otro plano. A continuación, se presenta dicha ecuación (Goodman, 2005).

$$U(x, y) = \frac{z}{i\lambda} \iint_{\Sigma} U(\xi, \eta) \frac{e^{(ikr_{01})}}{r_{01}^2} d\xi d\eta, \quad (11)$$

donde  $U(x, y)$  es la amplitud compleja de la onda en el plano de observación,  $U(\xi, \eta)$  es la amplitud compleja de la onda en el plano inicial, y  $r_{01}$  es la distancia entre los puntos de cada plano, como se muestra en la Figura 16.



**Figura 16.** Geometría de difracción, donde  $(\xi, \eta)$  es el plano inicial y  $(x, y)$  es el plano de observación.

La distancia entre los puntos de cada plano,  $r_{01}$ , puede expresarse de la siguiente manera:

$$r_{01} = \sqrt{z^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}, \quad (12)$$

En esta expresión,  $(y - \eta)$  y  $(x - \xi)$  representan las diferencias de coordenadas entre un punto en el plano inicial y un punto en el plano de observación. Si estas diferencias son pequeñas en comparación con la distancia  $z$  entre los planos, es decir, si  $z \gg (y - \eta)$  y  $z \gg (x - \xi)$ , podemos asumir que  $r_{01} \approx z$ .

Esta aproximación puede aplicarse en el denominador de la integral de difracción (Ecuación 11), pero no puede utilizarse en el argumento  $(kr_{01})$  debido a la importancia de la fase en esta integral. La fase de la onda, es extremadamente sensible a pequeñas variaciones en  $r_{01}$ . Incluso diferencias pequeñas en  $(x - \xi)$  y  $(y - \eta)$  pueden provocar cambios significativos en la fase de la onda, lo que afecta la interferencia y difracción resultantes. Teniendo en cuenta la expresión de  $r_{01}$  y considerando que  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ , la integral de difracción será:

$$U(x, y) = \frac{1}{i\lambda z} \iint_{\Sigma} U(\xi, \eta) \left[ e^{i\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{z^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}} \right] d\xi d\eta. \quad (13)$$

El principio de Huygens-Fresnel puede tener aproximaciones adicionales conocidas como la aproximación de Fresnel y la aproximación de Fraunhofer (Goodman, 2005), las cuales veremos a continuación.

### 3.2.1.1. Aproximación de Fresnel

Una forma de simplificar la expresión del principio de Huygens-Fresnel es utilizar series de Taylor para aproximar la distancia entre los puntos de cada plano,  $r_{01}$ . Para ello, primero factorizamos  $z$  fuera de la raíz cuadrada en la expresión de  $r_{01}$ :

$$r_{01} = z\sqrt{1 + \left(\frac{x - \xi}{z}\right)^2 + \left(\frac{y - \eta}{z}\right)^2}, \quad (14)$$

esta expresión tiene la forma  $z\sqrt{b+1}$ , lo que nos permite utilizar una aproximación de primer orden utilizando la serie de Taylor, enunciada a continuación:

$$z\sqrt{b+1} \approx z\left(1 + \frac{1}{2}b\right), \quad (15)$$

esta aproximación es válida siempre y cuando  $b \ll 1$ . Teniendo lo anterior en cuenta aproximamos la Ecuación 14 como:

$$r_{01} = z\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{x - \xi}{z}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{y - \eta}{z}\right)^2\right], \quad (16)$$

si expandimos los términos cuadráticos y reemplazamos el resultado en la Ecuación (13), obtenemos la integral de propagación en la aproximación de Fresnel.

$$U(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{i\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \iint_{-\infty}^{\infty} \left(U(\xi, \eta) e^{i\frac{k}{2z}(\xi^2+\eta^2)}\right) e^{-i\frac{k}{z}(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta. \quad (17)$$

La integral de difracción de Fresnel establece que la amplitud de la onda en el plano de observación,  $U(x, y)$ , puede expresarse como una transformada de Fourier de la amplitud compleja de la onda en el plano inicial,  $U(\xi, \eta)$  (que representa la distribución espacial de la onda en la abertura), multiplicada por un término de fase cuadrática dado por  $e^{-i\frac{k}{2z}(\xi^2+\eta^2)}$ .

$$U(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{i\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \mathcal{F}\left\{U(\xi, \eta) e^{i\frac{k}{2z}(\xi^2+\eta^2)}\right\}, \quad (18)$$

en esta ecuación,  $\mathcal{F}\{\}$  representa la transformada de Fourier, en la que las frecuencias espaciales de esta se obtienen expresando  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  en el Kernel de la transformada de Fourier de la Ecuación 17, dando como resultado:

$$f_x = \frac{x}{\lambda z} \quad \text{y} \quad f_y = \frac{y}{\lambda z}. \quad (19)$$

Cuando la aproximación es válida y se puede usar la integral de difracción de Fresnel, se dice que se está observando en el campo cercano de la abertura. Esto se debe a que el término  $e^{i\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)}$  dentro de la transformada de Fourier representa una onda con un frente de onda parabólico, que describe la curvatura del frente de onda en el campo cercano.

### 3.2.1.2. Aproximación de Fraunhofer

En el caso de la aproximación de Fraunhofer, esta se puede utilizar cuando se cumple la siguiente condición:

$$z \gg \frac{k(\xi^2 + \eta^2)_{\text{MAX}}}{2}, \quad (20)$$

al cumplirse dicha condición, el exponente que acompaña a  $U(\xi, \eta)$  adentro de la integral en la Ecuación 17 se hace igual a  $e^0 = 1$ , lo que conduce a la siguiente forma de la integral de propagación en la aproximación de Fraunhofer:

$$U(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{i\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)} \iint_{-\infty}^{\infty} (U(\xi, \eta)) e^{-i\frac{k}{z}(x\xi + y\eta)} d\xi d\eta, \quad (21)$$

en términos de transformadas de Fourier, esta expresión se puede escribir como:

$$U(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{i\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)} \mathcal{F}\{U(\xi, \eta)\}, \quad (22)$$

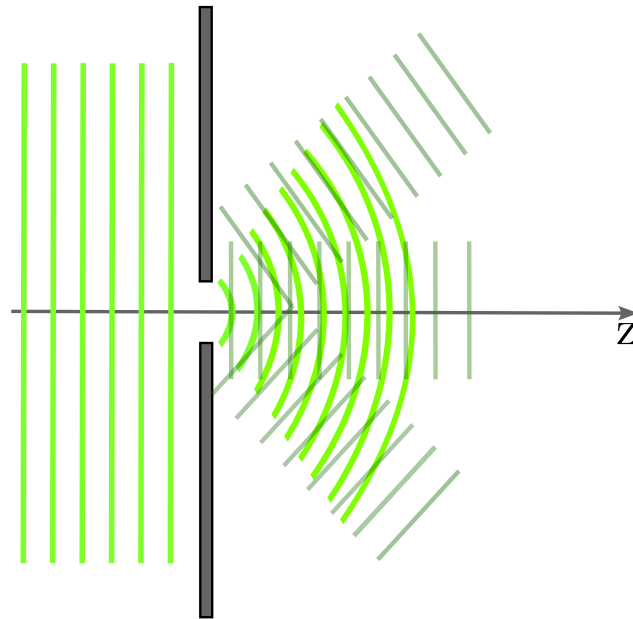
donde las frecuencias espaciales a las que se les aplica este cálculo son las enunciadas en la Ecuación

19. La integral de propagación en la aproximación de Fraunhofer describe cómo se comporta la luz que atraviesa una abertura cuando esta se propaga distancias mucho mayores que el tamaño de dicha abertura. Una condición alternativa menos estricta es conocida como "la fórmula del diseñador de antenas" (Goodman, 2005). Establece que, para una abertura de dimensión lineal  $D$ , la aproximación de Fraunhofer será válida cuando:

$$z > \frac{2(D^2)}{\lambda}. \quad (23)$$

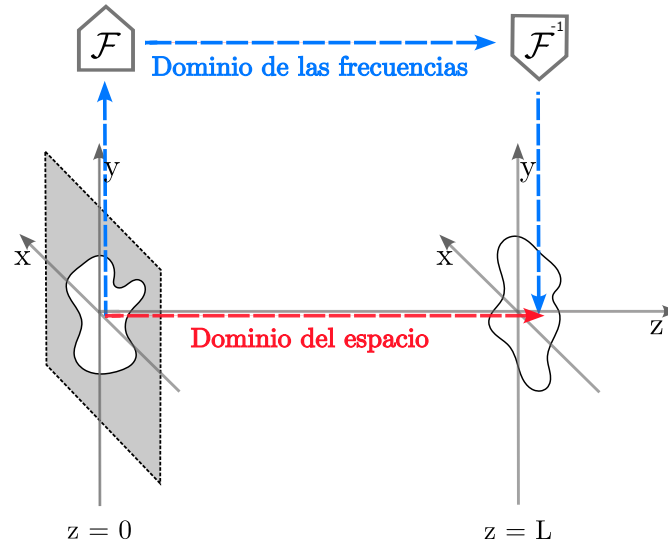
### 3.2.2. Espectro angular

Como el principio de Huygens-Fresnel, el espectro angular es otro método utilizado para modelar la propagación de un campo. Este método expresa el campo como la suma de un número infinito de ondas planas con la misma frecuencia que viajan en diferentes direcciones.



**Figura 17.** Representación de una onda propagante como sumatoria de infinitas ondas planas

Otra forma de entender este método es considerar que en lugar de resolver la propagación en el dominio del espacio, se eleva el problema al dominio de las frecuencias. Allí se resuelve la propagación y luego se regresa a las variables originales en el dominio del espacio, como se muestra en la Figura 18.



**Figura 18.** Esquema de los dominios para resolver la propagación de la onda con espectro angular

Para propagarse desde  $z = 0$  hasta una distancia de propagación  $z$ , comenzamos con la amplitud compleja en  $z = 0$ , que se expresa como (Ersoy, 2007):

$$U(x, y, 0) = \iint_{-\infty}^{\infty} (F(f_x, f_y, 0)) e^{i2\pi(xf_x + yf_y)} df_x df_y, \quad (24)$$

esta expresión nos muestra que la amplitud compleja es la transformada inversa de Fourier del espectro angular  $F(f_x, f_y, 0)$ . Por lo tanto, para obtener el espectro angular en  $z = 0$  (transición al dominio de las frecuencias), podemos realizar la transformada de Fourier del campo complejo, es decir:

$$F(f_x, f_y, 0) = \iint_{-\infty}^{\infty} (U(x, y, 0)) e^{-i2\pi(xf_x + yf_y)} dx dy. \quad (25)$$

Una vez en el dominio de las frecuencias, necesitamos una relación para obtener el espectro angular a una distancia de propagación  $z$ . Para esto multiplicamos el espectro angular en  $z = 0$  por un término que modifica la fase de la transformada de Fourier debido a la evolución del campo a una distancia  $z$  mayor que cero. Esta relación está dada por (Ersoy, 2007):

$$F(f_x, f_y, z) = F(f_x, f_y, 0) e^{-ikz \sqrt{1 - \lambda^2(f_x^2 + f_y^2)}}. \quad (26)$$

Teniendo en cuenta esta relación, podemos regresar al dominio espacial, es decir, obtener la amplitud

compleja de la onda en una distancia  $z$  diferente de cero realizando la transformada inversa de Fourier de la Ecuación 26:

$$U(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} \left( F(f_x, f_y, 0) e^{-ikz\sqrt{1-\lambda^2(f_x^2+f_y^2)}} \right) e^{i2\pi(xf_x+yf_y)} df_x df_y, \quad (27)$$

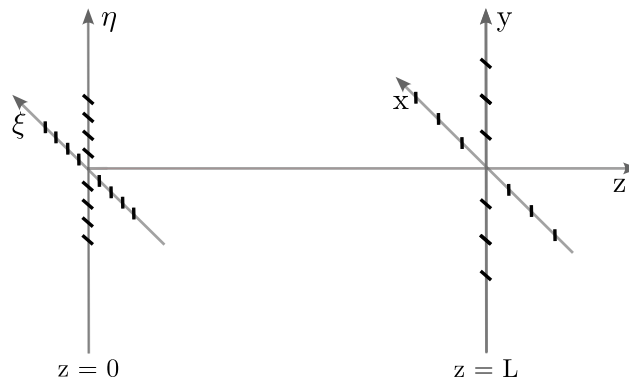
en términos de transformadas de Fourier, se puede escribir como:

$$U(x, y, z) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ F(f_x, f_y, 0) e^{-ikz\sqrt{1-\lambda^2(f_x^2+f_y^2)}} \right\}, \quad (28)$$

en este caso, las frecuencias  $f_x$  y  $f_y$  utilizadas para realizar las transformadas de Fourier siguen el teorema de muestreo, también conocido como teorema de Nyquist-Shannon. Este teorema establece que, para lograr una buena reconstrucción de una señal continua en el dominio del tiempo, es necesario que la frecuencia de muestreo sea al menos el doble de la frecuencia máxima de la señal. Esto se debe a que se debe evitar el aliasing, que es la superposición en frecuencias de la señal reconstruida.

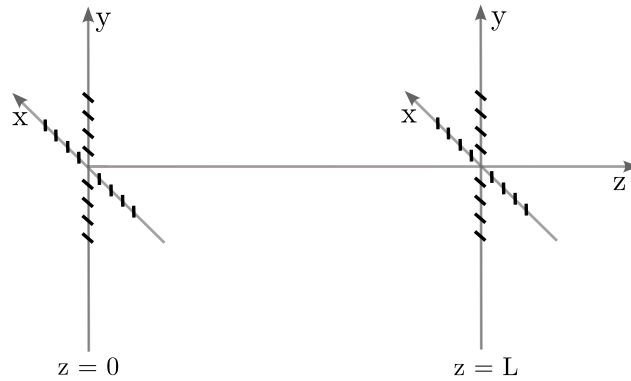
### 3.2.3. Diferencias entre la propagación con el principio de Huygens-Fresnel y con el espectro angular

En el caso del principio de Huygens-Fresnel, se trabaja en el dominio del espacio. Las frecuencias utilizadas al realizar la transformada de Fourier (Ecuación 19) dependen de la distancia de propagación y del muestreo del espacio inicial en las coordenadas  $\xi$  y  $\eta$ . Por lo tanto, a medida que avanza la propagación, la distancia entre los puntos de muestreo cambia (Figura 19).



**Figura 19.** Distancia entre los puntos de muestreo para propagación con el principio de Huygens-Fresnel

Esto genera una variación en el muestreo dependiendo de la distancia. Por otro lado, en el caso del espectro angular, se trabaja en el dominio de las frecuencias y las frecuencias utilizadas son calculadas con el teorema de muestreo, por lo que no dependen de la distancia de propagación. En este caso, se mantiene una distribución de muestreo constante en las coordenadas  $x$  y  $y$  (Figura 20).

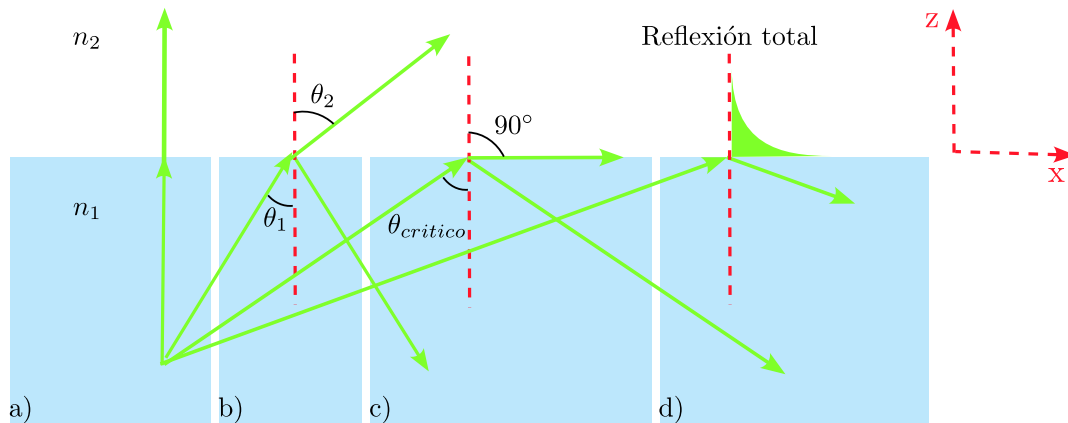


**Figura 20.** Distancia entre los puntos de muestreo para propagación con espectro angular

Es importante tener en cuenta esta diferencia, ya que el resultado final puede variar dependiendo del método de propagación seleccionado.

### 3.3. Campo evanescente

El campo evanescente se genera en una región cercana a una superficie o interfaz entre dos medios, donde la amplitud del campo que incide en un medio decae exponencialmente al pasar al segundo medio.



**Figura 21.** Reflexión interna. a) Incidencia normal de un haz de luz. b) Incidencia de un haz de luz con un ángulo  $\theta_1$  con respecto a la normal. c) Incidencia de un haz de luz con un ángulo  $\theta_{critico}$  con respecto a la normal. d) Incidencia de un haz de luz con un ángulo mayor o igual al ángulo crítico, generando así el campo evanescente.



Para comprender cómo se produce un campo evanescente, es importante comenzar con la reflexión interna, que ocurre cuando la luz viaja desde un medio más denso ( $n_1$ ) hacia un medio menos denso ( $n_2$ ) (Figura 21a). En este caso, el haz transmitido se aleja de la normal a medida que aumenta el ángulo de incidencia (Figura 21b). Esto se puede verificar utilizando la ley de Snell (Hecht, 1998):

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2), \quad (29)$$

donde  $n_1$  es el índice de refracción del primer medio,  $n_2$  es el índice de refracción del segundo medio,  $\theta_1$  es el ángulo de incidencia de la onda y  $\theta_2$  es el ángulo de refracción. Cuando el ángulo de incidencia aumenta lo suficiente para que el ángulo de refracción sea de  $90^\circ$  con respecto a la normal, se produce un fenómeno conocido como reflexión interna total (Figura 21c). A dicho ángulo de incidencia se le conoce como ángulo crítico  $\theta_c$ ,

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \quad (30)$$

Cuando ocurre la reflexión interna total, toda la energía incidente se refleja nuevamente hacia el medio incidente. Sin embargo, si no hay haz transmitido en la interfaz, las condiciones de frontera en la interfaz no se cumplirían. Al utilizar las condiciones de frontera para resolver el campo antes y después de la interfaz, se encuentra que existe un campo que decae exponencialmente en el segundo medio en dirección perpendicular a la interfaz (Figura 21d). Este campo se conoce como campo evanescente y se esta dado por (Hecht, 1998):

$$E_t = E_{0t} e^{ik_t \frac{n_1}{n_2} \sin\theta_1 x} e^{-k_z z}, \quad (31)$$

donde  $E_t$  representa el campo evanescente,  $E_{0t}$  es la amplitud inicial del campo, y  $k_t$  es el número de onda en el segundo medio ( $k_t = n_2 \frac{\omega}{c}$ ). Es importante mencionar que  $k_t \frac{n_1}{n_2} \sin\theta_1$  y  $k_z$  son las proyecciones del vector de onda a lo largo de los ejes  $x$  y  $z$ , respectivamente. Además,  $k_z$  se define como:

$$k_z = k_t \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2\theta_1 - 1}. \quad (32)$$

Tanto la Ecuación 31 del campo evanescente como la Ecuación 32 de la proyección del vector de onda en  $z$  indican que el decaimiento de esta onda está influenciado por dos factores principales: la relación entre los índices de refracción de los dos medios involucrados y el ángulo de incidencia que se alcanza

una vez superado el ángulo crítico.

### 3.4. Presión de radiación

La presión de radiación se puede explicar desde dos puntos de vista diferentes: el ondulatorio y el corpuscular. Si consideramos la luz como una onda electromagnética, podemos interpretar la presión de radiación partiendo del vector de Poynting (Ecuación 33), el cual representa el flujo de energía (Hecht, 1998).

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B}. \quad (33)$$

La magnitud del vector de Poynting,  $S$ , representa la cantidad de energía que fluye por unidad de área, es decir, sus unidades son  $\text{W}/\text{m}^2$ , que también se pueden expresar como  $\frac{\text{N}\cdot\text{m}}{\text{s}}$ . Por lo tanto, podemos decir que la magnitud de Poynting se define como:

$$S = \frac{\Delta F \Delta x}{A \Delta t}, \quad (34)$$

donde  $\Delta F$  es el cambio de fuerza,  $\Delta x$  es el cambio de posición,  $\Delta t$  es el intervalo de tiempo y  $A$  es el área. Teniendo presente que la velocidad es el cambio de posición en un tiempo determinado ( $\Delta x/\Delta t$ ) y la presión es fuerza sobre área ( $\Delta F/A$ ), la magnitud del vector de Poynting se relaciona con la presión de radiación  $P$  como:

$$P = \frac{S}{c}, \quad (35)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz. Si consideramos la luz desde el punto de vista cuántico, es decir, como fotones, podemos establecer que la energía de un fotón está relacionada con su frecuencia de la siguiente manera (Hecht, 1998):

$$E = h\nu, \quad (36)$$

donde  $E$  es la energía del fotón,  $h$  es la constante de Planck y  $\nu$  es la frecuencia de la luz. Además, en la teoría de la relatividad especial, la energía se relaciona con la masa a través de la famosa ecuación:

$$E = mc^2 = \sqrt{P^2c^2 + m_0^2c^4}, \quad (37)$$

teniendo en cuenta que un fotón no tiene masa, la Ecuación (37) se puede simplificar a:

$$P = \frac{E}{c}. \quad (38)$$

Si sustituimos la Ecuación (36) en la Ecuación (38) y consideramos que  $c = \nu\lambda$ , la presión de radiación ejercida por un fotón sería:

$$P = \frac{h}{\lambda}. \quad (39)$$

En resumen, la teoría electromagnética nos proporciona la presión de todos los fotones en un área de incidencia, mientras que la teoría cuántica nos presenta la presión de un solo fotón.

### 3.4.1. Fuerza por presión de radiación

A lo largo de los años, se han investigado diversas metodologías para determinar la fuerza ejercida por la presión de la luz sobre partículas a escala nanométrica o micrométrica. A continuación, estudiaremos el cálculo de la fuerza óptica promedio sobre partículas esféricas utilizando la teoría de Mie (Salandrino et al., 2012).

Esta teoría proporciona una solución exacta al problema de esparcimiento de ondas planas por partículas dieléctricas homogéneas y esféricas, lo que facilita la comprensión y el cálculo de las interacciones entre la luz y las partículas. Para ello, la teoría expresa los campos eléctricos  $\mathbf{E}$  y magnéticos  $\mathbf{B}$  en términos armónicos esféricos vectoriales  $\mathbf{N}$ ,  $\mathbf{M}$ . Los campos totales  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  fuera de la esfera pueden descomponerse en términos de los campos incidentes y esparcidos,  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_s$  y  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_i + \mathbf{B}_s$ , respectivamente. Las ecuaciones para los campos incidentes son (Salandrino et al., 2012):

$$\mathbf{E}_i = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_{enm} \mathbf{N}_{enm} + a_{onm} \mathbf{N}_{onm} + b_{enm} \mathbf{M}_{enm} + b_{onm} \mathbf{M}_{onm}), \quad (40)$$

$$\mathbf{H}_i = \frac{\sqrt{\varepsilon_b}}{i\eta_0} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_{enm} \mathbf{M}_{enm} + a_{onm} \mathbf{M}_{onm} + b_{enm} \mathbf{N}_{enm} + b_{onm} \mathbf{N}_{onm}), \quad (41)$$

donde los coeficientes  $a_{enm}$  y  $a_{onm}$  están asociados con las componentes  $\mathbf{N}_{enm}$  y  $\mathbf{N}_{onm}$ , respectivamente, mientras que los coeficientes  $b_{enm}$  y  $b_{onm}$  están asociados con las componentes de  $\mathbf{M}_{enm}$  y  $\mathbf{M}_{onm}$ , respectivamente.

Por otro lado, las ecuaciones para los campos esparcidos son (Salandrino et al., 2012):

$$\mathbf{E}_s = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_{s,enm} \mathbf{N}_{e1nm} + a_{s,onm} \mathbf{N}_{o1nm} + b_{s,enm} \mathbf{M}_{e1nm} + b_{s,onm} \mathbf{M}_{o1nm}), \quad (42)$$

$$\mathbf{H}_s = \frac{\sqrt{\varepsilon_b}}{i\eta_0} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_{s,enm} \mathbf{M}_{e1nm} + a_{s,onm} \mathbf{M}_{o1nm} + b_{s,enm} \mathbf{N}_{e1nm} + b_{s,onm} \mathbf{N}_{o1nm}), \quad (43)$$

donde los coeficientes  $a_{s,enm}$  y  $a_{s,onm}$  están asociados con las componentes de  $\mathbf{N}_{e1n,m}$  y  $\mathbf{N}_{o1n,m}$ , respectivamente, mientras que los coeficientes  $b_{s,enm}$  y  $b_{s,onm}$  están asociados con las componentes de  $\mathbf{M}_{e1n,m}$  y  $\mathbf{M}_{o1n,m}$ , respectivamente.

Sabiendo cómo son los campos incidentes y esparcidos, pasamos ahora a estudiar la fuerza por la presión de radiación. En términos generales, la fuerza promedio experimentada por un cuerpo que esparce y/o absorbe inmerso en un campo puede calcularse evaluando el flujo del tensor de esfuerzo de Maxwell  $\mathbf{T}$  a través de una superficie virtual  $S$  que encierre el objeto (Salandrino et al., 2012):

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \int_{\Sigma} \mathbf{T} \cdot \hat{n} dS, \quad (44)$$

donde  $\hat{n}$  es el vector unitario normal a la superficie  $S$ . En este contexto, se eligió una esfera centrada en el origen de un sistema de coordenadas esféricas, de modo que el vector unitario normal hacia fuera esté dado por  $\hat{n} = \hat{r}$ . Por otro lado, el tensor  $\mathbf{T}$  está definido como (Salandrino et al., 2012):

$$\mathbf{T} = \varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E} \mathbf{E}^* - \mu_0 \mathbf{B} \mathbf{B}^* - \frac{1}{2} (\varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* - \mu_0 \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}^*) \mathbf{I}, \quad (45)$$

donde  $\varepsilon_0$  es la permitividad eléctrica del vacío,  $\varepsilon_b$  es la permitividad relativa del medio en el que se encuentra el objeto,  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética del vacío, y  $\mathbf{I}$  representa una matriz identidad  $3 \times 3$ .

Como se mencionó anteriormente, los campos totales  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  fuera de la esfera pueden expresarse en términos de los campos incidentes y esparcidos  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_s$ ,  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_i + \mathbf{B}_s$ , con lo que el tensor de esfuerzo se convierte en:

$$\begin{aligned} \mathbf{T} \equiv & \varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E}_i \mathbf{E}_i^* - \mu_0 \mathbf{B}_i \mathbf{B}_i^* - \frac{1}{2} \mathbf{I} (\varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E}_i \cdot \mathbf{E}_i^* - \mu_0 \mathbf{B}_i \cdot \mathbf{B}_i^*) \\ & + \varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E}_s \mathbf{E}_s^* - \mu_0 \mathbf{B}_s \mathbf{B}_s^* - \frac{1}{2} \mathbf{I} (\varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E}_s \cdot \mathbf{E}_s^* - \mu_0 \mathbf{B}_s \cdot \mathbf{B}_s^*) \\ & + \varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E}_i \mathbf{E}_s^* - \mu_0 \mathbf{B}_i \mathbf{B}_s^* - \frac{1}{2} \mathbf{I} (\varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E}_i \cdot \mathbf{E}_s^* - \mu_0 \mathbf{B}_i \cdot \mathbf{B}_s^*) \\ & + \varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E}_s \mathbf{E}_i^* - \mu_0 \mathbf{B}_s \mathbf{B}_i^* - \frac{1}{2} \mathbf{I} (\varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E}_s \cdot \mathbf{E}_i^* - \mu_0 \mathbf{B}_s \cdot \mathbf{B}_i^*). \end{aligned} \quad (46)$$

Se observa que el primer término hace referencia a la contribución de los campos incidentes en ausencia de cualquier objeto que esparza la luz, mientras que el segundo término se refiere a la contribución de los campos esparcidos, que pueden ser generados por cualquier otro proceso coherente dentro del medio dieléctrico y no necesariamente por el campo incidente. Por último, los dos últimos términos involucran productos de los campos incidentes y esparcidos, describiendo la interacción cruzada entre ellos.

Al sustituir el tensor de esfuerzo  $\mathbf{T}$  en la Ecuación 44 y realizar el desarrollo matemático correspondiente, se obtiene la siguiente expresión para la fuerza promedio total (Salandrino et al., 2012):

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{F} \rangle \equiv & -\frac{\sqrt{\varepsilon_b}}{c} \frac{1}{2} \text{Re} \lim_{r \rightarrow \infty} \oint_S [(\mathbf{E}_s + \mathbf{E}_i) \times (\mathbf{H}_s^* + \mathbf{H}_i^*) - \mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i^*] dS \\ & - \frac{\sqrt{\varepsilon_b}}{c} \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \lim_{r \rightarrow \infty} \oint_S (\mathbf{S} - \mathbf{S}_i) \right] dS, \end{aligned} \quad (47)$$

donde  $\mathbf{S}$  y  $\mathbf{S}_i$  representan el vector de Poynting total y el vector de Poynting del campo incidente, respectivamente. La Ecuación 47 proporciona una perspectiva física importante sobre cómo se ejercen las fuerzas ópticas en las partículas como resultado de la redistribución del momento electromagnético.

El caso en el que el campo incidente en una partícula sea un campo evanescente se discutió previamente

en el capítulo 2. Almaas y Brevik desarrollaron una teoría para explicar la fuerza ejercida sobre una partícula micrométrica, dieléctrica y esférica inmersa en el campo evanescente producido por un láser (Almaas & Brevik, 1995). En este contexto, expresaron los campos evanescentes  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  en términos de armónicos esféricos vectoriales y llevaron a cabo un procedimiento matemático para determinar los coeficientes de expansión asociados a los armónicos esféricos. Estos coeficientes varían dependiendo de si el campo tiene polarización  $s$  o polarización  $p$ . Finalmente, se propone un parámetro adimensional que se relacione con las fuerzas verticales y horizontales como se muestra a continuación:

$$Q_x = \frac{F_x}{\varepsilon_0 E^2 a^2}, \quad Q_z = \frac{F_z}{\varepsilon_0 E^2 a^2}, \quad (48)$$

donde  $\varepsilon_0$  es la permitividad eléctrica en el vacío,  $E$  es el campo evanescente y  $a$  es el radio de la esfera. Por medio de cálculos numéricos encontraron el comportamiento de las fuerzas. Siguiendo el plano de referencia que tomaron, el cual se encuentra en la Figura 7, encontraron que la fuerza vertical  $F_x$  debe dirigirse hacia abajo, atrayendo a la esfera hacia la superficie de la interfaz y la fuerza horizontal  $F_z$  se dirige de manera positiva, es decir, en la misma dirección de propagación horizontal del campo incidente. Con esto se puede concluir que la fuerza ejercida en la partícula por la presión de radiación va a generar que la partícula se mueva atraída hacia la superficie y en la misma dirección del haz incidente. Además, estudiaron la fuerza  $F_z$  en función de la polarización del haz, con lo que descubrieron que esta fuerza es un 35 % menor para la polarización  $s$  que para la polarización  $p$ .

Por otro lado, el caso en el que dos campos evanescentes contrapropagados interfieren, generando un campo evanescente estacionario con un patrón de franjas de interferencia que incide en una partícula, fue estudiado por Siler et al. (2006). En este estudio, se encontró que en el campo evanescente estacionario se formaban pozos de potencial en las franjas, lo que confinaba las partículas.

En nuestro caso, empleamos dos campos evanescentes contrapropagados que muestran un patrón de interferencia aleatorio, debido a la variabilidad en la fase de los haces estructurados utilizados. Cada haz presenta una fase aleatoria que define su distribución de intensidad, y estos haces no están correlacionados entre sí. Esto se debe a que la estructura de cada haz se genera de manera independiente, lo cual implica que localmente puede haber interferencia debido a su coherencia, pero globalmente no se observan franjas de interferencia bien definidas. Considerando esto junto con el tamaño de las partículas a utilizar, podemos promediar la intensidad resultante y así comprender las fuerzas actuantes sobre la partícula debido a la presión de radiación, similar al caso estudiado por Almaas & Brevik (1995).

Si consideramos un plano de referencia, como se muestra en la Figura 22, cada haz incidente ejerce una fuerza en la dirección  $z$ , que dirige las partículas hacia la superficie del sustrato, y una fuerza en dirección  $x$ , que provoca el movimiento de la partícula en la dirección de propagación horizontal del campo incidente en el sustrato. Siguiendo esta lógica, en el eje  $x$  habría dos fuerzas de igual magnitud que actúan en direcciones opuestas. Esto genera un equilibrio estático para las partículas en el área donde los dos campos evanescentes se superponen, es decir, las partículas se verían confinadas por la trampa óptica debido a las fuerzas actuantes.

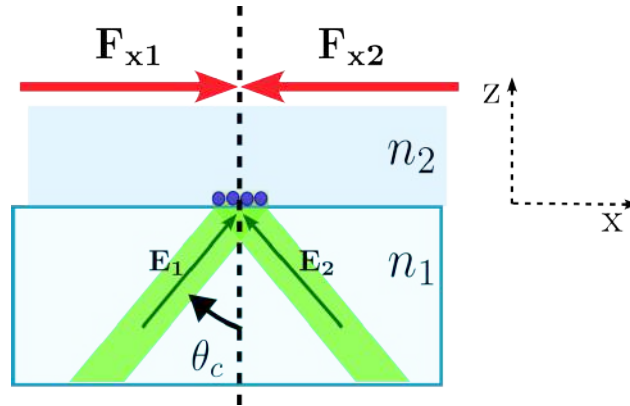


Figura 22. Dirección de las fuerzas actuantes por los campos evanescentes en el eje  $x$ .

### 3.4.1.1. Medición de fuerza por presión de radiación

Como hemos observado previamente, el estudio de la fuerza ejercida por la presión de radiación involucra la teoría electromagnética, la cual no puede ser directamente medida experimentalmente. Una manera de determinar esta fuerza en una partícula inmersa en un fluido es mediante la Ley de Stokes, al aproximar a la fuerza de la presión de radiación con la fuerza de arrastre. Esta igualdad es posible debido a que estamos tratando con partículas del orden de micrómetros que se desplazan a velocidades de micrómetros por segundo.

La Ley de Stokes establece que la fuerza de arrastre actuando sobre una partícula esférica en un fluido viscoso está directamente relacionada con la velocidad de la partícula y el coeficiente de viscosidad del fluido (Goldman et al., 1967). La fuerza de arrastre ( $F_d$ ) se define como:

$$F_d = 6\pi\eta r v, \quad (49)$$

donde  $\eta$  es el coeficiente de viscosidad del fluido,  $r$  es el radio de la partícula y  $v$  es su velocidad. Esta fuerza puede entenderse como la resistencia al movimiento de un objeto a través de un fluido viscoso debido a la interacción con las moléculas circundantes. Desde la perspectiva de la presión de radiación,  $F_d$  representa la fuerza ejercida por la luz para permitir que la partícula se mueva a una velocidad  $v$  en el fluido viscoso.

La ecuación 49 supone que la partícula está libre en un medio infinito y, por lo tanto, no interactúa con las fronteras del medio. Sin embargo, en nuestro caso, la partícula se encuentra cerca del sustrato, por lo que actúa como si estuviera próxima a una pared plana. Por tanto, se debe incorporar un parámetro adimensional de asimetría  $\xi$  a la fuerza que actúa sobre la partícula (Lin et al., 2000):

$$F_d = 6\pi\eta r v \xi. \quad (50)$$

Este parámetro  $\xi$  se determina utilizando un método de reflexiones, que es una técnica de solución de series iterativas. Los parámetros adimensionales de asimetría para el movimiento paralelo y perpendicular de la esfera con respecto a la pared son (Lin et al., 2000):

$$\xi_{\parallel}^{-1} = 1 - \frac{9}{16} \left(\frac{r}{h}\right) + 0 \left(\frac{r}{h}\right)^3 \quad (51)$$

$$\xi_{\perp}^{-1} = 1 - \frac{9}{8} \left(\frac{r}{h}\right) + 0 \left(\frac{r}{h}\right)^3 \quad (52)$$

donde  $r$  es el radio de la partícula y  $h$  es la distancia desde el plano hasta el centro de la partícula.

Para el caso en el que el campo incidente mueve la partícula, la fuerza por la presión de radiación que actúa en la partícula se encuentra con dicho movimiento. En el caso en el que el campo incidente confina a la partícula se debe generar un flujo en el medio, tal que, la partícula se libere de su confinamiento, en el momento justo en el que la partícula se mueve se debe medir la velocidad del flujo, con lo que se podrá medir la fuerza de la presión de radiación con la que estaba confinada la partícula.

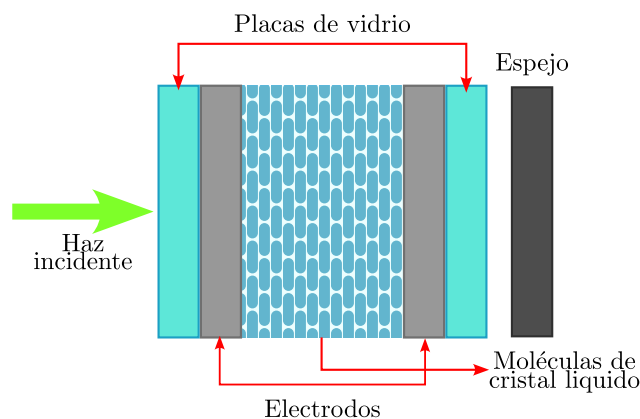


## Capítulo 4. Metodología

En este capítulo, se describe la metodología empleada para la generación de trampas ópticas con campos evanescentes estructurados. Para lograr este objetivo, se utilizará un modulador espacial de luz, que se caracterizará en detalle. Se implementará un algoritmo aditivo adaptativo para determinar la fase necesaria en la formación de distribuciones espaciales controladas. A continuación, se detallará la planificación del montaje experimental destinado a generar trampas ópticas con haces inclinados. Finalmente, se diseñarán las pantallas de fase necesarias para la implementación exitosa de las trampas ópticas en dicho montaje.

### 4.1. Modulador espacial de luz

El modulador espacial de luz, conocido como SLM (por sus siglas en inglés, "Spatial Light Modulator"), es un dispositivo electro-óptico utilizado para modular la luz que incide en él. Esta modulación puede ser en amplitud, fase o polarización. Estos dispositivos pueden hacer uso de tecnología de sistemas microelectromecánicos o tecnología de cristal líquido, comúnmente conocida como LCD (Liquid Crystal Display). La tecnología más ampliamente utilizada es el cristal líquido, que se destaca debido a la alta resolución y el tamaño mínimo de píxel que ofrecen las pantallas 2D. El cristal líquido es un material ópticamente transparente con anisotropía óptica y eléctrica, lo que da lugar a la birrefringencia en dicho material (Lazarev et al., 2012).



**Figura 23.** Estructura interna de un píxel de la pantalla de un modulador espacial de luz en reflexión.

Un modulador con cristal líquido consta de una pantalla que contiene un arreglo rectangular de píxeles, y cada píxel posee una estructura interna en la que se encuentra el cristal líquido entre electrodos. En

el caso de los moduladores por reflexión (Figura 23), la luz incide en el vidrio que contiene el cristal líquido y los electrodos. Luego, la luz pasa al electrodo transparente, llega al material birrefringente, pasa por otro electrodo y finalmente se refleja en un espejo, retornando por los mismos medios. Cada píxel se controla mediante los electrodos, los cuales suministran un voltaje deseado al cristal líquido, lo que induce un cambio en la orientación de sus moléculas.

Las moléculas del cristal líquido tienen forma elíptica, con un eje mayor que posee simetría circular en el plano transversal. La dirección de este eje mayor se denomina director y la organización espacial de las moléculas define el tipo de cristal líquido, que puede clasificarse en tres tipos de fases: esméctica, colestérica y nemática. Además, las moléculas del cristal líquido pueden clasificarse según su orientación, ya sea alineada de manera paralela, vertical o en una disposición de giro helicoidal.

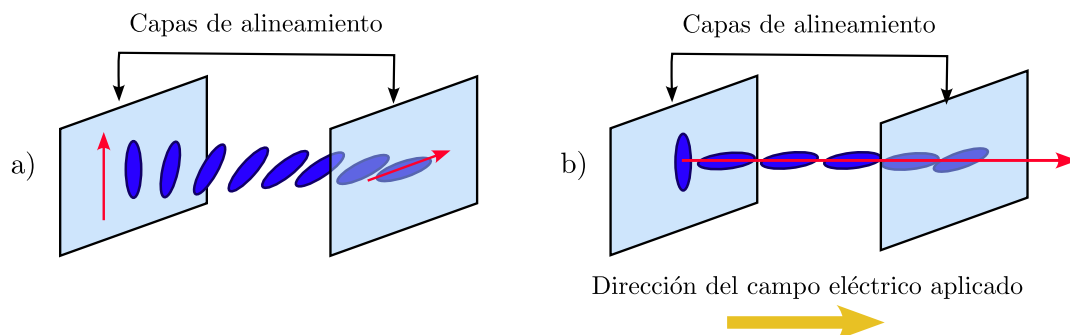
El modulador espacial de luz utilizado en este trabajo es un modulador por reflexión de la marca HoloEye (Figura 24), conocido como SLM LC-R2500-m. Este dispositivo consta de una pantalla de cristal líquido con una resolución de 1024x768 píxeles y un tamaño de píxel de  $19 \mu m$ , con un factor de llenado del 93 %. Para controlar el modulador, se utiliza una señal de video proveniente de un puerto DVI, a través del cual se envía una pantalla en escala de grises con valores que van desde 0 hasta 255. El modulador traduce estos valores en un cambio de voltaje, lo que a su vez se traduce en un cambio de fase en la luz reflejada por el modulador.



**Figura 24.** Modulador espacial de luz SLM LC-R2500-m.

El modulador utilizado emplea un cristal líquido de tipo nemático con giro helicoidal. En la fase nemática, todas las moléculas se alinean en la misma dirección, aunque no existe una alineación vertical u horizontal. Esto permite que las moléculas sean libres para moverse, manteniendo su orientación a lo largo del material. En el caso de la orientación de giro helicoidal, la orientación de las moléculas suele variar típicamente en un ángulo de  $90^\circ$  desde un extremo hasta el otro del cristal líquido, lo que resulta en una disposición helicoidal, como se muestra en la Figura 25a). Cuando se aplica un campo eléctrico,

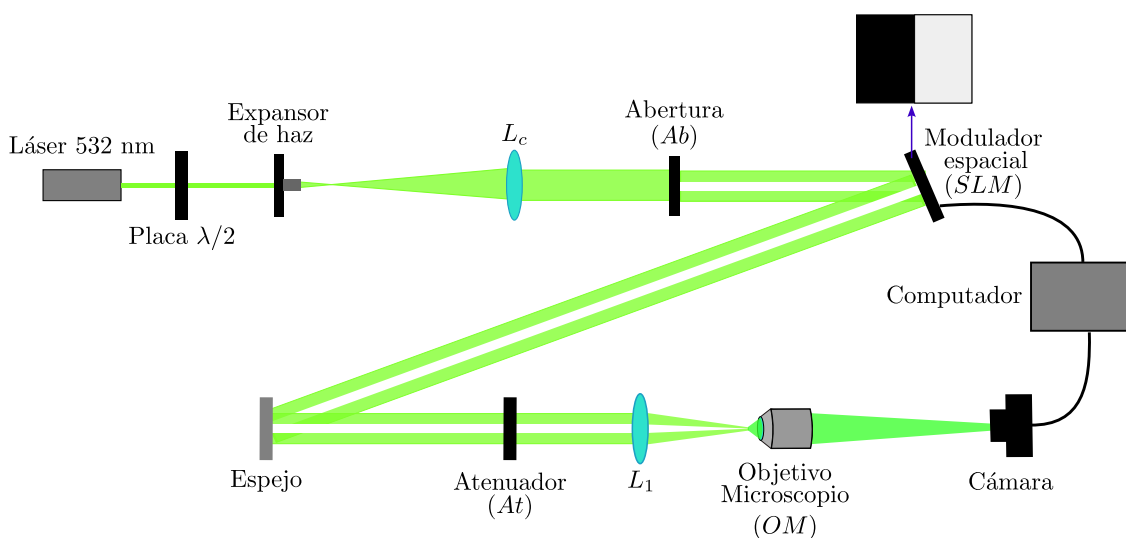
las moléculas se reorientan y cambian su posición relativa, lo que modifica la rotación helicoidal para alinearse con el campo eléctrico, como se muestra en la Figura 25b). Este proceso genera la modulación en el haz luminoso resultante.



**Figura 25.** Cristal líquido de giro helicoidal. a) Moléculas en disposición helicoidal cuando no hay un campo eléctrico aplicado. b) Moléculas alineadas con el campo eléctrico aplicado.

#### 4.1.1. Caracterización del modulador espacial de luz

El modulador espacial de luz, en conjunto con un arreglo óptico, tiene la capacidad de modular en fase, amplitud y polarización. Sin embargo, en este trabajo, se busca que el modulador solo module en fase. Esto es esencial para garantizar que las trampas ópticas sean lo suficientemente efectivas para confinar partículas, ya que esta modulación es la que tiene menor pérdida de potencia. La caracterización del modulador se llevó a cabo mediante el montaje del arreglo óptico, que se muestra esquemáticamente en la Figura 26.



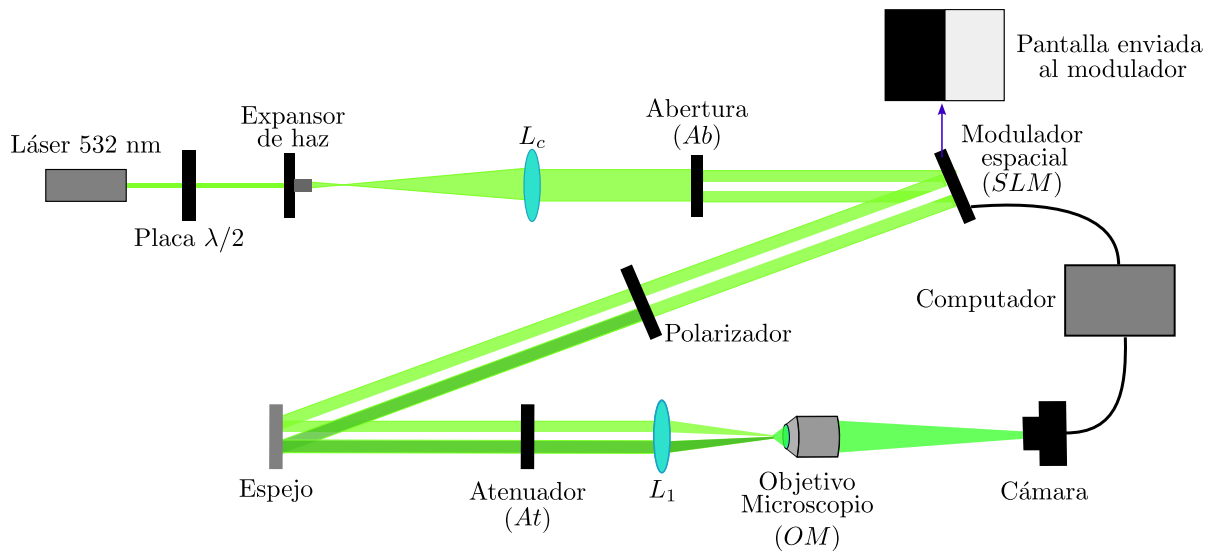
**Figura 26.** Esquema de montaje experimental para la caracterización del modulador

En la configuración experimental, se emplea un láser con una longitud de onda de  $532\text{ nm}$ , el cual tiene una polarización horizontal y una longitud de coherencia de  $7\text{ mm}$ . En el camino óptico, se encuentra una placa retardadora de  $\lambda/2$ , que desempeña un papel crucial en asegurar que el sistema solo module en fase. A continuación, se utiliza un sistema colimador compuesto por un expansor de haz y una lente, posicionados de manera que el haz colimado ilumine toda la pantalla del modulador.

Teniendo como referencia la Figura 26, después de colimar el haz con la lente  $L_c$ , se introduce una abertura ( $Ab$ ) para separar el haz en dos partes. Cada uno de estos haces incide en una mitad del modulador espacial, con un ángulo de incidencia de aproximadamente  $10^\circ$ . A una de las mitades del modulador se le envía una pantalla negra ( $0\text{ V}$ ), lo que resulta en un cambio de fase nulo. En la otra mitad de la pantalla, se varía el voltaje suministrado, lo que se traduce en la proyección de diferentes tonos de grises que van desde 0 hasta 255. La luz reflejada por el modulador se guía mediante un espejo hacia una lente  $L_1$ , donde los dos haces se encuentran en el plano focal de la lente, generando franjas de interferencia debido a la interferencia de los dos haces. Para observar estas franjas de interferencia, se utiliza un objetivo de microscopio  $40X$  ( $OM$ ) y una cámara Pixelink. Además, se incorpora un atenuador ( $At$ ) en el montaje para reducir la intensidad de los haces y evitar la saturación de la cámara.

Las franjas de interferencia generadas por el montaje interferométrico se ven afectadas por los cambios de fase en la pantalla del modulador. Resultando en un desplazamiento de las franjas de interferencia debido a un desfase entre los dos haces interferentes. Al relacionar este desfase con la escala de grises, es posible determinar qué tono de gris se debe asignar a cada píxel para generar la pantalla de fase óptima.

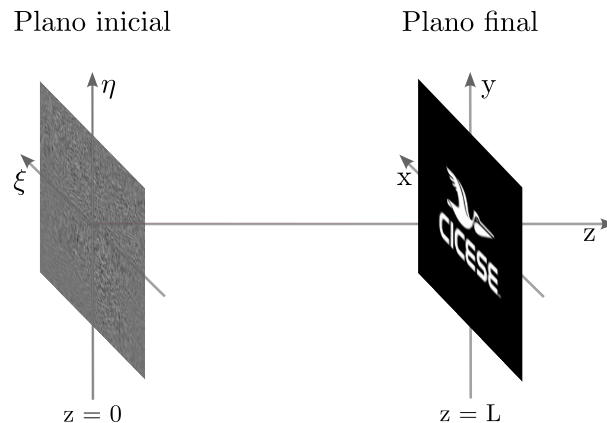
Es importante destacar que, antes de caracterizar el modulador en fase, es necesario determinar el ángulo al cual debe estar orientado el eje rápido de la placa retardadora de  $\lambda/2$  para que la luz polarizada linealmente que incide en el modulador espacial se alinee con su eje mayor o "director", permitiendo así el cambio de fase sin modificar la polarización. Para comprobar que la polarización del haz de luz reflejada por el modulador no se está modificando cuando se modula en fase, es necesario colocar un polarizador en el camino óptico de la luz después del modulador espacial. Si la luz se ve afectada en su polarización cuando se modula en fase, la potencia de la luz que pase por el polarizador también se verá afectada; por el contrario, si solo se está modulando en fase sin ningún cambio en la polarización, la luz que pase por el polarizador mantendrá la misma potencia a cualquier cambio de fase. Sabiendo esto, se coloca un polarizador en el camino óptico después del modulador espacial, alineado de manera que la mayor cantidad de luz pase a través de él, como se muestra en la Figura 27.



**Figura 27.** Esquema de montaje experimental con polarizador para verificar el ángulo óptico de la placa retardadora de  $\lambda/2$ .

Cuando el modulador está configurado con un nivel de gris nulo, es decir, sin modulación, la intensidad de los dos haces refractados por el polarizador es la misma. Al modular la mitad de la pantalla, la intensidad de un haz modulado se ve afectada si el ángulo de la placa retardadora no es óptimo. Por lo tanto, se ajusta la orientación de la placa retardadora hasta encontrar una posición en la cual la intensidad del haz modulado no cambie con respecto al haz no modulado, independientemente del voltaje aplicado a la mitad de la pantalla que se está modificando, lo que permite comprobar que solo se modula en fase.

## 4.2. Propagación con el modulador espacial de luz



**Figura 28.** Geometría de propagación, donde en el plano inicial se encuentra la pantalla de fase generada, y en el plano final se presenta la distribución de intensidad deseada.

El diseño de las trampas ópticas con haces estructurados, está basado en la teoría de difracción detallada en el Capítulo 3. Esta teoría, junto con la utilización del modulador espacial de luz, nos permite generar distribuciones espaciales de luz o distribuciones de intensidad controladas a una distancia  $z$  específica. A través del modulador espacial, creamos pantallas de fase en el plano del modulador, que llamaremos plano de entrada o plano inicial, que estructuran el haz de luz y causan un cambio en su distribución espacial a medida que se propaga hasta alcanzar el plano final o plano de salida en la posición  $z = L$  como se muestra en la Figura 28.

En nuestro caso, la distribución espacial de la luz en  $z = L$  se conoce, ya que corresponde a la distribución de luz o intensidad deseada en la trampa óptica. Sin embargo, desconocemos la pantalla de fase específica necesaria para generarla. Para abordar esto, emplearemos un algoritmo aditivo adaptativo ampliamente utilizado (Dufresne et al., 2001) (Soifer et al., 2014). A continuación, se presentarán los detalles de dicho algoritmo.

#### 4.2.1. Algoritmo aditivo adaptativo

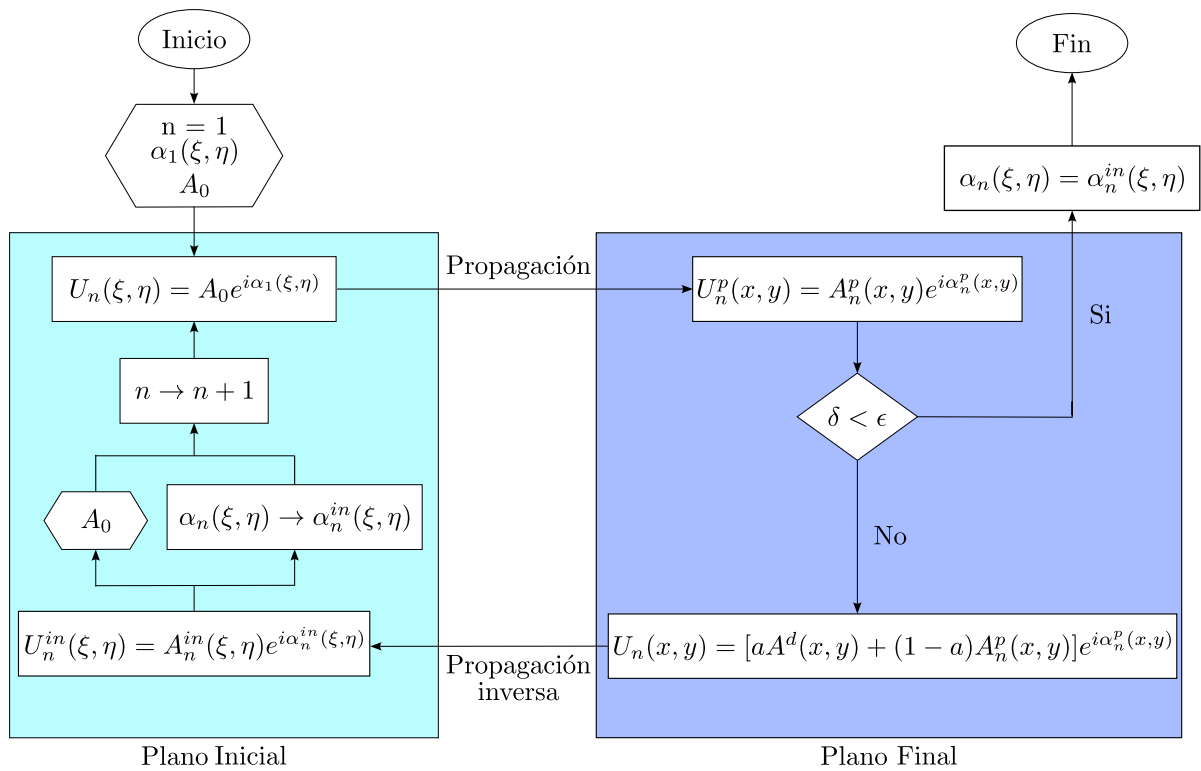


Figura 29. Esquema del funcionamiento del algoritmo aditivo adaptativo.

El algoritmo aditivo adaptativo es un método numérico e iterativo que utiliza la información proporcionada sobre la distribución espacial deseada a una distancia de propagación específica para encontrar la pantalla de fase con la distribución necesaria en el plano de entrada. El algoritmo se basa en la transformada rápida de Fourier (FFT por sus siglas en inglés), dado que, como se explicó en el capítulo 3, la propagación de las ondas se describe en términos de transformadas de Fourier. El esquema o diagrama de flujo del algoritmo se presenta en la Figura 29, que describe los pasos necesarios para calcular la amplitud compleja en el plano inicial y, por ende, obtener la pantalla de fase necesaria para generar una distribución de intensidad controlada en un plano a una distancia  $z$ .

A continuación, se proporciona una descripción detallada de los pasos del algoritmo.

1. Inicializar la variable  $n$ ,  $n = 1$ , que servirá como contador, y asignar una amplitud constante de  $A_0$  y una fase de entrada arbitraria  $\alpha_1(\xi, \eta)$  al haz en el plano inicial, quedando la amplitud compleja inicial como:

$$U_n(\xi, \eta) = A_0 e^{i\alpha_1(\xi, \eta)}. \quad (53)$$

En nuestro caso,  $A_0$  está normalizada a una matriz de unos, lo que equivale a tener la pantalla del modulador completamente iluminada. La fase de entrada  $\alpha_1(\xi, \eta)$  se tomó como aleatoria, usando la función  $rand(\xi, \eta)$  con valores de 0 a  $2\pi$ , aunque también se ha probado con una fase inicial nula.

2. Propagar la amplitud compleja del plano inicial a un plano final. En nuestro caso, esta propagación se realiza mediante la aproximación de Fresnel (Ecuación 18), lo que resulta en la amplitud compleja en el plano final:

$$U_n^p(x, y) = A_n^p(x, y) e^{i\alpha_n^p(x, y)}. \quad (54)$$

3. Comparar la distribución de intensidad reconstruida  $|U_n^p(x, y)|^2$ , que se puede calcular al propagar la amplitud compleja inicial  $U_n(\xi, \eta)$ , con la distribución de intensidad deseada  $I_d(x, y)$ . Esta comparación se realiza mediante el error cuadrático medio, el cual se mide con la fórmula presentada a continuación (Soifer et al., 2014):

$$\delta^2 = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |I_d(x, y) - |U_n^p(x, y)|^2|^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} |I_d(x, y)|^2 dx dy}. \quad (55)$$

El error cuadrático medio se interpreta como la similitud entre la distribución espacial de luz

reconstruida y la deseada. Si  $\delta$  es cercano a 1, ambas distribuciones son muy diferentes, mientras que si se acerca a 0, las distribuciones son más similares. Teniendo en cuenta esto se compara  $\delta$  con un valor establecido arbitrariamente,  $\epsilon$ . En caso de que  $\delta < \epsilon$ , se utiliza la fase  $\alpha_1(\xi, \eta)$  de la amplitud compleja inicial  $U_n(\xi, \eta)$  para generar la pantalla de fase que se enviará al modulador. En caso de que  $\delta > \epsilon$ , se continúa con el paso 4 para lograr que la condición  $\delta < \epsilon$  se cumpla y, así, la distribución espacial de luz converja a la deseada.

4. Agregar a la amplitud compleja del plano final (Ecuación 54) un porcentaje de la amplitud deseada  $A^d(x, y) = \sqrt{I_d(x, y)}$  y un porcentaje de la amplitud encontrada al propagar  $A_n^p(x, y)$ . La suma de ambos porcentajes debe ser del 100 %, para esto se introduce un valor constante  $a$  que puede tomar valores entre 0 y 1 para determinar la proporción de cada amplitud. Por ejemplo, si  $a = 1$ , se adicionará solo la amplitud deseada, mientras que si  $a = 0$  se incluirá solo la amplitud obtenida al propagar. En nuestro caso,  $a = 0.5$ , lo que significa que se toman partes iguales de la amplitud deseada y la obtenida al propagar:

$$U_n(x, y) = [aA^d(x, y) + (1 - a)A_n^p(x, y)]e^{i\alpha_n^p(x, y)}. \quad (56)$$

5. Propagar inversamente a la amplitud obtenida en el paso anterior hasta llegar al plano inicial con una amplitud compleja:

$$U_n^{in}(\xi, \eta) = A_n^{in}(\xi, \eta)e^{i\alpha_n^{in}(\xi, \eta)}. \quad (57)$$

6. Reemplazar  $A_n^{in}(\xi, \eta)$  por  $A_0$  y mantener la fase encontrada al propagar inversamente,  $\alpha_n^{in}(\xi, \eta)$ . La ecuación de la amplitud compleja en el plano inicial sería:

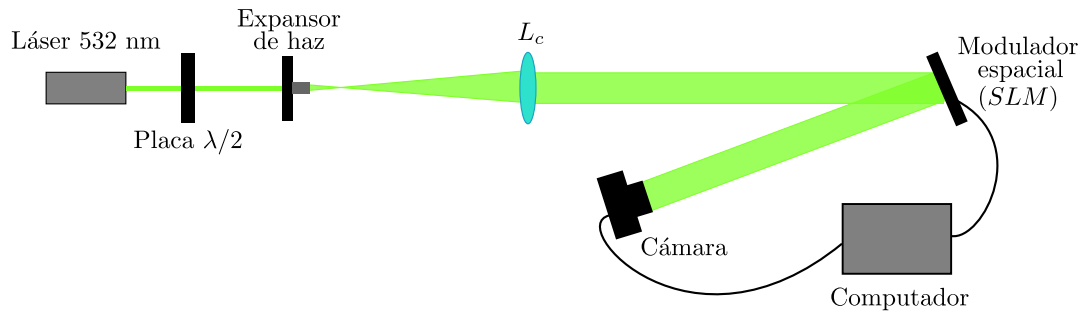
$$U_n(\xi, \eta) = A_0e^{i\alpha_n(\xi, \eta)}, \quad (58)$$

donde,  $\alpha_n(\xi, \eta) = \alpha_n^{in}(\xi, \eta)$ .

7. Repetir desde el paso 2 hasta que la condición de iteración  $\delta < \epsilon$  se cumpla. Cabe resaltar que el paso esencial en este algoritmo es el paso 4. en el se agrega parte de la amplitud calculada por la propagación y parte de la amplitud deseada con el fin de que de encontrar la fase necesaria.

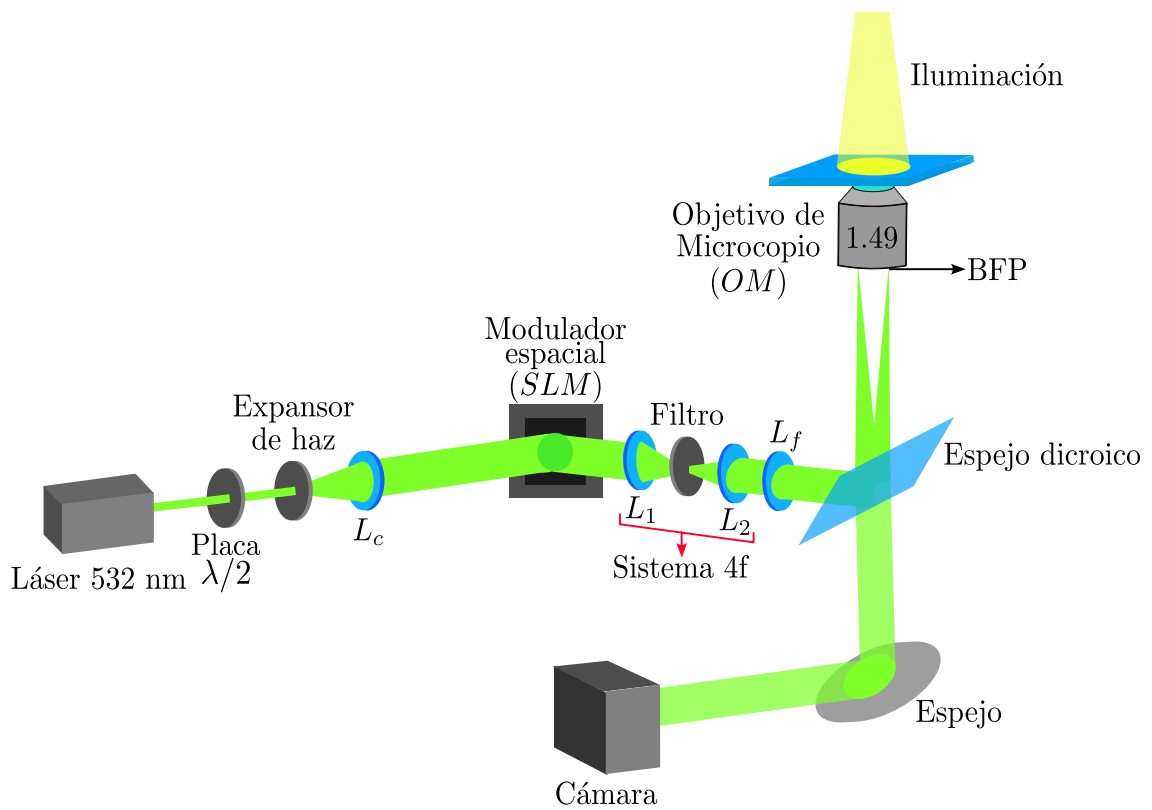
Para verificar las pantallas de fase generadas mediante el algoritmo aditivo adaptativo, implementamos el montaje esquematizado en la Figura 30. En este arreglo experimental, posicionamos una cámara Canon Rebel T5 a una distancia de  $z = 100 \text{ cm}$  del modulador. Esta cámara está equipada con una pantalla de  $23.3 \text{ mm} \times 14.9 \text{ mm}$  y una resolución de  $5184 \times 3436$  píxeles.





**Figura 30.** Esquema montaje experimental para probar la modulación en fase del modulador espacial de luz.

### 4.3. Montaje para la generación de campos evanescentes



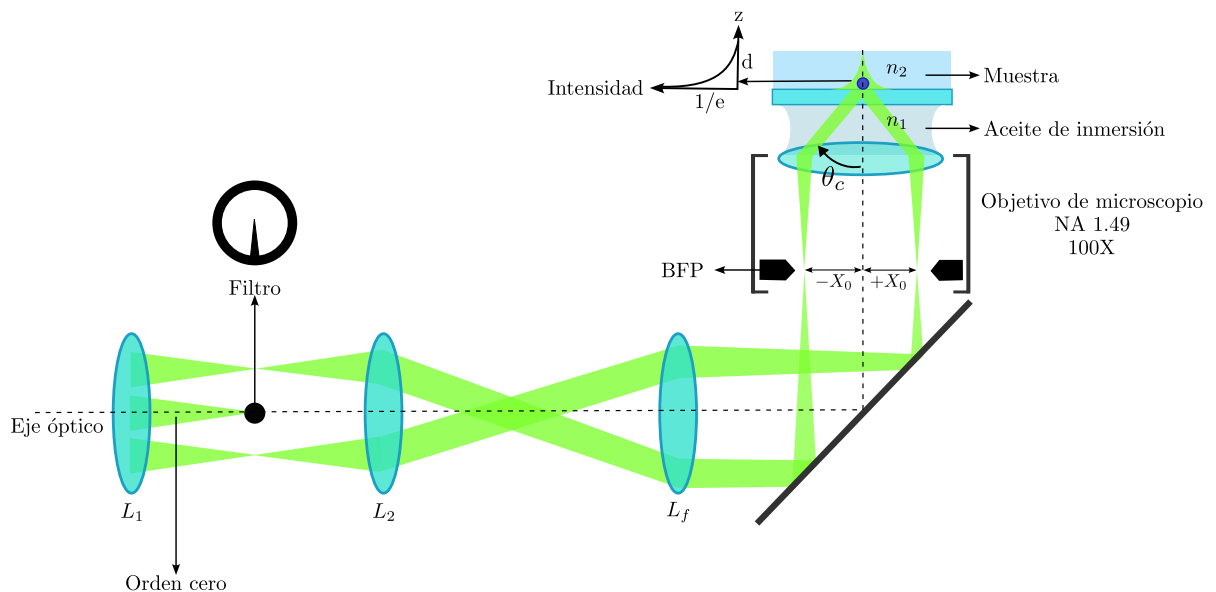
**Figura 31.** Esquema montaje experimental para la generación de campos evanescentes.

En las referencias previas (Garcés-Chávez et al. (2005) y Mellor et al. (2005)), se describió un montaje experimental para la generación de campos evanescentes que implicaba el uso de un prisma. En este caso la luz incide con un ángulo superior al crítico para producir los campos evanescentes necesarios para guiar o atrapar partículas. Sin embargo, en este trabajo hemos optado por una metodología diferente para

generar campos evanescentes. Nos inspiramos en montajes de pinzas holográficas (Curtis et al., 2002), donde utilizan un modulador espacial de luz junto con un objetivo de microscopio para enfocar haces a la salida del objetivo, logrando así la generación de pinzas ópticas holográficas. En nuestro enfoque, proponemos implementar un objetivo de microscopio de alta apertura numérica, para la generación de campos evanescentes.

El montaje experimental utilizado se ilustra en la Figura 31. Un láser de  $532\text{ nm}$  atraviesa una placa retardadora, un expensor de haz y una lente colimadora  $L_c$  para obtener un haz expandido con la polarización adecuada para la modulación en fase. Luego, el haz colimado incide sobre el modulador espacial ( $SLM$ ) que, mediante una pantalla de fase diseñada previamente, genera dos haces estructurados con una inclinación con respecto al eje óptico. Un haz es generado por la mitad del modulador y el segundo haz es generado por la otra mitad.

Posteriormente, los dos haces generados por el modulador pasan a través de un sistema  $4f$  para eliminar el orden cero (luz no modulada) mediante un filtro espacial que cubre la luz que pasa en el eje óptico del sistema (Figura 32). Después, los haces se enfocan en el plano focal posterior del objetivo del microscopio ( $BFP$ , por sus siglas en inglés) utilizando una lente etiquetada como  $L_f$ . Esto permite que el haz resultante, al salir del objetivo del microscopio, se vuelva a colimar. Para este propósito, se emplea un objetivo de microscopio TIRF (interna total Reflection Fluorescence Microscope), el cual tiene una alta apertura numérica ( $NA\ 1.49$ ). Esta alta apertura numérica provoca que los haces adquieran un ángulo de inclinación  $\theta$  alto a la salida del objetivo del microscopio.



**Figura 32.** Sistema de lentes del montaje para campos evanescentes contrapropagados generados mediante haces inclinados y enfocados en el BFP de un objetivo de microscopio TIRF.

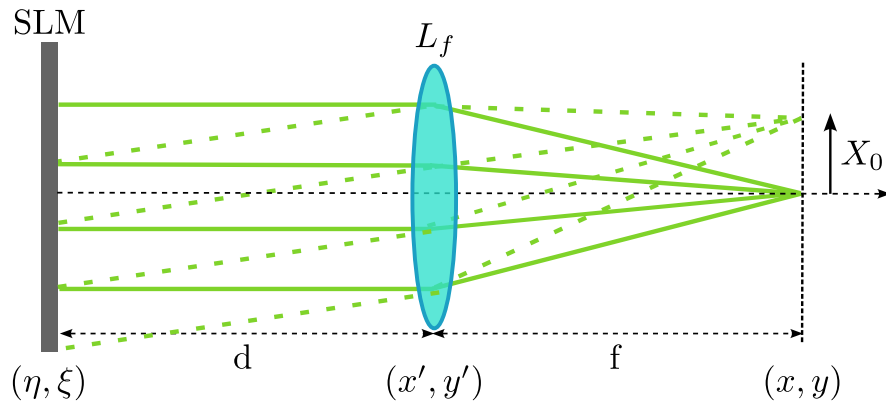
La pantalla de fase enviada al modulador mueve a los haces enfocados en el plano focal posterior del objetivo de microscopio (*BFP*) una distancia  $X_0$ , alejándolos del eje óptico en dicho plano. Si el desplazamiento en cada haz es suficiente para superar el ángulo crítico  $\theta_c$ , se generará reflexión interna total en el plano focal, lo que permitirá que en la superficie del sustrato se generen dos campos evanescentes contrapropagados que interactúen con las micropartículas y logren atraparlas.

Cabe resaltar que en la Figura 31 se muestra un esquema simple del montaje para mejorar la comprensión del mismo. En el montaje experimental, además de los elementos ópticos ya mencionados, se utilizaron cuatro espejos para direccionar la luz hasta la entrada del microscopio invertido marca Nikon, modelo eclipse Ti-U. Además, durante la explicación, se simplifica la estructura generada con el modulador como dos haces colimados e inclinados. Esto se hace para facilitar la comprensión de cómo se comporta la luz a lo largo del montaje. Si solo aplicamos una inclinación en la pantalla de fase, esto es lo que ocurriría. Sin embargo, en nuestro caso, también agregamos una fase determinada mediante difracción, lo cual implica que no conocemos la distribución espacial en todo el recorrido de la luz; únicamente la conocemos en planos específicos.

#### 4.4. Diseño de Trampas Ópticas

Para asegurar que el diseño de las trampas ópticas estuviera correctamente planteado, decidimos estudiar la parte más crucial de dicho montaje para comprenderla a fondo. Como se observa en la Figura 32, al mover la posición del haz de luz fuera del eje óptico del sistema, este atraviesa las lentes y se enfoca en el BFP en un punto situado fuera del eje óptico. Posteriormente, la luz sale colimada y con un ángulo  $\theta_c$  a la salida del objetivo del microscopio, lo que puede generar el campo evanescente requerido para el experimento. Para enfocar la luz en el BFP, utilizamos la lente  $L_f$ , y para desplazar la posición del haz de luz fuera del eje óptico del sistema, utilizamos el modulador espacial. Por lo tanto, es esencial comprender este sistema de modulador y lente antes de avanzar al montaje final de las pinzas ópticas.

En nuestro sistema, ubicamos la lente  $L_f$  a una distancia  $d$  del modulador espacial de luz (SLM) para enfocar el haz, y utilizamos el modulador espacial de luz para desplazar el punto de enfoque a una distancia  $X_0$  en el BFP o plano focal posterior del objetivo de microscopio, como se ilustra en la Figura 33 que se muestra a continuación.



**Figura 33.** Desplazamiento del haz enfocado con respecto al eje óptico dado por la distribución de fase enviada al modulador espacial de luz (SLM).

Cuando se coloca una lente en medio de la propagación a una distancia  $d$  del modulador o del campo complejo inicial de tal forma que la aproximación de Fresnel o aproximación paraxial es válida para dicha distancia de propagación, se puede decir que la relación de espectros angulares se describe según (Goodman, 2005) como:

$$F_l(f_x, f_y) = F_0(f_x, f_y)e^{-i\pi\lambda d(f_x^2 + f_y^2)}, \quad (59)$$

donde,  $F_l$  es el espectro angular en la luz que incide en la lente (plano  $(x', y')$ ),  $F_0$  es el espectro angular de la luz transmitida por el modulador espacial de luz, y se ha omitido un desfase constante. Descartando la extensión finita de la lente, la amplitud compleja en el foco de la lente  $U_f$  será:

$$U_f(x, y) = \frac{e^{i\frac{k}{2f}(x^2 + y^2)}}{i\lambda f} F_l\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right). \quad (60)$$

Sustituyendo la Ecuación 59 en la 60, obtenemos que la amplitud compleja en el foco de la lente es:

$$U_f(x, y) = \frac{e^{i\frac{k}{2f}(1 - \frac{d}{f})(x^2 + y^2)}}{i\lambda f} F_0\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right). \quad (61)$$

Reemplazando el espectro angular  $F_l$ , que representa la transformada de Fourier del campo complejo incidente en la lente, en la Ecuación 60, podemos expresar la amplitud compleja en el foco en función de la amplitud compleja en la lente lo que nos da como resultado la difracción de Fraunhofer.

$$U_f(x, y) = \frac{e^{i\frac{k}{2f}(x^2+y^2)}}{i\lambda f} \mathcal{F}(U_l(x', y')), \quad (62)$$

además, sustituyendo el espectro angular  $F_0$ , que corresponde a la transformada de Fourier del campo complejo reflejado por el modulador, en la Ecuación 61, podemos expresar la amplitud compleja en el foco en función de la amplitud compleja en el modulador.

$$U_f(x, y) = \frac{e^{i\frac{k}{2f}(1-\frac{d}{f})(x^2+y^2)}}{i\lambda f} \mathcal{F}(U(\eta, \xi)), \quad (63)$$

En estas dos últimas ecuaciones las frecuencias espaciales resultantes de la transformada de Fourier, están relacionadas con las coordenadas  $x$  y  $y$  a través de las relaciones:

$$f_x = \frac{x}{\lambda f} \quad y \quad f_y = \frac{y}{\lambda f}. \quad (64)$$

Es importante destacar que, si la distancia  $d$  a la que se encuentra el campo complejo inicial es igual a la distancia focal de la lente  $f$ , el término exponencial que acompaña a la transformada de Fourier se hace uno. En este caso, la relación resultante es equivalente a la transformada de Fourier.

$$U_f(x, y) = \frac{1}{i\lambda f} \mathcal{F}(U(\eta, \xi)), \quad (65)$$

Al comprender cómo se propaga la luz cuando en el camino óptico hay una lente, podemos avanzar hacia el desplazamiento lateral con respecto al eje óptico. Dado que la amplitud compleja en el foco de la lente está directamente relacionada con la transformada de Fourier de la amplitud compleja reflejada por el modulador, podemos observar que la introducción de una fase en un espacio provocará un corrimiento lateral en el otro espacio. Esto se conoce como el teorema de corrimiento.

El teorema de corrimiento establece que si a la función  $h(x, y)$  le agregamos una fase, su transformada de Fourier  $H(f_x, f_y)$  se verá modificada con un corrimiento (Brigham, 1988). Es decir:

$$h(x, y)e^{i2\pi x f_0} \leftrightarrow H(f_x - f_0, f_y), \quad (66)$$

donde  $f_0$  es el corrimiento deseado. En nuestro caso, la función  $h(x, y)$  será la amplitud compleja en el

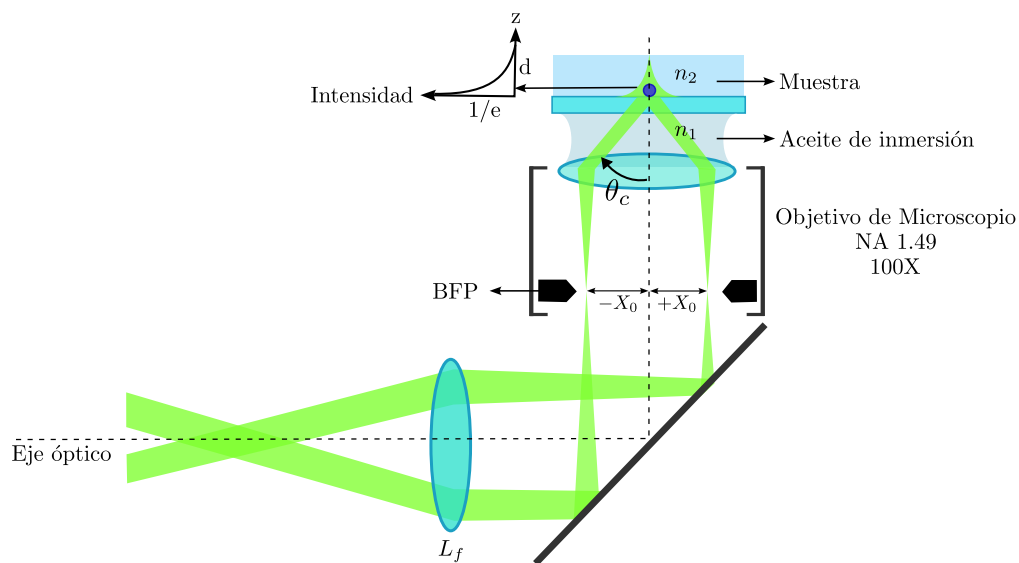
plano inicial  $U(\eta, \xi)$ , expresada de la siguiente manera:

$$U(\eta, \xi) = U_0 e^{i\alpha} e^{i\frac{2\pi x X_0}{\lambda f}}. \quad (67)$$

Aquí, la distancia de desplazamiento es  $X_0$  y  $\alpha$  representa la fase necesaria para generar la distribución espacial de luz a la distancia deseada. Gracias al teorema de corrimiento, logramos desplazar lateralmente la posición donde se enfoca el haz al atravesar la lente.

Ahora, nuestro objetivo es que la luz no se enfoque en un solo punto, sino que se divida en dos distribuciones, cada una enfocada a una distancia  $X_0$  del eje óptico, pero en direcciones opuestas. Para lograr esto, dividiremos el tamaño de la pantalla del modulador en dos secciones de igual tamaño. Con las dimensiones resultantes, creamos dos pantallas de fase mediante el algoritmo aditivo adaptativo. Luego, colocaremos estas pantallas de fase en cada una de las divisiones de manera que, al posicionarlas en el modulador, se generen dos distribuciones espaciales idénticas en la distancia de propagación  $z$ .

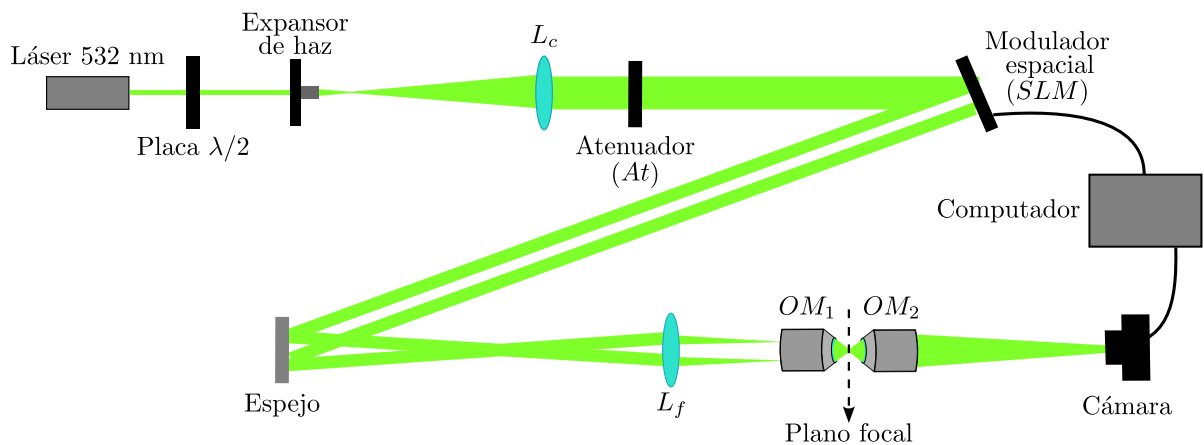
Con la pantalla dividida para generar dos distribuciones, el siguiente paso es desplazar lateralmente el foco de cada distribución utilizando el teorema de corrimiento, como se explicó anteriormente. A cada mitad de la pantalla se le aplicará la fase necesaria para generar el desplazamiento: a una mitad se le realizará un desplazamiento de  $+X_0$ , y a la otra, un desplazamiento de  $-X_0$ . De esta manera, en el plano focal posterior (BFP) del objetivo del microscopio, ambas distribuciones enfocadas estarán desplazadas simétricamente con respecto al eje óptico, como se muestra en la Figura 34.



**Figura 34.** Desplazamiento simétrico de los haces con respecto al eje óptico.

Lo anterior garantizará que ambos haces tengan la misma inclinación al salir del objetivo de microscopio, generando así dos campos evanescentes contrapropagados con la distribución deseada en el plano focal de la lente, es decir, en la superficie del sustrato.

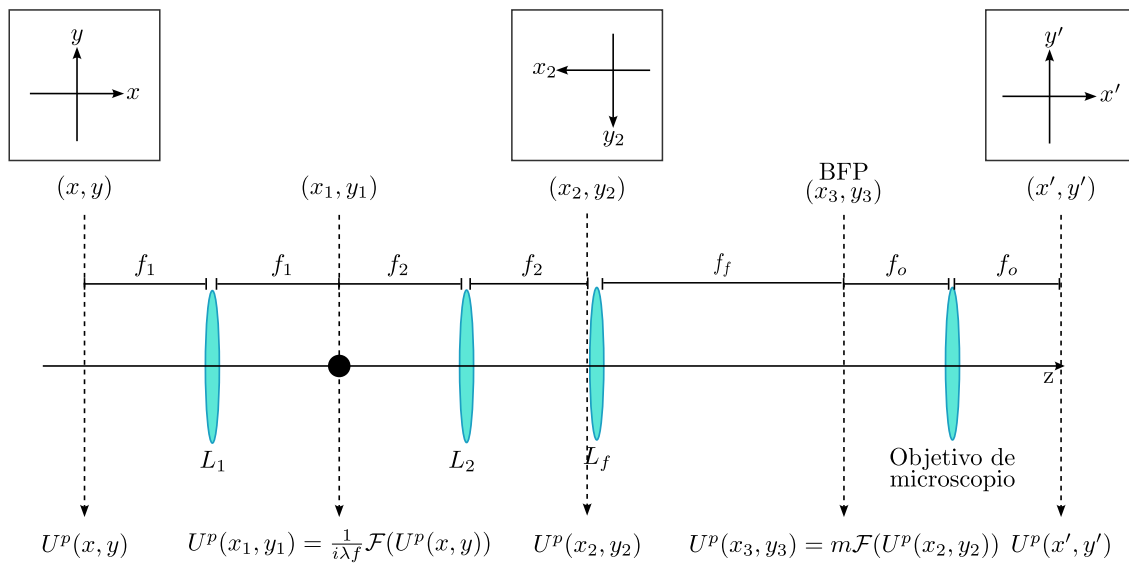
Para evaluar el sistema que genera las pantallas de fase para las trampas ópticas, inicialmente utilizamos un montaje que simula un microscopio, como se muestra en la Figura 35. En este montaje, se empleó una lente  $L_f$  y un objetivo de microscopio  $OM_1$  para simular lo que ocurriría en el montaje final. Además, se utilizó otro objetivo de microscopio  $OM_2$  y una cámara pixeLiNK para observar lo que sucedía en el plano focal del primer objetivo.



**Figura 35.** Esquema del montaje que simula el funcionamiento del microscopio para probar los diseños de las trampas ópticas

Después de verificar el diseño de las trampas ópticas mediante esta prueba, procedimos al montaje final para generar los campos evanescentes (Figura 31). En dicho montaje, además de contar con la lente  $L_f$  y el objetivo de microscopio TIRF, se incluyen dos lentes ( $L_1$  y  $L_2$ ) en el camino óptico, ambas con igual distancia focal, formando así el sistema  $4f$ . Este sistema es esencial para filtrar la luz que no se modula con el SLM.

Considerando estos elementos ópticos, llevamos a cabo un estudio para determinar la distancia a la cual debíamos colocar el primer plano con la distribución de intensidad deseada. El objetivo era generar las trampas ópticas en la profundidad de trabajo del objetivo de microscopio (WD), es decir, en su plano focal. Como resultado de este análisis, concluimos que la distribución espacial debe generarse en el plano focal anterior de la primera lente ( $L_1$ ). A continuación, se explica por qué llegamos a esta conclusión, siguiendo la guía de la Figura 36.



**Figura 36.** Propagación del campo óptico a través de las lentes del montaje experimental mediante transformadas de Fourier, comenzando en un plano  $(x, y)$  y finalizando en un plano  $(x', y')$ .

Si diseñamos la pantalla de fase de manera que el campo complejo deseado  $U^p(x, y)$  se genere en el plano focal anterior de la primera lente  $L_1$ , podemos utilizar la relación indicada en la Ecuación 65. En este caso, en el plano focal posterior de la lente, encontraremos la transformada de Fourier del campo  $U^p(x, y)$ . Este plano focal posterior se convierte, por lo tanto, en un plano de Fourier donde podemos identificar las componentes de frecuencia del campo  $U^p(x, y)$ .

Las frecuencias bajas, que representan el campo no modulado, aparecerán en el eje óptico formando una distribución de intensidad muy angosta. Para eliminar esta distribución, se coloca un obstáculo físico que lo cubre. Ahora, la lente  $L_2$  se posiciona de manera que su plano focal anterior coincida con el plano focal posterior de la lente  $L_1$ . Esto cumple nuevamente con la relación de la Ecuación 65, pero esta vez para la lente  $L_2$ . En consecuencia, en el plano focal posterior de  $L_2$ , encontraremos el campo  $U^p(x_2, y_2)$ , que será el mismo campo  $U^p(x, y)$  pero rotado.

Es importante que las lentes ( $L_1$ ) y ( $L_2$ ) tengan la misma distancia focal ( $f_1 = f_2$ ) para garantizar que la distribución de luz conserve su escala. Si las distancias focales difieren, podríamos observar una reducción o magnificación de la distribución deseada, lo que alteraría el tamaño de la distribución de luz en el plano.

En el plano focal posterior de  $L_2$ , donde se encuentra el campo  $U^p(x_2, y_2)$ , se sitúa la lente  $L_f$ . Por lo tanto, en el plano focal posterior de  $L_f$ , se satisface la relación dada en la Ecuación 62. Esto implica que el patrón de difracción en el plano  $(x_3, y_3)$  de la Figura 36 está dado por  $U^p(x_3, y_3) = m \mathcal{F}(U^p(x_2, y_2))$ ,



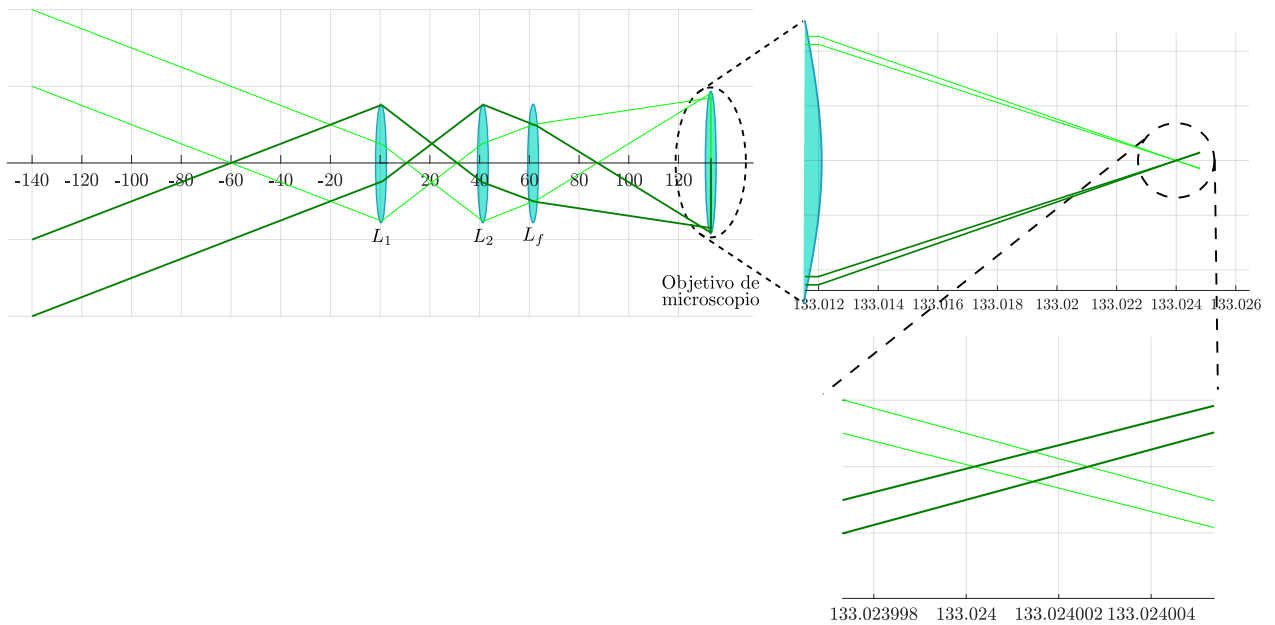
donde  $m$  es un número complejo que acompaña a la transformada en la difracción. Este número no afecta el escalamiento del patrón, es decir, no interfiere en las componentes de frecuencia. La afectación al patrón se observa en la intensidad, donde se introduce un término de  $1/\lambda^2 f^2$  que multiplica a  $|\mathcal{F}(U^p(x_2, y_2))|^2$ .

A continuación, se coloca el objetivo de microscopio de manera que el BFP de este coincida con el plano focal posterior de la lente  $L_f$ . Similar a la situación con  $L_2$ , el campo  $U_p(x', y')$  se encuentra en el plano focal del objetivo de microscopio. En este caso, debido a que  $L_f$  y el objetivo de microscopio no tienen las mismas distancias focales y el objetivo tiene una distancia focal menor que la lente, la distribución del campo experimentará una reducción en el plano  $(x', y')$ .

En resumen, al posicionar el campo deseado en el plano focal de la lente  $L_1$ , este campo también estará presente en el plano focal del objetivo de microscopio, aunque con una reducción de tamaño. En otras palabras, la distribución de intensidad deseada debe propagarse hasta el plano focal de la primera lente. Esta distribución será la superposición de las dos distribuciones mencionadas anteriormente. Por lo tanto, en el plano focal del objetivo de microscopio, en la superficie del sustrato, se encontrarán las dos distribuciones superpuestas, lo cual será crucial para atrapar las partículas.

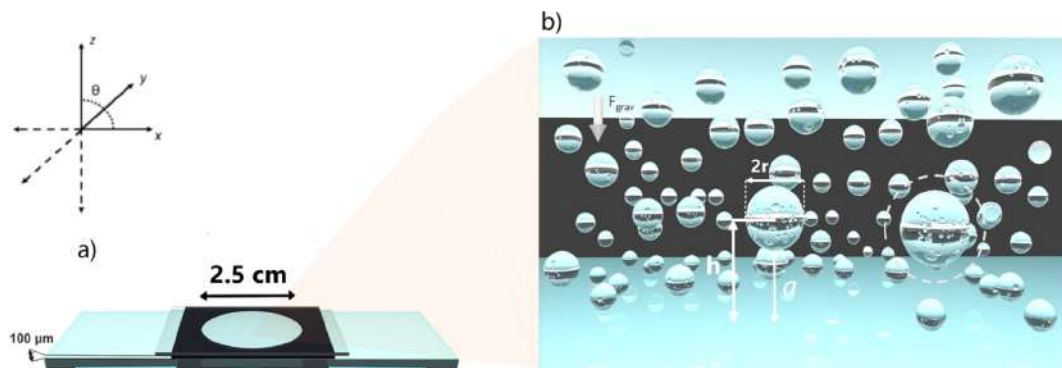
Otra manera de comprender esta superposición de distribuciones es imaginar dos haces inclinados que, al propagarse, convergen en un punto del espacio. Por esta razón, el estudio de la propagación en el montaje también puede abordarse considerando al campo propagado como dos haces colimados e inclinados que se encuentran en el plano focal de la lente  $L_1$  (Figura 37). Así, podemos analizar su propagación mediante la óptica de rayos. Para ello, se empleó el método matricial (Greivenkamp, 2004) y se simuló en MATLAB el comportamiento de los dos haces inclinados en un sistema de cuatro lentes. En este sistema,  $L_1$  y  $L_2$  tienen una distancia focal de 20 cm,  $L_f$  tiene una distancia focal de 70 cm y está posicionada a 20 cm de  $L_2$ , mientras que  $L_o$  tiene una distancia focal de 0.012 cm y se encuentra a 70.012 cm de  $L_f$ . El resultado de esta simulación se presenta gráficamente en la Figura 37.

Los resultados de la simulación confirman lo obtenido al estudiar la propagación del campo mediante análisis con óptica de Fourier. Se observa que los dos haces inclinados convergen en el plano focal anterior de la lente  $L_1$ , luego se encuentran en el plano focal posterior de la lente  $L_2$ , es decir, en la superficie de la lente  $L_f$ , y finalmente convergen en el foco de salida del objetivo de microscopio,  $L_o$ , que son los mismos puntos en los que teníamos al campo  $U_p(x, y)$ . Con toda la información estudiada hasta este momento, se logró diseñar las trampas ópticas necesarias. El siguiente paso de nuestro proceso es llevar a cabo pruebas en el montaje final.



**Figura 37.** Trazo de rayos mediante método matricial (Unidades del eje en centímetros [cm]).

Realizamos pruebas de propagación utilizando las pantallas diseñadas para generar tanto una distribución de intensidad como dos distribuciones de intensidad superpuestas. Este procedimiento tenía como objetivo verificar la correcta alineación del montaje óptico y corroborar el diseño de las distribuciones espaciales. Durante estas pruebas, la muestra colocada en el objetivo de microscopio consistió en un portaobjetos recubierto con una película de plata. Esto se hizo para que la luz en la superficie del sustrato se reflejara, algo necesario en el microscopio por reflexión utilizado, permitiéndonos obtener información sobre la distribución e intensidad en ese punto específico.



**Figura 38.** Esquema de muestra para pruebas de manipulación de partículas. Tomado de Morales Valenzuela (2020).

Posteriormente, llevamos a cabo pruebas de manipulación de partículas utilizando diferentes tipos de muestras. Estas incluyeron un cubreobjetos al cual se le adhirió un vinilo para crear un pozo con una

profundidad de  $100\mu m$  (Figura 38a). En el pozo, suministramos una solución de agua destilada con micropartículas y lo cubrimos con otro cubreobjetos para prevenir la evaporación rápida de la solución suministrada. Un esquema de cómo es la suspensión de las partículas se presenta en la Figura 38b.

La preparación de estas muestras implicó adquirir conocimientos sobre la limpieza del sustrato, y se detalla esta información en el anexo . Durante las pruebas de manipulación y confinamiento de partículas, empleamos partículas solidas de poliestireno ( $C_8H_8$ ) de diferentes tamaños, variando desde  $1\mu m$  hasta  $3\mu m$ , en soluciones de agua destilada. Probamos la manipulación utilizando uno y dos haces para estudiar el comportamiento de las partículas. Los resultados detallados de estas pruebas se presentarán en el siguiente capítulo.

## Capítulo 5. Resultados y discusión

En este capítulo se presentan los principales resultados obtenidos en la generación de trampas ópticas con campos evanescentes estructurados. Se detallan los resultados obtenidos en cada etapa de la metodología, comenzando por la caracterización del modulador espacial, seguido por la implementación del algoritmo aditivo adaptativo y las pruebas del diseño de las trampas ópticas. Finalmente, se exponen los resultados obtenidos al probar las trampas ópticas con micropartículas de diferentes tamaños.

### 5.1. Caracterización del modulador espacial de luz

Como se explicó en la metodología, el primer paso para caracterizar el modulador espacial de luz y asegurarse de que module principalmente en fase es encontrar el ángulo en el cual debe estar orientado el eje rápido de la placa retardadora de  $\lambda/2$  que se coloca a la salida del láser (Figura 27). Esto se hace con el fin de que la luz polarizada linealmente que incide en el modulador espacial esté alineada con el eje mayor del cristal líquido, permitiendo así el cambio de fase sin modificar la polarización.

Para hacer la medición del ángulo  $\theta$ , se tomó como sistema de referencia el que se presenta en la Figura 39, donde el eje positivo de  $x$  se encuentra a la izquierda desde la perspectiva del láser, el eje positivo de  $y$  apunta hacia arriba y el eje positivo de  $z$  sigue la misma dirección en la que el haz se propaga.

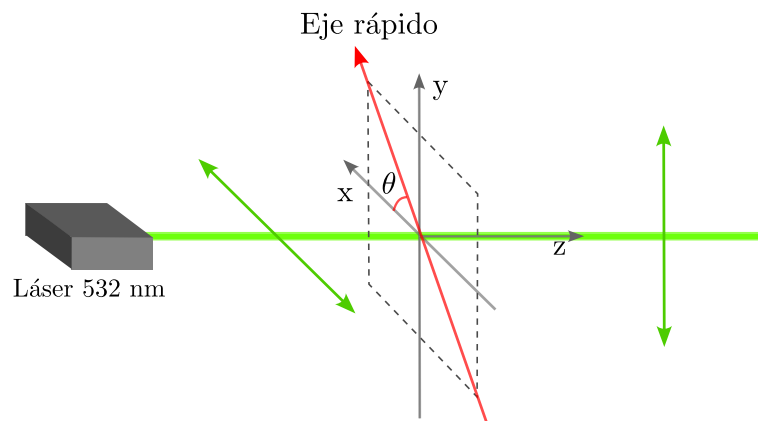


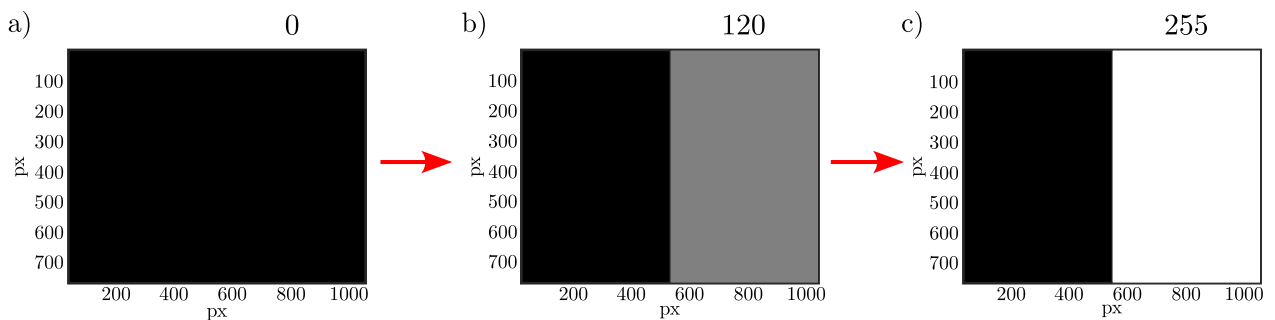
Figura 39. Sistema de referencia.

Con la ayuda del polarizador ubicado después del modulador espacial (Figura 27), se encontró que el ángulo óptimo para modular en fase es  $\theta = 45^\circ$ . Teniendo en cuenta que la polarización del láser utilizado es horizontal y que la matriz de una placa retardadora de  $\lambda/2$  es:

$$\begin{bmatrix} \cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & -\cos(2\theta) \end{bmatrix} \quad (68)$$

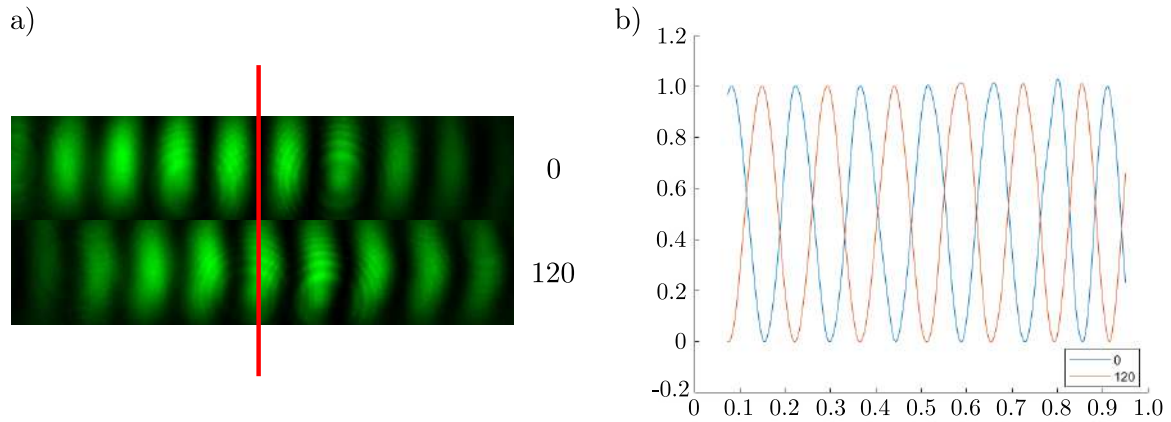
Se sabe que el haz que atraviesa la placa retardadora de  $\lambda/2$  sale con una polarización lineal vertical o en la dirección  $y$ , es decir, con un ángulo de  $90^\circ$ .

Una vez que se logró la modulación en fase, se procedió a caracterizar la relación entre la escala de grises (variación del voltaje suministrado a cada píxel del modulador, que se da por la proyección de tonos de grises de 8 bits que van desde 0 hasta 255) y el cambio de fase inducido en el haz. Para esto, se empleó el arreglo óptico descrito en la Figura 26. Algunos de los diseños de distribución de fase o pantallas de fase enviadas al modulador se muestran en la Figura 40.



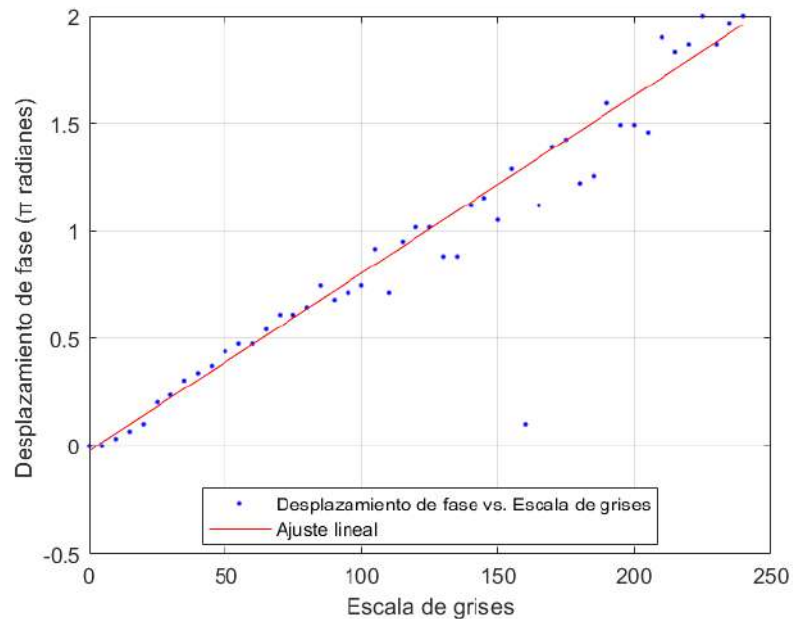
**Figura 40.** Pantallas de fase enviadas al modulador espacial de luz. Las flechas indican el cambio entre las pantallas. a) Pantalla sin modular (valor de 0 en la escala de grises). b) Pantalla con la mitad izquierda sin modular y la mitad derecha con un valor de 120 en la escala de grises (aumento en el voltaje suministrado). c) Pantalla con la mitad izquierda sin modular y la mitad derecha con un valor de 255 en la escala de grises (máximo aumento en el voltaje suministrado).

Como se explicó en la metodología, a una de las mitades del modulador se le envía una pantalla negra ( $0 V$ ), lo que resulta en un cambio de fase nulo, y a la otra mitad de la pantalla se le varía el voltaje suministrado al proyectar diferentes tonos de grises que van desde 0 hasta 255 en incrementos de 2, lo que traduce un cambio de fase según el tono de gris suministrado. Estos cambios de fase permitieron observar el desplazamiento en las franjas de interferencia debido a la interacción de los haces que provienen de cada mitad del modulador. Un ejemplo de esto se presenta en la Figura 41a. En dicha figura se pueden apreciar las franjas de interferencia. Las franjas en la parte superior representan el caso en el que no se realizó modulación, es decir, toda la pantalla se mantuvo con un valor de cero en la escala de grises, mientras que las franjas en la parte inferior corresponden al caso en el que la mitad de la pantalla modulada se ajustó a un tono de gris de 120 en la escala.



**Figura 41.** Franjas de interferencia. a) Comparación de franjas de interferencia sin modulación (pantalla de la Figura 40a) y con modulación (pantalla en escala de grises de la Figura 40b). b) Perfil de las franjas de interferencia sin modulación (pantalla de la Figura 40a) y con modulación (pantalla en escala de grises de la Figura 40b).

Para cuantificar el cambio de fase asociado a cada pantalla, se tomó una fotografía de las franjas en cada cambio, similar a las de la Figura 41a. Luego, se generó el perfil de las franjas para cada fotografía (después de eliminar de la señal de información innecesaria, como el ruido de fondo y las envolventes), como se muestra en la Figura 41b. Posteriormente, se midió el desplazamiento con respecto a las franjas no moduladas. Este procedimiento permitió la construcción de una gráfica de Desplazamiento de Fase vs. Escala de Grises (Figura 42), lo que facilitó la obtención del ajuste lineal óptimo para la modulación en fase.

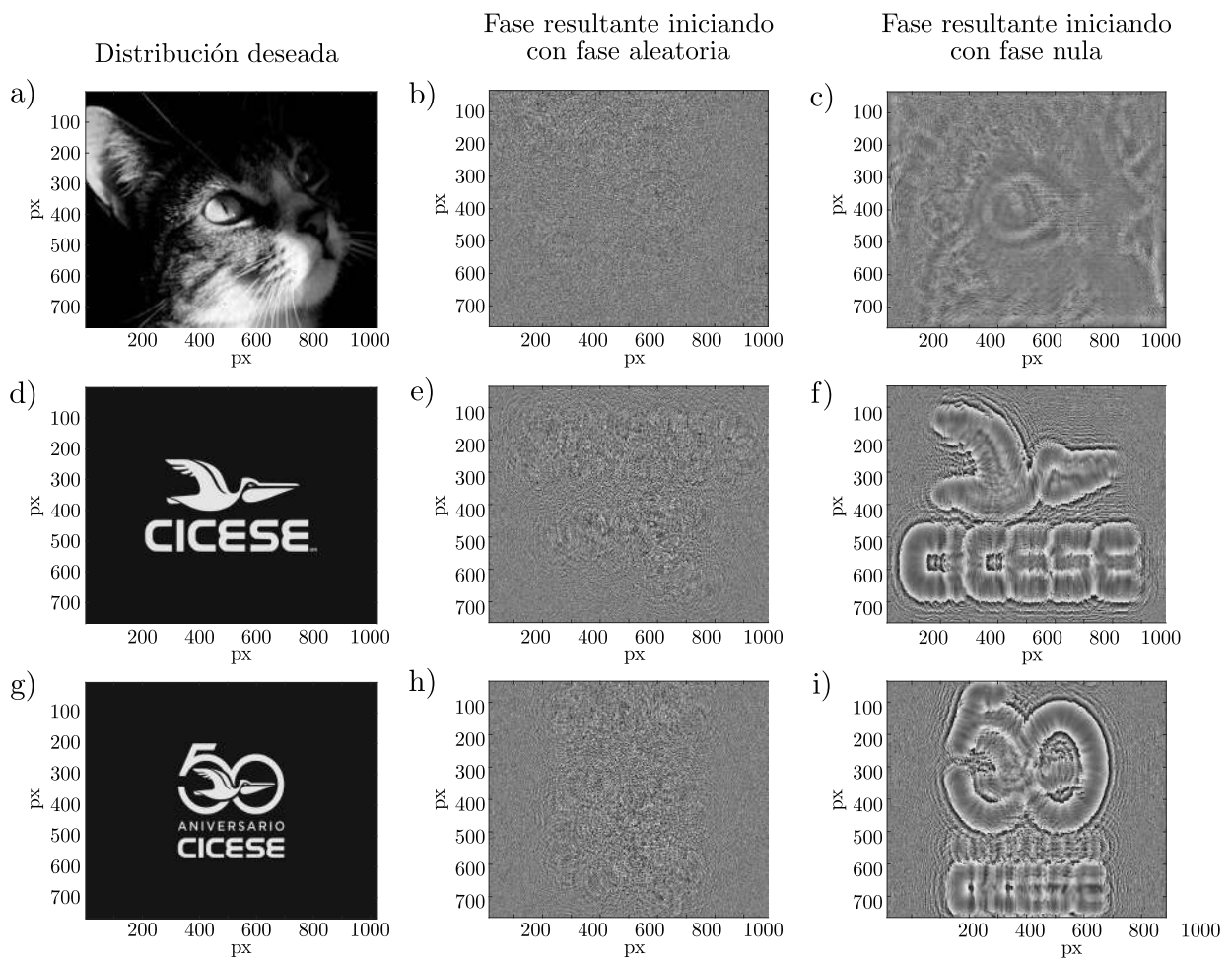


**Figura 42.** Desplazamiento de fase vs. Escala de grises.

## 5.2. Propagación de la luz a partir del modulador espacial de luz

Como se mencionó en el capítulo 4, se empleó un algoritmo aditivo adaptativo que recibía como parámetro de evaluación la distribución de intensidad deseada a una distancia específica  $z$ , y calculaba la fase necesaria para generar dicha distribución. Esta pantalla de fase se utilizó posteriormente en el modulador, lo que permitió la reconstrucción experimental de la distribución de intensidad.

En el paso 1 del algoritmo, como se discutió previamente, la fase inicial  $\alpha_1(\xi, \eta)$  aplicada a la amplitud compleja en el plano inicial podía ser aleatoria o cero, lo cual tenía un impacto significativo en la fase final  $\alpha_n(\xi, \eta)$ , es decir, en la pantalla de fase resultante.

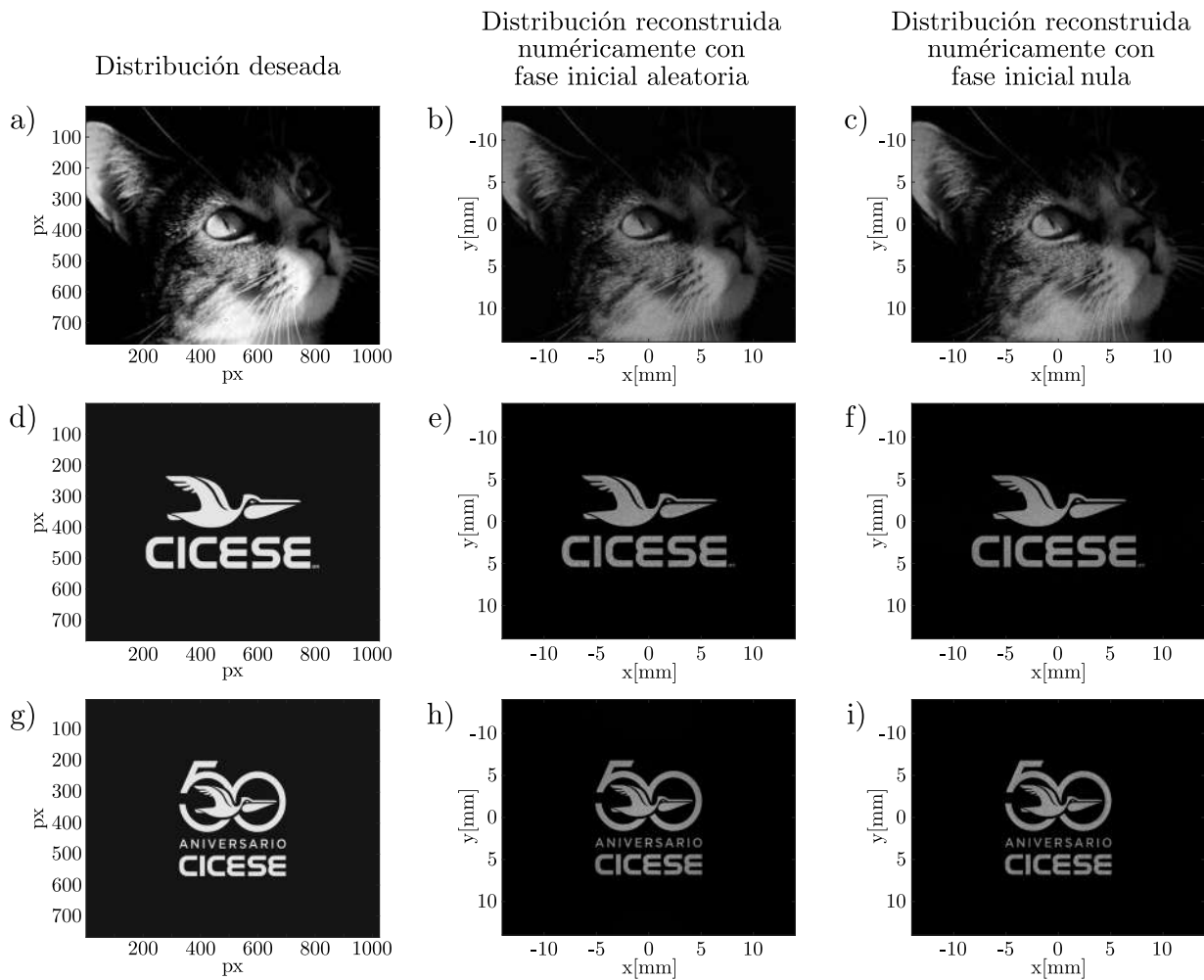


**Figura 43.** Impacto de la fase inicial durante el paso 1 del algoritmo. a), d) y g) Distribuciones espaciales de intensidad deseada. b), e) y h) Distribuciones de fase obtenidas comenzando con una fase inicial  $\alpha_1(\xi, \eta)$  aleatoria, lo que genera una distribución de fase sin patrón definido. c), f) y i) Distribuciones de fase obtenidas comenzando con una fase inicial  $\alpha_1(\xi, \eta)$  de cero o nula, lo que genera un orden para visualizar la información deseada en intensidad.

Cuando la fase inicial  $\alpha_1(\xi, \eta)$  era aleatoria, la pantalla de fase  $\alpha_n(\xi, \eta)$  carecía de un patrón definido,

como se muestra en la Figura 43b. Por otro lado, cuando la fase inicial  $\alpha_1(\xi, \eta)$  se establecía como cero o nula, la pantalla de fase resultante  $\alpha_n(\xi, \eta)$  presentaba un orden que permitía la visualización de información de la distribución deseada en términos de intensidad, como se muestra en la Figura 43c. En analogía, se puede pensar en esto como si un espejo tuviera un relieve que corresponde a la imagen que se desea reflejar a una distancia específica, alterando el camino óptico de la luz. La Figura 43 presenta varios ejemplos del cambio en la distribución de fase generado por el tipo de fase inicial  $\alpha_1(\xi, \eta)$  con la que se ejecuta el algoritmo aditivo adaptativo.

Es importante destacar que esta diferencia en la fase inicial no afectó los resultados obtenidos para las distribuciones espaciales de luz de manera evidente. A continuación, se presentan ejemplos de distribuciones de intensidad proporcionadas al algoritmo, junto con las distribuciones espaciales de luz reconstruidas numéricamente utilizando la fase encontrada en el programa.



**Figura 44.** Distribuciones espaciales. a), d) y g) Distribuciones espaciales de intensidad deseada. b), e) y h) Distribuciones espaciales de intensidad obtenidas numéricamente a partir de una fase inicial aleatoria. c), f) y i) Distribuciones espaciales de intensidad obtenidas numéricamente a partir de una fase inicial nula.



Como se puede ver en la Figura 43b y en la Figura 43c, las distribuciones espaciales de luz reconstruidas numéricamente se ven idénticas. Por lo tanto, se puede elegir tanto una fase aleatoria como una fase nula como la fase inicial en el algoritmo aditivo adaptativo, sin que esto tenga una repercusión en el resultado final de la distribución espacial de luz utilizada experimentalmente.

Con las pantallas de fase necesarias para generar la distribución espacial de intensidad deseada, llevamos a cabo pruebas experimentales. Para garantizar la consistencia en los resultados, se optó por utilizar las pantallas de fase que comenzaron con una fase nula para su proyección en el modulador. Estas pantallas fueron seleccionadas debido a la facilidad de reconocimiento entre ellas, ya que contienen información de la intensidad en su estructura. Es importante destacar que estas pantallas de fase fueron generadas con el propósito específico de obtener la distribución espacial a una distancia de  $z = 100$  cm del modulador, donde se colocó la cámara (Figura 30), para los experimentos se usó iluminación con una longitud de onda de  $532\text{nm}$ . Las imágenes resultantes de esta configuración se presentan en la Figura 45.



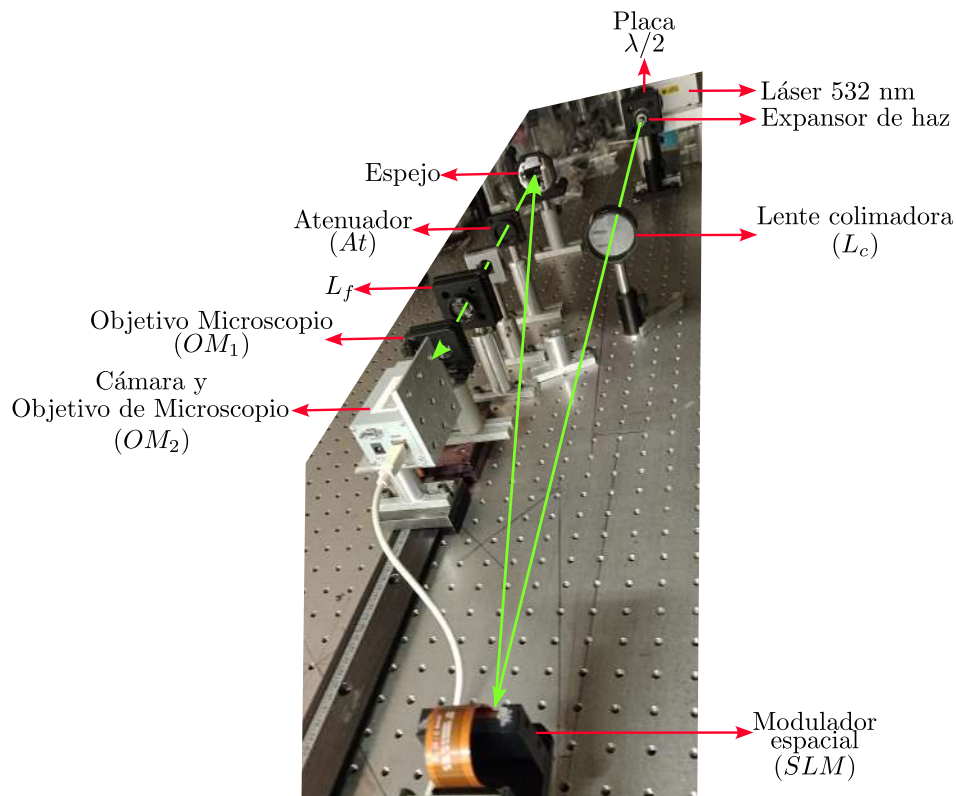
**Figura 45.** a), b) y c) Distribuciones espaciales de luz resultantes en el plano final ( $z = 100$  cm) después de la proyección de las pantallas de fase.

En la Figura 45a se puede observar la cara de un gato, con un tamaño de  $13.55 \times 11.84$  mm. Esta distribución de intensidad muestra una estructura muy detallada, lo que sugiere que con la ayuda del montaje realizado y el algoritmo aditivo adaptativo se pueden generar distribuciones de intensidad con detalles finos, es decir, con muy buena resolución. Por otro lado, en las Figuras 45b y 45c podemos observar distribuciones de intensidad con líneas finas en ellas. Estas líneas nos dan una idea de la resolución que se puede alcanzar, siendo el detalle más fino el ojo del pelícano en la Figura 45c, el cual tiene un tamaño de  $0.27 \times 0.27$  mm. La alta resolución en nuestras distribuciones de luz experimentales nos permite verificar la correcta caracterización del modulador y la efectividad del algoritmo en la reconstrucción de las distribuciones espaciales de luz.

### 5.3. Diseño de Trampas Ópticas

Para el diseño de las trampas ópticas realizadas en esta tesis, lo primero que se hizo fue verificar el funcionamiento del arreglo óptico, que consta de tres elementos principales: el modulador espacial de luz, con el cual se pueden generar los haces necesarios para las trampas ópticas; la lente  $L_f$ , que ayuda a enfocar los haces en el BFP del objetivo de microscopio; y el objetivo de microscopio, con el cual se generarán los campos evanescentes.

Para comprender el funcionamiento de este arreglo y probar el diseño correcto de las trampas ópticas, utilizamos el montaje experimental de la Figura 35, que se muestra en fotografía en la Figura 46. Este montaje se puede entender como una simulación del microscopio que se utilizará en el montaje final, en el cual se probarán las trampas ópticas.



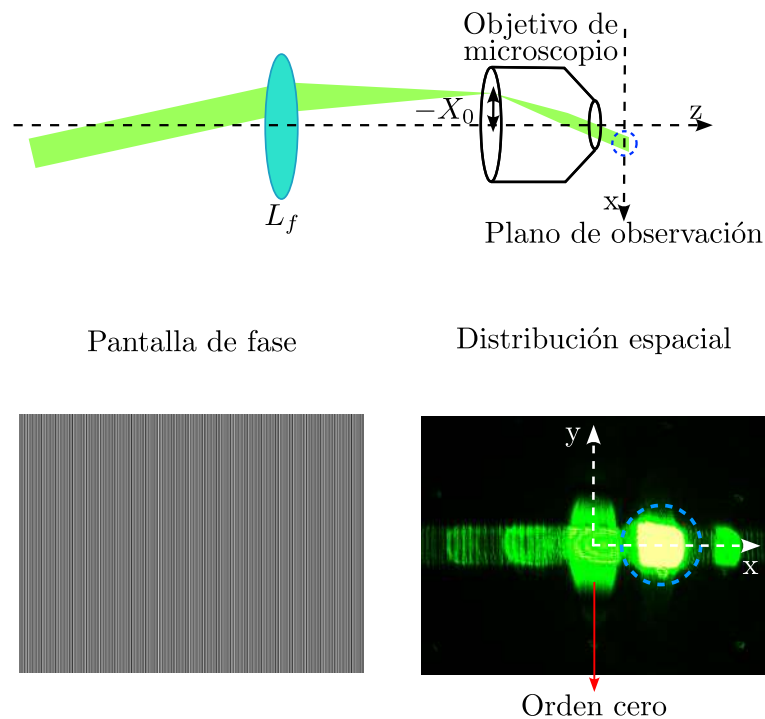
**Figura 46.** Montaje experimental que simula el funcionamiento del microscopio para probar los diseños de las trampas ópticas.

Inicialmente, se exploró el desplazamiento de los haces enfocados en distancias de  $-X_0$  y  $+X_0$  en el plano focal posterior, es decir en el BFP del objetivo de microscopio. Dicho desplazamiento del haz enfocado, trae como consecuencia una inclinación de todo el haz y, por tanto, un desplazamiento en la

distribución espacial de luz que se tiene en el plano focal (plano de observación) a la salida del objetivo de microscopio. Para evaluar un desplazamiento de  $-X_0$ , donde  $X_0 = 1 \text{ mm}$ , se empleó la pantalla de fase mostrada en la Figura 47b, cuya fase se define como:

$$e^{i\frac{-2\pi x X_0}{\lambda f}}. \quad (69)$$

La aplicación de esta pantalla de fase al modulador provocó una inclinación en el haz de luz reflejado, como se ilustra en la Figura 47a, resultando en un desplazamiento en la distribución espacial de luz en el plano focal a la salida del objetivo de microscopio, tal como se muestra en la Figura 47c. Este desplazamiento se ve como un movimiento del área de mayor intensidad del haz hacia la derecha del eje óptico, es decir, hacia la parte positiva del eje  $x$ . Se observan el orden cero no modulado y algunas estructuras adicionales con menor intensidad debido a la estructura del modulador espacial de luz.

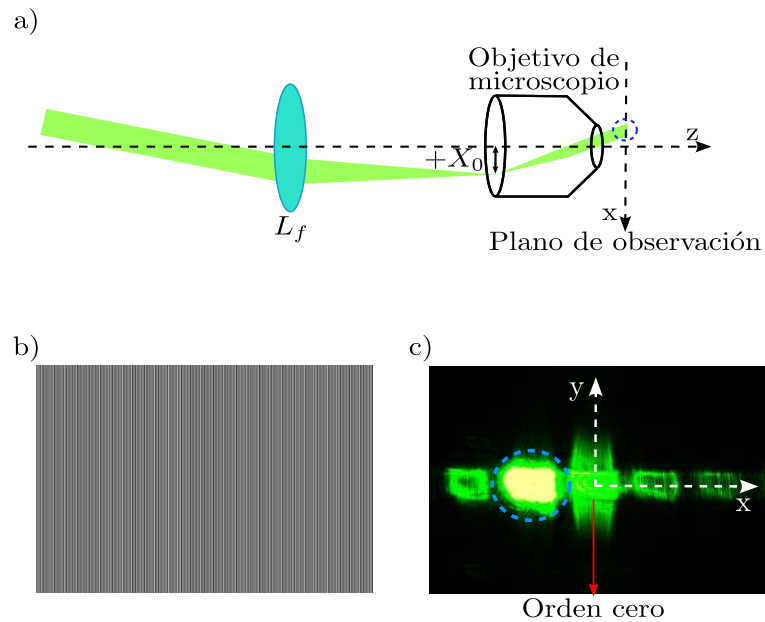


**Figura 47.** a) Esquema del sistema óptico con la lente  $L_f$  y el objetivo del microscopio visto desde arriba, mostrando la inclinación del haz de luz inducida por la fase definida en la ecuación 69. b) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz. c) Desplazamiento en el plano focal o plano de observación de la distribución espacial de luz, inducido por la pantalla de fase de la Figura 47b.

Por otro lado, para evaluar un desplazamiento de  $+X_0$  con  $X_0 = 1 \text{ mm}$ , se empleó una pantalla de fase diferente, que se muestra en la Figura 48b. Esta pantalla tiene una fase con un cambio de signo en comparación con la fase utilizada anteriormente, de modo que la nueva fase utilizada se define como:

$$e^{i \frac{2\pi x X_0}{\lambda f}}. \quad (70)$$

La aplicación de esta pantalla de fase al modulador también generó una inclinación en el haz de luz reflejado, como se muestra en la Figura 48a, lo que resultó en un desplazamiento en la distribución espacial de luz en el plano focal del objetivo de microscopio, como se presenta en la Figura 48c. En este caso, el desplazamiento en el plano focal se manifestó en un movimiento de la intensidad del haz hacia la izquierda del eje óptico, es decir, hacia la parte negativa del eje  $x$ .

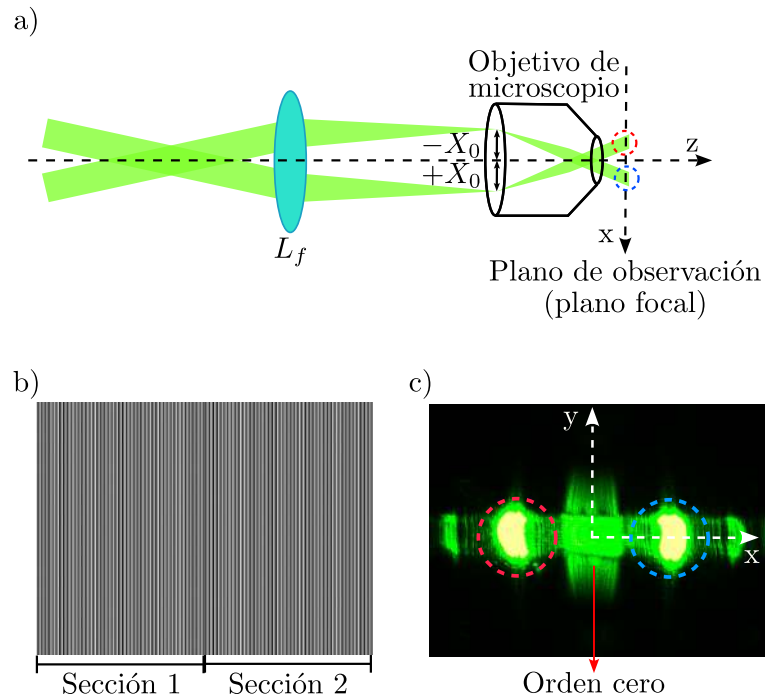


**Figura 48.** a) Esquema del sistema óptico con la lente  $L_f$  y el objetivo del microscopio visto desde arriba, mostrando la inclinación del haz de luz inducida por la fase definida en la ecuación 70. b) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz. c) Desplazamiento en el plano focal o plano de observación de la distribución espacial de luz, inducido por la pantalla de fase de la Figura 48b.

Después de obtener los desplazamientos en  $-X_0$  y  $+X_0$  por separado, procedimos a generar una pantalla de fase que incorporara ambos cambios con  $X_0 = 1 \text{ mm}$ . Siguiendo la metodología descrita en el capítulo 4, dividimos el tamaño de la pantalla del modulador en dos secciones iguales. En la sección 1, colocamos la fase necesaria para desplazar la distribución de intensidad una distancia  $+X_0$ , como se describe en la Ecuación 70. En la sección 2, ubicamos la fase requerida para mover la distribución de intensidad una distancia  $-X_0$ , según lo expresado en la Ecuación 69. La pantalla de fase resultante, que contiene estos cambios, se muestra en la Figura 49b.

Al enviar esta pantalla al modulador espacial de luz, se observó un cambio en la inclinación del haz, donde la mitad del haz se inclinó respecto del eje óptico y la otra mitad se inclinó también pero en

la dirección opuesta, como se ilustra en la Figura 49a. Esto resultó en la generación no de uno, sino de dos haces inclinados, lo que provocó el desplazamiento de la distribución espacial de luz. La parte izquierda de la distribución se movió hacia la parte negativa del eje  $x$ , mientras que la parte derecha se desplazó hacia la parte positiva del eje  $x$ , como se muestra en la Figura 49c. Este resultado demuestra la capacidad del modulador espacial de luz para generar dos haces inclinados a partir de un único haz de luz colimado.



**Figura 49.** a) Esquema del sistema óptico con la lente  $L_f$  y el objetivo del microscopio visto desde arriba, donde se muestra la inclinación del haz de luz inducida por la pantalla de fase que combina los desplazamientos en  $-X_0$  y  $+X_0$ . b) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz. c) Desplazamiento en el plano focal o plano de observación de la distribución espacial de luz inducido por la pantalla de fase de la Figura 49b.

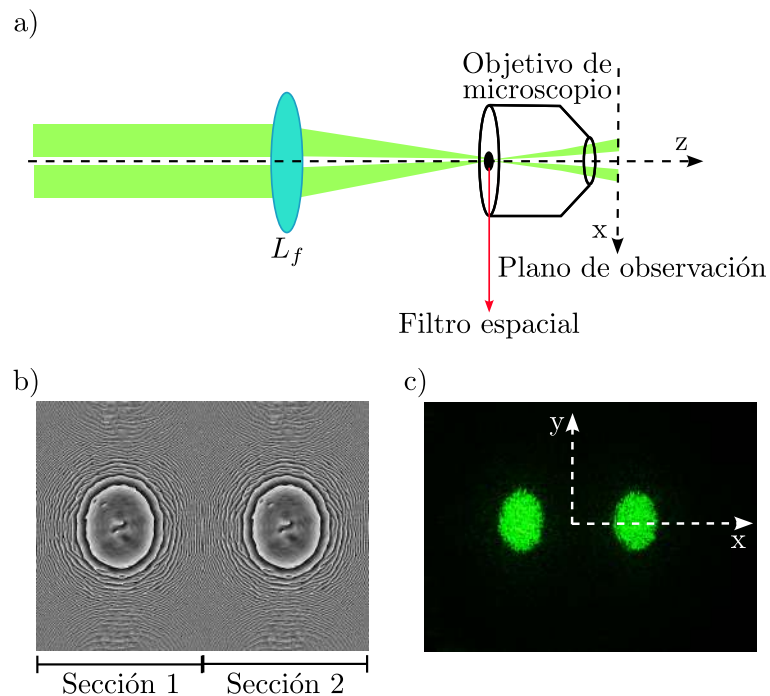
Después de confirmar el correcto funcionamiento de las pantallas de fase, procedimos a incorporar una distribución espacial deseada para cada haz. Sin embargo, antes de llevar a cabo este paso, realizamos un ajuste en nuestro montaje experimental. Observamos que, además de la distribución espacial de luz desplazada, también se detectó la presencia del orden cero no modulado. Por lo tanto, fue necesario instalar un filtro espacial que bloqueara el paso del orden cero.

Colocamos el filtro espacial en el plano focal posterior (BFP) del objetivo del microscopio como se muestra en la Figura 50a. Al enfocar la luz en este plano, se convierte en un plano de Fourier, donde toda la luz enfocada en el eje óptico representa el orden cero no modulado. El filtro consistió en un acetato transparente con un círculo negro impreso, el cual fue recortado para que encajara en el objetivo

del microscopio.

Con el filtro espacial correctamente posicionado, procedimos a incorporar las distribuciones espaciales. En este experimento, empleamos la misma distribución de fase en cada sección del modulador, la cual fue generada mediante el algoritmo aditivo adaptativo. Suministramos al algoritmo la distribución espacial de luz deseada, que consistía en un círculo, y como resultado, el algoritmo nos proporcionó la distribución de fase necesaria para generar óptimamente dicho círculo. Al posicionar esta distribución de fase en cada sección, obtuvimos la pantalla de fase que se muestra en la Figura 50b.

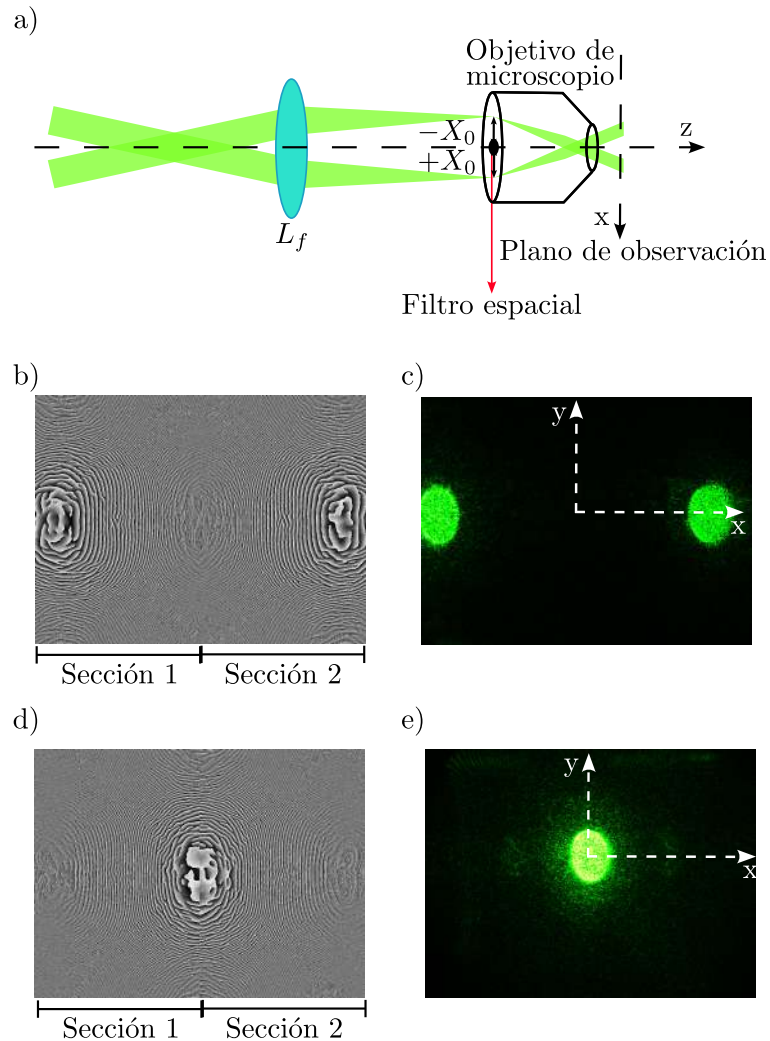
Al enviar esta pantalla de fase al modulador y observar qué distribución espacial de luz llegaba al plano focal del objetivo de microscopio, obtuvimos el resultado que se muestra en la Figura 50c, donde se pueden apreciar dos círculos bien definidos como distribución de intensidad, lo que muestra el correcto funcionamiento de las distribuciones de fase en la pantalla de fase.



**Figura 50.** a) Esquema del sistema óptico con la lente  $L_f$ , el objetivo del microscopio y el filtro espacial visto desde arriba, donde se muestra el camino óptico que toma cada haz de luz si estos se aproximarán a dos haces colimados. b) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz. c) Distribución espacial de luz inducida por la pantalla de fase de la Figura 50b.

Una vez identificada la distribución de intensidad formada, procedimos a desplazar cada círculo por separado. Este procedimiento se realizó según lo descrito en la metodología del capítulo 4, donde a una fase  $\alpha$ , que contiene la información necesaria para generar la distribución espacial de luz deseada, se le sumaba la fase requerida para el desplazamiento de dicha distribución. La descripción matemática de

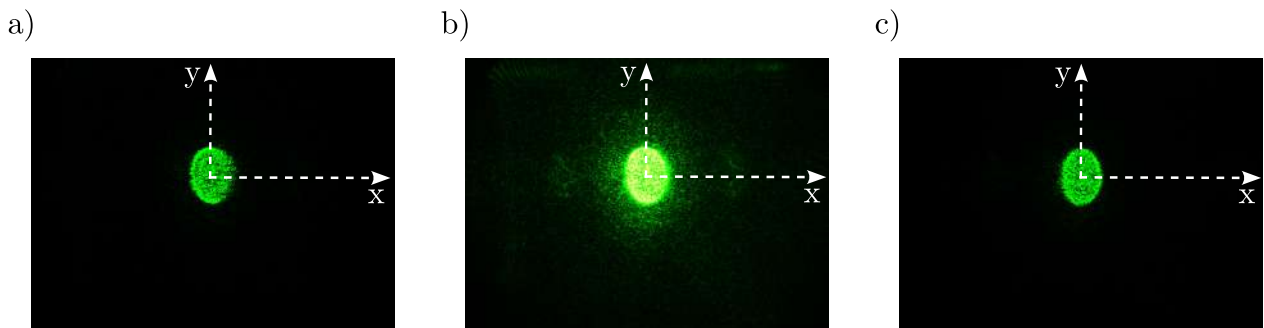
esta suma se muestra en la Ecuación 67. Inicialmente, agregamos las fases de modo que los círculos se alejaran entre sí, cada círculo tuvo un corrimiento en el BFP de  $X_0 = 1.5 \text{ mm}$ . Para lograr esto, a la sección 1 de la distribución de fase le sumamos la fase de la Ecuación 70, la cual induce un corrimiento de  $+X_0$  en el plano focal posterior (BFP), resultando en un desplazamiento hacia la parte negativa del eje  $x$  en la distribución en el plano focal de salida del objetivo de microscopio. A la sección 2 le sumamos la fase de la Ecuación 69, que genera un corrimiento de  $-X_0$  en el BFP, desplazando la distribución en el plano focal de salida del objetivo de microscopio hacia la parte positiva del eje  $x$ . La suma de estas fases se ilustra en la Figura 51b, y el desplazamiento resultante en la distribución espacial en el plano de observación o plano focal se muestra en la Figura 51c. Se observa claramente que los círculos se han alejado entre sí con respecto a su posición original, la cual se muestra en la Figura 50b.



**Figura 51.** a) Esquema del sistema óptico con la lente  $L_f$ , el objetivo del microscopio y el filtro espacial visto desde arriba, donde se muestra la inclinación del haz de luz inducida por la pantalla de fase que combina los desplazamientos en  $-X_0$  y  $+X_0$  y las distribuciones espaciales. b) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz para alejar las distribuciones. c) Distribución espacial de luz inducida por la pantalla de fase de la Figura 51b. d) Pantalla de fase enviada al modulador espacial de luz para juntar las distribuciones. e) Distribución espacial de luz inducida por la pantalla de fase de la Figura 51d.

Luego de tener la fase necesaria para alejar a las distribuciones espaciales, pasamos a probar el juntar las dos distribuciones espaciales, que es lo que requerimos hacer para generar las trampas ópticas más adelante. Para esto, agregamos fases de modo que los círculos se unieran, cada uno con un corrimiento en el BFP de  $X_0 = 1.1 \text{ mm}$ . Para lograrlo, a la sección 2 de la distribución de fase le sumamos la fase de la Ecuación 70, que induce un corrimiento de  $+X_0$  en el BFP, resultando en un desplazamiento hacia el lado negativo en el eje  $x$  en la distribución en el plano focal de salida del objetivo de microscopio. A la sección 1 le sumamos la fase de la Ecuación 69, que genera un corrimiento de  $-X_0$  en el BFP, desplazando la distribución en el plano focal de salida del objetivo de microscopio hacia la parte positiva del eje  $x$ . La suma de estas fases se ilustra en la Figura 51d, y el desplazamiento resultante en la distribución espacial en el plano de observación se muestra en la Figura 51e. Se observa claramente que los círculos se encuentran ahora en la misma posición, visualizándose como una sola distribución espacial.

Para confirmar que efectivamente estamos observando la unión de dos distribuciones espaciales y no simplemente una propagación lineal, cubrimos la mitad positiva del eje  $x$  en la entrada del objetivo del microscopio, es decir, el BFP (plano focal posterior). Esto anuló la luz que llega desde este lado y permitió únicamente el paso de la luz que viene desde la mitad negativa del eje  $x$ . Como resultado, obtuvimos la distribución que se muestra en la Figura 52a. En esta distribución, se observa una disminución de la intensidad en comparación con cuando no se tapa nada (Figura 52b), pero la forma permanece inalterada.



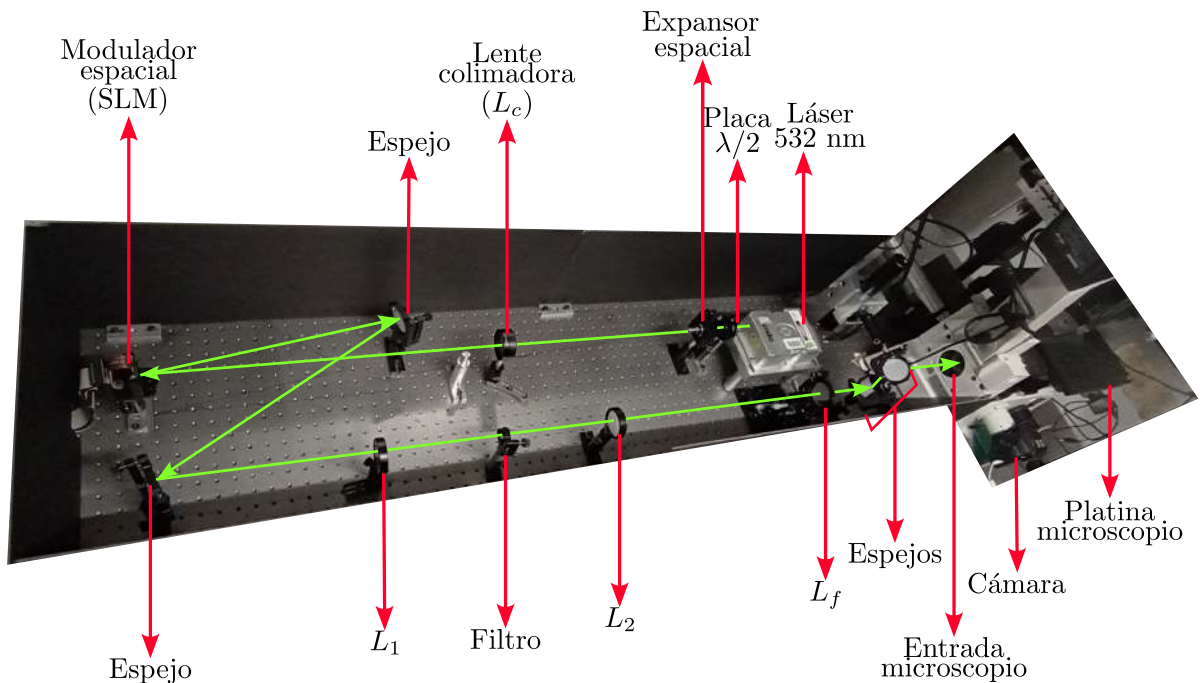
**Figura 52.** Distribuciones espaciales de luz juntas. a) Distribución espacial resultante cuando solo pasa la luz que llega desde la parte negativa del eje  $x$  en el BFP. b) Distribución espacial cuando toda la luz pasa a través del BFP del objetivo del microscopio. c) Distribución espacial resultante cuando solo pasa la luz que llega desde la parte positiva del eje  $x$  en el BFP.

Realizamos el mismo procedimiento cubriendo la mitad negativa del eje  $x$  en la entrada del objetivo del microscopio, es decir, el BFP. Al permitir únicamente la llegada de luz desde la mitad positiva del eje  $x$ , observamos una disminución en la intensidad de la distribución, pero la forma no se ve afectada, como se puede apreciar en la Figura 52c. Este resultado confirma que las distribuciones espaciales son



independientes y pueden aproximarse a dos haces de luz inclinados en diferentes direcciones. De lo contrario, si las distribuciones no fueran independientes, al tapar una parte de la luz que llega al BFP se observaría un cambio en la forma de la distribución sin una variación en la intensidad.

Una vez comprendido el diseño óptico y la capacidad de manipular la posición de las distribuciones espaciales, procedimos a llevar a cabo el montaje experimental para la generación de campos evanescentes. El montaje se muestra en la Figura 53 y se describe detalladamente en el capítulo 4. Como se explicó anteriormente, además de los componentes ilustrados en la Figura 31, también se incorporaron cuatro espejos que dirigen la luz a lo largo del montaje para llegar hasta el microscopio invertido marca Nikon, modelo Eclipse Ti-U. De esta manera, se dirigirá el haz hasta el objetivo de microscopio y se realizarán las diferentes pruebas en una configuración de reflexión.



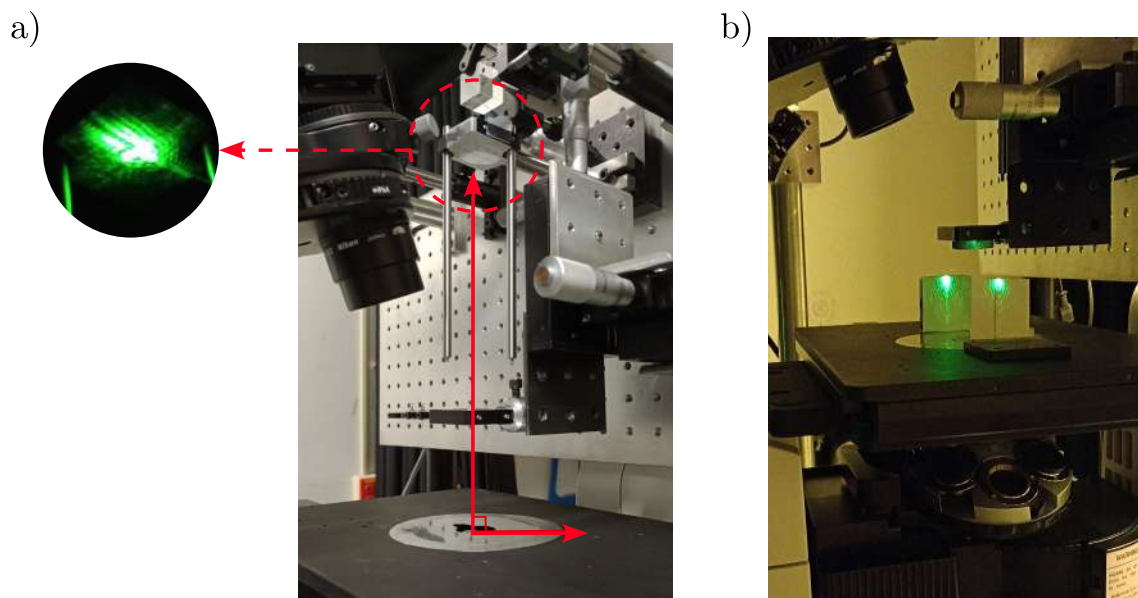
**Figura 53.** Montaje experimental para la generación de campos evanescentes.

Al ensamblar el montaje experimental, el tener la alineación adecuada es crucial, para el éxito del experimento. En nuestro caso, la alineación precisa de la lente  $L_f$  es de especial importancia, ya que esta es la encargada de enfocar el haz en el plano focal posterior (BFP) del objetivo del microscopio. La generación de campos evanescentes depende de dónde se enfoque el haz. Por esta razón, una vez que se tenía listo el resto del montaje, procedimos a montar y alinear la lente  $L_f$ .

Inicialmente, alineamos la lente con un haz que viajaba de manera normal en el montaje. Es decir, que

viajaba sin inclinación con respecto al eje óptico del montaje. Para verificar esta alineación, colocamos una referencia en la salida del objetivo del microscopio, como se muestra en la Figura 54a, de modo que el haz que salía del objetivo de microscopio incidiera en la mitad de la referencia.

Luego, para verificar la correcta alineación de la lente  $L_f$ , comprobamos la inclinación de los haces de salida al colocar una pantalla de fase en el modulador espacial. Ajustamos la pantalla de fase para que al BFP llegaran dos haces enfocados con el mismo desplazamiento respecto al eje óptico pero en direcciones opuestas ( $\pm X_0$ ). Esto resultaría en que los haces de luz a la salida del objetivo del microscopio tuvieran la misma inclinación, pero en direcciones opuestas. Si la lente  $L_f$  está correctamente posicionada, al colocar una referencia a ambos lados del objetivo del microscopio, la luz incidente en estas referencias se verá a la misma altura, es decir, tendrán la misma inclinación, como se muestra en la Figura 54b.



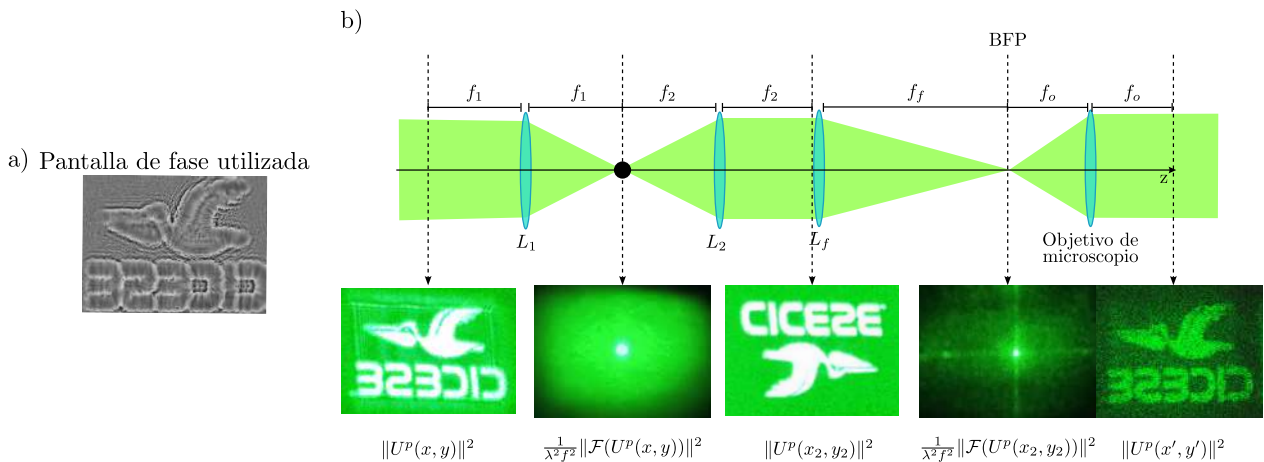
**Figura 54.** Alineación del montaje experimental. a) Alineación del eje óptico del montaje. b) alineación con respecto a la inclinación de los haces de luz.

Después de haber alineado correctamente todo el montaje, procedimos a probarlo con una pantalla de fase que no induce sin ningún tipo de inclinación en la distribución espacial de luz. Para esto, colocamos un cubreobjetos con una película de plata en la platina del microscopio y movimos el objetivo del microscopio hasta que la película de plata estuviera enfocada. Luego, enviamos la pantalla de fase mostrada en la Figura 55a. Esta pantalla de fase fue diseñada para que la distribución espacial de luz se formara en el plano focal anterior de la lente  $L_1$ , como se explicó en el Capítulo 4. Esto nos permitió visualizar la distribución espacial de luz en diferentes planos del arreglo. En la Figura 55b se muestra un arreglo esquemático con la finalidad de mostrar los diferentes planos y las distribuciones de intensidad

en cada uno.

En el plano focal anterior de la lente  $L_1$  (plano objeto), observamos la distribución de luz resultante al enviar la pantalla de fase al modulador, junto con la luz no modulada (modo cero), representada como un cuadrado de menor intensidad. Para eliminar esta luz no deseada, colocamos un filtro espacial en el plano focal posterior de la lente  $L_1$  (plano de Fourier), lo que nos permitió suprimir la luz concentrada en el eje óptico (orden cero).

Después de que la luz se propaga y atraviesa este filtro, llega al plano focal posterior de la lente  $L_2$  (plano imagen). Observamos que la distribución espacial se mantiene, aunque hay una rotación en los ejes coordenados y que la luz no modulada ya ha sido filtrada. Luego, colocamos una lente de manera que en el plano focal posterior de dicha lente se encuentre con el BFP del objetivo de microscopio, y por tanto, la se enfoca sobre este plano de Fourier. Como resultado, en el plano focal de salida del objetivo de microscopio, volvemos a obtener la distribución espacial de luz deseada.



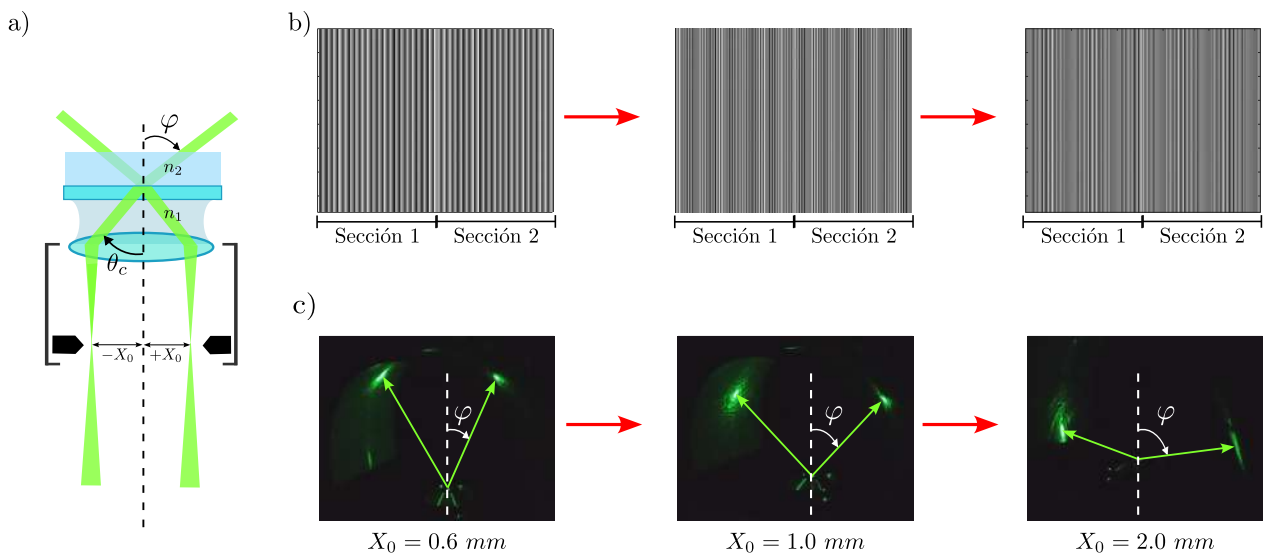
**Figura 55.** Propagación del campo óptico a través de las lentes del montaje experimental mediante transformadas de Fourier, comenzando en un plano  $(x, y)$  y finalizando en un plano  $(x, y)$ . a) Pantalla de fase enviada al modulador. b) Distribuciones espaciales de luz en los diferentes planos de Fourier al tener propagación normal.

Es importante destacar el cambio en el tamaño de la distribución espacial de luz. En el plano imagen y en el plano objeto del sistema  $4f$ , el tamaño de la distribución es de  $13.76 \times 9.61 \text{ mm}$ , mientras que en el plano focal a la salida del objetivo del microscopio, el tamaño se reduce considerablemente a  $57.31 \times 38.48 \text{ }\mu\text{m}$ . Esta reducción se debe al cambio en las distancias focales entre la lente  $L_f$  y el objetivo del microscopio.

Es crucial tener en cuenta un detalle práctico para llevar a cabo el experimento con éxito y es el tipo de aceite de inmersión utilizado con el objetivo del microscopio. Es fundamental emplear un aceite

de inmersión de alta viscosidad, pues se han experimentado problemas al utilizar aceites de menor viscosidad, lo que afectó la generación adecuada de la distribución espacial de luz a la salida del objetivo del microscopio.

Después de verificar el funcionamiento del montaje experimental, procedimos a determinar la distancia de desplazamiento  $X_0$  en el BFP del objetivo de microscopio, de manera que la luz incidiera sobre la muestra en condición de ángulo crítico y se generara un campo evanescente. Para este propósito, empleamos pantallas de fase que generaban dos haces inclinados. Estas pantallas de fase producían un desplazamiento  $X_0$  que variaba desde  $0.2 \text{ mm}$  hasta  $2.6 \text{ mm}$  en pasos de  $0.2 \text{ mm}$ , como se ilustra en la Figura 56a. Con cada pantalla, se generaba una inclinación diferente en los haces. A medida que íbamos cambiando las pantallas de fase, los haces se inclinaban cada vez más, como se muestra en la Figura 56b. Al continuar este proceso, llegamos a un punto en el que los haces ya no eran visibles ( $\varphi = 90^\circ$ ), lo que indicaba que se había producido reflexión interna total en el sustrato, confirmando así la presencia de un campo evanescente en su superficie. Este punto se alcanzó con la pantalla que tenía  $X_0 = 2.4 \text{ mm}$ . Este valor de desplazamiento será utilizado en los experimentos posteriores.



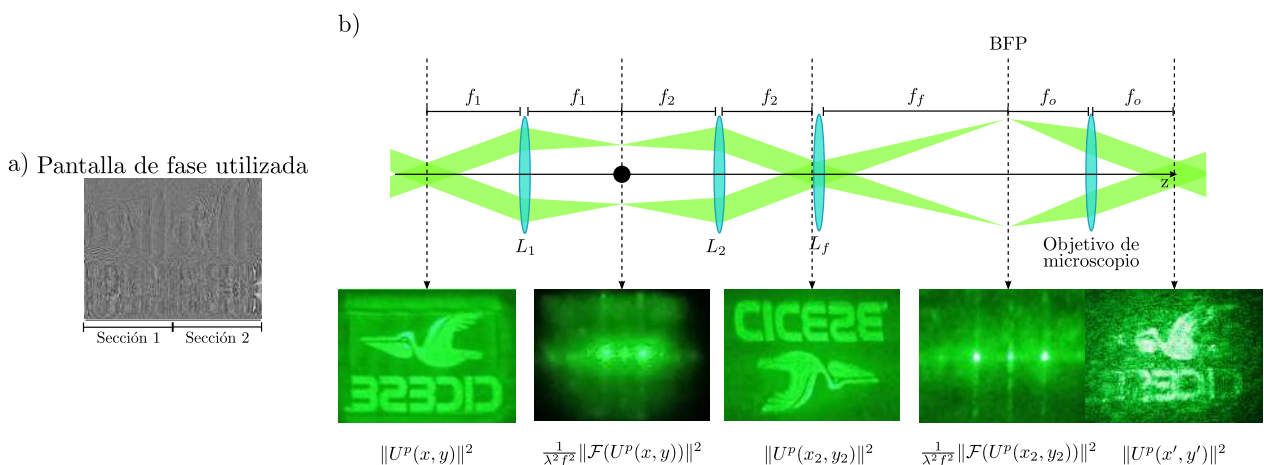
**Figura 56.** a) Esquema del objetivo de microscopio b) Pantallas de fase para generar un desplazamiento la luz enfocada ( $\pm X_0$ ) en el BFP del objetivo de microscopio, donde  $X_0$  va de  $0,2 \text{ mm}$  a  $2.6 \text{ mm}$  c) Inclinación en los haces que salen del objetivo de microscopio, dependiendo de que pantalla de fase es enviada al modulador.

Una vez determinado el valor de  $X_0$  para la generación de campos evanescentes, realizamos pruebas utilizando pantallas de fase que contenían dos distribuciones espaciales inclinadas de manera que coincidieran en el plano focal anterior de la lente  $L_1$  y tuvieran un desplazamiento de  $X_0 = 2.4 \text{ mm}$  en el BFP. La pantalla de fase utilizada para esta prueba inicial se muestra en la Figura 57a. Colocamos

nuevamente el cubreobjetos con la película de plata y enviamos esta pantalla de fase al modulador, siguiendo su recorrido por los diferentes planos, como se ilustra en la Figura 57b, similar al proceso realizado anteriormente.

En el plano focal anterior de la lente  $L_1$  (plano objeto), observamos las distribuciones espaciales juntas, aparentando ser una sola, y podemos ver el modo cero no modulado. Al pasar al plano de Fourier, notamos un cambio significativo: podemos visualizar dos puntos de intensidad desplazados del eje óptico, confirmando así que la distribución observada anteriormente es la unión de dos distribuciones espaciales de luz. Al colocar el filtro espacial en el plano de Fourier para eliminar el modo cero, podemos observar que en el plano focal posterior de la lente  $L_2$  (plano imagen), el cuadrado generado por la luz no modulada desaparece.

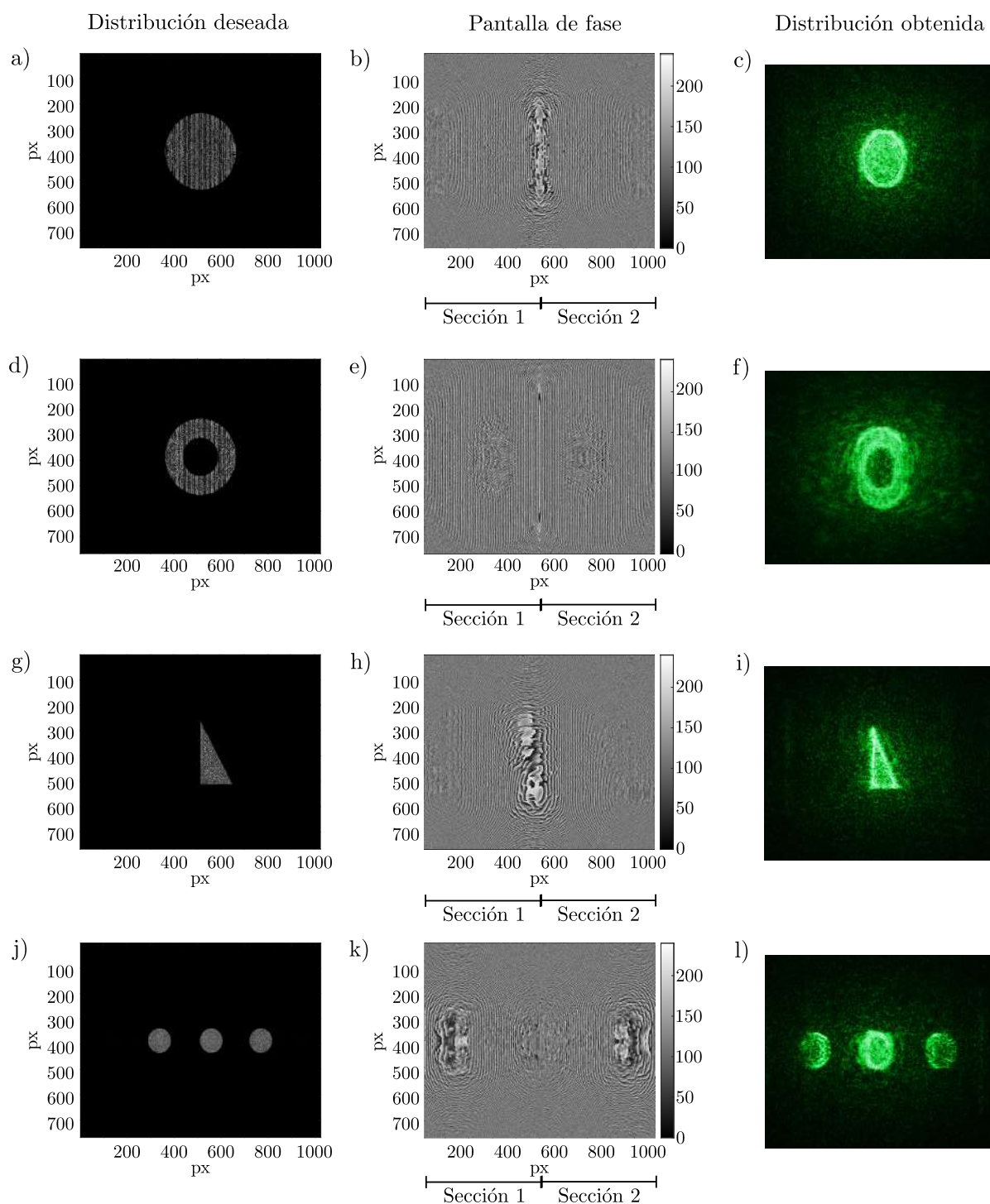
Posteriormente, la luz se enfoca en el BFP con la ayuda de la lente  $L_f$ , lo que nos proporciona nuevamente un plano de Fourier donde podemos evidenciar el desplazamiento  $\pm X_0$  en la luz enfocada. Finalmente, observamos el plano focal a la salida del objetivo de microscopio, donde podemos ver la distribución espacial de luz deseada. Sin embargo, notamos que los bordes exteriores de esta distribución aparecen difuminados, posiblemente debido al recorte que se realiza en el plano de Fourier con la apertura en la entrada del objetivo de microscopio.



**Figura 57.** Propagación del campo óptico a través de las lentes del montaje experimental mediante transformadas de Fourier, comenzando en un plano  $(x, y)$  y finalizando en un plano  $(x, y)$ . a) Pantalla de fase enviada al modulador. b) Distribuciones espaciales de luz en los diferentes planos de Fourier al tener dos distribuciones de luz inclinadas para que se unan.

Después de verificar la propagación de las distribuciones espaciales de luz inclinadas, procedimos a probar diferentes distribuciones utilizando una muestra de partículas. La preparación de la muestra se llevó a cabo según se muestra en el Capítulo 4. Una vez posicionada y enfocada la muestra, se enviaron diferentes

pantallas de fase al modulador. Un ejemplo de estas pantallas se muestra en la Figura 58b, la cual generó una distribución espacial de luz que se muestra en la Figura 58c. Al comparar esta distribución con la distribución espacial deseada (Figura 58a), encontramos que concuerda con lo esperado.



**Figura 58.** Resultado del diseño de trampas ópticas. a), d), g) y j) Distribución espacial deseada para las trampas. b), e), h) y k) Pantallas de fase enviadas al modulador espacial de luz. c), f), i) y l) Distribuciones espaciales de luz en el plano focal a la salida del objetivo de microscopio, es decir, en el plano de observación.

En la Figura 58, se muestran varios ejemplos de distribuciones espaciales de luz, que incluyen formas como círculos, aros y triángulos. Se observa que el círculo en la Figura 58c y el triángulo en la Figura 58i mantienen la forma deseada, mientras que el aro en la Figura 58f y los círculos en la Figura 58l pierden su forma en los bordes. A partir de estos ejemplos, podemos concluir que el tamaño máximo de la trampa óptica para evitar que sus bordes se vean afectados es de  $39.90 \times 27.34 \mu m$ .

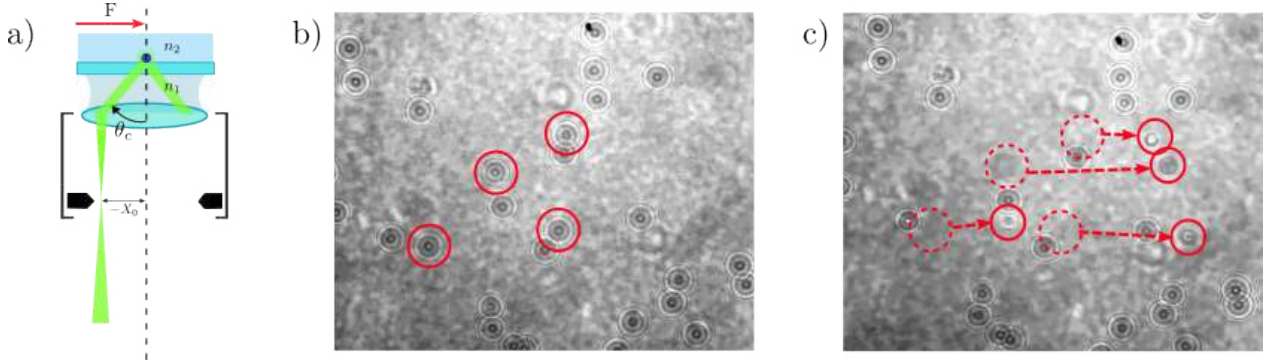
## 5.4. Manipulación de partículas

Después de haber estudiado, realizado y probado el diseño óptico para las trampas ópticas en el montaje final, procedimos a llevar a cabo pruebas para la manipulación de partículas. Para ello, empleamos un láser de  $532 \text{ nm}$  con una potencia de  $900 \text{ mW}$ , cuya polarización con respecto al sustrato en el que se encuentran las partículas es paralela al plano de incidencia o polarización  $p$ . También utilizamos partículas de diferentes diámetros; empezamos con partículas sólidas de poliestireno ( $C_8H_8$ ) con un diámetro de  $3.063 \pm 0.027 \mu m$  y un índice de refracción  $n_p = 1.59$  (Duke Scientific Corporation). Este tamaño fue seleccionado debido a los resultados obtenidos previamente en la tesis titulada 'Micro y Nanomotores Fotónicos' (Morales Valenzuela, 2020), en la que lograron mover partículas dieléctricas del mismo diámetro mediante campos evanescentes generados por la incidencia de un haz de luz de  $532 \text{ nm}$  de longitud de onda en un prisma.

Es importante destacar que para la visualización de estas pruebas se utilizó el mismo microscopio invertido, tanto para dirigir el haz hacia las muestras, como para observar a las partículas. Por esta razón, fue necesario proteger a la cámara mediante un filtro, pues la alta potencia del láser podría dañarla-

La primera prueba realizada con estas partículas consistió en observar su comportamiento frente a un solo haz inclinado, generado mediante una pantalla de fase que induce un desplazamiento en el BFP del objetivo de microscopio de  $X_0 = -2.4 \text{ mm}$ . Además, se realizó una prueba similar con otra pantalla de fase que produce un desplazamiento en el BFP del objetivo de microscopio de  $X_0 = 2.4 \text{ mm}$ . Estas pruebas se llevaron a cabo para verificar la existencia de un campo evanescente que pudiera mover las partículas debido a la fuerza ejercida por la presión de radiación. Es importante destacar que para que esto ocurra, el ángulo de incidencia debe ser mayor que el ángulo crítico  $\theta_c = 61.07^\circ$ , calculado para una interfaz entre los medios con índices de refracción  $n_1 = 1.5195$  (correspondiente al aceite de inmersión y al sustrato) y  $n_2 = 1.33$  (correspondiente al agua destilada, medio en el que se encuentran las partículas).

La primera pantalla probada generó un desplazamiento de  $X_0 = -2.4 \text{ mm}$ , como se muestra en la Figura 59a. Este desplazamiento inclina el haz a la salida del microscopio, permitiendo que incida en el sustrato en condición de ángulo crítico, lo que a su vez genera un campo evanescente en la superficie del sustrato.

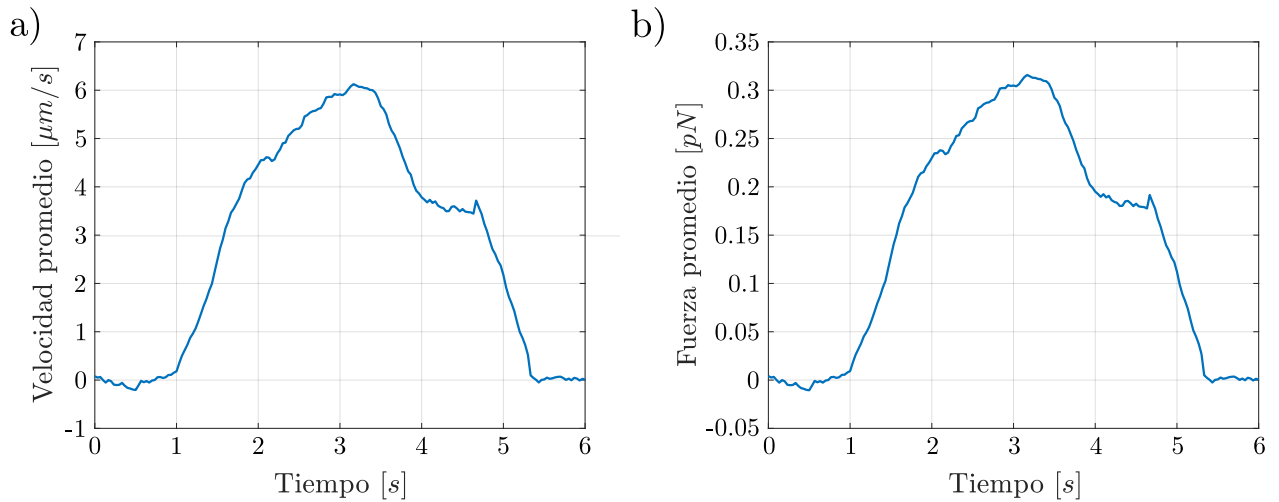


**Figura 59.** Desplazamiento de partículas de  $3\mu\text{m}$  a la derecha. a) Esquema del objetivo de microscopio y la muestra junto con la dirección de la fuerza. b) Posición inicial de las partículas c) Desplazamiento de las partículas luego de 4 segundos.

Este campo evanescente produce una fuerza  $F_{x1}$  positiva (siguiendo el plano de referencia mostrado en la Figura 22) que mueve las partículas. La observación y análisis del movimiento de las partículas se realizaron mediante la grabación de un vídeo con la cámara Canon Rebel T5. En el vídeo grabado, se observa que la fuerza  $F_{x1}$  desplaza las partículas en la superficie del sustrato hacia la derecha, es decir, hacia el lado positivo del eje coordenado, como se puede apreciar al comparar la Figura 59b y Figura 59c. La Figura 59b representa el momento inicial,  $t = 0 \text{ s}$ , en el que no hay un campo aplicado. En esta captura, las partículas se encuentran en reposo en la superficie del sustrato. Por otro lado, en la Figura 59c se muestra la posición de las partículas después de transcurrido un tiempo  $t = 4 \text{ s}$  de aplicar el campo. Se observa claramente cómo las partículas se desplazaron hacia la derecha en comparación con su posición inicial.

Para analizar minuciosamente este movimiento, procesamos el vídeo utilizando Matlab, examinando el cambio de posición de las partículas cuadro a cuadro con el fin de determinar su recorrido, velocidad y fuerza en todo el transcurso del movimiento. Utilizando los datos de velocidad de cada partícula, calculamos la velocidad promedio durante el periodo de grabación, la cual se muestra en la Figura 60a. Se observa que al aplicar el campo en  $t = 1 \text{ s}$ , las partículas comienzan a moverse hacia el centro de la distribución espacial, alcanzando una velocidad máxima de  $6.13 \mu\text{m}/\text{s}$  en el centro de la distribución, para luego disminuir hasta volver a un estado de reposo al salir del área de la distribución espacial.





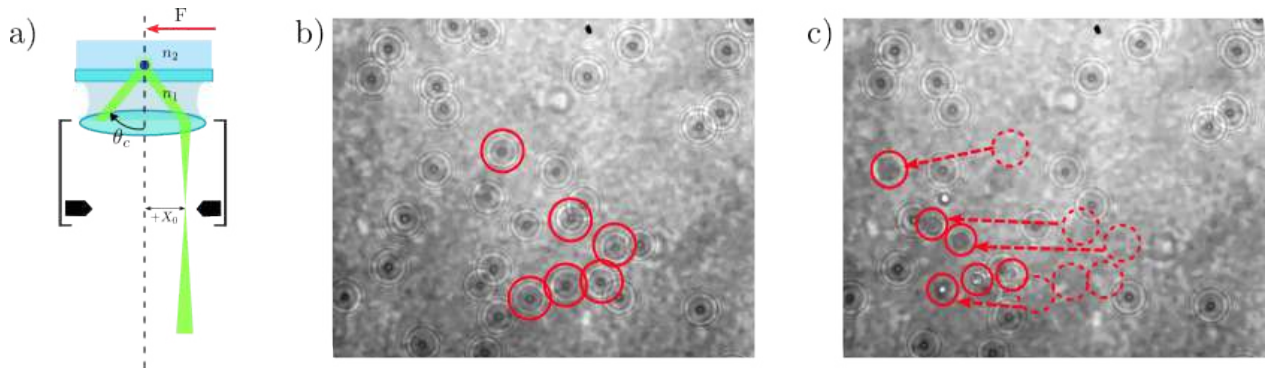
**Figura 60.** a) Velocidad de las partículas que desplazan a la derecha en el plano XY. b) Fuerza por la presión de radiación del campo evanescente que mueve las partículas que a la derecha en el plano XY.

Al conocer la velocidad promedio de las partículas durante todo su movimiento, podemos calcular la fuerza promedio en todas las partículas ejercida por la presión de radiación, utilizando la ecuación de Stokes con el parámetro adicional de asimetría (Ecuación 49), como se explicó en el capítulo 3. Para este cálculo, consideramos la viscosidad del agua a temperatura ambiente como  $\eta = 0.000891 \text{ kg/m.s}$ , el radio de la partícula como  $r = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ , y la altura desde el sustrato hasta el centro de la partícula como  $h = 1650 \text{ nm}$ . Se seleccionó esta altura con el fin de comparar los valores obtenidos de fuerza con los obtenidos en la tesis 'Micro y Nanomotores Fotónicos' (Morales Valenzuela, 2020). El comportamiento de la fuerza ejercida en las partículas se muestra en la Figura 60b. Observamos que el comportamiento de la fuerza tiene la misma forma que la velocidad, lo cual se debe a su relación directa. Notamos también que la fuerza no es constante durante todo el movimiento de las partículas, posiblemente debido al perfil gaussiano del haz inclinado, el cual aumenta la fuerza ejercida en las partículas a medida que se acercan al centro del campo y disminuye a medida que se alejan de este, siendo la fuerza máxima ejercida por la presión de radiación de  $F_{x1(max)} = 0.314 \text{ pN}$ .

Por otro lado, analizamos el cambio de posición de las partículas desde el cuadro en el que comienzan a moverse hasta el cuadro en el que se detienen, calculando la velocidad media de las partículas, la cual fue de  $3.7 \text{ }\mu\text{m/s}$ . Con este valor, la fuerza media ejercida por el campo evanescente es de  $F_{x1} = 0.190 \text{ pN}$ . Al comparar este valor con los datos experimentales obtenidos en la tesis 'Micro y Nanomotores Fotónicos', el ángulo de incidencia  $\theta$  es aproximadamente  $61.75^\circ$ .

Continuando con las pruebas, se utilizó una pantalla de fase que genera un desplazamiento de  $X_0 = 2.4 \text{ mm}$ , como se muestra en la Figura 61a. Este desplazamiento, similar al probado anteriormente,

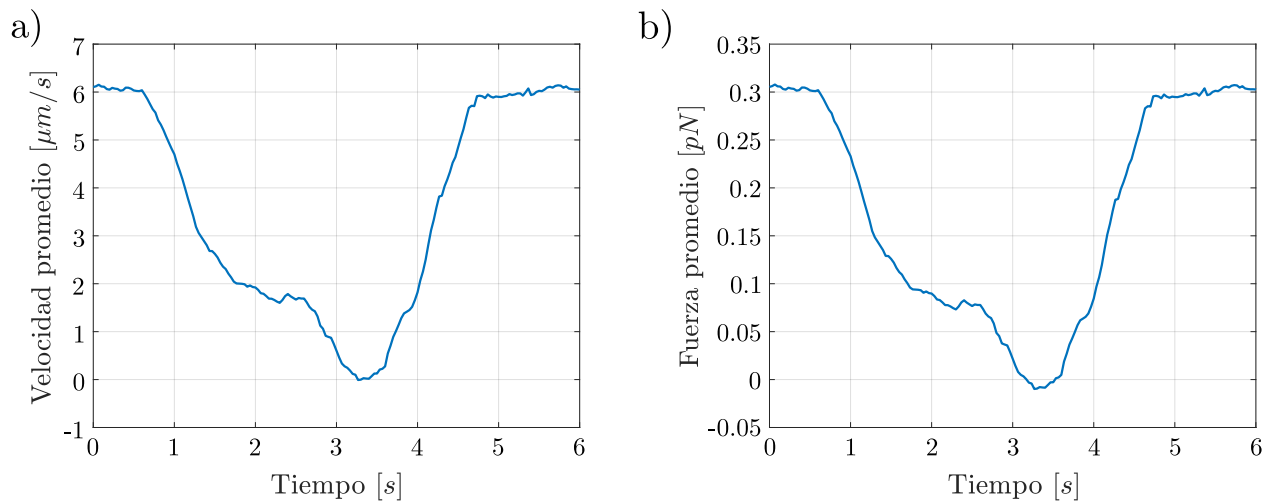
inclinó el haz a la salida del microscopio, permitiendo que incida en el sustrato en condición de ángulo crítico, lo que a su vez genera un campo evanescente en la superficie del sustrato. El campo evanescente produce una fuerza  $F_{x2}$  en la dirección contraria, es decir, en dirección negativa del eje  $x$  (siguiendo el plano de referencia mostrado en la Figura 22) que movió las partículas. En el vídeo grabado, se observa que la fuerza  $F_{2x}$  desplaza las partículas en la superficie del sustrato hacia la izquierda, es decir, en dirección del lado negativo del eje coordenado, como se puede apreciar al comparar la Figura 61b y la Figura 61c.



**Figura 61.** Desplazamiento de partículas de  $3\mu m$  a la izquierda. a) Esquema del objetivo de microscopio y la muestra junto con la dirección de la fuerza. b) Posición inicial de las partículas c) Desplazamiento de las partículas luego de 4 segundos.

La Figura 61b se presenta una imagen del momento inicial,  $t = 0 s$ , en el que no hay un campo aplicado; mostrando así a las partículas en reposo sobre el sustrato. Por otro lado, en la Figura 61c se muestra el desplazamiento de las partículas después de haber transcurrido un tiempo  $t = 4 s$  desde la aplicación del campo. Se observa claramente cómo las partículas se desplazaron hacia la izquierda en comparación con su posición inicial.

En este caso también se analizó minuciosamente el movimiento, procesando el vídeo en Matlab y examinando el cambio de posición de las partículas cuadro a cuadro con el fin de determinar su recorrido, velocidad y fuerza en todo el transcurso del movimiento. Estos datos se presentan como negativos debido a el eje coordenado que se está utilizando, pero se entiende que su valor es positivo; lo que representa el signo es la dirección de movimiento. Utilizando los datos de velocidad de cada partícula, se calculó la velocidad promedio durante el periodo de grabación, la cual se muestra en la Figura 62a. donde los valores negativos representan el movimiento en dirección negativa del eje  $x$ . Se observa que al aplicar el campo en  $t = 0.8 s$ , las partículas comienzan a moverse hacia el centro de la distribución espacial, alcanzando una velocidad máxima de  $6.01 \mu m/s$  en el centro de la distribución, para luego disminuir hasta volver a un estado de reposo cuando salen de la distribución espacial de luz.



**Figura 62.** a) Velocidad de las partículas que desplazan a la izquierda en el plano XY. b) Fuerza por la presión de radiación del campo evanescente que mueve las partículas que a la izquierda en el plano XY.

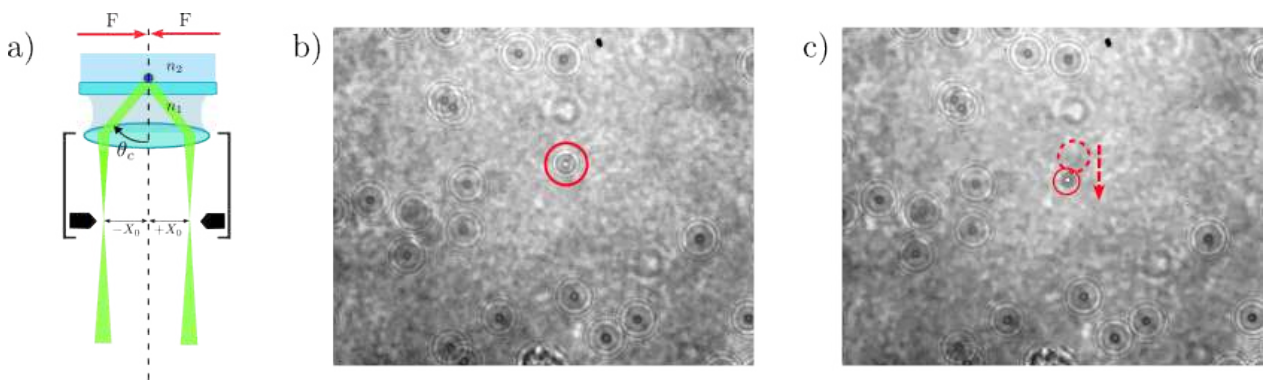
Con la velocidad promedio obtenida, se calculó nuevamente la fuerza promedio en todas las partículas ejercida por la presión de radiación utilizando la ecuación de Stokes, con el parámetro adicional de asimetría (Ecuación 49). El comportamiento de la fuerza ejercida en las partículas se muestra en la Figura 62b, como se dijo anteriormente los valores negativos representan el movimiento en dirección negativa del eje  $x$ . Se observó nuevamente que la fuerza no es constante durante todo el movimiento de las partículas, aumentando a medida que estas se acercan al centro del campo y disminuyendo a medida que se alejan de este, con una fuerza máxima ejercida por la presión de radiación de  $-F_{x2(max)} = 0.309 \text{ pN}$ .

También, analizamos el cambio de posición de las partículas desde el cuadro en el que comienzan a moverse hasta el cuadro en el que se detienen, calculando así la velocidad media de las partículas, la cual fue de  $3.6 \mu\text{m/s}$ . Con este valor, la fuerza media ejercida por el campo evanescente es de  $-F_{x2} = 0.185 \text{ pN}$ . Al comparar este valor con los datos experimentales obtenidos en la tesis 'Micro y Nanomotores Fotónicos', el ángulo de incidencia  $\theta$  es aproximadamente  $61.80^\circ$ . Si comparamos los valores encontrados de la fuerza media ejercida por los campos evanescentes vemos que hay una diferencia de  $0.005 \text{ pN}$ , dicha diferencia se puede deber a diferentes factores, uno de ellos es que la medición experimental siempre tiene cierto grado de error intrínseco, lo que puede llevar a una desviación de los valores encontrados en cada medición, pero en términos generales la fuerza se puede considerar aproximadamente la misma.

Habiendo confirmado la existencia de campos evanescentes en la superficie del sustrato, procedimos a realizar pruebas para el confinamiento de partículas mediante las trampas ópticas diseñadas. Los siguientes resultados se obtuvieron utilizando la distribución espacial de luz que se muestra en la Figura

58c, un óvalo con un radio en  $x$  de  $8.9 \mu m$  y en  $y$  de  $11.3 \mu m$ . Esta distribución fue seleccionada debido a sus mejores resultados durante las pruebas.

En primer lugar, se realizaron pruebas con las partículas utilizadas en el experimento anterior, es decir, con las partículas de aproximadamente  $3 \mu m$  de diámetro. Se colocó una muestra de partículas en la platina del objetivo de microscopio y se movió el objetivo de microscopio para enfocar a las partículas. Una vez enfocadas, se observó el campo reflejado con una baja potencia de láser para verificar que estuviera en el plano donde los dos haces estaban superpuestos. Después de verificar esto, se colocó un filtro para remover el verde en el microscopio y se aumentó la potencia del láser a  $900 mW$  para observar qué ocurría con las partículas.

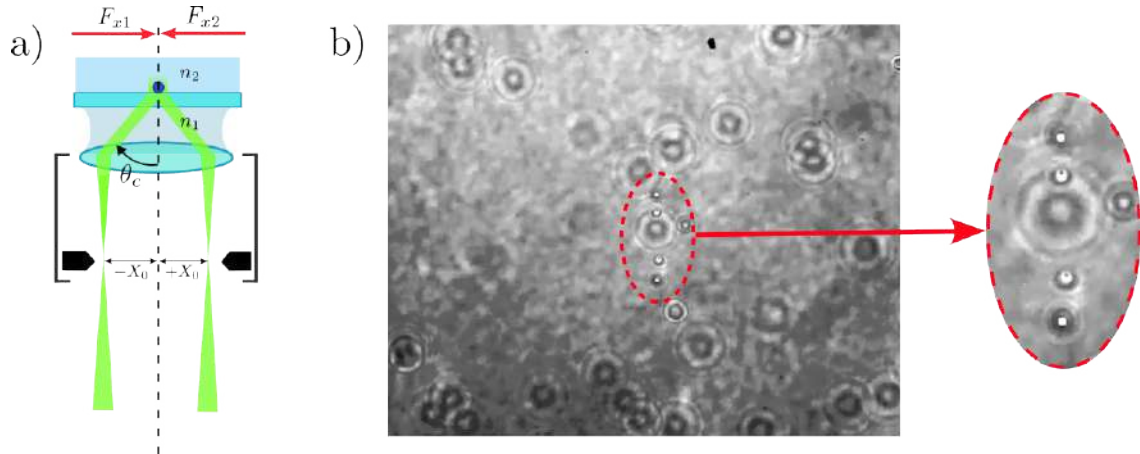


**Figura 63.** Confinamiento de partícula de  $3 \mu m$ . a) Esquema del objetivo de microscopio y la muestra junto con la dirección de las fuerzas. b) Posición inicial de la partícula. c) Confinamiento de la partícula luego de 2 segundos.

Se observó que las partículas se movían hacia la izquierda y hacia la derecha debido a la fuerza de la presión de radiación, sin presentar ningún tipo de confinamiento, lo que se pudo deber a un cambio en el plano de enfoque al manipular el microscopio para colocar el filtro. Por lo tanto, se procedió a reajustar nuevamente el plano de observación para encontrar el punto en el cual las partículas pudieran ser atrapadas. Este ajuste se realizó moviendo el objetivo de microscopio con la perilla de enfoque fino correspondiente. Después de realizar varias pruebas con diferentes muestras (se cambiaba la muestra debido a que cada una tiene un periodo de uso limitado, pues el agua en la que están inmersas las partículas se va evaporando), finalmente se logró confinar una partícula. Este confinamiento se muestra en la Figura 63c, donde se puede apreciar cómo una partícula, inicialmente posicionada como se muestra en la Figura 63b, es atraída, enfocada y confinada en la posición representada en la Figura 63c. Estando en este plano, se observó cómo otras partículas se movían hacia esa posición y trasladaban a la partícula inicial, sacándola del confinamiento. Se logró confinar únicamente una partícula a la vez.

Se repitió el experimento variando el tamaño de las partículas. Utilizamos partículas sólidas de poliesti-

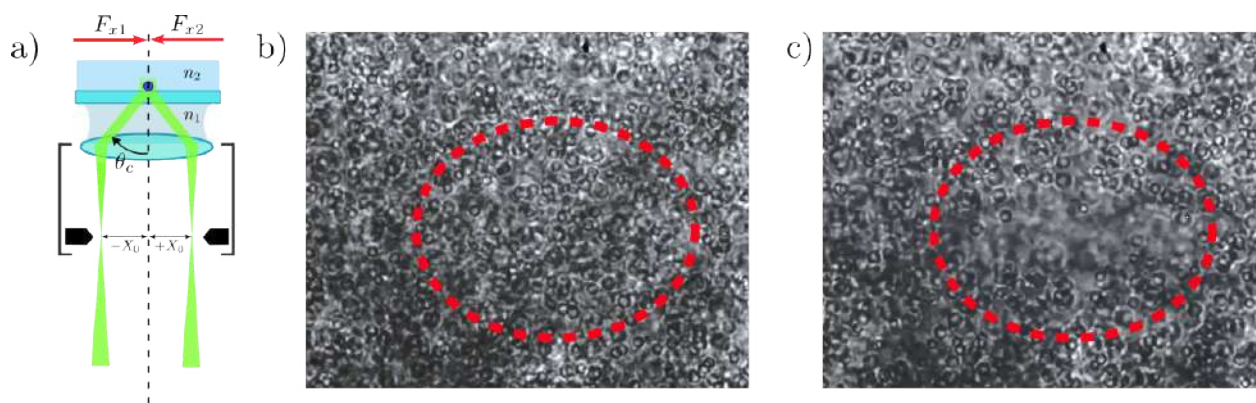
reno ( $C_8H_8$ ) con un diámetro de  $2,013 \pm 0,025 \mu m$  (Duke Scientific Corporation). Con estas partículas, obtuvimos resultados interesantes, como se muestra en la Figura 64b, donde se logró confinar simultáneamente cuatro partículas. Al igual que ocurrió con las partículas de  $3 \mu m$ , estas partículas se enfocaron al confinarse y dicho confinamiento se produjo en una línea recta a lo largo del eje  $y$ . En la grabación realizada, se observa cómo las partículas son atraídas desde ambas direcciones y se confinan. Posteriormente otras partículas, que también son atraídas, trasladan a las que estaban confinadas, haciendo que pierdan su confinamiento, mientras que las nuevas partículas son confinadas en su lugar.



**Figura 64.** Confinamiento de partículas de  $2\mu m$ . a) Esquema del objetivo de microscopio y la muestra junto con la dirección de las fuerzas. b) Confinamiento de las partículas en línea recta.

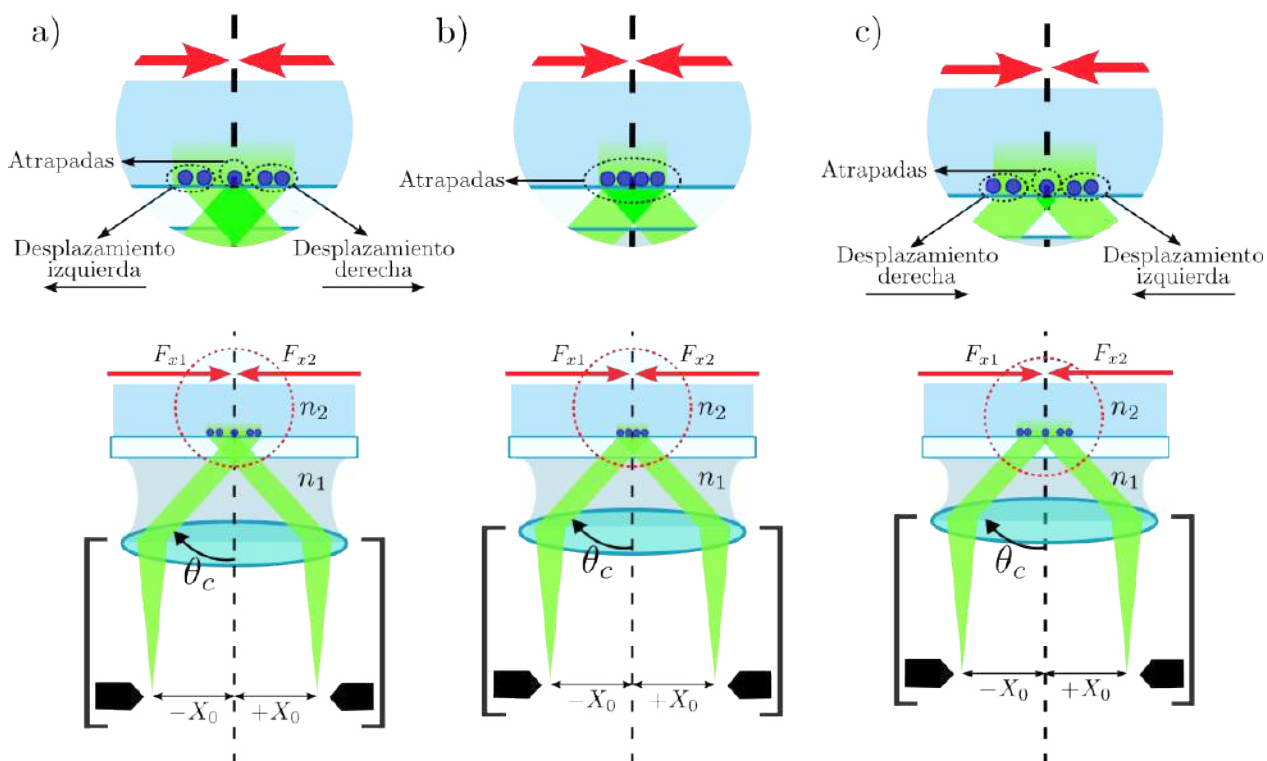
También llevamos a cabo pruebas con partículas sólidas de poliestireno ( $C_8H_8$ ) con un diámetro de  $0,993 \pm 0,021 \mu m$ . (Duke Scientific Corporation). Para este tamaño de partícula, no se observó un confinamiento. En cambio, las partículas parecían repelerse del espacio donde se encontraba el campo, como se ilustra en la Figura 65c. En esta Figura, se puede apreciar cómo la cantidad de partículas disminuyó en el espacio delimitado por la línea punteada roja en comparación con el estado inicial mostrado en la Figura 65b, donde la densidad de partículas era uniforme en todo el espacio.

Como podemos observar, el mejor resultado de confinamiento con las trampas ópticas diseñadas se observó en las partículas de  $2 \mu m$ . Estas partículas se encuentran confinadas en una pequeña región en el eje  $x$ , donde solo puede haber una partícula, es decir, con un tamaño de aproximadamente  $2 \mu m$ . En contraste, en el eje  $y$ , la región de confinamiento es de aproximadamente  $12 \mu m$ , permitiendo acomodar cuatro partículas de manera simétrica.



**Figura 65.** Desplazamiento de partículas de  $1\mu m$ . a) Esquema del objetivo de microscopio y la muestra junto con la dirección de las fuerzas. b) Posición inicial de las partículas. c) Desplazamiento de las partículas luego de 7 segundos.

En el caso ideal, en el que los dos haces están superpuestos al llegar a la interfaz vidrio-agua en la que se genera el campo evanescente, las partículas se verían confinadas en un área igual a la distribución espacial de luz de la trampa óptica diseñada, ya que habría un equilibrio de las fuerzas en todo el campo evanescente como se muestra en la Figura 66b.



**Figura 66.** Interceptación de los haces en la interfaz vidrio-agua. a) Caso en el que la superposición de los haces está por debajo de la posición óptima. b) Caso en el que los haces coinciden completamente. c) Caso en el que la superposición de los haces está por encima de la posición óptima.

En nuestro caso, las partículas se ven atraídas hacia el centro, donde se confinan en un área menor a la de la distribución espacial de luz diseñada, lo que sugiere que no se ha llegado al plano en el que están superpuestas las partículas; es decir, que éste queda por 'encima' de la interfaz vidrio-agua como se muestra en la Figura 66c. Esto genera que solo una parte de los haces se intercepten entre sí, generando un equilibrio solamente en el área en la que se pueden confinar las partículas, mientras que la parte de los campos que no se interceptan mueven a las partículas hacia la región de confinamiento. Por otro lado, el caso que muestra la Figura 66a podría explicar lo que ocurrió con las partículas de  $1 \mu m$ . En este caso, nos pasamos del plano en el que se interceptan los haces, lo que hace que las fuerzas resultantes expulsen a las partículas del área donde se encuentra el campo. Dependiendo de qué tan lejos estemos del área de interceptación, puede o no haber una pequeña área en la cual sí se superponen los haces; en nuestro caso, no se ven indicios de que exista dicha área.

Una de las posibles razones por las cuales no se pudo lograr un confinamiento en un espacio más grande (caso óptimo) es el hecho de que estamos trabajando con planos de Fourier, lo que requiere que todas las distancias focales de las lentes y del objetivo del microscopio estén alineadas. Es decir, la distancia entre una lente y otra debe ser la suma de sus focos. Al mover el objetivo del microscopio, la distancia entre la lente  $L_f$  y el plano focal de la lente (BFP) del objetivo del microscopio cambia, lo que puede provocar que la distribución espacial de luz no se genere exactamente en el plano focal. Esto significa que los dos haces no se superpondrán adecuadamente, lo que resultará en que el equilibrio de las fuerzas no esté en toda la distribución espacial de luz. Para resolver esto, sería necesario ajustar y alinear las lentes  $L_1$ ,  $L_2$ , y  $L_f$  para que las distancias se conserven, lo cual es difícil dado que requeriría un ajuste individualizado para cada muestra.

Por otro lado, otro caso sería que la distribución espacial de la trampa óptica sí se genere en el plano focal del objetivo del microscopio, pero que la distancia focal del objetivo del microscopio no coincida con la distancia a la que se encuentra la interfaz vidrio-agua donde se genera el campo evanescente. Como consecuencia, puede no haber una superposición adecuada de las dos distribuciones espaciales y no se cumplirá el equilibrio necesario para confinar las partículas en toda la distribución. Para arreglar dicho problema, sería necesario ajustar la distancia entre el objetivo de microscopio y el sustrato, moviendo el objetivo de microscopio con la perilla de enfoque fino hasta llegar a la posición en la que la superposición de distribuciones espaciales de luz coincida. Si es necesario, también se podría mover el anillo que posee el objetivo de microscopio para cambiar la distancia focal del mismo y así lograr que el plano focal coincida con la interfaz vidrio-agua. Sin embargo, un desafío adicional es que no podemos observar la interacción de la luz con las partículas en tiempo real debido al filtro utilizado, lo que dificulta determinar cuánto

es necesario mover el enfoque y si estamos en el plano indicado. Además, el movimiento del objetivo es manual, lo que afecta la precisión del ajuste. Para solucionar estos problemas, sería beneficioso poder observar las partículas y su interacción con la luz desde otra perspectiva, es decir, no verlas por reflexión desde abajo, sino colocar un objetivo de microscopio desde arriba para visualizar la interacción de las partículas con la distribución espacial de luz.

Dado que las partículas confinadas se ven enfocadas en comparación con las demás, es probable que estemos en el caso donde el plano focal coincide con la interfaz vidrio-agua. Sin embargo, la distribución espacial puede que no se forme exactamente en el plano focal. Para lograrlo, se requeriría una calibración fina en la que se ajusten ligeramente las distancias de las lentes. Para esto, se deberá partir de la posición en la que se encuentra el objetivo de microscopio cuando se confinan las partículas y seguir el orden de las lentes, desde la más cercana al microscopio hasta la más lejana. Esto reduciría la necesidad de ajustar las lentes en cada muestra con la que se trabaje.



## Capítulo 6. Conclusiones

---

Se han expuesto las bases teóricas fundamentales para comprender el comportamiento de la luz, permitiendo así el diseño de trampas ópticas con campos evanescentes. Este proceso abarcó desde la naturaleza misma de la luz, su propagación y la presión de radiación, hasta la manipulación y confinamiento de partículas mediante esta fuerza. Además, se ha adquirido conocimiento sobre el funcionamiento de los distintos elementos ópticos empleados, destacando especialmente el modulador espacial de luz, el cual ha sido caracterizado para una eficiente modulación en fase.

Se han generado distribuciones espaciales de luz mediante el uso computacional de un algoritmo adaptativo. Este algoritmo genera una distribución de fase que se envía al modulador espacial para generar experimentalmente la distribución espacial de luz a la distancia deseada.

Además, se diseñó, analizó e implementó un montaje experimental para generar campos evanescentes estructurados con el uso del modulador espacial y la reflexión interna total a la salida de un objetivo de microscopio. Es destacable que se trata de un montaje innovador, pues en trabajos anteriores en los que se manipulan partículas con campos evanescentes, el campo se genera mediante la incidencia de un haz en un prisma y no se emplean moduladores espaciales de luz. Para analizar el sistema, se estudió la propagación de la luz a través de las lentes del montaje experimental, incluyendo las consecuencias de los cambios de fase introducidos por el modulador. Esto permitió un diseño preciso de las trampas ópticas con las distribuciones espaciales deseadas.

En términos experimentales, se llevó a cabo la verificación de la propagación de la luz a través de un montaje alterno, tanto en propagación axial como en la propagación de haces inclinados. Este proceso fue fundamental para asegurar el diseño preciso de las trampas ópticas.

Con el montaje experimental para la generación de campos evanescentes, se llevó a cabo la prueba para verificar la existencia y comportamiento de los campos evanescentes mediante el guiado de partículas dieléctricas micrométricas. En este contexto, se determinaron la posición, velocidad y fuerza de las partículas movidas por el campo evanescente. Este análisis se realizó mediante el estudio de vídeos capturados, donde se llevó a cabo un análisis cuadro a cuadro y del vídeo en su totalidad. Por último, se estudió el comportamiento de las partículas en las trampas ópticas evanescentes. Se logró confinar partículas, obteniéndose los mejores resultados para partículas dieléctricas de  $2\mu m$  de diámetro.

Tras el análisis del confinamiento de las partículas, se llegó a la conclusión de que las distribuciones espaciales superpuestas, es decir, la trampa óptica, no se localizan en la interfaz vidrio-agua donde se

genera el campo evanescente. Esto implica que no hay un equilibrio en toda el área donde se encuentra el campo. Para abordar este problema, se sugiere realizar una calibración fina del montaje y mejorar la visualización de la interacción de la luz con las partículas. En este sentido, como trabajo futuro, se propone ajustar la visualización de las partículas desde arriba de la muestra, utilizando un objetivo de microscopio. Además, se podría considerar una forma más precisa de mover el objetivo de microscopio, ya que actualmente se realiza manualmente, lo que afecta el tiempo necesario para encontrar el plano de confinamiento.

## Literatura citada

- Almaas, E. & Brevik, I. (1995). Radiation forces on a micrometer-sized sphere in an evanescent field. *Journal of the Optical Society of America B*, 12(12), 2429–2438. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.12.002429>.
- Ashkin, A. (1970). Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Physical Review Letters*, 24, 156–159. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.156>.
- Ashkin, A. & Dziedzic, J. M. (1987). Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria. *Science*, 235(4795), 1517–1520. <https://doi.org/10.1126/science.3547653>.
- Ashkin, A., Dziedzic, J. M., Bjorkholm, J. E., & Chu, S. (1986). Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics Letters*, 11(5), 288–290. <https://doi.org/10.1364/OL.11.000288>.
- Brigham, E. O. (1988). *The fast Fourier transform and its applications*, (1era ed.). Prentice-Hall, Inc., USA.
- Compton, A. H. (1923). A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements. *Physical Review Journals Archive*, 21, 483–502. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.21.483>.
- Curtis, J. E., Koss, B. A., & Grier, D. G. (2002). Dynamic holographic optical tweezers. *Optics Communications*, 207(1), 169–175. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(02\)01524-9](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0030-4018(02)01524-9).
- Dufresne, E. R., Spalding, G. C., Dearing, M. T., Sheets, S. A., & Grier, D. G. (2001). Computer-generated holographic optical tweezer arrays. *Review of Scientific Instruments*, 72(3), 1810–1816. <https://doi.org/10.1063/1.1344176>.
- Einstein, A. (1917). Zur Quantentheorie der Strahlung. *Physikalische Zeitschrift*, 18, 121–128.
- Ersoy, O. K. (2007). *Diffraction, Fourier Optics and Imaging*. John Wiley Sons, Ltd.
- Garcés-Chávez, V., Dholakia, K., & Spalding, G. C. (2005). Extended-area optically induced organization of microparticles on a surface. *Applied Physics Letters*, 86(3), 0311061–0311063. <https://doi.org/10.1063/1.1843283>.
- Goldman, A., Cox, R., & Brenner, H. (1967). Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane walli motion through a quiescent fluid. *Chemical Engineering Science*, 22(4), 637–651. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0009-2509\(67\)80047-2](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0009-2509(67)80047-2).
- Goodman, J. W. (2005). *Introduction to Fourier optics*, (3a ed.). Roberts Co., Englewood, Colo.
- Greivenkamp, J. E. (2004). *Field Guide to Geometrical Optics*. SPIE Field Guides.
- Gu, M., Haumonte, J.-B., Micheau, Y., Chon, J. W. M., & Gan, X. (2004). Laser trapping and manipulation under focused evanescent wave illumination. *Applied Physics Letters*, 84(21), 4236–4238. <https://doi.org/10.1063/1.1756200>.
- Hecht, E. (1998). *Optics*, (3a ed.). Addison-Wesley.
- Čižmár, T. c. v., Šiler, M., Šerý, M., Zemánek, P., Garcés-Chávez, V., & Dholakia, K. (2006). Optical sorting and detection of submicrometer objects in a motional standing wave. *Phys. Rev. B*, 74, 0351051–0351056. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.035105>.

- Kawata, S. & Sugiura, T. (1992). Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam. *Optics Letters*, 17(11), 772–774. <https://doi.org/10.1364/OL.17.000772>.
- Kawata, S. & Tani, T. (1996). Optically driven mie particles in an evanescent field along a channeled waveguide. *Optics Letters*, 21(21), 1768–1770. <https://doi.org/10.1364/OL.21.001768>.
- Kepler, J. (1619). *De Cometis Libelli Tres*. Avgvstæ Vindellicorvm.
- Lazarev, G., Hermerschmidt, A., Krüger, S., & Osten, S. (2012). *LCOS Spatial Light Modulators: Trends and Applications*. John Wiley Sons, Ltd.
- Lebedew, P. (1901). Untersuchungen über die druckkräfte des lichtetes. *Annalen der Physik*, 311(11), 433–458. <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/andp.19013111102>.
- Lester, M. & Nieto-Vesperinas, M. (1999). Optical forces on microparticles in an evanescent laser field. *Optics Letters*, 24(14), 936–938. <https://doi.org/10.1364/OL.24.000936>.
- Lin, B., Yu, J., & Rice, S. A. (2000). Direct measurements of constrained brownian motion of an isolated sphere between two walls. *Physical Review E*, 62, 3909–3919. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.62.3909>.
- López Aguilar, E. E. (2013). Guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado en un sistema optofluídico. [Tesis de Maestría en Ciencias, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California].
- Maxwell, J. C. (1865). Viii. a dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 155, 459–512. <https://doi.org/10.1098/rstl.1865.0008>.
- Mellor, C. D., Bain, C. D., & Lekner, J. (2005). Pattern formation in evanescent wave optical traps. 5930, 59301C. <https://doi.org/10.1117/12.616474>.
- Mohammadnezhad, M. & Hassanzadeh, A. (2017). Evanescent field interferometric optical tweezers with rotational symmetric patterns. *Journal of the Optical Society of America B*, 34(5), 983–990. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.34.000983>.
- Morales Valenzuela, L. G. (2020). Micro y nanomotores fotónicos. [Tesis de Maestría en Ciencias, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California].
- Nichols, E. F. & Hull, G. F. (1903). The pressure due to radiation. (second paper.). *Phys. Rev. (Series I)*, 17, 26–50. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSeriesI.17.26>.
- Planck, M. (1901). Ueber das gesetz der energieverteilung im normalspectrum. *Annalen der Physik*, 309(3), 553–563. <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/andp.19013090310>.
- Ruiz-Cortés, V. & Vite-Frías, J. P. (2008). Lensless optical manipulation with an evanescent field. *Optics Express*, 16(9), 6600–6608. <https://doi.org/10.1364/OE.16.006600>.
- Salandrino, A., Fardad, S., & Christodoulides, D. N. (2012). Generalized mie theory of optical forces. *Journal of the Optical Society of America B*, 29(4), 855–866. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.29.000855>.
- Siler, M., Čižmár, T., & Zemánek, P. (2012). Speed enhancement of multi-particle chain in a traveling standing wave. *Applied Physics Letters*, 100(5), 051103. <https://doi.org/10.1063/1.3680234>.
- Siler, M., Čižmár, T., Šerý, M., & Zemanek, P. (2006). Optical forces generated by evanescent standing waves and their usage for sub-micron particle delivery. *Applied Physics B*, 84, 157–165. <https://doi.org/10.1007/s00340-006-2235-9>.

- Soifer, V., Kotlyar, V., & Doskolovich, L. (2014). *Interactive Methods For Diffractive Optical Elements Computation*, (1era ed.). Taylor & Francis.
- Summers, M. D., Dear, R. D., Taylor, J. M., & Ritchie, G. A. (2012). Directed assembly of optically bound matter. *Optics Express*, *20*(2), 1001–1012. <https://doi.org/10.1364/OE.20.001001>.
- Walz, J. Y. (1999). Ray optics calculation of the radiation forces exerted on a dielectric sphere in an evanescent field. *Applied Optics*, *38*(25), 5319–5330. <https://doi.org/10.1364/AO.38.005319>.

## Anexo

### Procedimiento de Preparación del Sustrato

Antes de colocar la solución de micropartículas en un sustrato, en nuestro caso, un portaobjetos, es de vital importancia que esté completamente limpio. Cualquier presencia de partículas o suciedad puede afectar el movimiento adecuado de las partículas cuando se ven expuestas a los campos evanescentes. A continuación, se describen los pasos para la limpieza del sustrato:

1. Limpiar el sustrato con papel secante y rocíe acetona para eliminar cualquier exceso de grasa.
2. Someter el sustrato a un baño ultrasónico de acetona durante 5 minutos.
3. Enjuagar con agua destilada, evitando que la acetona se evapore.
4. Limpiar el sustrato con una solución 9:1 de agua destilada y jabón neutro para cristalería.
5. Realizar un nuevo baño ultrasónico con jabón neutro para vidrio.
6. Enjuagar con agua destilada.
7. Someter el sustrato a un baño ultrasónico con agua destilada durante 15 minutos.
8. Secar con nitrógeno gaseoso.