

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



**Maestría en Ciencias
en Nanociencias**

Micro y nanomotores fotónicos

Tesis

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

Presenta:

Luis Germán Morales Valenzuela

Ensenada, Baja California, México

2020

Tesis defendida por

Luis Germán Morales Valenzuela

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Víctor Ruiz Cortés
Director de tesis

Dr. Roberto Machorro Mejía

Dra. Paulina Segovia Olvera

Dr. Rubén Darío Cadena Nava



Dr. Sergio Fuentes Moyado
Coordinador del Posgrado en Nanociencias

Dra. Rufina Hernández Martínez
Director de Estudios de Posgrado

Luis Germán Morales Valenzuela © 2020

Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor y director de la tesis

Resumen de la tesis que presenta Luis Germán Morales Valenzuela como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Nanociencias.

Micro y nanomotores fotónicos

Resumen aprobado por:

Dr. Víctor Ruiz Cortés
Director de tesis

El estudio y uso de la luz como fuente principal para la manipulación de átomos, moléculas y partículas, es de gran interés debido a la amplia variedad de medios donde es posible utilizarse, razón por la cual es posible abarcar distintas áreas de investigación. En este trabajo de investigación se presenta un estudio sobre la propulsión de diferentes tipo de partículas; sólidas y tipo “core-shell” de tamaño micrométrico, así como también el movimiento del virus del mosaico de bromo (BMV por sus siglas en inglés) con un tamaño de 28 nanómetros, por medio de ondas evanescentes para las partículas micrométricas y ondas propagantes para el caso del virus. Para generar las ondas evanescentes se hizo uso de la reflexión total interna, que se genera al momento que la luz incide de un medio denso a uno menos denso a un ángulo de incidencia crítico. En cambio, para mover los virus se hizo uso de un haz propagante. Para desplazamiento de las partículas por medio de un haz de luz láser se hizo uso de los dos tipos de fuerzas que se pueden ejercer mediante la luz: la presión de radiación, fuerza ejercida por la naturaleza intrínseca que la luz ejerce en un área y la fuerza fotoforética, fuerza debido a un gradiente de temperatura creada en la superficie de una partícula absorbente y el medio que lo rodea. Conociendo la velocidad de desplazamiento de las partículas, se logró calcular la fuerza que experimenta cada partícula debido a la fotopropulsión por medio de la ecuación de Stokes. Los resultados experimentales de la fuerza que las partículas experimentan se compararon con los resultados numéricos obtenidos empleando el método de elementos finitos, así también se dio respuesta a ciertos sucesos que ocurrían en los experimentos. Por último se propone una manera de utilizar ambos tipos de fuerzas para cambiar la dirección de movimiento en el eje de horizontal de una partícula tipo “core Shell” metálica solamente cambiando la polarización lineal de la luz.

Palabras clave: micropartícula, virus, reflexión total interna, presión de radiación, fuerza fotoforética, método de elementos finitos, polarización lineal

Abstract of the thesis presented by Luis Germán Morales Valenzuela as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Master of Science degree in Nanoscience.

Photonic micro y nanomotors

Abstract approved by:

Dr. Víctor Ruiz Cortés
Thesis Director

The study and use of light as the main source for the manipulation of atoms, molecules and particles, is of great interest due to the wide variety of mediums where it is possible to use it, which is why it is possible to cover different areas of research. This research work presents a study on the propulsion of different types of particles; solid and core-shell type micrometer size, as well as the movement of the bromine mosaic virus (BMV) with a size of 28 nanometers, by means of evanescent waves for micrometric particles and propagating waves in the case of the virus. To generate the evanescent waves, total internal reflection was used, which is generated at the moment that the light strikes from a dense medium to a less dense medium at a critical incidence angle. However, to move the viruses, a propagating beam was used. For the displacement of the particles by means of a beam of laser light, two types of forces that can be exerted on the particle by light were used: the radiation pressure, the force exerted by the intrinsic nature that the light exerts on an area and the photophoretic force, force due to a temperature gradient created on the surface of an absorbent particle and the surrounding environment. Knowing the speed of displacement of the particles, it was possible to calculate the force that each particle experiences due to the photopropulsion by means of the Stokes equation. The experimental results of the force that the particles experience were compared with the numerical results obtained using the finite element method, thus also responding to certain events that occurred in the experiments. Finally, we propose a way to use both types of forces to change the direction of movement in the horizontal axis of a metal core shell type particle only by changing the linear polarization of light.

Keywords: microparticle, virus, total internal reflection, radiation pressure, photophoretic force, finite element method, linear polarization

Dedicatoria

A mi familia por todo su apoyo incondicional

Agradecimientos

Antes que nada quiero expresar mi más sincera y profunda gratitud a mi asesor Dr. Víctor Ruiz Cortés por dejarme ser parte de su grupo de investigación aun sin saber quién era yo, por su apoyo incondicional a todas horas del día y no solo por ser un gran mentor en lo académico sino también por ser un gran amigo del cual se puede aprender mucho y en el cual se puede confiar.

Agradezco a los miembros de mi comité académico: a la Dra. Paulina Segovia Olvera por su apoyo con los resultados obtenidos numéricamente, al Dr. Roberto Machorro Mejía por ser uno de los profesores que marcaron mi camino estudiantil con su dedicación y amor a la ciencia, además por el tiempo y contribución dedicado a esta tesis, al Dr. Rubén Cadena Nava por siempre estar al pendiente al momento de necesitar algo del laboratorio de bionanotecnología, así mismo con el apoyo de los virus utilizados y los consejos para la parte biológica de la tesis.

A todo el personal del centro de nanociencias y nanotecnología, en especial al taller de maquinaria fina a Alejandro Tiznado Vázquez y Enrique Medina Leal por abrirme las puertas siempre al taller y por sus consejos y recomendaciones para el diseño de las piezas elaboradas para esta tesis.

Al Dr. Israel Rocha Mendoza por prestarme su laboratorio y su láser en la parte final de esta tesis después de haber quemado dos láseres chinos y entrar pánico.

Al grupo de laboratorio por hacer que el tiempo en el laboratorio fuese más ameno y dejarme poner todo tipo de musica mientras trabajaba.

Al departamento de física aplicada del CICESE por su incondicional hospitalidad en el transcurso de mi estancia ahí. Gracias por incluirme en sus convivios.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por permitirme realizar mi posgrado en sus instalaciones.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría. numero de becario: 634603

Terminado los agradecimientos académicos quiero tomarme un espacio para agradecer a todas esas personas que han puesto un grano de arena en lo que soy.

En mi transcurso académico he tenido una cantidad de profesores que han logrado enseñarme algo, ya sea bueno o malo, no obstante hay ciertos profesores que lo hicieron de una manera un poco peculiar al grado de ayudarme a entrar en el camino de la ciencia, uno de ellos es el M. C. Héctor Ortiz Kerbertt nunca antes había conocido a alguien enseñar física con tal fervor que lograra transmitir sus sentimientos sobre la física a los estudiantes y el Dr. Rubén César Villarreal Sánchez por enseñarme que no existe un tema que no pueda ser explicado de una manera fácil y concisa.

A Miriam por su grata compañía durante todo este tiempo, el ayudarme a ser siempre una mejor persona y por compartir su amor a la comida conmigo.

A Brandon por su GRAN paciencia e invaluable consejo que, sin importar lo atareado que estuviera encontraba la manera de apoyarme de alguna forma, y por invitarme a salir de la rutina los sábados yendo a natación.

A mis amigos Lechu, Aram, Lilo, Araiza, Claudita, Irving, Kora, Gama, Laura, Ema, David, Víctor, Edgardo ya que con ellos la risas nunca faltaron y me tomaría un escrito del tamaño de una tesis de doctorado el poder contar todas las historias que hubo en estos dos años. Por último como no mencionar a Fernando y José con sus “buenos chistes” en los momentos más inoportunos. A todos ustedes gracias por hacer la maestría uno de mis recuerdos mas apreciados.

Para finalizar, pero no por eso menos importante quiero agradecer a mi más preciado tesoro mi familia. Empezando con los pilares y las personas más fuertes que conozco mi madre María Valenzuela Gálvez que fue la persona que me brindó los valores y principios para ser la persona que soy, mi padre Rafael Morales Aboite por brindarme todas esas lecciones y consejos de vida, el enseñarme a no rendirme y al afrontar cualquier circunstancia con una sonrisa, a mis hermanos y cuñada por ser siempre unos ejemplos a seguir y a mis sobrinos Gael y Monserrat por ser esas chispas de luz en la casa que intentan alegrar siempre la vida de todos.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras	ix
Lista de tablas	xvi
Capítulo 1. Introducción	
1.1. Micro y nanomotores	1
1.2. Motores fotónicos	5
1.2.1. Antecedentes	5
Capítulo 2. Hipótesis y objetivos	
2.1. Hipótesis	10
2.2. Objetivos	10
2.2.1. Objetivo general	10
2.2.2. Objetivos particulares	10
Capítulo 3. Marco teórico	
3.1. Descripción de los tipos de fuerzas que intervienen en movimientos de partículas	11
3.1.1. Fuerza debido a la gravedad en un fluido	11
3.1.2. Fuerza por fricción	14
3.1.3. Fuerza debido al movimiento Browniano	17
3.1.4. Fuerzas intermoleculares	18
3.1.4.1. Fuerzas atractivas y repulsivas	18
3.1.4.2. Teoría DLVO	19
3.1.4.3. Moléculas anfifílicas y la disminución de las fuerzas intermoleculares atractivas	21
3.2. Fuerzas por medios fotónicos	22
3.2.1. Presión de radiación	22
3.2.1.1. Fuerza debido a la presión de radiación	24
3.2.2. Fuerza Fotoforética	25
3.2.2.1. Plasmón polaritón de superficie y el aumento de temperatura	28
3.3. Movimiento de partículas por medios fotónicos	30
3.3.1. Movimiento de partículas por campos evanescentes	30
3.4. Técnicas de excitación del plasmón polaritón de superficie	34
Capítulo 4. Diseño y caracterización	
4.1. Esquema del arreglo óptico utilizado y los elementos que lo integran ..	37

Tabla de contenido (continuación)

4.2.	Sistema para variar el ángulo de incidencia	39
4.3.	Método de elementos finitos	41
4.4.	Cálculo del campo eléctrico por medio de Comsol Multiphysics	42
Capítulo 5. Resultados y discusiones		
5.1.	Popurrí de partículas	47
5.1.1.	Micropartículas dieléctricas	47
5.1.2.	Micropartículas tipo shell de vidrio	59
5.1.3.	Virus BMV	68
5.1.4.	Micropartículas tipo shell de oro	74
Capítulo 6. Conclusiones		
6.1.	Conclusiones	84
Literatura citada		86
Anexos		91
A.	Cálculo de la fuerza de presión de radiación	91
B.	Limpieza de sustratos	95

Lista de figuras

Figura	Página
1. Primeros motores biológicos, a) movimiento de la kinesina y dineína con "carga" sobre microtúbulos, b) imagen ilustrativa sobre el desplazamiento de las proteínas motoras, c) hidrólisis de ATP en una proteína motora y su movimiento debido a la absorción de energía. Imagen modificada de The University of Tokyo.	2
2. Imágenes de micromotores que necesitan combustible: a) esquema de un motor catalítico, Gibbs y Zhao, 2009. b) Polímero Botorn H40 funcionalizado con spyropyran, Li et al., 2016	3
3. Imágenes modificadas de micromotores; a) eléctrico, con velocidades de hasta $17.1 \mu\text{m}/\text{s}$ en partículas de 200 nm, Calvo-Marzalet al., 2010; b) magnético con velocidad de $40 \mu\text{m}/\text{s}$ y dimensiones de $2 \mu\text{m}$ de largo y 200 nm, Ghosh y Fischer, 2009; c) fotónicos con velocidad de $26 \mu\text{m}/\text{s}$ en esferas de vidrio de $2.68 \mu\text{m}$ de diámetro, Ashkin, 1970; d) térmico velocidad de $300 \mu\text{m}/\text{s}$ en semi esferas de hollín de 500 nm, Niessner, 2014	4
4. Imágenes tomadas de Micromotores híbridos; a) acústico-magnético, Garcia-gradilla et al.,2013; b) fotocatalítico, Singh et al., 2018	4
5. a) Arreglo experimental para mover partículas dieléctricas por campos evanescentes, b) Micrografías de partículas de vidrio moviéndose. Imágenes modificadas de Kawata y Sugiura, (1992)	7
6. a) Partícula solida, b) partícula tipo core-shell. donde $r_{ex,in}$ es el radio exterior, interior, g es el grosor de la coraza y $\epsilon_{1,2}$ son las permitividades dieléctricas	12
7. a) sustrato donde están inmersas las partículas coloidales, b) representación esquemática de la fuerza de gravedad, que siente una partícula, longitud de Debye (distancia que se encuentra entre el diámetro de la partícula y la circunferencia punteada) y la distancia (α) que hay entre la partícula y el portaobjetos	14
8. Imagen representativa sobre el movimiento browniano en una partícula, donde las esfera amarilla es una nanopartícula, las esferas azules son las moléculas de agua y la flecha roja la dirección de movimiento de las esferas azules.	17
9. Adsorción de contraiones alrededor de una micropartícula cargada negativamente en una solución de electrolitos 1:1, donde la circunferencia punteada indica la longitud de Debye	19
10. a) Variación de la energía (E, línea continua) en función de la distancia de dos esferas separadas una distancia (s). b) Representación esquemática de la energía contra la distancia veces la longitud de debye (κ) a diferentes cargas superficiales de la partícula (σ). Imágenes tomadas de López-Esparza et al., 2015; Israelachvili, 2013	21

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
11. Diferentes tipos de estabilización de partículas mediante tensioactivos. a) Incrementando la presión osmótica local, b) Efecto del volumen excluido Imagen tomada de López-Esparza et al., 2015	22
12. Tipos de movimientos generados por la fuerza fotoforética: a) positiva, b) negativa, c) orbital y d) irregular	27
13. a) Representación esquemática de la ley de Snell, b) ángulo menor al ángulo crítico, c) ángulo mayor al ángulo crítico, condición para obtener reflexión total interna	31
14. a) reflexión total interna en tres medio (FTIR por sus siglas en inglés) b) reflexión total interna frustrada, c) transmitancia al tercer medio a diferentes polarizaciones debido a la FTIR	32
15. a) Transmitancia del primer medio al tercer medio modificando solo el ángulo de incidencia, con $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.33$, $n_3 = 1.5$ b) Transmitancia del primer medio al tercer medio modificando solo el segundo medio, con $n_1 = 1.5$ y $n_3 = 1.5$	33
16. Maneras de excitar un spp, arreglo de a)Kretschmann-Reather, b) Otto	35
17. Relación de dispersión de spp en una interfaz oro / agua (curva amarilla). onda evanescente creada en la interfaz agua ($n=1.33$) vidrio ($n=1.5195$), a diferentes ángulos de incidencia después del ángulo crítico	36
18. Arreglo experimental óptico para el guiado de partículas por campos evanescentes	37
19. Variación del ángulo de incidencia, donde la fuente de luz láser es reflejada por un espejo (E), que llega de manera perpendicular a la lente (L1) y que a la distancia focal de la lente se encuentra el centro del prisma semicilíndrico. La línea punteada representa el centro de la lente. a) Ángulo menor al ángulo formado por el centro de la lente, b) ángulo mayor que el ángulo formado por el centro de la lente	40
20. Variación del ángulo de incidencia inicial a) 62.5° , b) ángulo de incidencia después de haber desplazado el espejo 250 milésimas de pulgada en el eje z, 66.5°	41
21. Función u (línea azul continua) se aproxima con u_h (línea roja discontinua), que es una combinación lineal de funciones básicas (ψ_i está representado por las líneas negras continuas).a) los elementos están distribuidos uniformemente sobre el eje x b) elementos más pequeños en una región donde el gradiente de u es grande. Imágenes tomadas de López-Esparza et al., 2015; Israelachvili, 2013	42

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
22. cálculo de la intensidad normalizada del campo eléctrico en la interacción de una partícula dieléctrica ($n_p = 1.59$) con un diámetro de $8 \mu\text{m}$ a una altura $a = 100 \text{ nm}$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 1064 \text{ nm}$ a una polarización s y a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 51^\circ$, mediante métodos numéricos; a) método de Green imagen tomada de Ruiz-Cortés y Vite-Frías, 2008; b) método de elementos finitos	46
23. Comparación de la fuerza para las componentes x, z , (en los parámetros adimensionales $Q_x, Q_z $) que experimenta una partícula dieléctrica con un radio de $4 \mu\text{m}$ a un ángulo de 51° . a) modelo calculado por el método integral, imagen tomada de Ruiz-Cortés y Vite-Frías, 2008; b) modelo calculado por método de elementos finitos,	46
24. a) arreglo experimental para generar ondas evanescentes en un prisma con el mismo índice de refracción que el del sustrato, como medio 1; mientras que en la parte superior se encuentran partículas en suspensión acuoso, como medio 2, b) amplificación del pozo creado por vinilo donde se encuentran las partículas dieléctricas en estado acuoso	48
25. Movimiento de partículas dieléctricas de $3 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$, polarización p , ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.25^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 \text{ s}$ b) $t=5 \text{ s}$, c) $t=10 \text{ s}$	50
26. Movimiento de partículas dieléctricas de $3 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ a una polarización p a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 62.25^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 \text{ s}$ b) $t=5 \text{ s}$, c) $t=10 \text{ s}$	50
27. Movimiento de partículas dieléctricas de $3 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ a una polarización p a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 63.5^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 \text{ s}$ b) $t=5 \text{ s}$, c) $t=10 \text{ s}$	50
28. a) Velocidad de las partículas dieléctricas de $3 \mu\text{m}$ a diferente polarización y ángulo de incidencia, b) diferencia de obtenida entre polarizaciones lineales	51
29. a) arreglo experimental utilizado, donde el rectángulo rojo punteado representa el área considerada del modelo numérico utilizado, b) acercamiento del rectángulo rojo punteado de a, donde se representan los parámetros utilizados en el modelo numérico. En el cual n representa el índice de refracción: n_1 es el sustrato, n_2 el medio acuoso, n_3 la partícula utilizada y a la altura que hay entre la partícula y el sustrato	52

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
30. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula dieléctrica ($n_p = 1.59$) con un diámetro de $3\mu m$ a una altura $a = 150 nm$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ a una polarización s y a un ángulo de incidencia a) $\theta_{inc} = 61.5^\circ$, b) $\theta_{inc} = 62^\circ$, c) $\theta_{inc} = 62.5^\circ$, d) $\theta_{inc} = 63^\circ$, e) $\theta_{inc} = 63.5^\circ$, f) $\theta_{inc} = 64^\circ$, donde la flecha en rojo representa la dirección y la magnitud de la fuerza resultante en la micropartícula	53
31. Parámetros Q_x , Q_z de una partícula dieléctrica de $3\mu m$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ a una altura $a = 150 nm$, conforme se va modificando el ángulo de incidencia	55
32. Fuerza obtenida en partículas dieléctricas de $3\mu m$ de diámetro debido a un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ a una altura $h = 1650 nm$: a) experimental, b) teórico.	56
33. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula dieléctrica ($n_p = 1.59$) con un diámetro de $3\mu m$ a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.5^\circ$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ a una polarización s y a una altura a) $a = 1010 nm$, b) $a = 510 nm$, c) $a = 385 nm$, d) $a = 260 nm$, e) $a = 135 nm$, f) $a = 10 nm$, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza resultante en la micropartícula	57
34. Parámetros Q_x , Q_z de una partícula dieléctrica de $3\mu m$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ con una ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.5^\circ$, conforme se va modificando la altura (a) entre la partícula y el sustrato	58
35. Movimiento de partículas dieléctricas tipo “core shell” de $4\mu m$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ a una polarización p a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.25^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 s$ b) $t=2.5 s$, c) $t=5 s$	60
36. Movimiento de partículas dieléctricas tipo “core shell” de $4\mu m$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ a una polarización p a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 62.5^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 s$ b) $t=2.5 s$, c) $t=5 s$	60
37. Movimiento de partículas dieléctricas tipo “core shell” $4\mu m$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ a una polarización p a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 63^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 s$ b) $t=2.5 s$, c) $t=5 s$	60

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
38. Velocidad de las partículas tipo “core shell” dieléctricas de $4 \mu m$ a diferente polarización y ángulo de incidencia,	61
39. Fuerza obtenida en partículas dieléctricas de $3 \mu m$ de diámetro debido a un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ a una altura $h = 1650 nm$: a) experimental, b) teórico	62
40. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula dieléctrica tipo “core shell” con un espesor $g = 400 nm$ de vidrio ($n_p = 1.59$) y en su interior aire ($n = 1$) con un diámetro de $4 \mu m$ a una altura $a = 150$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ a una polarización s y a un ángulo de incidencia de a) $\theta_{inc} = 61.5^\circ$, b) $\theta_{inc} = 62^\circ$, c) $\theta_{inc} = 62.5^\circ$, d) $\theta_{inc} = 63^\circ$, e) $\theta_{inc} = 63.5^\circ$, f) $\theta_{inc} = 64^\circ$, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza resultante en la micropartícula	63
41. partícula tipo “core shell” de $4 \mu m$ de diámetro con un grosor $g=400 nm$: a) cálculo numérico con una separación $a = 150 nm$ del sustrato para una polarización s , b) partícula dieléctrica tipo “core shell” vista por medio de un objetivo de microscopio de 40x, c) esparcimiento de una partícula de vidrio hueca debido a la frustración de la onda evanescente	64
42. Parámetros Q_x , Q_z de una partícula dieléctrica tipo “core shell” de $4 \mu m$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ con una altura $a = 150 nm$, conforme se va modificando el ángulo de incidencia (θ_{inc}), a) parámetro Q_x , b) parámetro Q_z	65
43. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula dieléctrica tipo “core shell” con un espesor $g = 400 nm$ de vidrio ($n_p = 1.59$) y en su interior aire ($n = 1$) con un diámetro de $4 \mu m$ a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.25^\circ$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ a una polarización s a diferentes alturas: a) $a = 1010 nm$, b) $a = 510 nm$, c) $a = 385 nm$, d) $a = 250 nm$ e) $a = 135 nm$, f) $a = 10 nm$, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza resultante en la micropartícula	66
44. Parámetros Q_x , Q_z de una partícula dieléctrica tipo “core shell” de $4 \mu m$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ con un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.5^\circ$, conforme se va modificando la altura (a) que hay entre el sustrato y la partícula, a) parámetro Q_x , b) parámetro Q_z	67
45. Virus Brome mosaic virus (BMV), imagen obtenida de Protein Data Bank, PDB ID: 1js9	68

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
46. a) Descripción ilustrativa de un ángulo rasante ($\theta_i < \theta_{cr}$), b) esparcimiento del fluoróforo nanorange en el virus BMV	69
47. Interacción de un virus de 28 nm de diámetro mediante una onda plana a un ángulo rasante obtenido en el medio acuoso de a) 87°, b) 89°, donde la flecha en color amarilla representa la dirección y magnitud de la fuerza resultante en la micropartícula	71
48. Movimiento del virus BMV con un diámetro de 28 nm a un ángulo de incidencia de 87°, con polarización <i>s</i> a potencia de 130 mw, a diferentes intervalos de tiempo a) $t=0$ s, b) $t=60$ s, c) $t=120$ s	72
49. Movimiento del virus BMV con un diámetro de 28 nm a un ángulo de incidencia de 87°, con polarización <i>s</i> a potencia de 100 mw, a diferentes intervalos de tiempo a) $t=0$ s, b) $t=60$ s, c) $t=120$ s	72
50. Movimiento del virus BMV con un diámetro de 28 nm a un ángulo de incidencia de 87°, con polarización <i>s</i> a potencia de 70 mw a diferentes intervalos de tiempo a) $t=0$ s, b) $t=60$ s, c) $t=120$ s	72
51. a) Velocidad de los virus BMV a diferentes potencias con un ángulo rasante $\theta_i = 87^\circ$ y polarización <i>s</i> b) Fuerza experimentada por los virus BMV a diferentes potencias con un ángulo rasante $\theta_i = 87^\circ$ y a polarización <i>s</i> . . .	73
52. Partícula metálica core shell de 1 μm de diámetro con una película delgada de oro a una distancia (<i>a</i>) de 150 nm arriba del sustrato, b) arreglo experimental de Otto para excitar plasmones polaritones de superficie . .	74
53. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula tipo "core shell" compuesta en su parte interior por vidrio ($n=1.45$) y en su parte exterior por oro ($\epsilon = -22.460 + i1.3975$), con un diámetro de 1 μm a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 63.75^\circ$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 780 \text{ nm}$ con polarización <i>p</i> y altura $a = 150 \text{ nm}$ a diferentes espesores de oro: a) $g=10 \text{ nm}$, b) $g=15 \text{ nm}$, c) $g=20 \text{ nm}$, d) $g=25 \text{ nm}$, e) $g=40 \text{ nm}$, f) $g=50 \text{ nm}$, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza fotoforética resultante en la micropartícula	76

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
54. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula tipo “core shell” compuesta en su parte interior por vidrio ($n=1.45$) y en su parte exterior por oro ($\epsilon = -22.460 + i1.3975$), con un diámetro de $1 \mu m$ con un espesor $g = 25 \text{ nm}$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 780 \text{ nm}$ con polarización p y altura $a = 150 \text{ nm}$ a diferentes ángulos de incidencia: a) $\theta_{inc} = 62^\circ$, b) $\theta_{inc} = 64^\circ$, c) $\theta_{inc} = 66^\circ$, d) $\theta_{inc} = 68^\circ$, e) $\theta_{inc} = 70^\circ$, f) $\theta_{inc} = 75^\circ$, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza fotoforética resultante en la micropartícula	78
55. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula tipo “core shell” compuesta en su parte interior por vidrio ($n=1.45$) y en su parte exterior por oro ($\epsilon = -22.460 + i1.3975$), con un diámetro de $1 \mu m$ con un espesor $g = 25 \text{ nm}$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 780 \text{ nm}$ con polarización s y altura $a = 150 \text{ nm}$ a diferentes ángulos de incidencia: a) $\theta_{inc} = 62^\circ$, b) $\theta_{inc} = 64^\circ$, c) $\theta_{inc} = 66^\circ$, d) $\theta_{inc} = 68^\circ$, e) $\theta_{inc} = 70^\circ$, f) $\theta_{inc} = 75^\circ$, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza fotoforética resultante en la micropartícula	80
56. Parámetros adimensionales: a) Q_x , b) Q_z ; para partículas metálicas a diferentes ángulos de incidencia	81
57. Movimiento en diferente dirección al momento de cambiar de polarización s a p de una partícula de vidrio con una película delgada de oro menor a 100 nm	82
58. Movimiento de partículas tipo “core shell” metálicas de $1 \mu m$ de diámetro a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 62^\circ$ y con polarización s a diferentes intervalos de tiempo: a) $t = 0 \text{ s}$, b) $t = 120 \text{ s}$, c) $t = 240 \text{ s}$	83
59. Movimiento de partículas tipo “core shell” metálicas de $1 \mu m$ de diámetro a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 62^\circ$ y con polarización p a diferentes intervalos de tiempo: a) $t = 0 \text{ s}$, b) $t = 120 \text{ s}$, c) $t = 240 \text{ s}$	83

Lista de tablas

Tabla	Página
1. Valores utilizados para la fuerza fotoforética	75

Capítulo 1. Introducción

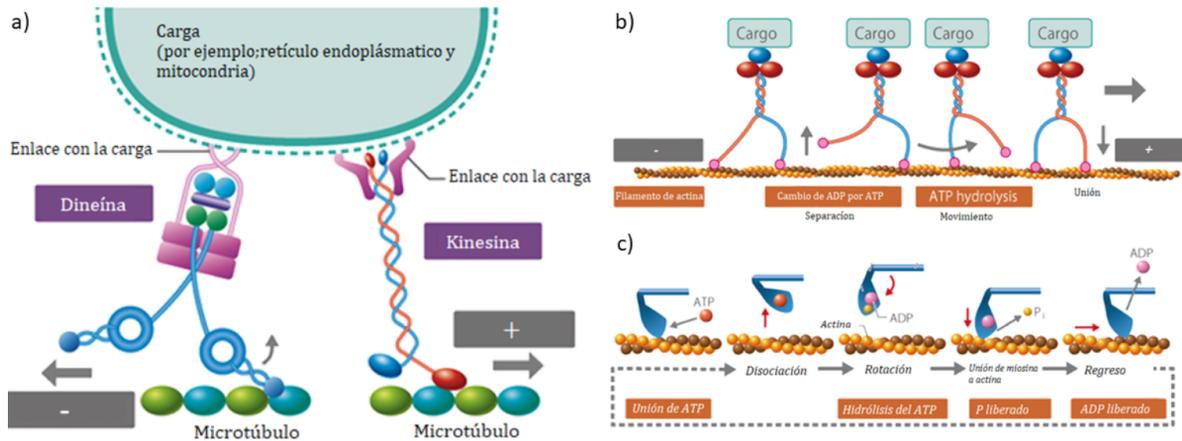
El uso y síntesis de micro y nanopartículas recientemente se ha estado investigando con gran rigurosidad, esto debido a que presentan un gran potencial en diferentes ramas de la ciencia, al grado de ser utilizados como vehículos para el transporte de algún material, biológico o inorgánico, para llevar a cabo tareas en concreto. El uso de las micro y nanopartículas como vehículos ya se ha reportado en distintas áreas de investigaciones tales como: el área biomédica para el transporte de fármacos (De Ávila *et al.*, 2017), en las ciencias ambientales para disminuir el tiempo en el tratamiento de aguas residuales (Soler *et al.*, 2013) y en la biología para estudiar la interacción entre células (Zhang y Liu, 2008), por citar algunos. Estos ejemplos implican el uso de moléculas o estructuras con ciertas características físicas y químicas que les permiten moverse para realizar sus tareas y son conocidos en la literatura como micro o nanomotores.

Un motor, citando a la real academia española (RAE), es una máquina que produce movimiento gracias a una fuente de energía externa, como la energía térmica o eléctrica. Debido a los avances recientes en nanociencias y nanotecnología que posibilitan la manipulación de átomos y moléculas, es factible diseñar estructuras con estas características (micro y nanomotores) para utilizarlos en el desarrollo de nuevas y mejores tecnologías.

1.1. Micro y nanomotores

El interés de utilizar moléculas, proteínas o polímeros como micro y nanomotores surgió cuando los científicos I. R. Gibbons y A. J. Rowe en 1965 descubrieron la dineína, una proteína capaz de transportar organelos membranosos (lisosomas, endosomas, fagosomas y complejo de Golgi) sobre los microtúbulos de la célula, Figura 1a. Tiempo después se descubrieron la miosina (Pollard y Korn, 1973) y la kinesina (Vale *et al.*, 1985), proteínas similares a la dineína que son estructuras proteicas que se encuentran en las células del cuerpo humano y que son capaces de moverse al romper una molécula en específico, adenosín trifosfato (ATP por sus siglas en inglés), y tomar la energía de enlace (Figura 1b, c). Dado que estos nanomotores biológicos realizan sus tareas de modo eficiente independientemente de su tamaño; la comunidad científica

estuvo muy interesada en el funcionamiento de estas moléculas con el propósito de implementar el mismo principio de movimiento en el diseño de micro y nanomotores con diferentes características, y emplearlos en las aplicaciones antes mencionadas (Schliwa y Woehlke, 2003).



© CSLS/The University of Tokyo

Figura 1. Primeros motores biológicos, a) movimiento de la kinesina y dineína con "carga" sobre microtúbulos, b) imagen ilustrativa sobre el desplazamiento de las proteínas motoras, c) hidrólisis de ATP en una proteína motora y su movimiento debido a la absorción de energía. Imagen modificada de The University of Tokyo.

Considerando lo anterior, diferentes grupos de investigación han fabricado micro y nanomotores con la intención de imitar las características de los motores biológicos y se han estudiado diferentes maneras de construirlos. Éstos también se pueden clasificar como motores que necesitan combustible y los libres de combustible, considerando que los micro y nanomotores necesitan un agente externo a ellos para tomar energía de alguna manera y generar el movimiento. Los primeros descomponen algún compuesto químico, como lo describe Gibbs y Zhao que en 2009 (Gibbs y Zhao, 2009) demostraron que por medio de una conversión catalítica podían generar un movimiento de hasta $6 \mu\text{m}/\text{s}$ solo variando la concentración de reactivo a catalizar en una micropartícula tipo Janus (partícula que solamente la mitad de ella está recubierta con otro material) con un tamaño de $2.01 \mu\text{m}$, figura 2a.

Además del uso de la conversión de una molécula a otra para generar un movimiento por difusión, existe otra manera de generar movimiento por medios químicos; que es aprovechar el gradiente de protones o electrones inducidos por algún agente externo a la molécula. Un ejemplo de esto se describe en el artículo de Li *et al.* en 2016 (Li *et al.*, 2016) donde, utilizando un polímero funcionalizado, figura 2b, sensible

a la luz, éste separa cargas generando un gradiente de protones y así generar un movimiento con velocidad de hasta $20 \mu\text{m}/\text{s}$ dependiendo de la intensidad de radiación UV en agregados de $2 \mu\text{m}$.

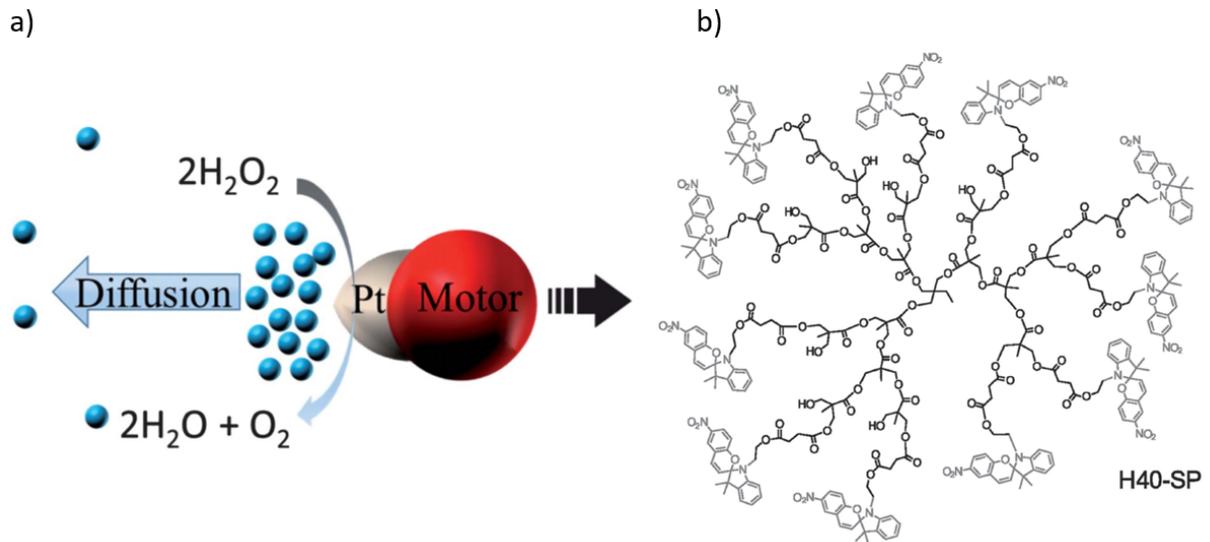


Figura 2. Imágenes de micromotores que necesitan combustible: a) esquema de un motor catalítico, Gibbs y Zhao, 2009. b) Polímero Botorn H40 funcionalizado con spiropropan, Li et al., 2016

Por otra parte, los micro y nanomotores libres de combustible son construidos de tal manera que sus características intrínsecas sean capaces de interactuar con agentes externos para generar un movimiento que conlleve a un desplazamiento. Algunos ejemplos de micro y nanomotores impulsados por campos externos son: campos eléctricos (Calvo-Marzal *et al.*, 2010) en el cual, utilizando nanoalambres con materiales poliméricos y metálicos con las características de un diodo, pueden impulsarse de manera controlable bajo la influencia de un campo eléctrico AC espacialmente uniforme (figura 3a), o campos magnéticos (Ghosh y Fischer, 2009) en donde con nanoestructuras de dióxido de silicio y cobalto en forma de espiral pueden controlarse micrométricamente mediante un campo magnético pequeño (figura 3b), o por haces de luz (Ashkin, 1970) mediante la presión de radiación de la luz, con los que Ashkin logró mover micropartículas dieléctricas (figura 3c) y gradientes térmicos (Niessner, 2014) generados en partículas amorfas de hollín calentando una sección de ellas mediante un haz de luz (figura 3d).

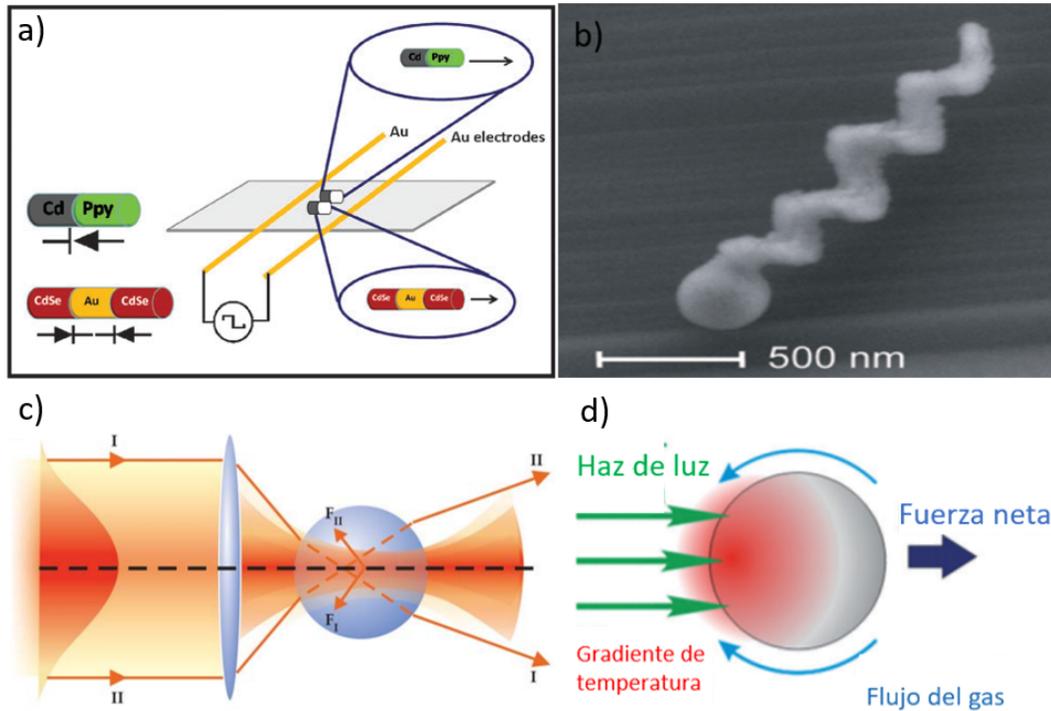


Figura 3. Imágenes modificadas de micromotores; a) eléctrico, con velocidades de hasta $17.1 \mu\text{m/s}$ en partículas de 200 nm , Calvo-Marzalet al., 2010; b) magnético con velocidad de $40 \mu\text{m/s}$ y dimensiones de $2 \mu\text{m}$ de largo y 200 nm , Ghosh y Fischer, 2009; c) fotónicos con velocidad de $26 \mu\text{m/s}$ en esferas de vidrio de $2.68 \mu\text{m}$ de diámetro, Ashkin, 1970; d) térmico velocidad de $300 \mu\text{m/s}$ en semi esferas de hollín de 500 nm , Niessner, 2014

Incluso se han desarrollado micro y nanoestructuras capaces de aprovechar varios principios de movimiento, para obtener un mayor control de las partículas o grados de libertad. Como la combinación de campos acústicos y magnéticos donde el primero genera el desplazamiento y el segundo controla la dirección (Garcia-gradilla *et al.*, 2013), figura 4a, o la combinación de la interacción de la luz y un compuesto fotocatalítico, donde la interacción de la luz es utilizada para controlar la velocidad y el tiempo de movimiento de las partículas fotocatalíticas (Singh *et al.*, 2018), figura 4b.

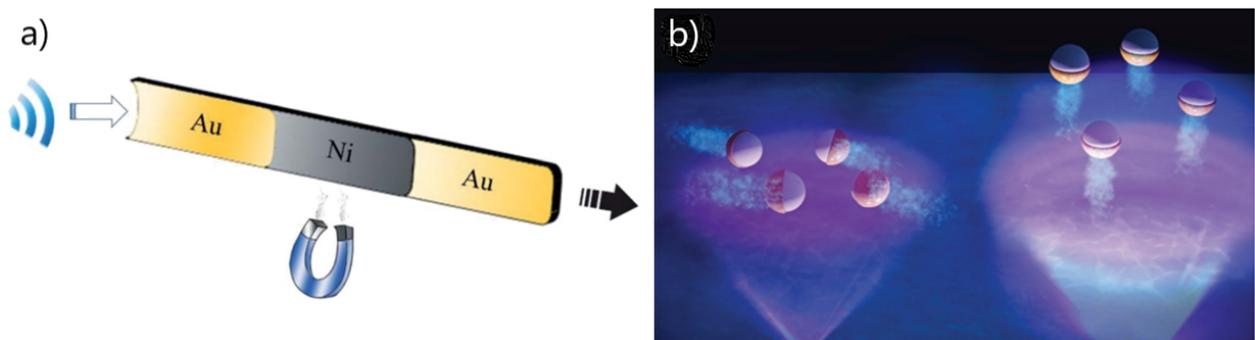


Figura 4. Imágenes tomadas de Micromotores híbridos; a) acústico-magnético, Garcia-gradilla *et al.*, 2013; b) fotocatalítico, Singh *et al.*, 2018

1.2. Motores fotónicos

Los micro y nanomotores fotoinducidos (impulsados por ondas electromagnéticas) se caracterizan por la amplia variedad de aplicaciones donde es posible utilizarlos ya que, la fuente de energía que se utiliza (luz) puede modificarse a longitudes de onda donde sea inerte al medio (Ashkin *et al.*, 1987). Además que su movimiento es gracias a las diferentes maneras de utilizar las propiedades de la luz (radiación de presión, intensidad, longitud de onda, fase y polarización) al interaccionar con la materia. De tal manera que se pueda transformar esa propiedad en fuerza mecánica, a diferencia de los motores catalíticos que necesitan un combustible en el medio para poder funcionar o los magnéticos que después de un lapso de tiempo tienden a aglomerarse, los nanomotores fotoinducidos no tienen una respuesta adversa (Engelmann *et al.*, 2017; Fournier-Bidoz *et al.*, 2005)

1.2.1. Antecedentes

El movimiento de partículas por medio de la radiación es conocido desde mucho antes de la invención del láser, dicho descubrimiento se le atribuye al científico Ehrenhaft en 1918. Ehrenhaft llamó a la fuerza que lograba hacer que se movieran las partículas por medio de la luz (en su caso partículas solidas suspendidas en un gas) fuerza fotoforética. Este tipo de fuerza era logrado gracias a una diferencia de temperaturas que se formaba entre la partícula o superficie irradiada y el medio circundante. El movimiento que se podría obtener por medio de este fenómeno era dependiente de las zonas de la partícula donde preferentemente se calienta ya sea por su morfología o composición, generando así una variedad de movimientos (Ehrenhaft, 1918).

Por otro lado, en 1619 Johane Kepler, en su tratado "*De cometis*" (Kepler, 1619), fue la primer persona en suponer que la luz ejercía, por simple naturaleza, una fuerza al interaccionar en la superficie de un objeto. En el argumentaba que la desviación de una de las colas del cometa Halley era originada por la presión de radiación que la luz del sol ejercía en el cometa. Años después fue comprobado teóricamente, gracias a las ecuaciones de Maxwell que la luz, en efecto, ejercía una presión en los objetos y fue hasta 1970 que fue puesto a prueba experimentalmente por Arthur Ashkin en su artículo; "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure" (Ashkin, 1970)

en el cual con un láser enfocado logró sujetar, mover y acelerar de manera controlada partículas dieléctricas de dimensiones micrométricas debido a la presión de radiación. Tiempo después se logró manipular, por este principio, objetos microscópicos con una certeza micrométrica; la manipulación de objetos, se le conocería con el nombre de pinzas ópticas.

Ashkin logró mover micropartículas dieléctricas con un diámetro de 0.59, 1.31 y 2.68 μm a una velocidad promedio de 26.5 $\mu\text{m/s}$ solamente por la presión que la luz ejercía sobre la micropartícula. En su artículo no atribuía los resultados a la fuerza fotoforética, algo que por sentido común se podría suponer, debido a que al utilizar esferas de vidrio, estas tienen una constante de térmica muy baja (el calentamiento de la esfera es casi nulo) y al usar un láser con longitud de onda de 514 nm, longitud de onda donde el coeficiente de absorción del agua también es muy bajo, haciendo que el responsable del movimiento de las partículas sea solo la presión de radiación. Sin embargo, con el arreglo experimental propuesto por Ashkin (1970), el movimiento se limita a una sola partícula con una resolución máxima de asimiento aproximada de la longitud de onda entre dos ($d \approx \lambda/2$), así como también al incremento de la potencia incidente al disminuir el diámetro de la partícula.

Tomando el principio de la presión de radiación y años después el descubrimiento de la fuerza de gradiente descubierto por él mismo (Ashkin *et al.*, 1986), se han generado una variedad de arreglos experimentales para poder sujetar y mover más de una partícula, además de buscar la manera de confinar partículas metálicas, puesto que las partículas metálicas tienden a absorber la luz, estas actúan diferente a las partículas dieléctricas. Una de las técnicas empleadas para manipular varias partículas es el uso de un modulador espacial de luz (SLM, por sus siglas en inglés) para generar varias trampas (Lynge Eriksen *et al.*, 2002) o generar diferentes perfiles de haces de luz por el mismo modulador para lograr mover partículas metálicas. Uno de ellos son los tipo Laguerre-Gaussian, estos haces de luz en particular poseen una sección transversal en forma de dona con intensidad cero en el centro, haciendo que la partícula, metálica o con índice menor al circundante, queden atrapadas dentro de haz como si fuese un pozo de potencial (Jesacher *et al.*, 2004; Shvedov *et al.*, 2014)

Una alternativa al uso del modulador espacial de luz para mover múltiples partículas es la propuesta por Kawata y Sugiura (Kawata y Sugiura, 1992) donde utilizando ondas evanescentes creadas en la superficie de un prisma al incidir un haz de luz con un ángulo mayor al del ángulo crítico, como se muestra en la figura 5a, lograron mover partículas dieléctricas, figura 5b.

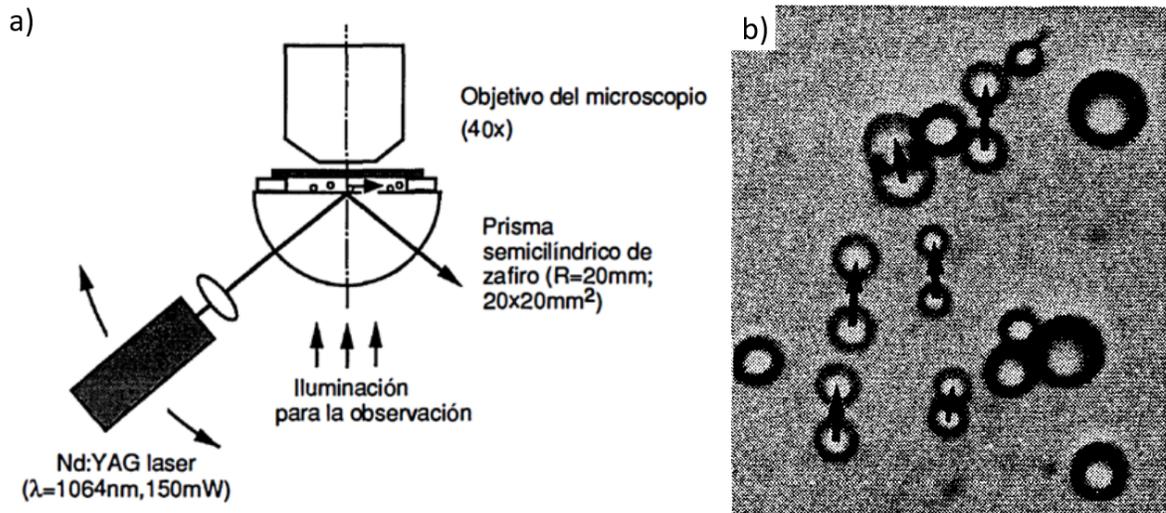


Figura 5. a) Arreglo experimental para mover partículas dieléctricas por campos evanescentes, b) Micrografías de partículas de vidrio moviéndose. Imágenes modificadas de Kawata y Sugiura, (1992)

Al utilizar ondas evanescentes, el área de iluminación es mucho mayor que la propuesta por Ashkin (1970), por lo que es posible guiar más de una partícula, además de que se evita el límite de difracción como resolución máxima para atrapar partículas. Kawata y Sugiura (1992), en su artículo, lograron desplazar micropartículas transparentes con un diámetro de $6.8 \mu\text{m}$ a una velocidad de hasta $18 \mu\text{m/s}$, figura 5b, además de que se logró tener un control sobre la velocidad de las partículas simplemente aumentando el ángulo de incidencia después de alcanzar el ángulo crítico.

El empleo de ondas evanescentes para su uso en el movimiento de partículas micrométricas, en comparación con una onda propagante que interactúa empujando en todo momento la partícula, ésta tiende a atraer a la partícula en dirección al prisma haciéndola que en todo momento esté en contacto con el prisma y con la onda evanescente (Walz, 1999). Siendo una candidata perfecta para el seguimiento o el asimiento de partículas o material biológico que no absorba luz de la longitud de onda empleada para guiar.

En el caso de partículas metálicas, es fundamental obtener un control preciso ya que éstas presentan un gran potencial en el futuro puesto que pueden ser usados en el área biomédica; como el caso de las nanopartículas de plata que tienen propiedades fungicidas (Jung *et al.*, 2008) o la gran afinidad que tiene el oro para el anclamiento de proteínas (Baeza y Vallet-Regí, 2018). Una de las características de las partículas metálicas que hace que sea complicado el tener un control preciso en todo momento en el movimiento de éstas, es que pueden absorber luz provocando como resultado un calentamiento en la superficie y produciendo un movimiento en sentido contrario al área iluminada debido a la fuerza fotoforética, caso contrario al de una partícula dieléctrica que es completamente determinado por la transferencia de momento de la luz en la partícula.

Siguiendo esta misma línea de investigación, ya que el arreglo experimental propuesto en esta tesis está basado en una modificación al arreglo descrito por Kawata que se describirá con detalle posteriormente. En 2007, Gaugiran *et al.* (Gaugiran *et al.*, 2007), describieron tanto teórica como experimentalmente, el efecto de la polarización en partículas metálicas en un campo evanescente producido en una guía de onda. El equipo de Gaugiran demostró que a pesar de alcanzar una mayor velocidad, también tienden a interactuar de manera diferente al cambio de polarización en función a su tamaño, dando como resultado una fuerza atractiva o repulsiva hacia la guía de onda. Ese comportamiento relacionado con el cambio de polarización de la luz, aunque Gaugiran y colaboradores no lo mencionan todo apunta a que está relacionado con el acoplamiento que hay entre la onda evanescente y el oro, generando así un plasmón polaritón de superficie (spp por sus siglas en inglés) que son ondas que se propagan longitudinalmente en una superficie metálica al iluminarse con una polarización p (transversal magnética) exclusivamente, fenómeno que es posible manifestarse por medio de ondas evanescentes y que se hablará con mayor detalle en el capítulo 3.

Con el paso del tiempo se han buscado diversas maneras de mejorar la manipulación y la velocidad de las partículas por medio de las ondas evanescentes. Así, en 2009, Wang *et al.* (Wang *et al.*, 2009), proponen el unir dos fenómenos; el mecanismo de los plasmones polaritones de superficie como una alternativa para aumentar la velocidad de las micro y nanopartículas metálicas y la interacción de las ondas evanescentes, debido a que los spp crean una onda evanescente con mayor intensidad en compara-

ción con la que se generaría solo utilizando un prisma en condición de reflexión total interna. De esta manera la velocidad puede ser controlada por: la potencia del haz incidente al ángulo de acoplamiento y la polarización lineal con la cual se excitan los plasmónes, y no solo en función del ángulo de incidencia.

En este trabajo se realizará un estudio numérico resolviendo las ecuaciones de Maxwell, por medio del método de elementos finitos, para la interacción de ondas evanescentes creada por la reflexión total interna en un prisma con diferentes tipos de partículas: sólidas, tipo core-shell (partículas con un núcleo y coraza, cada uno con un material distinto) de vidrio y de oro. Se utilizará una longitud de onda de 532 nm para las partículas de vidrio y 780 nm para las de oro que es una longitud de onda capaz de excitar el plasmón polaritón de superficie en la película delgada de oro de las micropartículas tipo "core shell". Se estudiará la presión de radiación y la dependencia de dirección al cambio de la polarización lineal del haz láser en la micropartícula, debido a la transferencia de momento y el calentamiento generado por el plasmón polaritón de superficie, además, también se demostrará el movimiento de un virus vegetal de forma icosaédrica de aproximadamente 30 nm. Los datos numéricos obtenidos serán comparados con una serie de experimentos que se llevarán a cabo en el laboratorio.

A continuación se presenta la organización de esta tesis por capítulo. En el capítulo 2 se describirá la justificación hipótesis y objetivos. En el capítulo 3 se describen las interacciones que hay que tener en cuenta para lograr mover micro y nanopartículas por medios fotónicos, además, el principio teórico que se estará utilizando en toda la tesis. En tanto en el capítulo 4 se detallará el diseño y caracterización del arreglo utilizado además del formalismo elementos finitos utilizados por Comsol multiphysics y las ecuaciones utilizadas en el programa. En el capítulo 5 se presentan los resultados obtenidos experimentalmente y teóricos de las velocidades y las fuerzas obtenidas en las micro y nanopartículas utilizadas, el cómo influyen el tamaño, el uso de elementos metálicos y la discusión de resultados. Por último, en el capítulo 6 se presenta las conclusiones.

Capítulo 2. Hipótesis y objetivos

2.1. Hipótesis

Se demostrará la viabilidad de construir nanomotores fotónicos impulsados por las fuerzas de presión de radiación y fotoforética donde cada una de estas favorecerá una dirección de movimiento

2.2. Objetivos

2.2.1. Objetivo general

Medir el desplazamiento de micro y nanopartículas, ejercido por medio de las fuerzas de presión de radiación y fotoforética, en un campo evanescente y determinar la magnitud de dichas fuerzas experimental y numéricamente.

2.2.2. Objetivos particulares

- Diseñar un arreglo experimental que logre ajustar el ángulo de incidencia de manera controlada y generar un campo evanescente
- desplazar micropartículas dieléctricas debido al campo evanescente
- Determinar la velocidad de desplazamiento y la fuerza ejercida sobre micro y nanopartículas debido a la fuerza fotoforética y presión de radiación.
- Simulaciones numéricas del comportamiento de una onda evanescente y una partícula dieléctrica a diferentes alturas y ángulos de incidencia
- Comparar la fuerza obtenida en los resultados experimentales y los cálculos numéricos
- Determinar las mejores condiciones para generar una mayor fuerza fotoforética mediante el acoplamiento del plasmón polaritón de superficie
- Medir el desplazamiento de partículas metálicas por medio de la presión de radiación para la polarización s y la fuerza fotoforética para polarización p

Capítulo 3. Marco teórico

Este capítulo se enfocará a describir los tipos de fuerza involucradas en el proceso de guiado óptico en detalle, las características y propiedades de interés en diferentes tipos de arreglos experimentales para el movimiento de partículas por campos evanescentes y el acoplamiento de plasmón polaritón de superficie. Dado que los movimientos de partículas de interés son por campos evanescentes se discutirá la física y la generación experimental de los mismos.

3.1. Descripción de los tipos de fuerzas que intervienen en movimientos de partículas

Para realizar el movimiento de partículas por medios fotónicos es necesario hacer que la fuerza generada por la luz, en nuestro caso la presión de radiación o fuerza fotoforética, sea mayor a la fuerza resultante de todas las fuerzas presentes en la partícula. Estas fuerzas son las que por naturaleza interactúan con la partícula: gravedad, fricción, movimiento Browniano e interacciones intermoleculares. Estas, aunque son de magnitud muy pequeña, pueden ser de gran relevancia dependiendo del tamaño o características de la partícula.

3.1.1. Fuerza debido a la gravedad en un fluido

En el momento que una micropartícula logra estar en contacto con un medio acuoso, ésta sufre una desaceleración debido al cambio de densidades que hay con respecto al medio anterior. Esto hace que la micropartícula inmersa en un fluido, ahora tarde más en desplazarse debido la mayor cantidad de moléculas que debe desplazar dentro del fluido, originando una fuerza en sentido contrario a la gravedad, ecuación 1 (Oetama y Walz, 2006).

$$F_{grav} = -\frac{4}{3}\pi r^3(\rho_{particula} - \rho_{fluid}) g_a, \quad (1)$$

donde ρ es la densidad, g_a es la aceleración debido a la gravedad y $\frac{4}{3}\pi r^3(\rho_{particula} - \rho_{fluid})$ es la diferencia de masas.

En el caso particular de esta tesis se utilizaron partículas sólidas (figura 6a) y tipo “core-shell”, que son partículas con una coraza con determinado espesor de diferente material (dieléctrica o metálica) al núcleo (figura 6b).

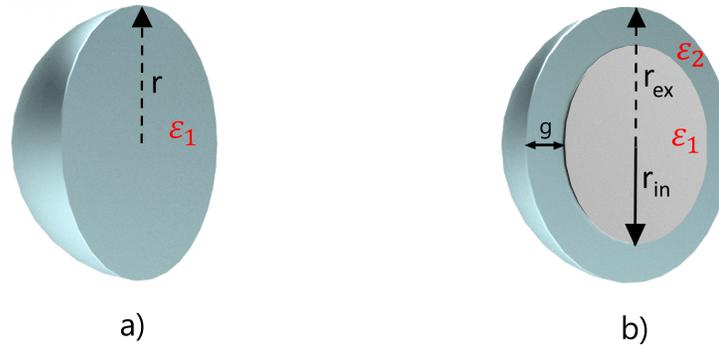


Figura 6. a) Partícula sólida, b) partícula tipo core-shell. donde $r_{ex,in}$ es el radio exterior, interior, g es el grosor de la coraza y $\epsilon_{1,2}$ son las permitividades dieléctricas

Teniendo esto en cuenta, la ecuación 1 se reescribe de la siguiente manera:

$$F_{grav} = -\frac{4}{3}\pi (r^3|_0^{r_{in}} \rho_{interior} + r^3|_{r_{in}}^{r_{ex}} \rho_{exterior} - r^3|_0^{r_{ex}} \rho_{fluido}) g_a, \quad (2)$$

donde r_{in} es el radio en la interfaz de los dos materiales de la partícula core-shell y r_{ex} es el radio externo que tiene toda la partícula.

Para tener una idea de como cambia la fuerza debido a la gravedad en las partículas simplemente agregando una coraza, se ejemplificarán tres casos. Para una esfera de poliestireno de $1 \mu\text{m}$ de diámetro, sólida y con una densidad de 1.05 g/cm^3 , la fuerza resultante debido a la gravedad es de 0.25 fN , en comparación con una partícula tipo core-shell de $1 \mu\text{m}$ de diámetro con una coraza de vidrio de $g=100 \text{ nm}$ de grosor y un núcleo de aire de aproximadamente $0.4 \mu\text{m}$ de radio, comúnmente llamado partículas huecas, se obtiene una fuerza de -5.8 fN . Cabe señalar que se debe tener ciertas condiciones en los espesores, de tal manera que siempre exista una mayor masa en la partícula que en el fluido desplazado con el fin de que la partícula descienda al fondo del portaobjetos por si solo, signo positivo de la fuerza, de lo contrario, si la fuerza boyante del fluido es mayor a la de la partícula hueca de vidrio, esta quedará suspendida en la interfaz aire-líquido, signo negativo, a menos que sea agitada y el volumen de agua sobre la partícula la haga caer. Para el caso de una coraza metálica, se tiene una partícula de $1 \mu\text{m}$ de diámetro con una coraza de 20 nm de oro de grosor, la fuerza debido a la gravedad es de 5.77 fN . Siendo estos valores unos ejemplos.

Teniendo en cuenta estos resultados, con los diferentes tipos de micropartículas, se puede observar que la fuerza de gravedad que se ejerce sobre ellas depende del volumen y la densidad. Cabe mencionar que al momento de disminuir el radio de la partícula, por ejemplo, a tamaño nanométrico, la fuerza es de un orden mucho menor a femtonewton, haciendo menos apreciable esta fuerza debido a la existencia de las interacciones intermoleculares en el medio líquido con una mayor magnitud.

No obstante, la fuerza debido a la gravedad solo es constante en situaciones donde las partículas no estén en contacto con otro medio, por ejemplo; lejos de las fronteras de donde están inmersas, interacciones partícula-partícula o la interacción partícula-sustrato. Esto debido a que el acercamiento de un objeto cerca de la partícula puede hacer que ya no exista un medio isotrópico.

En la física coloidal, Debye logró determinar una distancia donde las interacciones tanto intermoleculares como de fronteras pueden llegar a ser de gran importancia. Esta longitud puede ser desde unas cuantas moléculas de distancia hasta cientos de nm, dependiendo de la concentración de cargas (electrolitos) que existen en el medio. La longitud de Debye es la distancia que existe entre dos objetos sin importar sus cargas o de que estén hechos, en cambio, esta longitud está regida por las propiedades de la solución. Para el caso de agua a un pH 7 la longitud de Debye es de aproximadamente 960 nm (Israelachvili, 2011).

En 2000, Piech y Walz (Piech y Walz, 2000) sugieren en su artículo que después de una distancia de aproximadamente 5 longitudes de Debye entre dos superficies cargadas no absorbentes, véase la figura 7b, las interacciones intermoleculares dejan de ser significativas. Dejando solamente la fuerza debido a gravedad y al movimiento browniano.

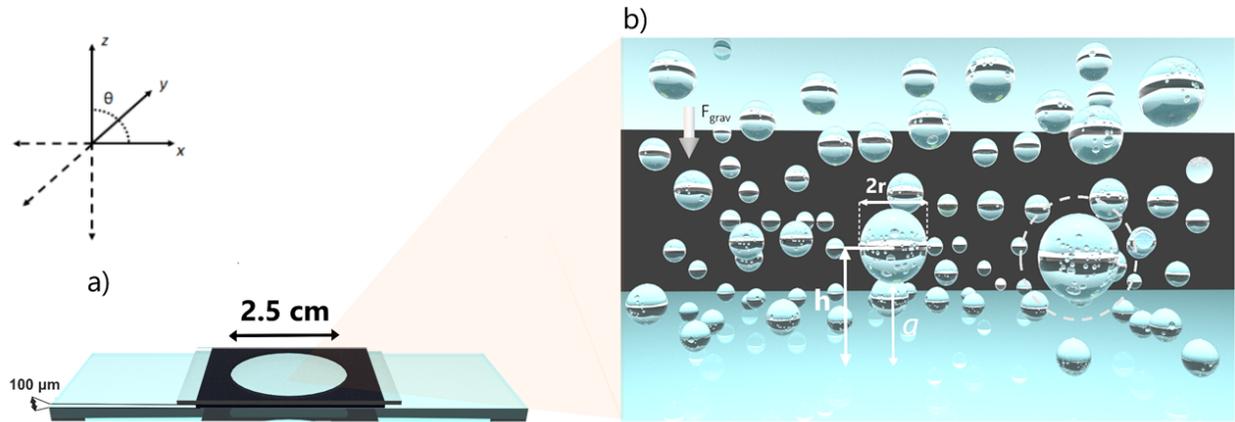


Figura 7. a) sustrato donde están inmersas las partículas coloidales, b) representación esquemática de la fuerza de gravedad, que siente una partícula, longitud de Debye (distancia que se encuentra entre el diámetro de la partícula y la circunferencia punteada) y la distancia (a) que hay entre la partícula y el portaobjetos

3.1.2. Fuerza por fricción

Al momento que una partícula intenta desplazarse sin importar la dirección ya sea en un medio gaseoso o acuoso, ésta tiene que ir desplazando moléculas o partículas en una dirección siempre tangente a ella. Esto hace que la velocidad de una micropartícula esté en función de la cantidad de moléculas que deba desplazar al momento de ir moviéndose. A esta atenuación se le conoce como coeficiente de fricción (γ) y está dado por la ley de Stokes (Goldman *et al.*, 1967):

$$\gamma = 6\pi\eta r, \quad (3)$$

donde η es la viscosidad del medio y r el radio de la partícula.

Multiplicando el coeficiente de fricción con la velocidad obtenida dentro de cualquier medio se puede obtener la fuerza en sentido contrario a la velocidad de la partícula debido a la fricción

$$F_{fricc} = 6\pi\eta r \vec{v} \quad (4)$$

No obstante, la ecuación 4 es derivada de un modelo para una partícula libre; estas se pueden considerar partículas sumergidas en medios acuosos que se extienden a

infinito o partículas que no sienten las interacciones tanto de: fronteras, partículas adyacentes o fuerzas intermoleculares, obteniendo como resultado las características en bulto. Una de estas características en bulto es el coeficiente de difusión, ecuación 5, que determina con que dificultad la micropartícula puede desplazarse en un medio

$$D_{bulto} = \frac{kT}{6\pi\eta r} = \frac{E_{termica}}{\gamma}, \quad (5)$$

donde D_{bulto} es la relación de la energía térmica (kt) y el coeficiente de fricción ($6\pi\eta r$).

Cabe resaltar que, para propósito de esta tesis, es de suma importancia conocer todos los tipos de fuerzas que pueden intervenir al mover una partícula, debido a que el campo generado por medio de las ondas evanescentes tienen un tamaño de cientos de nanómetros por encima del portaobjetos, tema que se hablará con más detalle en la sección 3.3.1, es conveniente conocer las propiedades cerca del portaobjetos (figura 7b).

Al momento de acercarse un objeto, en este caso una micropartícula, al portaobjetos las propiedades de movimiento como lo son la distribución de la velocidad o la presión cambian debido al rompimiento de simetría. Para conocer el comportamiento de una micropartícula cerca del portaobjeto basta con agregar un factor ξ asimétrico al coeficiente de fricción de la ecuación 5, obteniendo como resultado el coeficiente de difusión cerca del portaobjetos. Debido a que las interacciones hidrodinámicas no serían las mismas ya que el portaobjetos generaría una interacción extra entre el fluido y la partícula, es de esperarse que las fuerzas tanto perpendiculares como paralelas sean de diferente magnitud. Esta nueva ecuación estaría en función del radio de la partícula (r) y la distancia de separación del centro de la partícula al portaobjetos (h) (Brenner, 1961). La ecuación está dada por

$$D_{\xi} = \frac{kT}{6\pi\eta r} \overleftrightarrow{T}^{\circ}, \quad (6)$$

donde $\overleftrightarrow{T}^{\circ}$ es un tensor donde se definen el parámetro asimétrico ξ perpendicular y paralelo de acercarse un objeto a la partícula:

$$\vec{T}^o = \begin{pmatrix} \frac{1}{\xi_{xx}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\xi_{yy}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\xi_{zz}} \end{pmatrix} \quad (7)$$

Debido a que el portaobjetos es homogéneo y plano en los ejes x y y , por ende la magnitudes y soluciones del parámetro asimétrico deben ser las mismas en ambas direcciones (ξ_{xx} y ξ_{yy}), en comparación con el eje z (ξ_{zz}) que es la componente perpendicular. Las soluciones de estos parámetro adimensionales fueron resueltos por primera vez como una serie de potencias infinitas. Sin embargo, se ha demostrado que tomando solo los valores a primer término es suficiente para tomar en cuenta valores experimentales con un error menor al 1% (Lin *et al.*, 2000) y están definidas como:

$$\xi_{\parallel}^{-1} = 1 - \frac{9}{16} \left(\frac{r}{h}\right) + 0 \left(\frac{r}{h}\right)^3, \quad (8)$$

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

Se han utilizado diferentes técnicas de medir los valores de ξ experimentalmente, uno de ellos fue reportado por Lin *et al.* (2000) donde utilizó pinzas ópticas para medir el coeficiente de difusión tanto paralelo como perpendicular cerca de una y dos paredes para partículas de $1 \mu\text{m}$ de diámetro. Tiempo después, Oetama y Walz (2005) demostraron también la relación perpendicular por medio de ondas evanescentes. Ambos teniendo valores que se ajustan bastante bien con la teoría, obtenidos por diferentes técnicas.

Teniendo en cuenta los resultados de Lin y Oetama sobre los coeficiente difusión perpendicular y paralelo al portaobjetos, podemos utilizar las ecuaciones 8 y 9 para calcular la magnitud de los coeficientes y obtener así el coeficiente de fricción cerca del portaobjetos. El coeficiente perpendicular producido por el portaobjetos para una partícula de $3 \mu\text{m}$ de diámetro será hasta 5 veces mayor que en bulto para una altura de 50 nm y 2 veces mayor para el coeficiente paralelo . Acercándose cada vez más al coeficiente de bulto al momento de separarse del portaobjetos.

3.1.3. Fuerza debido al movimiento Browniano

Por definición, las partículas que están en el rango entre uno y mil nanómetros en una de sus dimensiones se les conoce como partículas coloidales (IUPAC, 1972). Estas, en comparación a la escala macrométrica, empiezan a experimentar en mayor proporción las interacciones débiles que se encuentran a su alrededor debido a su pequeña masa. Una de estas fuerzas, es la fuerza debido al movimiento browniano; que es provocada por la dinámica de los iones y moléculas que se encuentran en un medio acuoso. Es decir, al momento que una nanopartícula este en un medio acuoso, este, tiende a sufrir desplazamientos en todas sus direcciones, siempre que la fuerza de gravedad sea menor al del movimiento browniano (López-Esparza *et al.*, 2015).

Este movimiento estocástico, movimiento sin ninguna dirección aparente, generado por los iones y moléculas es debido a la energía cinética que tienen en función a la temperatura. Dicho lo anterior, debido a la velocidad y libertad que tienen para moverse en todas la direcciones, la probabilidad de que ocurran colisiones entre ellos es grande, figura 8, No obstante, para tiempos prolongados la fuerza promedio es igual a cero.

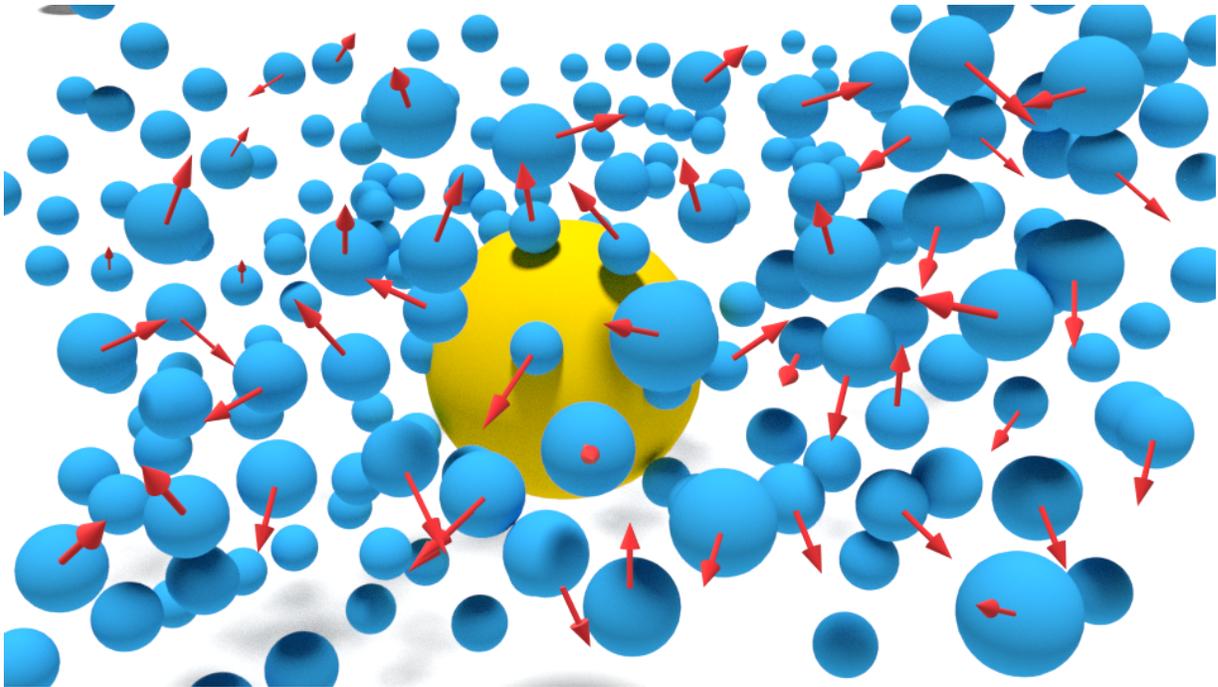


Figura 8. Imagen representativa sobre el movimiento browniano en una partícula, donde la esfera amarilla es una nanopartícula, las esferas azules son las moléculas de agua y la flecha roja la dirección de movimiento de las esferas azules.

Einstein (Einstein, 1956) fue el primero en proponer una teoría completa sobre este tipo de movimientos, 98 años después de su descubrimiento por el botánico Robert Brown. En ella proponía que en un medio líquido homogéneo sin cargas, existía una fuerza que podría ser vista a simple vista por un microscopio óptico y que esta fuerza estaba relacionada con la energía térmica de los átomos en un líquido y el coeficiente de difusión. Utilizando los conceptos básicos en el artículo de Einstein y combinándola con las ecuaciones diferenciales estocásticas (SDE), que describen la evolución temporal de las trayectorias individuales (Øksendal, 2003), se ha logrado medir con gran precisión el desplazamiento que genera las colisiones colectivas debido al movimiento browniano, así como también su fuerza (Brettschneider *et al.*, 2011).

3.1.4. Fuerzas intermoleculares

Las fuerzas intermoleculares son todas aquellas interacciones que existen en una solución que no forman un enlace en sí con otra molécula. Estas fuerzas al no formar un enlace, covalente o iónico, son fuerzas débiles y por lo regular son originadas por la nube electrónica y el núcleo de la molécula dando como resultado campos atractivos o repulsivos dependiendo del tipo de moléculas.

3.1.4.1. Fuerzas atractivas y repulsivas

Las fuerzas atractivas y repulsivas dentro de un medio acuoso, son originadas gracias a la desigualdad de electrones y protones que hay en un átomo o molécula. Al momento que un compuesto iónico entra en contacto con el agua, este tiende a disociarse haciendo que existan tanto iones positivos como negativos. Debido a que el agua es un compuesto altamente polar le es muy fácil aprisionar átomos-moléculas. Un ejemplo sencillo es disolver cloruro de sodio (NaCl) en agua, cuando la sal entra en contacto con el agua, ésta se disocia y los oxígenos rodean al ion positivo (Na^+) debido a su gran electronegatividad, mientras el ion negativo (Cl^-) es rodeado por moléculas de hidrógeno, intentando buscar siempre la neutralidad en el medio. El mismo mecanismo ocurre al momento de introducir partículas dieléctricas o metálicas en un medio acuoso, estas tienden a estar rodeadas por los iones que hay en el medio, figura 9. Por lo general, la magnitud de las fuerzas repulsivas dependen en gran medida de la

concentración de las especies ionizadas debido a impurezas dentro del medio acuoso, estos pueden ser cationes como: K^+ , Na^+ y Ca^+ o a la concentración de iones de hidrógeno que hay en el medio (pH). En cambio, las fuerzas atractivas son originadas por las interacciones de Van de Waals que empiezan a presentarse a distancias de pocas longitudes de Debye. (Doi, 2013)

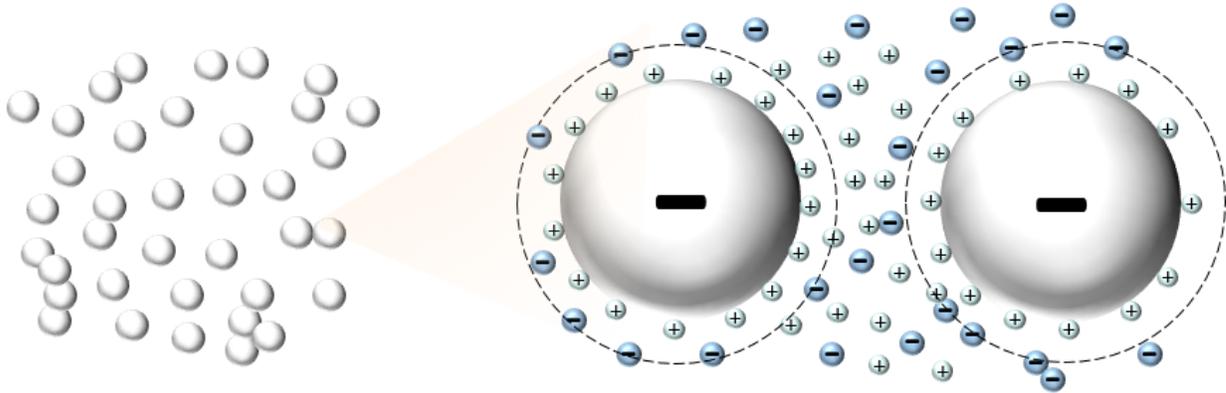


Figura 9. Adsorción de contraiones alrededor de una micropartícula cargada negativamente en una solución de electrolitos 1:1, donde la circunferencia punteada indica la longitud de Debye

Se debe mencionar que, es común encontrar electrolitos, sustancia que contiene en su composición iones libres, en un medio acuoso y más aun si se pone como ejemplos a medios reales como: fluidos de animales, sangre, agua de mar, etc. Incluso, si se es riguroso con las medidas, el agua “pura” a pH 7 sigue conteniendo una concentración, pequeña pero aun así; no nula, de 10^{-7} Moles de iones hidronios (H_3O^+) y iones hidroxilo (OH^-). En el caso del vidrio (SiO_2) y del poliestireno ($(C_8H_8)_n$), materiales de los que están hechas las partículas utilizadas, los grupos ionizados solo se encuentran en la superficie de ellas y dependerán del pH donde estén inmersos, teniendo como resultados para el vidrio; grupos OH^+ o O^- .

3.1.4.2. Teoría DLVO

En los años cuarenta, un grupo de científicos propusieron una teoría donde era posible predecir que tipo de interacción podrían sentir dos coloides al estar dentro de un medio acuoso en función de la distancia que hay entre ellos (Doi, 2013). Esta teoría llamada DLVO (acrónimo de las iniciales de los investigadores que propusieron esta teoría), fue de gradual interés debido a que con ella se podría tener una estimación de cuando dos coloides pueden estar en un estado metaestable y evitar problemas

de aglomeraciones. Existen dos tipos de aglomeraciones: los de agregación, que son, aglomeraciones donde es muy complicado el poder separar las partículas y las de tipo floculos que son aglomeraciones con uniones no tan fuertes, haciendo posible la dispersión de partículas utilizando varias técnicas, ya sean físicas como el calor o químicas como el pH (Reynhout *et al.*, 2003)

La teoría DLVO, logra predecir el comportamiento que habrá entre dos partículas coloidales de una manera analítica, dando una variación en la energía de interacción ($U(r)$ para la figura 10a y $W(r)$ figura 10b) en función de la distancia (s y r , figura 10a, y D figura 10b) que hay entre dos partículas coloidales. En la figura 10a, se observa que cuando la distancia entre partículas es muy grande o tiende a infinito la energía de interacción es cero, es decir, no existe ninguna interacción entre ellas. Al momento de ir acercando las partículas una con otra a una distancia de cientos de nanómetros, llegará el punto donde ambas partículas, a primera instancia, empezarán a experimentar una variación de energía positiva, interacción repulsiva, debido a las cargas superficiales de éstas, evitando así aglomeraciones. Por otra parte, si ambas partículas tienen la energía de interacción suficiente para pasar la barrera de máxima de energía repulsiva, E_{max} , y lograr llegar al mínimo general de energía; las interacciones repulsivas desaparecerán, gobernando solamente las interacciones atractivas. Esto debido a que ahora las partículas están tan cerca, que las interacciones de Van de Waals ya no pueden ser despreciadas, generando como resultados aglomeraciones (Doi, 2013; Israelachvili, 2011).

Este tipo de aglomeraciones pueden darse con mayor probabilidad aumentando las concentraciones de contra-iones (iones con carga positiva) que hay en el medio o aumentando considerable la temperatura. Al aumentar la cantidad de contra-iones estos pueden apantallar la interacción electrostática bajando la barrera electrostática E_{max} . La figura 10b, describe el comportamiento de dos partículas a diferentes concentraciones de electrolitos, donde la carga superficial de las partículas (σ) está en función de los electrolitos. Como se muestra en la figura 10b mientras mayor sea la concentración de electrolitos, menor es la energía superficial de las partículas (Israelachvili, 2011).

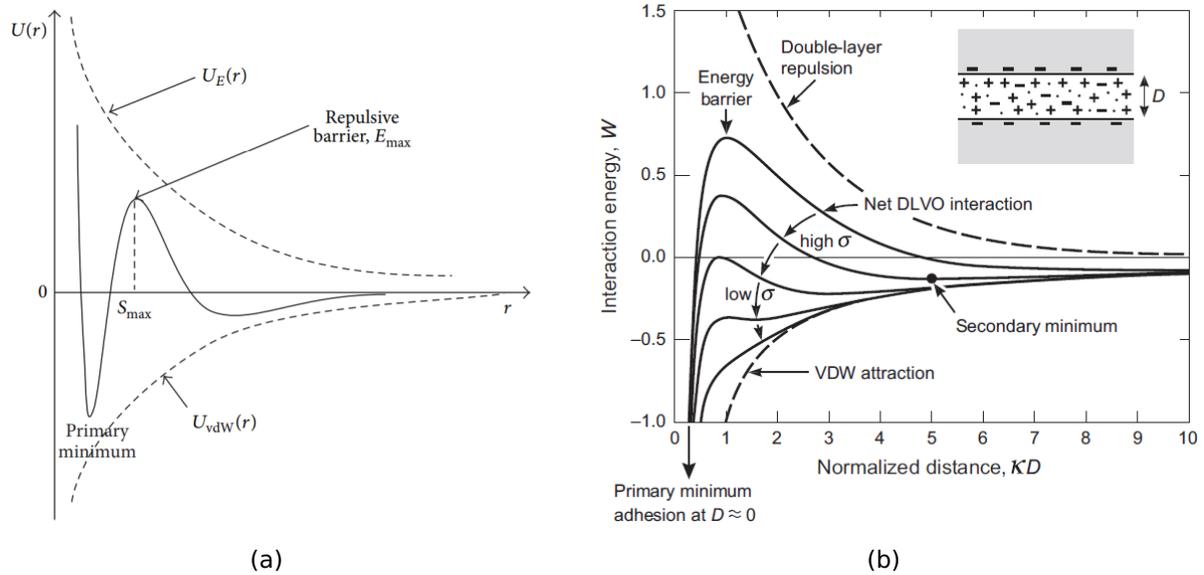


Figura 10. a) Variación de la energía (E , línea continua) en función de la distancia de dos esferas separadas una distancia (s). b) Representación esquemática de la energía contra la distancia veces la longitud de debye (κ) a diferentes cargas superficiales de la partícula (σ). Imágenes tomadas de López-Esparza et al., 2015; Israelachvili, 2013

3.1.4.3. Moléculas anfífilas y la disminución de las fuerzas intermoleculares atractivas

Una manera de aumentar la estabilidad del sistema en periodos prolongados y eliminar o disminuir en gran medida las interacciones atractivas con el fin de eliminar floculaciones de partículas es por medios de tensioactivos. Los tensioactivos son cadenas largas de carbonos con una parte hidrófoba, no miscible en el agua, por un lado, mientras que por el otro extremo contienen una molécula hidrofílica, capaz de ser miscible en agua, figura 11a. Estos tensioactivos tienen como características ser capaces de formar micelas en donde los grupos polares están en contacto con el agua y las partes apolares quedan adheridas a la partícula, formando una pequeña capa alrededor de la partícula (imagen 11b).

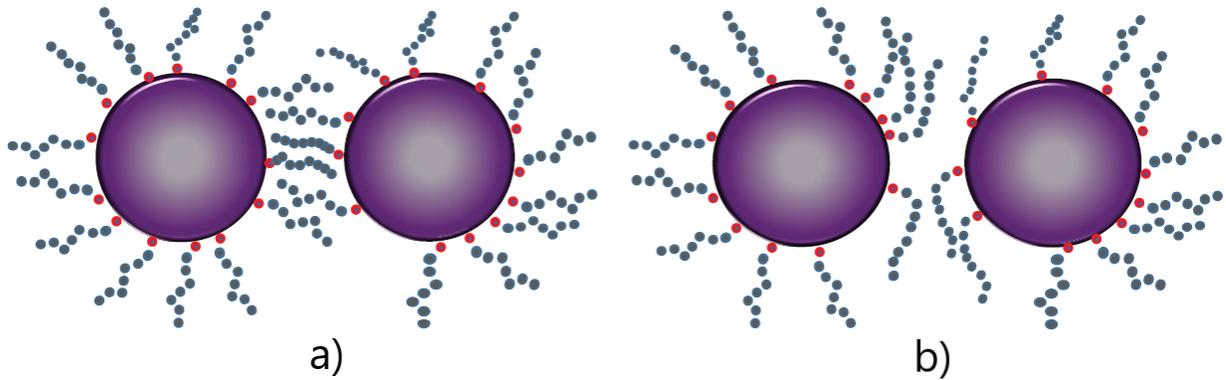


Figura 11. Diferentes tipos de estabilización de partículas mediante tensioactivos. a) Incrementando la presión osmótica local, b) Efecto del volumen excluido Imagen tomada de López-Esparza et al., 2015

La función de esta pequeña capa tiene tres características importantes; primero, crear una fuerza repulsiva extra, segundo, asegurarse que las partículas nunca estarán completamente en contacto una con la otra, y tercero, eliminar las interacciones de los electrolitos a su alrededor, para así disminuir la tensión superficial del agua alrededor de la partícula y ayudando a la partícula a desplazarse con mayor facilidad. No obstante, existe un nivel de concentración máximo debido a que al aumentar en gran proporción la concentración, la viscosidad aumenta (López-Esparza *et al.*, 2015; Fuchs y Killmann, 2001; Reynhout *et al.*, 2003).

3.2. Fuerzas por medios fotónicos

Existen diferentes maneras de mover partículas por medio fotónicos, como se mencionó anteriormente, todo dependerá de la ingeniería con la que el material está hecho para interaccionar con alguna propiedad de la luz y desplazarse ya sea por presión de radiación o fuerza fotoforética. Fueron Ehrenhaft y Ashkin los pioneros en reportar el movimiento de micropartículas por medio fotónicos y los pilares a un nuevo campo de estudio tanto teórica como experimentalmente.

3.2.1. Presión de radiación

Desde que Planck propuso que la energía radiada por la desexcitación de un electrón se esparcía en forma de ondas y en cantidades discretas de energía y que estarían en función de la frecuencia, Einstein en 1905 propuso un nuevo concepto a la teoría

clásica de la luz donde proponía que la energía radiada estaba cuantizada en paquetes concentrados, a los que tiempo después se les llamó fotones y que tomando el concepto de Planck; este paquete de energía que viaja a la velocidad de $3 \times 10^8 \text{ m/s}$ y además se mantiene confinado en todo el espacio, tiene una energía de la constante de Planck veces la frecuencia (Eisberg *et al.*, 1978).

$$E = h\nu, \quad (10)$$

donde h es la constante de Planck y ν es la frecuencia.

Al saber que la luz es energía, que depende de su frecuencia y que viaja en pequeños paquetes llamados fotones es fácil imaginar que esa energía es capaz de transmitirse a otro medio, ya sea por absorción en metales o, se refleje ejerciendo cierta presión en la superficie en medios no absorbentes (debido a la transferencia de momento lineal y angular).

La presión que genera la luz, es debido a las colisiones de los fotones en la superficie de un medio y, debido a la tercera ley de Newton, responsable de generar una reacción. Como los fotones no tienen masa pero si energía en función de su frecuencia, se puede deducir de una manera muy simple su momento lineal, con la célebre ecuación de Einstein.

$$E = mc^2 = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4}, \quad (11)$$

donde p es el momento lineal, c la velocidad de la luz y m_0 es la masa.

Al saber que un fotón no tiene masa ($m_0 = 0$) podemos reestructurar la ecuación 11. Dando como resultado

$$p_{fo} = \frac{E}{c} \quad (12)$$

Una manera alternativa de expresar la ecuación 12 es por medio de la longitud de onda, sustituyendo la ecuación 11 y sabiendo que $c = \nu\lambda$. Esta expresión es

$$p_{fo} = \frac{h}{\lambda}. \quad (13)$$

3.2.1.1. Fuerza debido a la presión de radiación

Existen diferentes maneras de calcular la fuerza que ejerce la luz en una micro y nanopartícula, una de estas maneras pueden ser por teoría de Mie (Salandrino *et al.*, 2012), aproximación de Rayleigh (Harada, 1996) y teoría de rayos (Walz, 1999). Donde el uso y precisión de cada una de estas teorías dependerá de la relación que hay en el tamaño de la partícula respecto a la longitud de onda. En nuestro caso, utilizando la teoría electrodinámica, que correlaciona los campos eléctricos (\vec{E}) y magnéticos (\vec{H}), además de las fuentes que los originan, densidad de carga eléctrica (ρ) y densidad de corriente (\vec{J}), es posible tener una ecuación en concreto para calcular la fuerza que experimenta una partícula (Griffiths y Inglefield, 2005).

Una manera de conocer la fuerza generada por una onda electromagnética es utilizar el tensor de esfuerzos de Maxwell, que nos representa la interacción entre las fuerzas: eléctrica, magnética y el esfuerzo mecánico. Es necesario recalcar que para calcular la fuerza total en un volumen V se considera, a este, como una distribución homogénea de cargas puntuales. Donde la suma de todas las fuerzas de las cargas es la fuerza total ejercida por una onda electromagnética. Dicho lo anterior la ecuación que relaciona la fuerza que siente una carga puntual es la famosa fuerza de Lorentz, que integrando sobre un volumen V se obtiene la fuerza total, ecuación 14.

$$\vec{F} = \int_V [\vec{E} + (\vec{V} \times \vec{B})] \rho \, d\tau, \quad (14)$$

donde ρ es la densidad de carga y \vec{V} es la velocidad de los electrones. Distribuyendo ρ en cada uno de los términos y sabiendo que $\vec{J} = \rho \vec{V}$. La ecuación 14 se puede reescribir como:

$$\vec{F} = \int_V [\rho \vec{E} + (\vec{J} \times \vec{B})] \, d\tau, \quad (15)$$

No obstante con el propósito de eliminar la densidad de carga (ρ) y la densidad de corriente (\vec{j}), se hace uso de las ecuaciones de Maxwell para llegar a una ecuación que solo dependa de los campos \vec{E} y \vec{B} , obteniendo la ecuación 16. Para fines prácticos y fluidez de la tesis solo se colocará la ecuación para calcular la fuerza en un volumen, sin embargo, si se desea conocer con más detalle el procedimiento utilizado para llegar a ella vea el anexo A

$$\vec{F} = \oint_S \overleftrightarrow{T}_{ij} \cdot \vec{n} dA, \quad (16)$$

donde $\overleftrightarrow{T}_{ij}$ es un tensor de grado dos, conocido en la literatura como tensor de esfuerzos de Maxwell y \vec{n} es un vector perpendicular a la superficie. Las componentes del tensor están determinadas por

$$\overleftrightarrow{T}_{ij} = \epsilon_0 \left(\vec{E}_i \vec{E}_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} \vec{E}^2 \right) + \frac{1}{\mu_0} \left(\vec{B}_i \vec{B}_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} \vec{B}^2 \right), \quad (17)$$

3.2.2. Fuerza Fotoforética

La fuerza fotoforética descubierta por el científico F. Ehrenhaft en 1917, y posteriormente denominada como una fuerza radiométrica, es bien conocida tanto teórica como experimentalmente desde hace varias décadas (Arnold *et al.*, 1980; Kerker y Cooke, 2008), esto gracias a su fácil manifestación en experimentos debido a que es aproximadamente de dos hasta cinco órdenes de magnitud mayor a la de presión de radiación (Phuoc, 2005).

Este tipo fuerza se da gracias a una distribución no homogénea de temperatura entre un material y el medio que lo rodea. Para lograr la estabilidad alrededor del material y el medio se debe generar un movimiento por difusión de las moléculas del medio circundante (Kerker y Cooke, 2008). Visto de una manera más detallada, dado que la superficie del material, en este caso absorbente, se encuentra rodeado de moléculas que están en constante movimiento con cierta energía cinética ya sea en forma de un gas o un líquido, estas moléculas tienen una gran probabilidad de colisionar en la superficie del material y salgan despedidas con un movimiento aleatorio a la misma

velocidad, colisión elástica. En el caso de que el material tenga un exceso de energía (energía térmica, T_0) debido a fuentes externas, las partículas que interaccionen con el, tienen una probabilidad de adquirir una fracción de esa energía, conocido como coeficiente de alojamiento, haciendo que al momento de ser despedidas ese exceso de energía que les fue otorgado se convierta en aumento de velocidad y temperatura en las partículas.

El coeficiente de alojamiento no es nada más que una probabilidad de que una partícula adquiera energía extra proveída por el material, debido a que al momento de interaccionar con la superficie existen dos tipos de reflexiones; especulares que son aproximadamente el 10% y difusas con el 90% no todas obtienen la posibilidad de adquirir energía adicional.

Existen diferentes comportamientos que la partícula puede tener, dependiendo del área preferente a calentar. Se puede obtener tanto fuerza fotoforética positiva, que significa que existe un calentamiento en la parte frontal del objeto donde se ilumina (figura 12a); negativa, que calienta la parte posterior del objeto (figura 12b); circular, generando un movimiento orbital (figura 12c); e Irregular, debido a una morfología no homogénea figura (12d). Sin embargo, en aquel entonces no se podía tener un control del movimiento por este tipo de principio, dejando esta fuerza olvidada, debido a que no existía un control de la luz tanto espacial como temporalmente, láseres, y a la falta de información para sintetizar los materiales adecuados.

Generalmente éste fenómeno se produce por un material que sea capaz de absorber luz en la superficie de la partícula a una longitud de onda específica. La magnitud de la fuerza fotoforética creada en una partícula depende del camino libre medio (τ) que existe entre los átomos o moléculas ante una colisión del medio donde está inmersa la micropartícula y el diámetro de esta (d), a esta relación se le conoce como el número de Knudsen ($\frac{\tau}{d}$) (Arnold *et al.*, 1980). Algo a recalcar es que esta fuerza es proporcional a la presión cuando el camino libre medio sea muy grande o inversamente proporcional a la presión cuando el camino libre medio es muy pequeño y, que para obtener la mayor fuerza el número de Knudsen debe ser lo más cercano a 1.

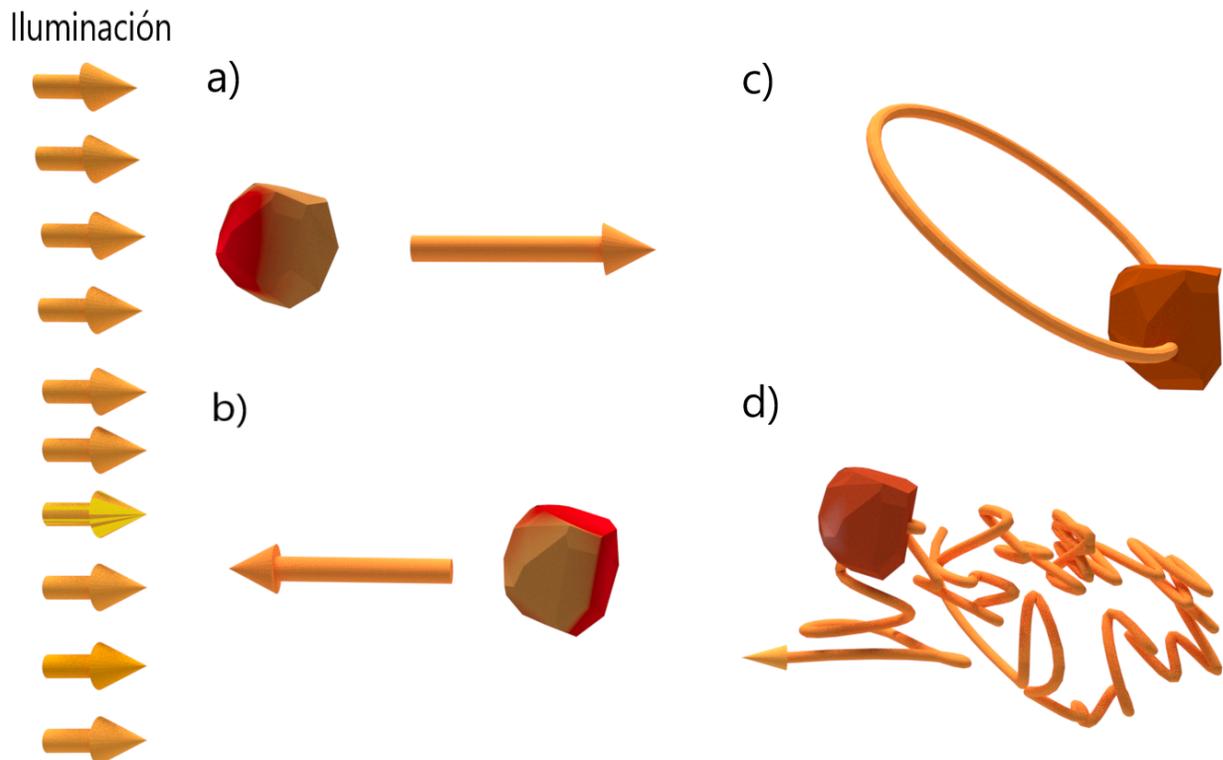


Figura 12. Tipos de movimientos generados por la fuerza fotoforética: a) positiva, b) negativa, c) orbital y d) irregular

Existen diferentes casos a considerar para el cálculo de la fuerza fotoforética en partículas esféricas, en el caso extremo donde la partícula está libre, es decir que no está rodeada por un gas o líquido, camino libre medio (τ) y número de Knudsen muy grande.

En su contraparte se encuentra el caso continuo que es cuando la partícula está inmersa en un líquido, en este caso se debe tomar en cuenta que la micropartícula está rodeado por una gran cantidad de moléculas y partículas lo que hace que el camino libre medio y número de Knudsen sean muy pequeño. Diciendo esto, el camino libre medio es despreciable por ser tan pequeño de manera que se debe tomar en cuenta una propiedad macromolecular como lo es la viscosidad (η). Para el caso de un medio continuo la expresión para el cálculo de la fuerza fotoforética es de la siguiente manera.

$$F_{cont} = -J_1 \frac{9 \pi \eta^2 r I_0}{2 \rho_m T (K_p + 2K_m)}, \quad (18)$$

donde r es el radio de la partícula, η la viscosidad, ρ_m es la densidad de masa del medio donde esta la partícula, I_0 es la intensidad de haz incidente, T la temperatura, K_p y K_m son las conductividad térmica de la partícula y el medio, J es el factor de asimetría que define la parte donde se calienta la partícula,

$$J = \frac{6 \pi r n_p \kappa_p}{n_m \lambda} \int_v \frac{|E|^2}{|E_0|^2} dv, \quad (19)$$

donde n_p y κ_p es la parte real e imaginaria del índice de refracción del metal, n_m el índice de refracción del medio, λ la longitud de onda utilizada, E_0 el campo eléctrico incidente y E el campo eléctrico en la superficie de la micropartícula .

3.2.2.1. Plasmón polaritón de superficie y el aumento de temperatura

En el momento que interacciona un campo eléctrico con un material metálico, este, hace que los electrones libres en la superficie del material y dependiendo de si la frecuencia del campo eléctrico es mayor o menor a la frecuencia con la cual oscilan los electrones, penetrará o se reflejará por completo. Si la frecuencia del campo eléctrico esta por debajo de la frecuencia de los electrones, también conocida como frecuencia del plasma, ésta no penetrará en el material haciendo que todo el campo sea reflejado. En cambio, si la frecuencia del campo es mayor a la frecuencia del plasma, logrará penetrar en el material. No obstante, existe un caso singular en el comportamiento de los electrones con la luz electromagnética; cuando la frecuencia de ambos es la misma. Cuando este fenómeno ocurre y ambas frecuencias entran en resonancia se le conocen como plasmones polaritones de superficie (Maier, 2007).

Los plasmones se pueden clasificar en dos tipos fundamentales, plasmón-polaritón de superficie (spp, por sus siglas en inglés) y resonancia del plasmón de superficie localizado (lspr, por sus siglas en inglés). Los primeros son excitaciones electromagnéticas exclusivamente para polarización p o transversal magnética (TM) que se propagan longitudinalmente en la interfaz entre un dieléctrico y un conductor con un decaimiento exponencial del campo eléctrico. En cambio, el plasmón de superficie localizado es un caso específico para nanoestructuras metálicas, o materiales con un tamaño menor a la longitud de onda, acopladas al campo electromagnético incidente. (Maier, 2007).

El estudio de los spp en los últimos años se ha incrementado sustancialmente debido a dos factores; la factibilidad de diseñar materiales capaces de tener las características necesarias para poder manifestar este fenómeno y el hecho de que el acoplamiento de la luz y la materia es muy específico. Teniendo esos dos factores en cuenta, el implementar a los plasmones en diferentes áreas de investigación es muy comprometedor. Una de las áreas con mayor impacto son: el acoplamiento de la óptica y la electrónica, la catálisis para inducir reacciones químicas y la medicina como tratamiento fototermal (Politano, 2019).

Debido a que una característica de los plasmones es el incremento del campo eléctrico hasta tres ordenes de magnitud razón por la cual es utilizado en áreas donde es necesario incrementar una señal para la detección de moléculas como es la caracterización por la técnica de SERS o la característica por la cual se incluyo este fenómeno en esta tesis; el poder elevar la temperatura.

Teóricamente se sabía que los plasmones podrían incrementar la temperatura en la superficie de las nanopartículas, abriendo una nueva área de investigación con el nombre de termoplasmónica. No obstante, el confirmar experimentalmente éste fenómeno no es algo sencillo ya que se utilizan nanopartículas y películas delgadas, y además que no se pueden detectar cambios en la temperatura a simple vista. Diferentes grupos de investigación han implementado rigurosas técnicas para confirmar este aumento de temperatura, una de las técnicas utilizadas son: el utilizar moléculas y proteínas termoluminiscentes, donde el incremento de la temperatura pueden ser observados por los cambios de intensidad en la fluorescencia, (Donner *et al.*, 2012), el uso de arreglos ópticos capaces de diferenciar el cambio del índice de refracción en la vecindad de la partícula al incrementar la temperatura (Baffou *et al.*, 2012) o el uso de técnicas microscópicas como el desarrollado y utilizado por De Wilde *et al.* en 2006 (De Wilde *et al.*, 2006) llamado Microscopía de exploración térmica por radiación térmica.

3.3. Movimiento de partículas por medios fotónicos

En esta sección se describirá el principio de la física para generar campos evanescentes y el como éstos son capaces de mover micropartículas debido a la presión de radiación, así también se explicará el como es posible modificar la dirección de movimiento de una micropartículas tipo “core shell” de oro solamente por un cambio de polarización de la luz haciendo uso de los plasmones polaritones de superficie y la fuerza fotoforética.

3.3.1. Movimiento de partículas por campos evanescentes

Kawata y Sugiura (1992), lograron demostrar un método alternativo al propuesto por Ashkin (1970), sobre el movimiento de micropartículas dieléctricas en un medio acuoso. El método propuesto y utilizado por Kawata y Sugiura en 1992 fue utilizar ondas evanescentes creadas en la superficie de un prisma al incidir un haz de luz después del ángulo crítico, generando reflexión total interna en la superficie del prisma. A continuación se delinearán los argumentos básicos de la deducción de la expresión de dicha onda evanescente, no en forma rigurosa pero si con la física básica necesaria.

Para generar la reflexión total interna es necesario que la luz viaje de un medio denso a uno menos denso, figura 13. Como bien se sabe, la dirección que la luz toma al interaccionar en una interfaz entre dos medios homogéneos no absorbentes está determinado por la ley de Snell

$$n_1 \text{sen}(\theta_1) = n_2 \text{sen}(\theta_2), \quad (20)$$

donde $n_{1,2}$ son el índice de refracción de la luz en el primer y segundo medio, y $\theta_{1,2}$ es el ángulo incidente y refractado.

Al momento que se incrementa el ángulo incidente con respecto a la normal de la interfaz, el haz de luz refractado se acerca cada vez más a la superficie del prisma, como se observa en la figura 13 b, hasta llegar a estar paralelo con la superficie del prisma, figura 13c. A este ángulo se le conoce como el ángulo crítico y está determinado por los índices de refracción de los dos medios como:

$$\theta_c = \text{sen}^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \quad (21)$$

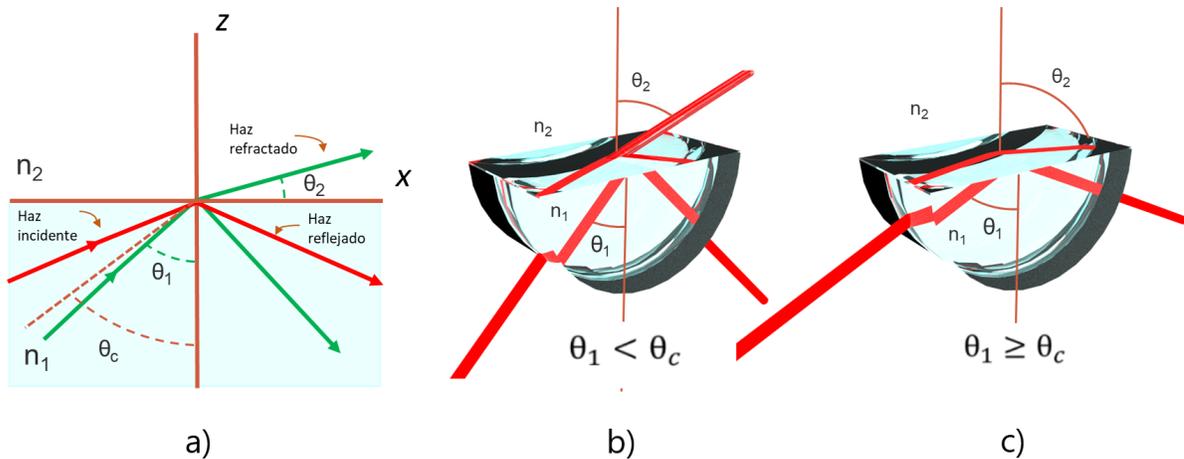


Figura 13. a) Representación esquemática de la ley de Snell, b) ángulo menor al ángulo crítico, c) ángulo mayor al ángulo crítico, condición para obtener reflexión total interna

Al incrementar el ángulo de incidencia, después del ángulo crítico, no existe un haz transmitido, por ende, toda la luz es reflejada, condición que se le conoce como: reflexión total interna (TIR, por sus siglas en inglés). Es contra intuitivo pensar que existe un haz transmitido después del ángulo crítico, debido a que sería mayor a 90 grados. Al utilizar las ecuaciones de frontera o borde para resolver el campo eléctrico y magnético antes y después de la interfaz, se encuentra que existe un campo eléctrico que decae exponencialmente en el segundo medio en dirección perpendicular a la interfaz, onda evanescente, y que además no aporta energía y está dado por

$$\vec{E}_t = \vec{E}_t^0 e^{k-tz} z Q \cdot e^{i(k_{tx} x \text{sen}(\theta_1) - \omega t)}, \quad (22)$$

con

$$Q = \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \text{sen}(\theta_1)\right)^2 - 1}, \quad (23)$$

donde \vec{E}_t^0 es la amplitud del campo eléctrico, $n_{1,2}$ son los índices de refracción, k el vector de onda, ω la frecuencia angular, t el tiempo. De la ecuación 22, se puede observar que el decaimiento de la onda evanescente depende de dos cosas: uno, el índice de refracción de ambos medios y, dos el ángulo de incidencia después del

ángulo crítico.

Una de las características fundamentales de la onda evanescente creada en el segundo medio es el hecho que no transporta energía en promedio, ya que la reflectancia después del ángulo crítico es del 100%. No fue hasta principios de 1900 cuando Paul Drude (Drude, 1959) demostró teóricamente que si se agregaba un tercer medio haciendo que el medio del centro fuera una película delgada, figura 14a, existía una probabilidad, dependiendo del espesor de la película delgada, que la luz logre “tunear” al tercer medio, figura 14b.

Tiempo después, Leurgans y A. F. Turner fueron los que lo demostraron experimentalmente y acuñaron el termino de la reflexión total interna frustrada en una conferencia, utilizando los coeficientes de Fresnel de transmitancia para tres medios para cada polarización. Se observa que la fracción de energía dependería de la polarización lineal con la cual incides, haciendo que el decaimiento exponencial de la energía para la polarización p decaiga mas suave que para la polarización s , figura 14c (Zhu *et al.*, 1986).

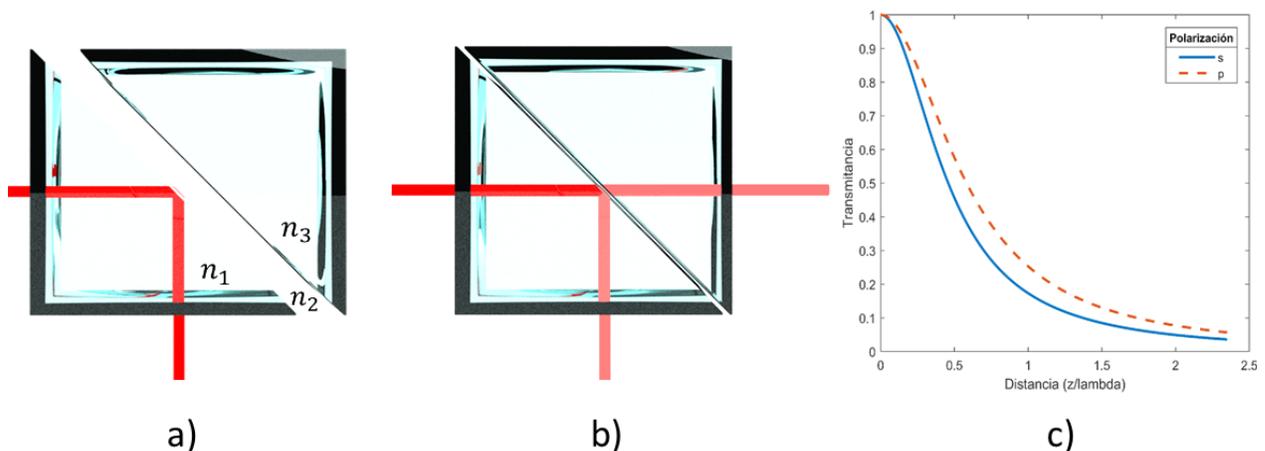


Figura 14. a) reflexión total interna en tres medio (FTIR por sus siglas en inglés) b) reflexión total interna frustrada, c) transmitancia al tercer medio a diferentes polarizaciones debido a la FTIR

El decaimiento de la onda evanescente dependerá de dos cosas: el incremento del ángulo después de la condición del ángulo crítico y el índice de refracción. Para el primer caso en la figura 15a se muestra que cuando se va aumentando el ángulo de incidencia el decaimiento de la onda evanescente se vuelve más abrupto haciendo que disminuya la longitud de propagación a la que se puede perturbar dicha onda. Para una polarización p , paralela al plano de incidencia, línea punteada, el decaimiento es mas

suave, haciendo que exista una mayor transmitancia a distancias mayores que para la polarización s , perpendicular al plano de incidencia, línea sólida. Lo mismo ocurre al momento de modificar el índice de refracción para el medio número dos (n_2) al hacer que la relación de índices de refracción (n_1/n_2) sea lo más cercano a 1 el decaimiento de la onda se hace cada vez más suave, figura 15b.

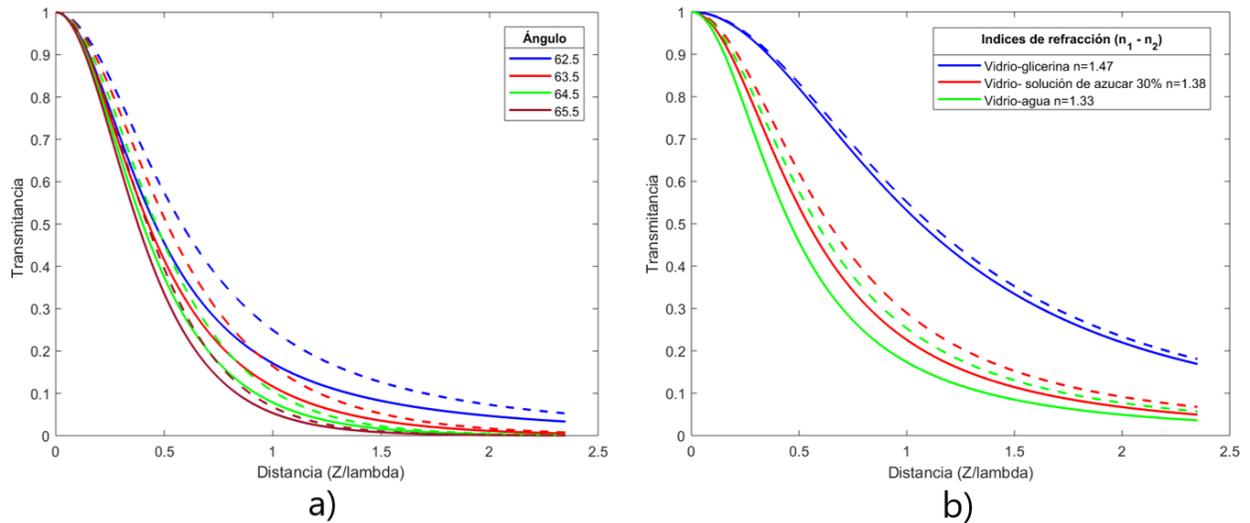


Figura 15. a) Transmitancia del primer medio al tercer medio modificando solo el ángulo de incidencia, con $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.33$, $n_3 = 1.5$ b) Transmitancia del primer medio al tercer medio modificando solo el segundo medio, con $n_1 = 1.5$ y $n_3 = 1.5$

Con estos principios mencionados anteriormente, Kawata y Sugiura (1992), desarrollaron un nuevo método alternativo para mover partículas donde al momento que una partícula estuviera lo suficientemente cerca a la onda evanescente, ésta, tendería a perturbarla recibiendo tanto energía como momento para ser desplazadas en dirección al haz de luz.

Utilizando el mismo principio descrito en la sección 3.3.1, experimentalmente se desplazaron partículas dieléctricas, metálicas y biológicas utilizando la ecuación de Stokes, ecuación 4, donde se calculará la fuerza que el campo electromagnético ejerce en una partícula esférica cerca del sustrato, además de agregar el factor ξ , factor que se vio en la sección 3.1.2 debido a que las partículas están lo bastante cerca del portaobjetos como para no tomar en cuenta la fricción con él. Con estas consideraciones es posible calcular la fuerza que se ejerce en las micropartículas y nanopartículas solo conociendo la velocidad a la que estas se desplazan, ecuación 24.

$$F_{\parallel} = 6\pi\eta r \frac{\Delta x}{\Delta t} \xi_{\parallel} \quad (24)$$

3.4. Técnicas de excitación del plasmón polaritón de superficie

Un plasmón polaritón de superficie son excitaciones electromagnética exclusiva para polarización p o transversal magnética (TM) que se propagan longitudinalmente en la interfaz entre un dieléctrico y un conductor. Para hacer que estas ondas longitudinales se manifiesten, es necesario acoplar la frecuencia de la luz con las oscilaciones de los electrones (Maier, 2007). Utilizando la relación de dispersión, que es la relación que hay del vector de propagación de onda con su energía (frecuencia), tanto de la luz como la de la interfaz dieléctrico-metal, es posible observar en que momento ambas frecuencias son iguales figura 17. El vector de onda de los plasmones se le conoce como k_{SP} y esta determinado por la ecuación 25.

$$k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}}, \quad (25)$$

donde ω es la frecuencia angular, c la velocidad de la luz y ϵ_i es la constante dieléctrica del dieléctrico y metal.

Debido a que la relación de dispersión de la luz en un dieléctrico, agua en nuestro caso, en ningún momento se cruza con la relación de dispersión de la interfaz metal-agua es imposible poder excitar plasmones simplemente aumentando la frecuencia al campo electromagnético, debido a que el mayor vector de onda que se puede obtener en el dieléctrico (agua) es:

$$k_{diel} = \sqrt{\epsilon_d} \frac{\omega}{c}, \quad (26)$$

mientras que la relación de dispersión de los electrones en la interfaz es:

$$k_{sp} > \sqrt{\epsilon_d} \frac{\omega}{c}. \quad (27)$$

Teniendo esto en cuenta, se hace uso de distintas técnicas que logren disminuir la pendiente de la relación de dispersión de la luz, para así lograr igualar ambas frecuencias. Una de estas técnicas es el uso de prismas con alto índice de refracción. Puesto que modifican en consideración la magnitud del vector de onda, además de que es posible modificar ese valor solo cambiando el ángulo de incidencia con el propósito de igualar ambos vectores de onda. Existen dos arreglos que se utilizan con frecuencia para excitar plasmones por medio de prismas, la configuración de Kretschmann-Reather, figura 16a, y la configuración de Otto, figura 16b.

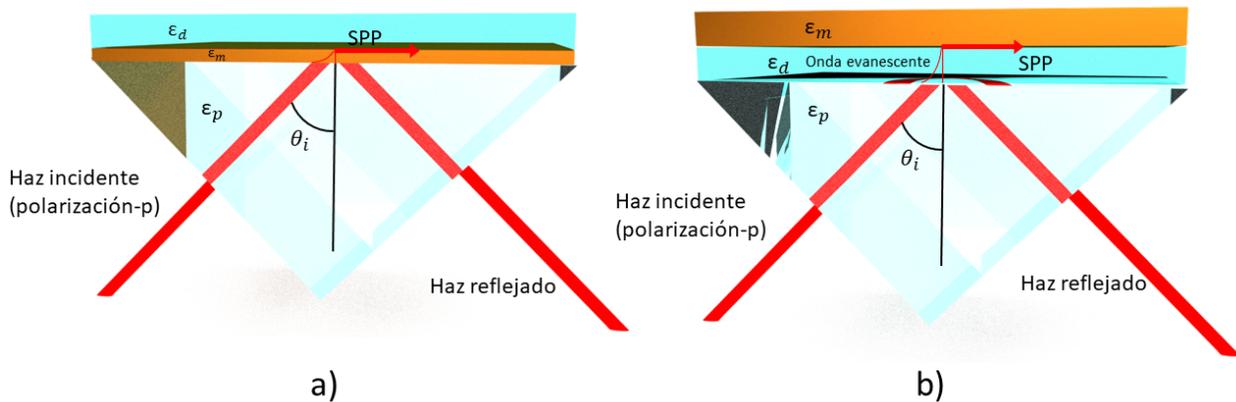


Figura 16. Maneras de excitar un spp, arreglo de a)Kretschmann-Reather, b) Otto

El principio básico de la configuración de Otto, caso utilizado en este trabajo de investigación, es utilizar el fenómeno de la reflexión total interna para crear una onda evanescente, ecuación 22, en el medio dieléctrico, como se observa en la figura 16b y utilizar el vector de onda de propagación de la onda evanescente k_x e igualarlo con el vector de onda del plasmón (Sharma *et al.*, 2007).

$$k_{eva} = k_x \sqrt{\epsilon_p} \sin(\theta_i) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}. \quad (28)$$

Si es posible igualar la ambos vectores de onda paralelos, figura 17, solo queda acercar la superficie metálica a la onda evanescente de tal manera que logre perturbarla a la altura donde se igualen ambos vectores de onda, ($k_x = k_{sp}$), dejando un espacio entre el prisma y la superficie metálica, figura 16 b.

En cambio, aunque el arreglo de Kretschmann-Reather utilice ondas evanescentes, este, en vez de utilizar una película delgada de aire o un dieléctrico como en el arreglo

de Otto, utiliza una película delgada de un metal de entre 10 a 50 nm de espesor con la intención de que la onda evanescente atenuada que se crea dentro de la película delgada sea capaz de transmitirse con el propósito de que el vector de onda en la dirección paralela sea igual al de los electrones (Maier, 2007). Excitando un plasmón polaritón de superficie en la interfaz dieléctrico-oro, figura 16a.

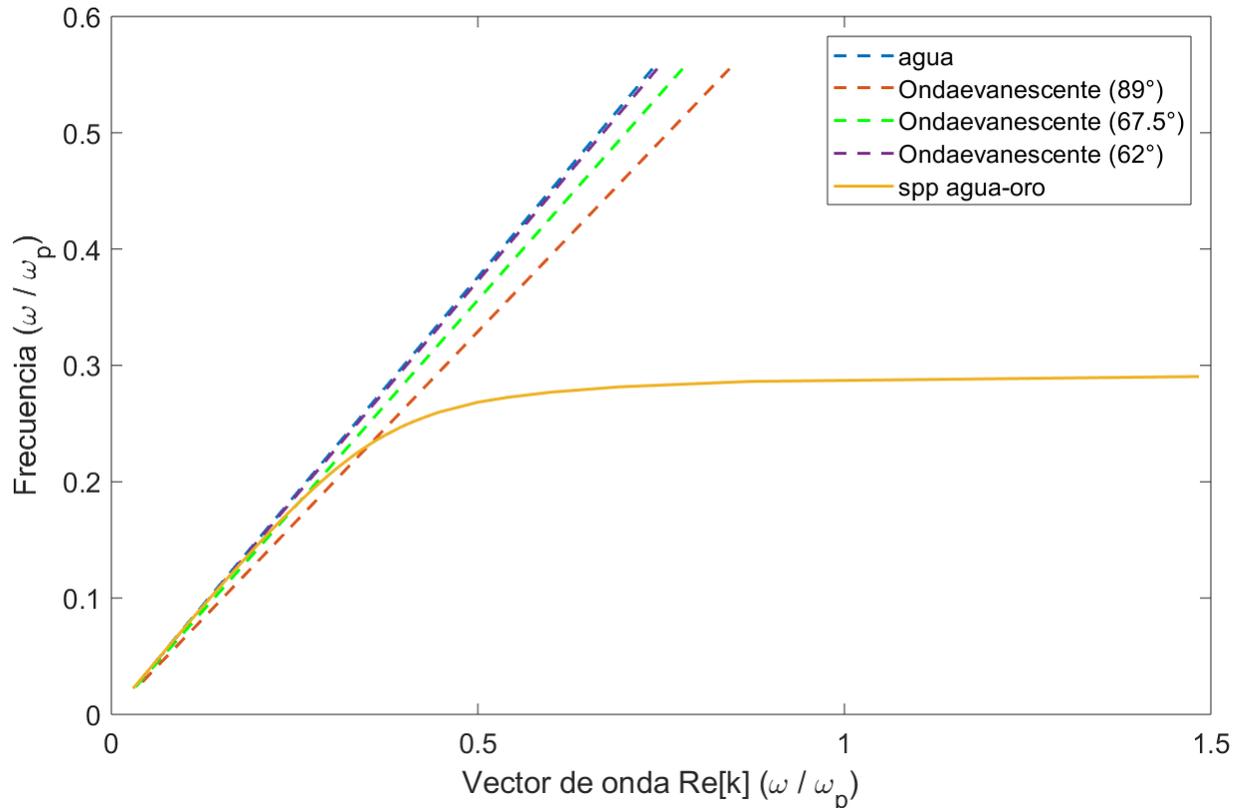


Figura 17. Relación de dispersión de spp en una interfaz oro / agua (curva amarilla). onda evanescente creada en la interfaz agua ($n=1.33$) vidrio ($n=1.5195$), a diferentes ángulos de incidencia después del ángulo crítico

Sabiendo que existen cargas electrostáticas en la superficie del sustrato y en las partículas metálicas, ocasionando que estos dos nunca estén en contacto, como se vio en la sección 3.1.4. Se puede inferir que si tenemos micropartículas coloidales con una película delgada de oro se asemeja al arreglo experimental de Otto para excitar plasmones polaritones de superficie. se aprovechará este fenómeno en partículas de $1 \mu\text{m}$ con una película delgada de oro de 20 nm a 100 nm donde se acoplará y por ende se propagará el spp en la película delgada en sentido del haz incidente, produciendo un incremento en el campo eléctrico cercano en la película delgada y por consiguiente un calentamiento, generando, así, una fuerza (fotoforética) que cuya dirección dependerá de la región de calentamiento.

Capítulo 4. Diseño y caracterización

En la primer sección de este capítulo se aborda el diseño experimental utilizado, resaltando los aspectos sobre el diseño óptico. En la segunda sección se abordará la caracterización del posicionamiento del ángulo de incidencia y en la última sección el como se validan los modelos numéricos utilizados en esta tesis.

4.1. Esquema del arreglo óptico utilizado y los elementos que lo integran

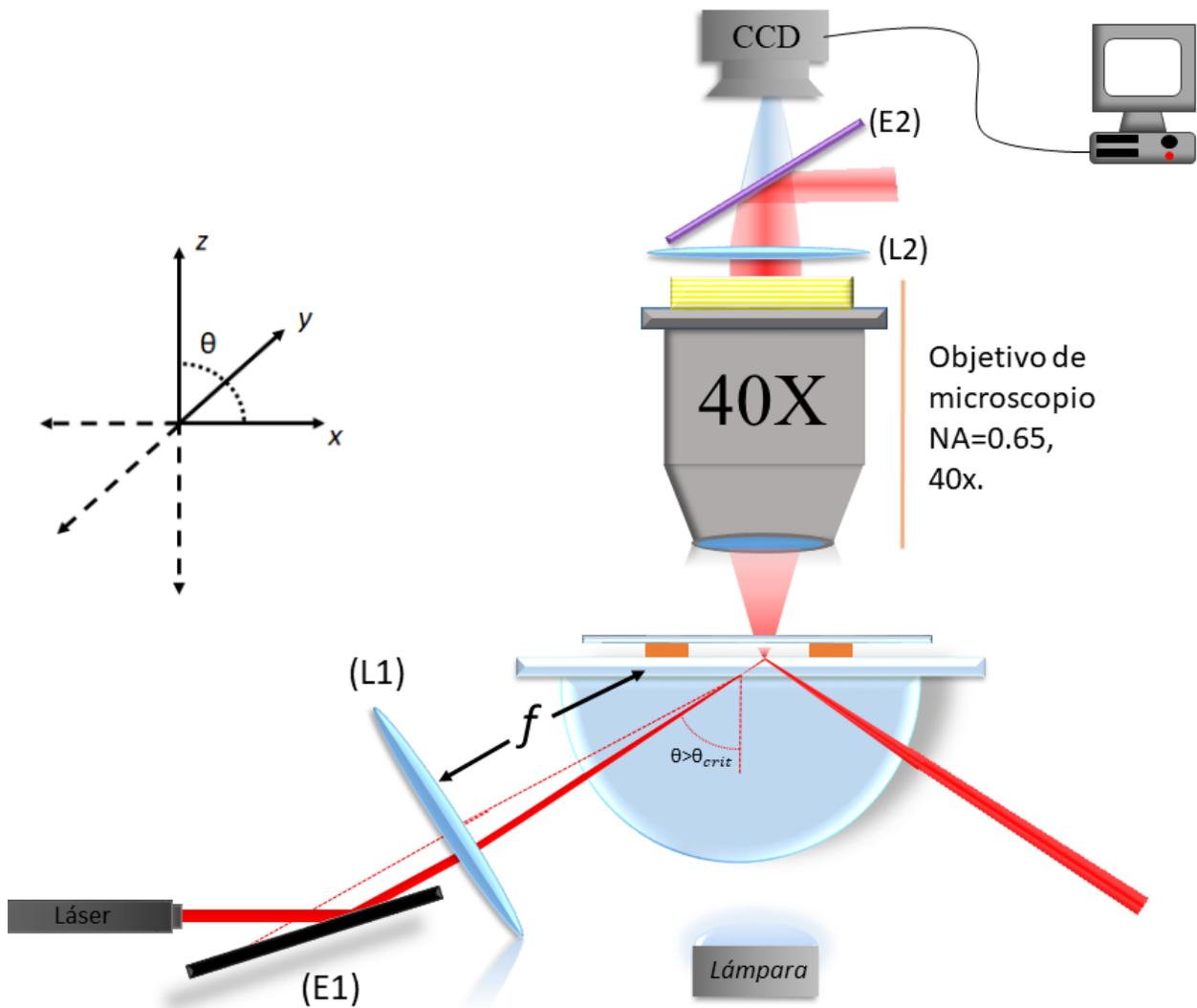


Figura 18. Arreglo experimental óptico para el guiado de partículas por campos evanescentes

La información presentada en este capítulo hace mención a los elementos utilizados en el arreglo experimental. Los componentes más elementales en la construcción son:

- Diodo láser marca Quantum de 532 nm, modelo Opus de 2 W, y Diodo láser S/M de 780 nm, 700 mW.
- Placa retardadora (R) lambda medios $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ para longitud de onda de 532 y 780 nm.
- Espejo (E1) con una reflexión total a la longitud de onda del diodo láser, montado en un microdesplazador de una pulgada.
- Lente planoconvexa (L1), Thorlabs, F=200mm, D=25.4mm
- Prisma semicilíndrico de una pulgada de radio y una pulgada de espesor con un índice de refracción $n=1.511$, sobre una platina con capacidad de desplazamiento en dos direcciones (\hat{x}, \hat{z}) de media pulgada de desplazamiento en cada dirección
- Portaobjetos y cubreobjetos que contienen el espécimen de manipulación, encima del prisma con aceite de inmersión, entre el sustrato y el prisma semicilindrico
- Objetivo de microscopio 40x de apertura numérica (Na) de 0.65, con distancia de trabajo de 0.56

El sistema de visión esta conformado por

- Lámpara
- Lente planoconvexa (L2), Thorlabs, F=100mm, D=25.4mm
- Espejo dicróico (E2), con una reflexión parcial a la longitud de onda de la luz emitida por el diodo láser de 532 nm. La normal al centro de la superficie del espejo debe hacer un ángulo de -45° con el eje óptico del sistema de visión.
- Cámara CCD marca Pixelink modelo PL-B778U, con un tamaño de pixel de 0.23 micrómetros, con una velocidad de 20 cuadros por segundo a una resolución de 1600x1200

El arreglo utilizado (figura 18) se puede caracterizar en dos partes: la primera, un sistema generador de imagen en la parte superior, conformado por un objetivo de microscopio, una lente, un espejo dicróico y una cámara conectada a una computadora para guardar la información obtenida. Por otro lado para el sistema para generar el campo evanescente se tiene una prisma semilíndrico en el cual la parte plana superior se coloca, con aceite de inmersión entre ellos, el portaobjetos con las partículas a analizar. Para iluminar un haz láser que es reflejado por un espejo y llega de manera perpendicular a una lente colocada a una distancia focal del centro del prisma semilíndrico.

En el guiado de partículas la determinación del ángulo de incidencia es fundamental debido a que el tuneo de la energía decae exponencialmente. Además de que el acoplamiento del spp en las micropartícula es a un ángulo específico. Con esos factores el tener el ángulo de incidencia bien determinado es fundamental para todos los experimentos. En la siguiente sección se describe el sistema para controlar el ángulo de incidencia.

4.2. Sistema para variar el ángulo de incidencia

Para tener un buen control se implementó un arreglo experimental como el mostrado en la figura 19. Se tiene una fuente de luz láser que se considera un frente de onda plano que es reflejado por un espejo (E1) que llega de manera perpendicular a la lente (L1) y colocado a la distancia focal de la lente el centro de la parte plana del prisma semicilíndrico, formando un ángulo de incidencia con respecto a la normal de la parte plana del prisma, figura 19. Al hacer que el frente de onda entre completamente paralelo a la lente, éste, siempre saldrá de la lente y enfocará en un mismo punto, sin importar la posición donde se este incidiendo. Así por ejemplo, si se incide el haz de luz en la parte inferior de la lente se formará un ángulo determinado, figura 19a, en cambio si el haz de luz incide en la parte superior del la lente el ángulo formado, esta vez, es mayor al ángulo formado cuando se incide en la parte inferior, figura 19b.

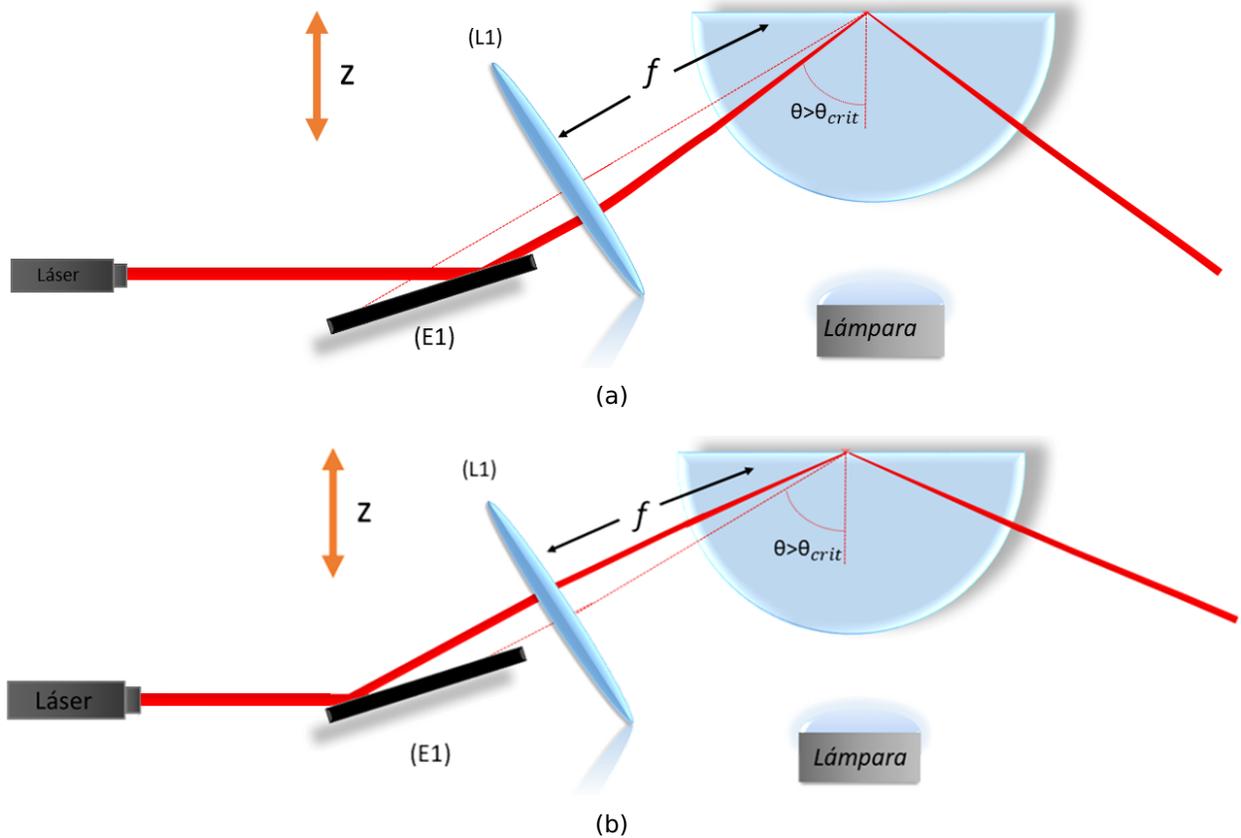


Figura 19. Variación del ángulo de incidencia, donde la fuente de luz láser es reflejada por un espejo (E), que llega de manera perpendicular a la lente (L1) y que a la distancia focal de la lente se encuentra el centro del prisma semicilíndrico. La línea punteada representa el centro de la lente. a) Ángulo menor al ángulo formado por el centro de la lente, b) ángulo mayor que el ángulo formado por el centro de la lente

Basándonos en ese concepto, se procedió a caracterizar cuantos milésimas de pulgada es necesario desplazar el espejo en la dirección z para aumentar el ángulo de incidencia al prisma. Utilizando un goniómetro y observando la dirección del haz incidente y refractado en el prisma, se obtuvo como resultado que desplazando el espejo una distancia de 62.5 milésimas de pulgada (15.875 mm) en la dirección z el ángulo de incidencia aumenta un grado. Distancia que se puede lograr mover con el microdesplazador sin ningún problema ya que un giro completo del ajustador de distancia es de 25 milésimas (0.6 mm). Tomando en cuenta que se utilizó una lente de 1 pulgada de diámetro con una distancia focal de 200 mm, el barrido angular que se puede realizar es de 8 grados de extremo a extremo de la lente. En la figura 20 se puede observar el cambio del ángulo de incidencia experimentalmente, empezando en un ángulo de 62.5° , figura 20a, y después desplazando el espejo 250 milésimas de pulgada se observa que el ángulo de incidencia es de 66.5° aproximadamente, figura 20b.

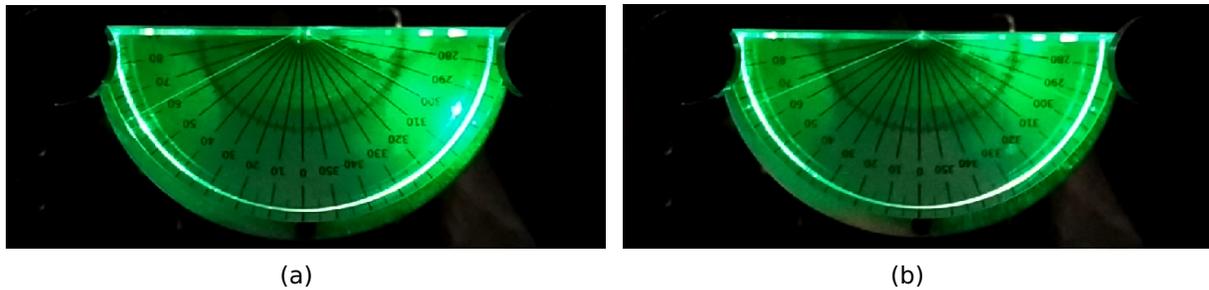


Figura 20. Variación del ángulo de incidencia inicial a) 62.5°, b) ángulo de incidencia después de haber desplazado el espejo 250 milésimas de pulgada en el eje z, 66.5°.

4.3. Método de elementos finitos

La descripción de las leyes de la física para problemas dependientes del espacio y el tiempo generalmente se expresan en términos de ecuaciones diferenciales parciales (EDP). Para la gran mayoría de las geometrías y problemas, estas ecuaciones no pueden ser resueltas mediante métodos analíticos. No obstante, se puede construir una aproximación de las ecuaciones, generalmente con base en diferentes tipos de discretizaciones. Estos métodos de discretización se aproximan a las EPD con ecuaciones de modelos numéricos, que pueden resolverse utilizando una computadora. La solución a las ecuaciones del modelo numérico es, a su vez, una aproximación de la solución real. El método de elementos finitos (FEM) se utiliza para calcular tales aproximaciones, además que es una teoría bien desarrollada, la teoría proporciona estimaciones de error útiles, o límites para el error (COMSOL Multiphysics, 2017).

Una de las ventajas de utilizar el método de elementos finitos es que ofrece una gran libertad en la selección de la discretización, tanto en los elementos que se pueden utilizar para discretizar el espacio como en las funciones básicas. Por ejemplo una función u que puede ser la variable dependiente en una EDP (e. g., temperatura, potencial eléctrico, presión, etc.) La función u puede ser aproximada por una función u_h utilizando combinaciones lineales de funciones básicas de acuerdo con la siguiente expresiones:

$$u \approx u_h, \quad (29)$$

$$u_h = \sum_i u_i \psi_i, \quad (30)$$

donde ψ denota las funciones básicas y u_i denota los coeficientes de las funciones que se aproximan a u con u_h .

En la figura 21a, por ejemplo, los elementos están distribuidos uniformemente sobre el eje x , aunque esto no tiene porque ser así. También se puede haber aplicado elementos más pequeños en una región donde el gradiente de u es grande, como se resalta en la figura 21b.

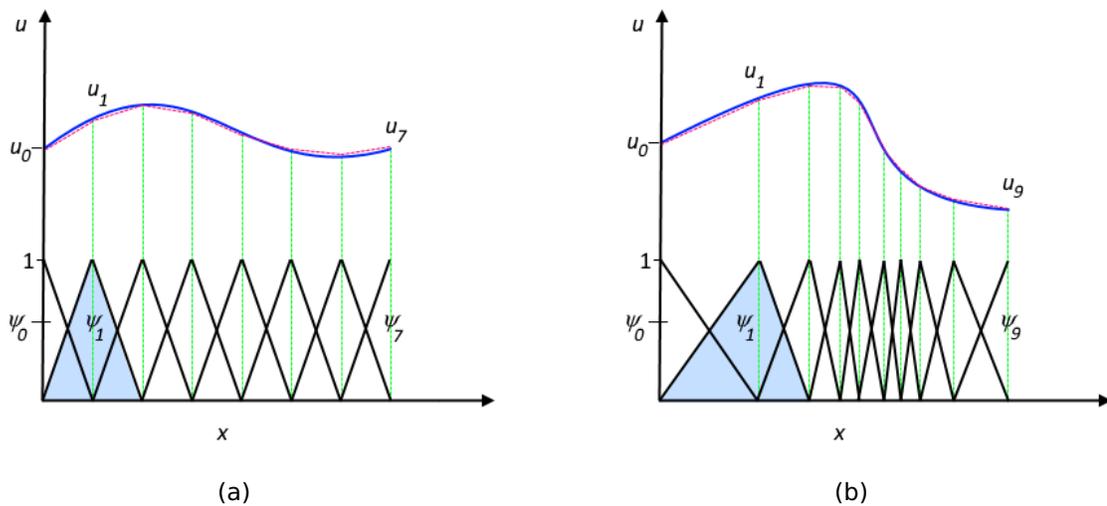


Figura 21. Función u (línea azul continua) se aproxima con u_h (línea roja discontinua), que es una combinación lineal de funciones básicas (ψ_i está representado por las líneas negras continuas). a) los elementos están distribuidos uniformemente sobre el eje x b) elementos más pequeños en una región donde el gradiente de u es grande. Imágenes tomadas de López-Esparza et al., 2015; Israelachvili, 2013

4.4. Cálculo del campo eléctrico por medio de Comsol Multiphysics

En los últimos años la posibilidad de calcular el campo electromagnético en sistemas que antes se podían hacer analíticamente, se han ido reduciendo debido a la complejidad de crear mejores dispositivos para su uso en la vida diaria. Puesto que, para mejorar la eficiencia de dicho dispositivo se introducen materiales nuevos o morfologías específicas para incrementar ciertas cualidades de ellos. El simple hecho de cambiar la morfología o acoplar diferentes fenómenos hace que no exista una solución analítica para dicho casos. La necesidad de calcular las respuestas de esos materiales con rapidez y precisión hace que sea necesario el uso de métodos computacionales

para tener una idea preliminar de lo que puede ocurrir (Clarísó y Sarate, 2001).

El análisis de los fenómenos electromagnéticos ha demostrado ser muy exitoso para muchas aplicaciones, pero tiene ciertas limitaciones. Para estructuras microscópicas donde la naturaleza discreta de la materia se vuelve importante, se requiere un enfoque mecánico cuántico. Para frecuencias muy altas, las ondas electromagnéticas pueden analizarse de manera más eficiente como rayos, y para frecuencias aún más altas, los fotones individuales deben modelarse junto con su interacción ionizante con la materia (Guide *et al.*, 2012).

La formulación para la resolución de problemas en electromagnetismo computacional se pueden clasificar en dos grandes grupos según el tipo de ecuación que resuelven. Los primeros se basan en potenciales escalares y vectoriales y los segundos en la solución directa de las ecuaciones de Maxwell. Los potenciales vectoriales presenta una gran ventaja debido a que verifican automáticamente las ecuaciones de divergencia, sin embargo pierden precisión en el cálculo de intensidades de campo eléctrico y magnético debido a la propagación de errores en la diferenciación numérica (Clarísó y Sarate, 2001).

En este trabajo de investigación, para el cálculo de la propagación del campo electromagnético se utilizó el programa Comsol multiphysics. La manera en que Comsol multiphysics calcula los campos es por medio de la formulación de potenciales escalares y vectoriales. La formulación de potenciales se denomina \vec{A} , V , $-\vec{A}$, donde el medio conductor se utiliza un potencial vector A y un potencial escalar V , mientras que en la región no conductora se emplea el potencial vector solamente (Guide *et al.*, 2012). En el caso de Comsol, los potenciales se definen como:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad (31)$$

$$\vec{E} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla V, \quad (32)$$

El potencial eléctrico y magnético no se define de manera única para el cálculo de los campos, se es necesario reescribir los potenciales presentando por dos nuevos

potenciales

$$\vec{A} = \vec{A} \nabla \Psi, \quad (33)$$

$$V = V - \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (34)$$

La transformación variable de los potenciales se llama transformación de "calibre" (gauge). Para obtener una solución única se elijen restricciones a Ψ que hacen que la solución sea única. Otra forma de expresar esta condición adicional es imponer una restricción a $\nabla \cdot \vec{A}$. Un campo vectorial se define como una constante si se proporciona $\nabla \cdot \vec{A}$ y $\nabla \times \vec{A}$. Se le conoce como teorema de Helmholtz's. Un indicador particular es el indicador de Coulomb dado por la restricción: $\nabla \cdot \vec{A} = 0$.

Las formulaciones basadas en la utilización de potenciales son ampliamente utilizadas en el cálculo numérico de campos electromagnéticos. Sustituyendo los campos vectoriales en las ecuaciones de Maxwell. Comsol multiphysics resuelve el campo eléctrico mediante una ecuación principal.

$$\nabla \times \mu^{-1} (\nabla \times \vec{E}) - k_0^2 \left(\epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \vec{E} = 0, \quad (35)$$

donde μ es la permeabilidad, k_0 el vector de onda en el vacío, $\epsilon_{r,0}$ constante dieléctrica relativa y en el vacío, σ conductividad eléctrica y ω frecuencia angular.

Como la ecuación de Maxwell es lineal, podemos considerar que J es una superposición de fuentes puntuales distribuidas en algún volumen. Por lo tanto, si conocemos la respuesta de una fuente puntual o dispersor, se puede resolver el problema original integrando esa respuesta sobre el volumen. Para eso, se hace uso de una función de prueba, una función de Green.

Por último, para obtener una descripción completa de un problema electromagnético, las condiciones de frontera debe especificarse en las interfaces de material. En las interacciones entre dos medios, las condiciones de contorno pueden expresarse matemáticamente como:

$$\hat{n}_2 \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0, \quad \hat{n}_2 \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = q_s \quad (36)$$

$$\hat{n}_2 \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = J_s, \quad \hat{n}_2 \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0 \quad (37)$$

donde q_s y J_s denotan la densidad de carga superficial y la densidad de corriente superficial, respectivamente y \hat{n}_2 es la normal externa del medio dos. De estas cuatro condiciones solo dos son independientes, este es un sistema de ecuaciones sobre-determinado, por lo que debe reducirse. Primero se selecciona la ecuación uno o la ecuación cuatro, luego se selecciona la ecuación dos o la ecuación tres. Estas selecciones juntas forman un conjunto de dos condiciones independientes.

Para validar el modelo utilizado por medio de Comsol multiphysics se utilizó como referencia el artículo "Lensless optical manipulation with an evanescent field"(Ruiz-Cortés y Vite-Frías, 2008) donde se calcula la interacción del campo eléctrico de una onda evanescente al ser perturbada por una micropartícula dieléctrica y la fuerza ejercida en función del parámetro Q , por medio del Método Integral en partículas dieléctricas de 2 a 16 μm de diámetro

$$Q_x = \frac{F_x}{\epsilon |E_{inc}|^2 d'}, \quad Q_z = \frac{F_z}{\epsilon |E_{inc}|^2 d'} \quad (38)$$

donde F_n es la fuerza que ejerce el campo electromagnético sobre la partícula, ϵ es la permitividad del vacío y d el diámetro de la partícula.

Para validar los resultados obtenidos por Comsol se consideró uno de los resultados mostrados en el artículo Ruiz-Cortés y Vite-Frías (2008) de una partícula dieléctrica de 8 μm de diámetro, con un índice de refracción de 1.59 y una altura entre la partícula y el sustrato de 0.1 μm que interacciona con una onda evanescente creada por un prisma con un índice de refracción de 1.75 en agua de 1.33 a un ángulo de 51°. Como se observa en la figura 22, tanto el "tuneleo" óptico dentro de la partícula como el esparcimiento que se genera al lado derecho se asemejan con bastante exactitud al calculado por medio del modelo de elementos finitos 22b.

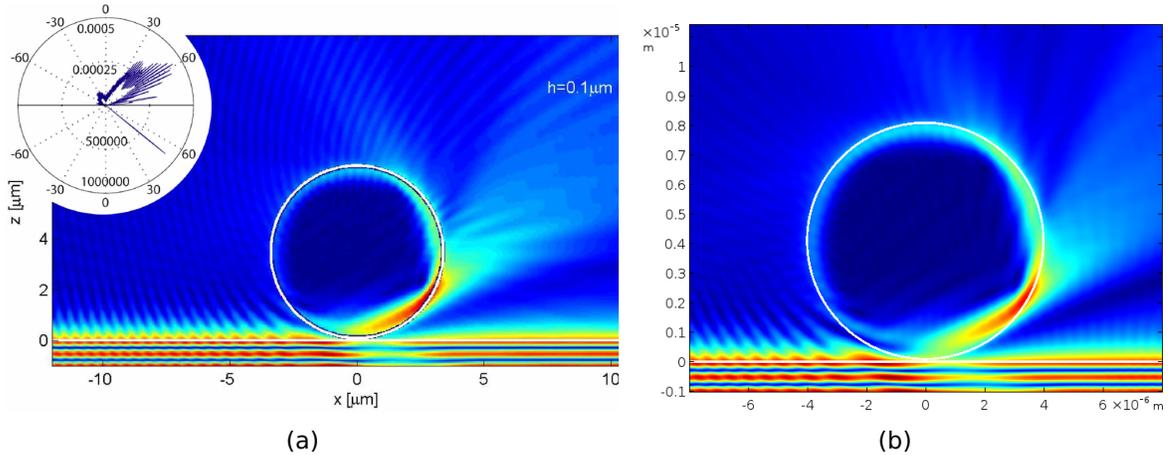


Figura 22. cálculo de la intensidad normalizada del campo eléctrico en la interacción de una partícula dieléctrica ($n_p = 1.59$) con un diámetro de $8 \mu\text{m}$ a una altura $a = 100 \text{ nm}$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 1064 \text{ nm}$ a una polarización s y a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 51^\circ$, mediante métodos numéricos; a) método de Green imagen tomada de Ruiz-Cortés y Vite-Frías, 2008; b) método de elementos finitos

Por otro lado, para el cálculo de la fuerza se hizo uso de la ecuación 16. Se verificó que la expresión utilizada en el método de elementos finitos sea idéntica a la utilizada por el mismo artículo. Finalmente se reprodujo el comportamiento de Q_x y Q_z reportados por el mismo autor, figura 23a, para ver como varía la fuerza al momento de modificar la altura a la cual se encontraba la partícula del portaobjetos. Como resultado se obtuvieron resultados muy parecidos a los reportados, con algunas pequeñas variaciones, que podrían ser debido a un arrastre de error al momento de discretizar los dominios.

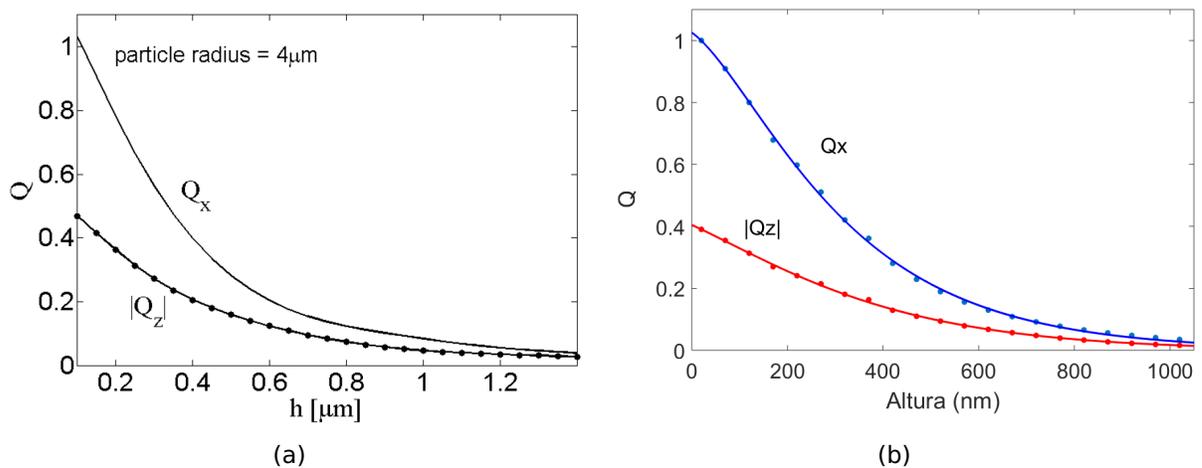


Figura 23. Comparación de la fuerza para las componentes x , z , (en los parámetros adimensionales Q_x , $|Q_z|$) que experimenta una partícula dieléctrica con un radio de $4 \mu\text{m}$ a un ángulo de 51° . a) modelo calculado por el método integral, imagen tomada de Ruiz-Cortés y Vite-Frías, 2008; b) modelo calculado por método de elementos finitos,

Capítulo 5. Resultados y discusiones

El presente capítulo inicia con resultados experimentales sobre el movimiento de diferentes tipos de micro y nanopartículas por medio de la presión de radiación, seguido por un estudio numérico intentando explicar el comportamiento de cada uno de las partículas utilizando el método de elementos finitos. Una vez descrito los comportamientos de las partículas se presenta un estudio de los parámetros adimensionales Q_x y Q_z en las partículas utilizadas.

5.1. Popurrí de partículas

Se considerarán diferentes tipos de partículas: solidas de poliestireno (C_8H_8) x con un diámetro de $3.063 \pm 0.027 \mu m$ con un índice de refracción $n_p = 1.59$ (Duke Scientific Corporation); core shell dieléctricas de $4 \mu m$ de diámetro con un espesor $g=400$ nm e índice de refracción de 1.5195 en su parte exterior y en la parte interior de 1.0; virus del mosaico del bromo (BMV por sus siglas en ingles) de $28 nm$ de diámetro con índice de refracción de $n_v = 1.45$ y partículas core shell metálicas de $1 \mu m$ diámetro con una película delgada de oro con un espesor de entre 20 a 100 nanómetros con una constante dieléctrica de $\epsilon = -25.05 + i1.0236$ a longitud de onda de $780 nm$ y en la parte interior un índice de refracción de 1.45 (Nanocs. inc).

5.1.1. Micropartículas dieléctricas

La preparación de las muestras se hizo de la siguiente manera: en un sustrato limpio, previamente lavado siguiendo el protocolo del anexo B, se le añadió un andamio de vinilo para generar un pozo pequeño de $100 \mu m$ de espesor, figura 24a, lugar donde las partículas son depositadas. Teniendo el sustrato listo, la preparación de las partículas fue: en 1 ml de partículas disueltas en agua Milli-Q son puestas a sonicar durante diez minutos para dispersar la mayor cantidad de partículas y así evitar problemas de floculación (sección 3.1.4.2) en seguida se toma de esa solución solo $20 \mu l$ y se colocan en el pozo creado por el andamio.

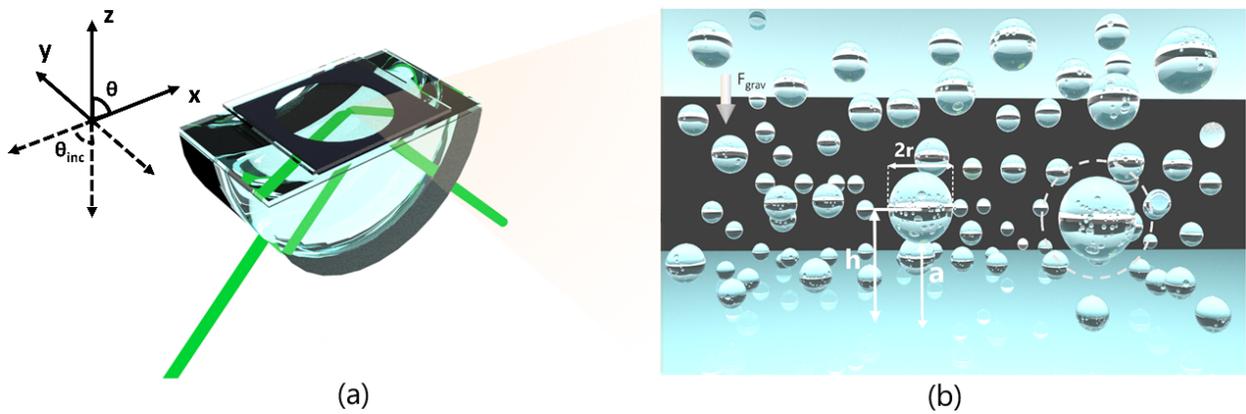


Figura 24. a) arreglo experimental para generar ondas evanescentes en un prisma con el mismo índice de refracción que el del sustrato, como medio 1; mientras que en la parte superior se encuentran partículas en suspensión acuoso, como medio 2, b) ampliación del pozo creado por vinilo donde se encuentran las partículas dieléctricas en estado acuoso

Para generar el movimiento de partículas por medio de campos evanescentes se utilizó el arreglo experimental descrito por Kawata y Sugiura (1992). Con la diferencia de que la manera de modificar el ángulo de incidencia, es utilizando un espejo sujeto a un microdesplazador con la posibilidad de moverse en el eje z como se comentó anteriormente en el capítulo 4.1. El sustrato se colocó sobre el prisma semicilíndrico utilizando aceite de inmersión ($n_1 = 1.5195$) para igualar índices, figura 24a. En la parte superior del portaobjetos donde se localiza el andamio se encuentran las partículas dispersadas en agua, que actúan como medio dos ($n_2 = 1.33$), figura 24b. Utilizando la ley de Snell, ecuación 21, se puede conocer el ángulo crítico para esos dos medios ($\theta_{cr} = 61.07^\circ$) y generar una onda evanescente en el segundo medio.

Para obtener los resultados sobre las velocidades de las partículas a cada ángulo de incidencia se grabó un vídeo utilizando una cámara Pixelink con una resolución de 1600×1200 píxeles y por medio del conteo de píxeles se estimó la distancia recorrida por segundo. Haciendo un promedio de 10 partículas con una medida de dispersión menor a una desviación estándar, por ángulo de incidencia y por polarización lineal se obtuvo una estimación de las velocidades.

Iluminando con un haz láser ($\lambda = 532nm$) a un ángulo próximo y mayor al ángulo crítico se crea una onda evanescente. Al momento de tener una onda evanescente en la interfaz de dos medios y se acerca un tercer medio, en este caso una partícula dieléctrica, a distancias de cientos de nanómetros la onda evanescente es frustrada, es decir, que parte de la energía que viene del láser hace un tuneo óptico (sección 3.3.1) desde el prisma hacia la partícula, haciendo que la partícula tenga una fracción de energía dentro de ella. Donde, al momento de recibir energía, también recibe momento lineal. Algo importante a recalcar, es que, solo donde exista algún objeto lo suficientemente cerca, en nuestro caso no mayor a $1 \mu m$ por encima del prisma, solo en esa parte, la onda evanescente es frustrada. Si no existe ningún objeto la condición de reflexión total interna se sigue cumpliendo. Razón por la cual solo donde hay partículas se generará un destello de luz.

En las Figuras 25, 26, 27 se muestra una secuencia de vídeos tomados a $t=0$, $t=5$, $t=10$ segundos iluminando a un ángulo de $\theta_{inc} = 61.25^\circ$, $\theta_{inc} = 62.25^\circ$, $\theta_{inc} = 63.5^\circ$ respectivamente a una polarización p . Como se comentó anteriormente (sección 3.3.1) mientras se aumenta el ángulo de incidencia después del ángulo crítico la longitud de la onda evanescente empieza a disminuir, figura 15, haciendo que una menor amplitud del campo evanescente se acople y túnelee a la partícula y por consecuencia en nuestros experimentos una menor velocidad.

Como se puede observar, al momento de comparar las distancias recorridas en la figura 25 que es un ángulo muy próximo al ángulo crítico ($\theta_{inc} = 61.25$) y la figura 27 que es un ángulo mayor ($\theta_{inc} = 63.5$). En la primer figura las partículas recorren de extremo a extremo una distancia de $45 \mu m$ en un tiempo menor a 10 segundos, en cambio, en la ultima figura a un tiempo de 10 segundos solo alcanzan a recorrer una distancia de $11 \mu m$, distancia menor a la mitad de la recorrida por las partículas a un ángulo de 61.25° .

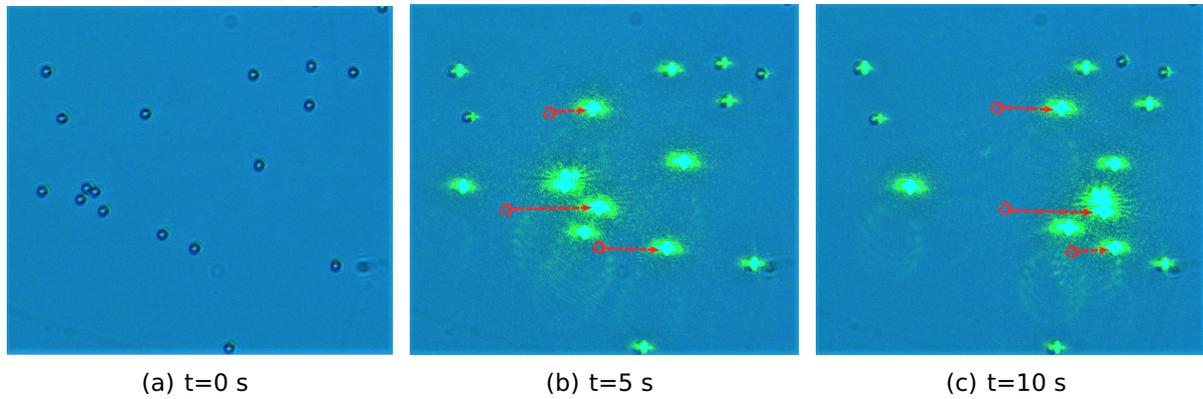


Figura 25. Movimiento de partículas dieléctricas de $3 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$, polarización p , ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.25^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 \text{ s}$ b) $t=5 \text{ s}$, c) $t=10 \text{ s}$

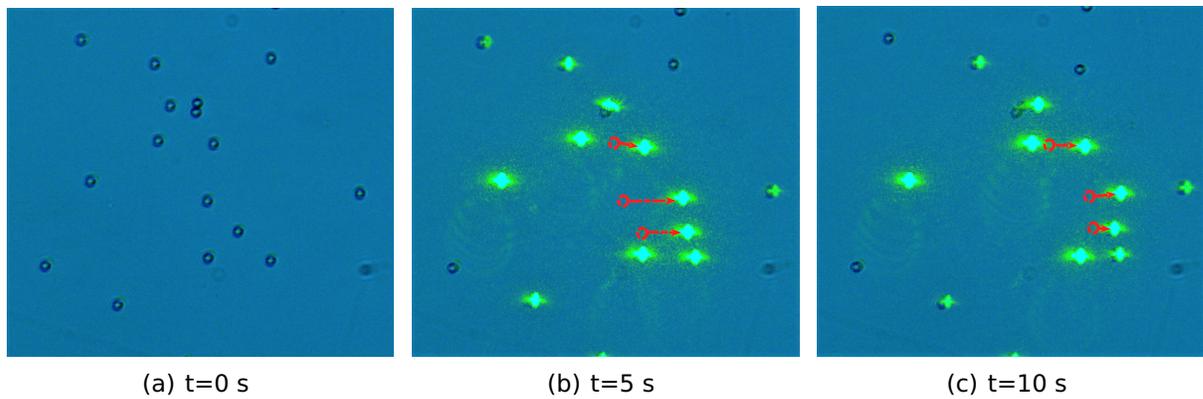


Figura 26. Movimiento de partículas dieléctricas de $3 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ a una polarización p a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 62.25^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 \text{ s}$ b) $t=5 \text{ s}$, c) $t=10 \text{ s}$

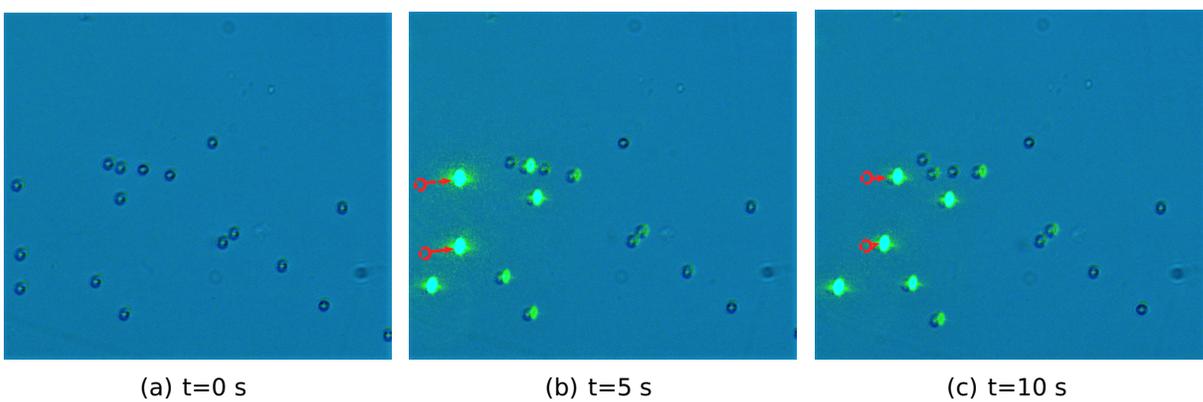


Figura 27. Movimiento de partículas dieléctricas de $3 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ a una polarización p a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 63.5^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 \text{ s}$ b) $t=5 \text{ s}$, c) $t=10 \text{ s}$

En la figura 28a, se presenta el comportamiento de la velocidad de las partículas de $3 \mu\text{m}$ de diámetro en presencia de un campo evanescente generado por un haz incidente a diferentes ángulos de incidencia mayor al ángulo crítico y con polarización lineal s y p . Se puede observar el decaimiento exponencial de la velocidad que experimentan las partículas al momento de incrementar el ángulo de incidencia. Además se estimó que existe una polarización con la cual la transferencia de energía es mayor, corroborando lo obtenido por Kawata (Kawata y Sugiura, 1992). Así mismo se puede ver que el cambio de velocidades para cada polarización es equivalente a una diferencia 0.05° , figura 28b.

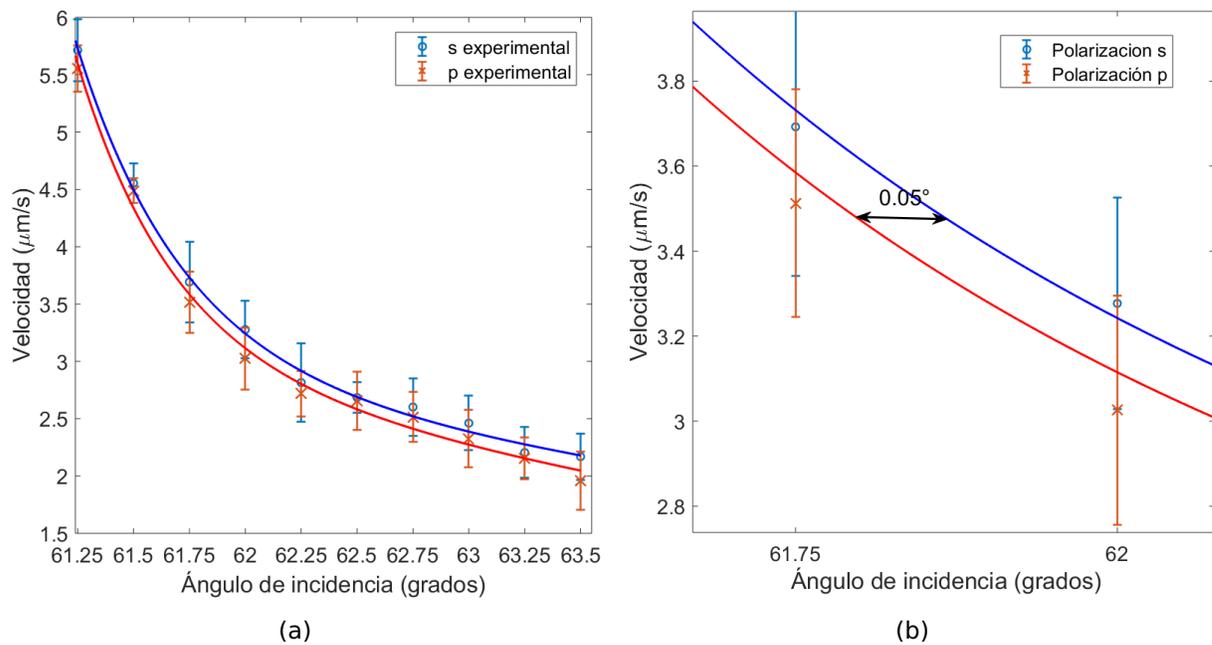


Figura 28. a) Velocidad de las partículas dieléctricas de $3 \mu\text{m}$ a diferente polarización y ángulo de incidencia, b) diferencia de obtenida entre polarizaciones lineales

Tomando el modelo descrito y validado en el capítulo 4.4. Se utilizó, esta vez, para calcular el campo eléctrico en la interacción de una onda evanescente y una partícula con las características utilizadas en los experimentos.

En la figura 29a, se muestra la ilustración de un prisma semicilíndrico ($n_1 = 1.5195$) con un sustrato en la parte superior del prisma en el cual un haz de luz láser se incide a un ángulo de incidencia mayor al ángulo crítico, el área rectangular punteada de color rojo representa el área donde el cálculo numérico se realizó. En la figura 29b se muestra un aumento del área del rectángulo rojo punteado de la figura 29a, en el cual n representa los índices de refracción utilizados en el modelo numérico: n_1 es el sustrato ($n_1 = 1.5195$), n_2 es el medio acuoso ($n_2 = 1.33$) y n_3 la partícula dieléctrica ($n_3 = 1.59$), y a representa la altura que existe entre la partícula y el sustrato.

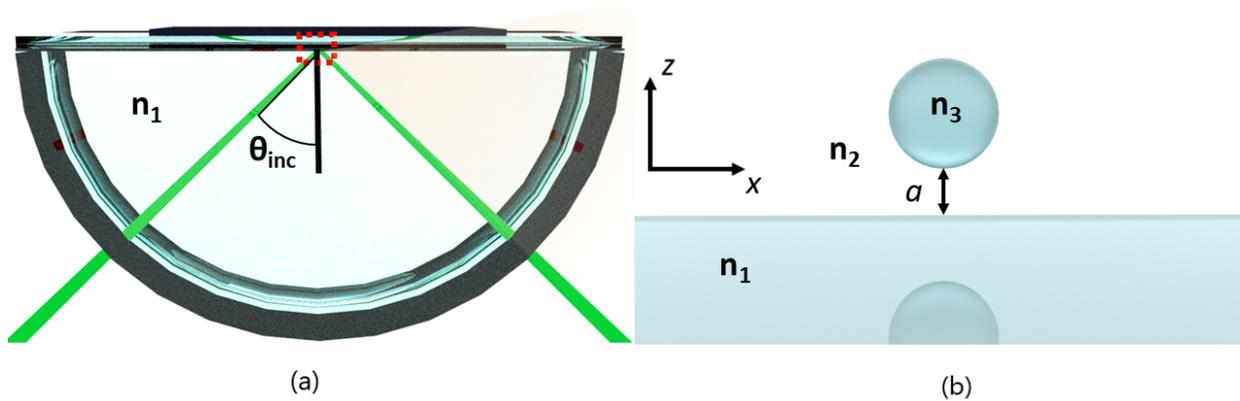


Figura 29. a) arreglo experimental utilizado, donde el rectángulo rojo punteado representa el área considerada del modelo numérico utilizado, b) acercamiento del rectángulo rojo punteado de a, donde se representan los parámetros utilizados en el modelo numérico. En el cual n representa el índice de refracción: n_1 es el sustrato, n_2 el medio acuoso, n_3 la partícula utilizada y a la altura que hay entre la partícula y el sustrato

En la figura 30 se muestran los resultados numéricos al variar el ángulo de incidencia, con las características descritas en la figura 29, para tener una estimación y observar como la amplitud del campo eléctrico de la onda evanescente disminuye al aumentar el ángulo de incidencia así como también la intensidad del campo eléctrico dentro de la partícula. En la simulación se incide un haz de luz a diferentes ángulos de incidencia (θ_{inc}) con una longitud de onda de 532 nm generando una onda evanescente en el medio dos, donde una partícula de $3 \mu m$ de diámetro se encuentra a una altura fija $a = 150$ nm arriba del sustrato, altura considerada debido a las fuerzas intermoleculares que existen entre los materiales dieléctricos (capítulo 3.1.4). Las líneas de intensidad que se observan en el primer medio se le conoce como franjas de Wiener's (Ruiz-Cortés y Vite-Frías, 2008) y son generadas por la interferencia del haz incidente y reflejado en el prisma.

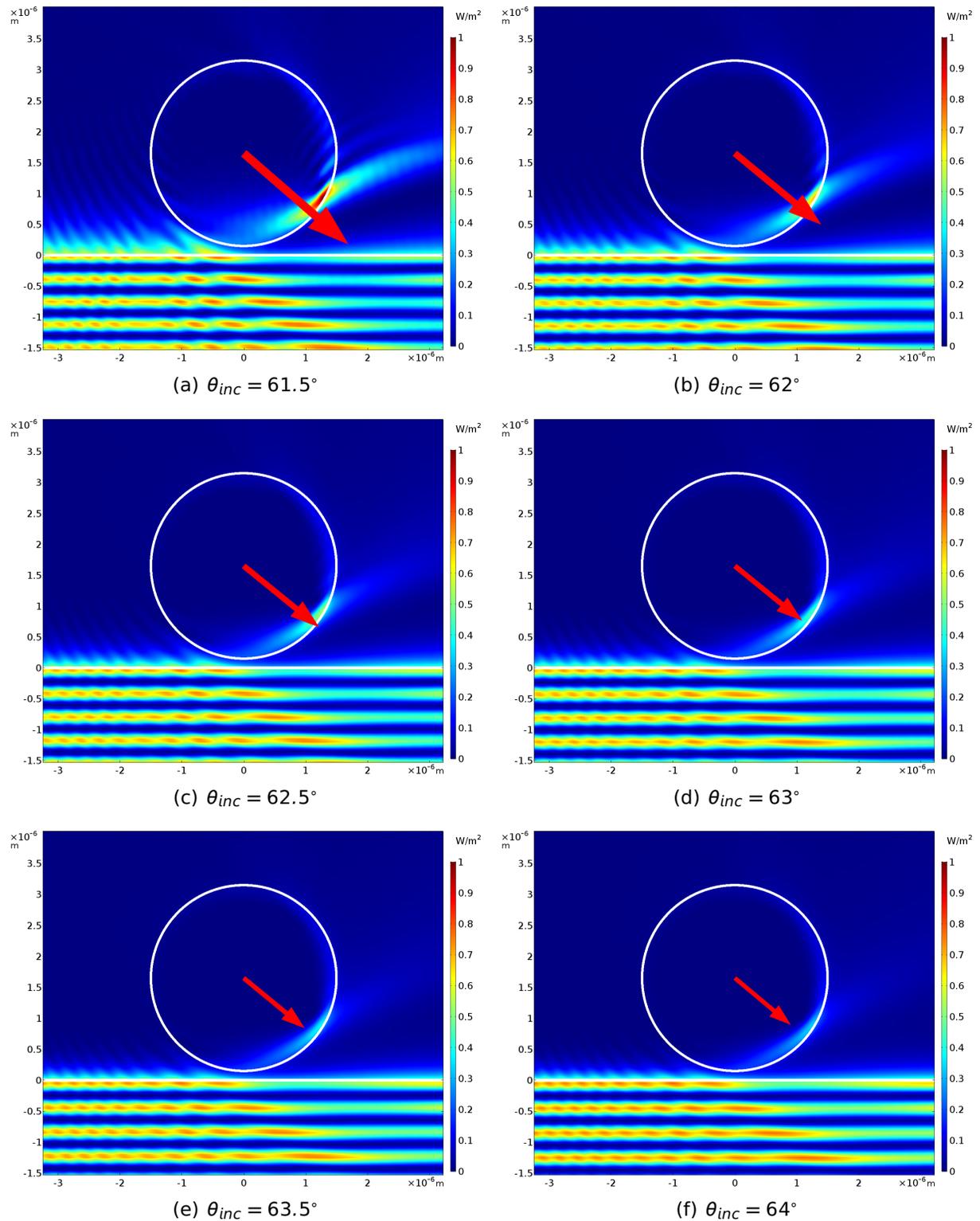


Figura 30. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula dieléctrica ($n_p = 1.59$) con un diámetro de $3\mu\text{m}$ a una altura $a = 150\text{ nm}$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532\text{ nm}$ a una polarización s y a un ángulo de incidencia a) $\theta_{inc} = 61.5^\circ$, b) $\theta_{inc} = 62^\circ$, c) $\theta_{inc} = 62.5^\circ$, d) $\theta_{inc} = 63^\circ$, e) $\theta_{inc} = 63.5^\circ$, f) $\theta_{inc} = 64^\circ$, donde la flecha en rojo representa la dirección y la magnitud de la fuerza resultante en la micropartícula

Debido a que se conoce el campo eléctrico en la superficie de la micropartícula es posible conocer la fuerza ejercida sobre ésta, cuando está inmersa en un campo evanescente, haciendo uso del tensor de esfuerzos de Maxwell (ecuación 17) e integrándolo en la superficie de la micropartícula. El resultado del vector de fuerza se representa por medio de una flecha en color rojo que indica la dirección y magnitud de la fuerza, figura 30. Se puede observar que la fuerza que es ejercida sobre partícula, aumenta su magnitud al momento de tener un ángulo cercano al ángulo crítico. El sentido del vector se puede interpretar que un valor positivo es una fuerza en la dirección positiva en el eje de coordenada x , dirección de propagación del haz incidente, en cambio un valor negativo es en contra. En este caso, la partícula se mueve en sentido a la propagación del haz de luz en el eje x , mientras se aproxima hacia el prisma, eje z .

Como se aprecia en la figura 30 en la zona donde la partícula esta más cerca del sustrato existe el tuneleo antes mencionado y al ir aumentando el ángulo de incidencia se puede ver que tanto la longitud de la onda evanescente comienza a disminuir, así como también la cantidad de energía que logra transmitirse a la partícula, también se puede observar como la fuerza disminuye al momento de aumentar el ángulo de incidencia. Considerando el comportamiento de los parámetros adimensionales Q_x , Q_z (ecuación 38) en la figura 31 se puede ver el decaimiento de la fuerza al momento de ir aumentando el ángulo de incidencia para ambas direcciones.

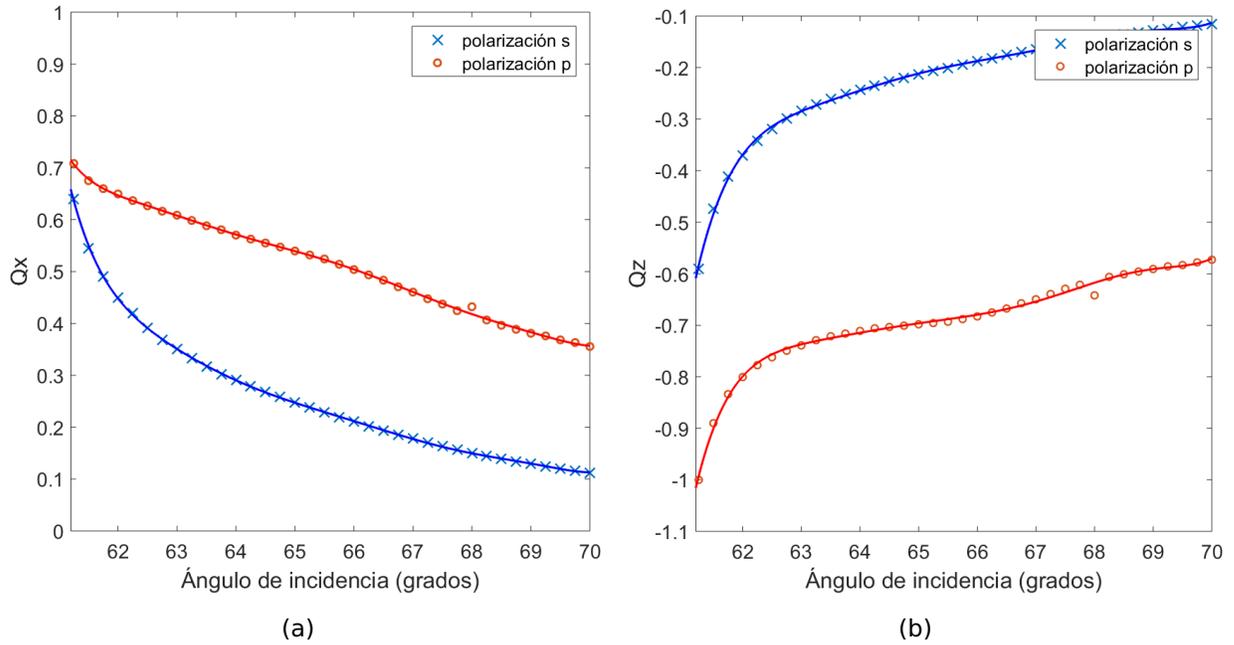


Figura 31. Parámetros Q_x , Q_z de una partícula dieléctrica de $3 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ a una altura $a = 150 \text{ nm}$, conforme se va modificando el ángulo de incidencia

Conociendo las velocidades obtenidas experimentalmente es posible calcular la fuerza por medio de la ecuación de Stokes con el parámetros adicional de una frontera (ecuación 24). Considerando una viscosidad del agua a temperatura ambiente ($\eta = 0.000891 \text{ kg/ms}$), radio de la partícula de $1.5 \mu\text{m}$, y una altura hasta el centro de la partícula $h = 1650 \text{ nm}$, figura 24, obteniendo como resultado fuerzas del orden de piconewton, figura 32a. Comparándola con los resultados numéricos, figura 32b, se puede ver una relación en la polarización que genera una mayor fuerza en la partícula, así como también su caída exponencial al aumentar el ángulo de incidencia.

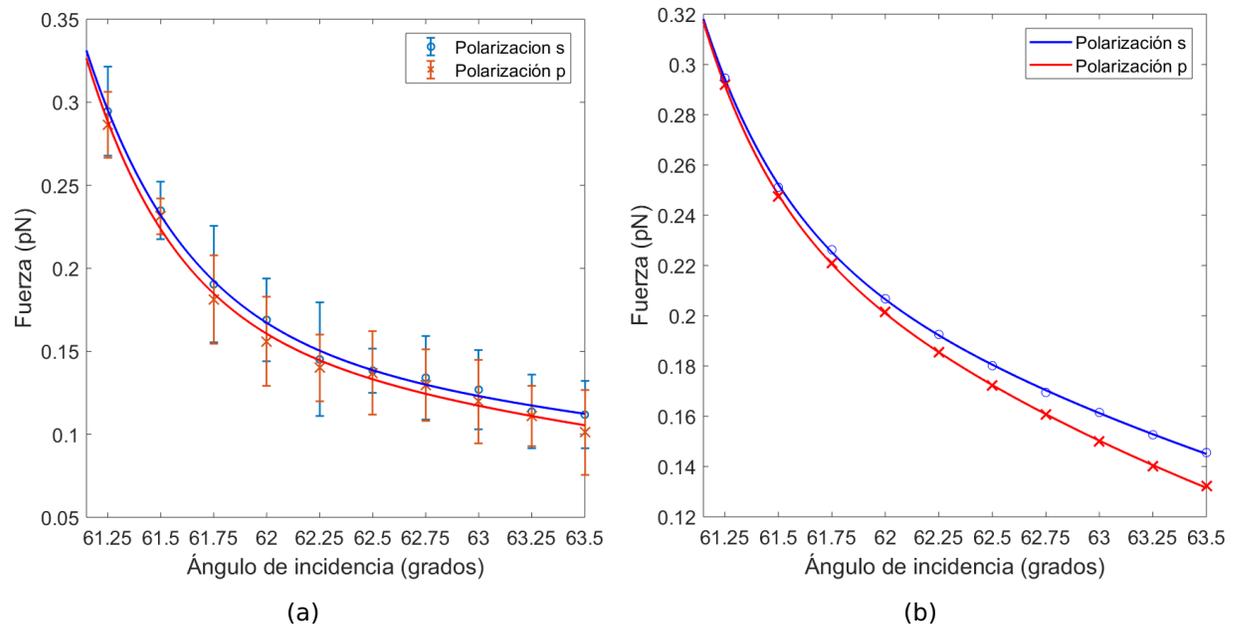


Figura 32. Fuerza obtenida en partículas dieléctricas de $3 \mu\text{m}$ de diámetro debido a un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ a una altura $h = 1650 \text{ nm}$: a) experimental, b) teórico.

En la figura 33 se muestra el cálculo del campo eléctrico debido a la interacción de una partícula de $3 \mu\text{m}$ de diámetro con un campo evanescente a diferentes alturas entre la partícula y el sustrato. Cuando la partícula está a una distancia $a = 1010 \text{ nm}$ separada del sustrato, la luz que logra a estar dentro de ella es casi nula, en cambio, al momento de ir acercando la partícula al sustrato, figura 33b, c, d, e, f, se puede apreciar como la intensidad dentro de la partícula empieza a aumentar a tal grado de ser de la misma intensidad del haz incidente al momento de estar en contacto con el prisma.

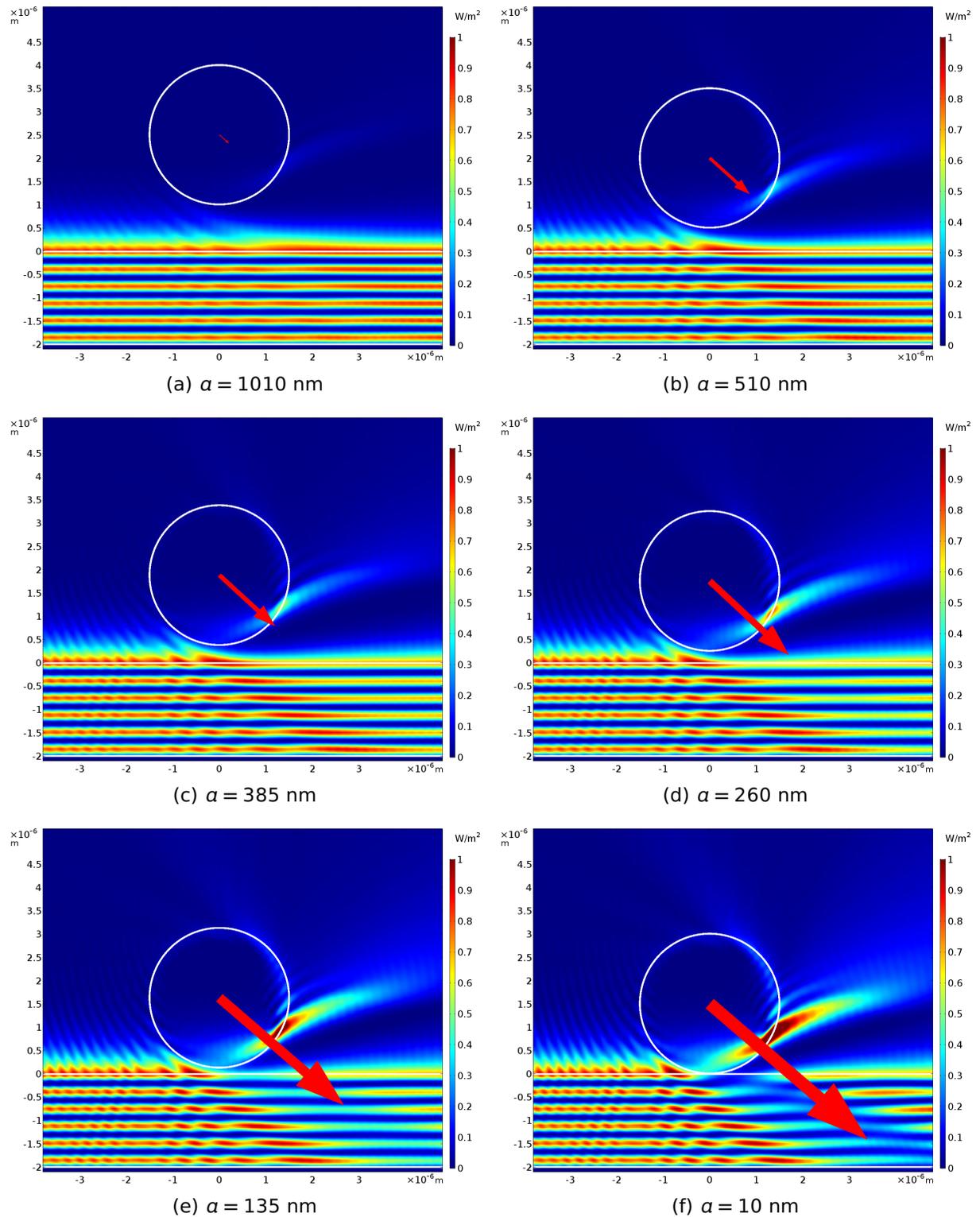


Figura 33. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula dieléctrica ($n_p = 1.59$) con un diámetro de $3\mu\text{m}$ a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.5^\circ$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ a una polarización s y a una altura a) $a = 1010 \text{ nm}$, b) $a = 510 \text{ nm}$, c) $a = 385 \text{ nm}$, d) $a = 260 \text{ nm}$, e) $a = 135 \text{ nm}$, f) $a = 10 \text{ nm}$, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza resultante en la micropartícula

Considerando la fuerza que la partícula siente debido al campo evanescente es posible obtener una gráfica sobre el comportamiento que la partícula siente a diferentes posiciones de altura (a) mediante los parámetros adimensionales Q_x y Q_z .

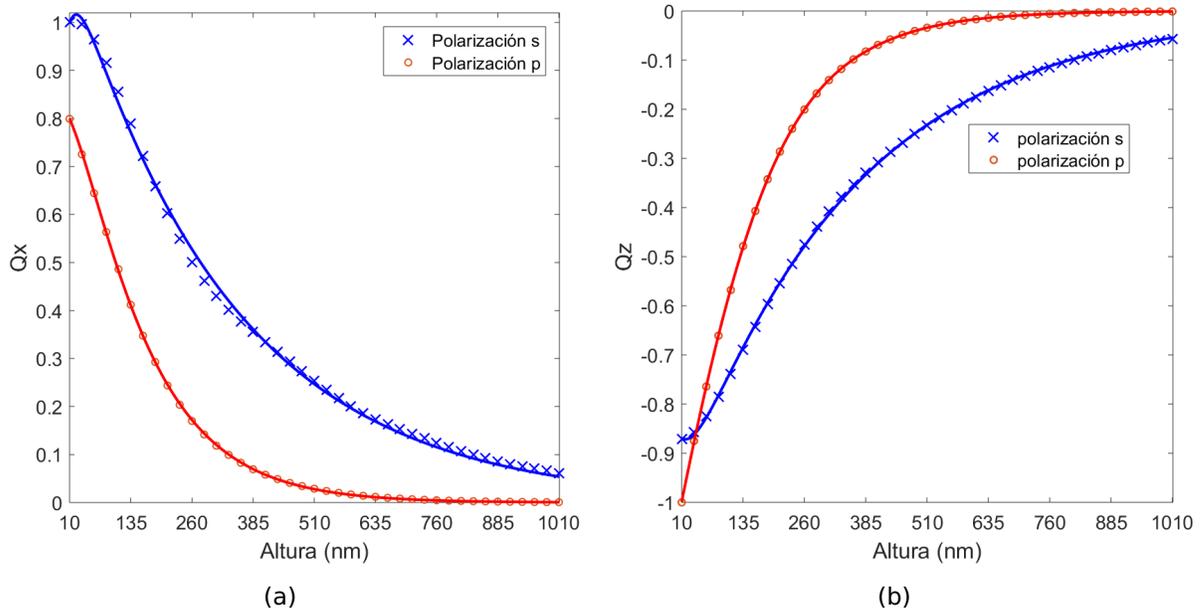


Figura 34. Parámetros Q_x , Q_z de una partícula dieléctrica de $3 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ con un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.5^\circ$, conforme se va modificando la altura (a) entre la partícula y el sustrato

En la figura 34 se muestra como el cambio en la altura (a) influye en la fuerza experimentada por la partícula. En la figura 34a se puede observar que existe, en efecto, una diferencia de fuerzas (factor adimensional Q_x) para cada polarización como lo reportan diferentes autores, (Walz, 1999; Almaas y Brevik, 1995) y que al ser siempre una fuerza positiva siempre será una fuerza en dirección al vector de propagación k_x del haz de incidencia, en cambio en la figura 34b los valores de Q_z para cada polarización son valores negativos, que se interpretan como valores en el eje z negativo que se interpreta como una fuerza que hace que la partícula se acerque al prisma y por último existe que, a una altura de aproximadamente 50 nm existe una intersección en las polarizaciones, posición donde no importa que polarización se utilice para la componente z la partícula experimenta la misma fuerza.

5.1.2. Micropartículas tipo shell de vidrio

Para el caso de las partículas de vidrio tipo “core shell”, figura 6b, se consideraron partículas conformadas por dos materiales: vidrio en su capa exterior y aire en su parte interior. Se utilizaron partículas obtenidas por el Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE) con un rango de tamaños desde 1 hasta 10 μm . Para separar los tamaños de las partículas se centrifugaron 2.5 mg de partículas en un mililitro a 250 rpm por treinta segundo y terminado el procedimiento se tomó el sobrenadante con el cual se decidió trabajar. De esta manera se aseguró que las partículas de menor tamaño estén en el medio acuoso y las más pesadas en el precipitado. Haciendo que la dispersión de tamaños de las partículas no sea tan grande. El diámetro de las partículas obtenidas al final es de 1 a 5 μm con un espesor del vidrio de la partícula de 400 nm, figura 6.

De la misma manera que con las partículas sólidas, se hizo un proceso de limpieza al sustrato de vidrio y se preparó la muestra (sección 5.1.1). Terminado el proceso se procedió con la realización de los experimentos.

Iluminando con un haz láser ($\lambda = 532nm$) a un ángulo, esta vez, comenzando con medio grado antes del ángulo crítico, para notar si existía una diferencia en velocidad y comportamiento al momento de usar una onda propagante o una onda evanescente. En las Figuras 35, 36, 37 se muestra una secuencia de vídeos tomada a $t=0$, $t=2.33$, $t=5$ segundos a ángulos de $\theta_{inc} = 61.25^\circ$, $\theta_{inc} = 62.25^\circ$, $\theta_{inc} = 63^\circ$. Tomado los datos de las partículas antes del ángulo crítico se observó que no existía un cambio en el esparcimiento ni en el comportamiento de éstas. El comportamiento de las partículas a simple vista al incidir con un ángulo mayor al ángulo crítico se puede observar idéntico con el de las partículas solidas, figuras 35, 36, 37. Haciendo un promedio de las velocidades obtenidas para cada polarización se obtuvo la figura 38, el decaimiento de la velocidad de las partículas sigue siendo exponencial como en el caso de las partículas solidas, no obstante el cambio en las velocidades para cada polarización lineal se ve mas notable en comparación con las partículas sólidas. Hay que mencionar que en este caso la polarización con mayor velocidad es la de polarización p , caso contrario al de las partículas solidas.

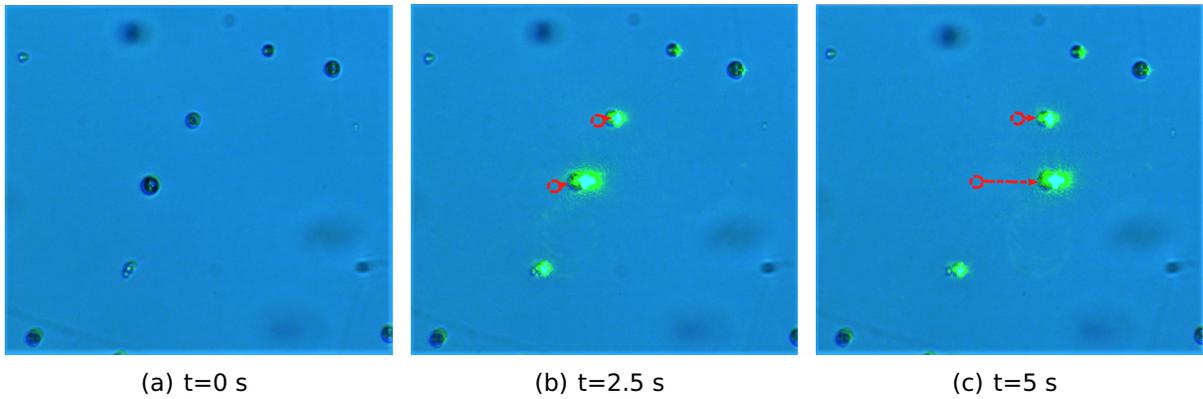


Figura 35. Movimiento de partículas dieléctricas tipo “core shell” de $4 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ a una polarización p a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.25^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 \text{ s}$ b) $t=2.5 \text{ s}$, c) $t=5 \text{ s}$

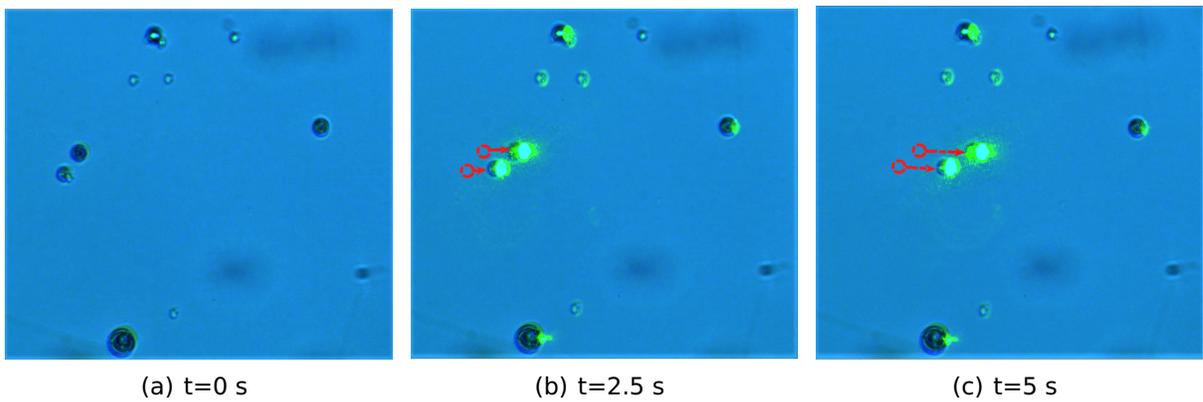


Figura 36. Movimiento de partículas dieléctricas tipo “core shell” de $4 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ a una polarización p a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 62.5^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 \text{ s}$ b) $t=2.5 \text{ s}$, c) $t=5 \text{ s}$

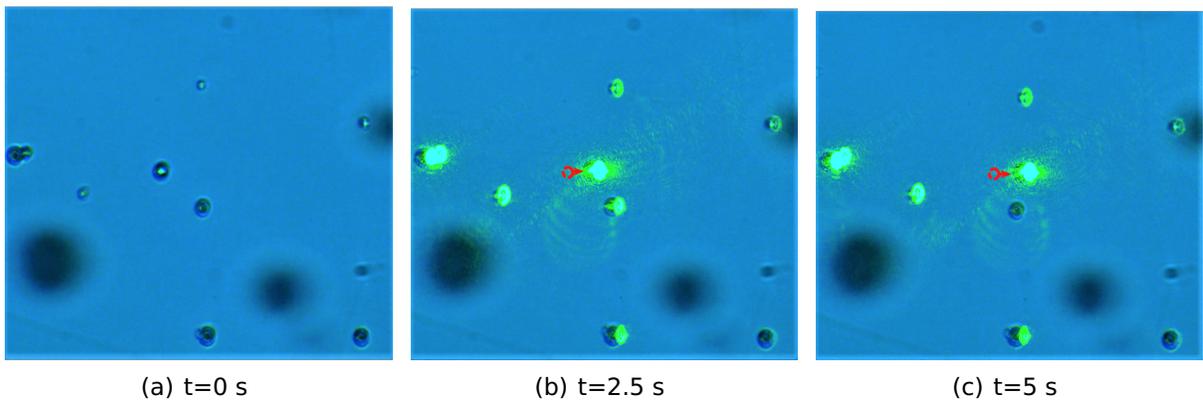


Figura 37. Movimiento de partículas dieléctricas tipo “core shell” $4 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ a una polarización p a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 63^\circ$ a diferentes tiempos: a) $t=0 \text{ s}$ b) $t=2.5 \text{ s}$, c) $t=5 \text{ s}$

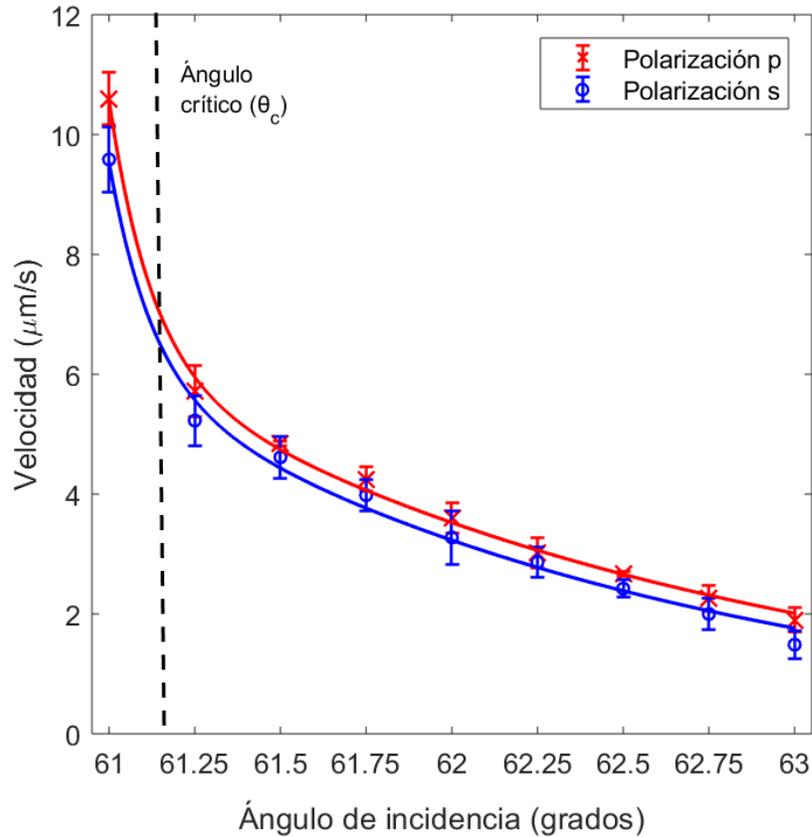


Figura 38. Velocidad de las partículas tipo “core shell” dieléctricas de $4 \mu\text{m}$ a diferente polarización y ángulo de incidencia,

Tomando el modelo descrito y validado en el capítulo 4.4 para calcular la interacción del campo eléctrico en una onda evanescente y una partícula, considerando ahora que la partícula es una partícula “core shell” de $4 \mu\text{m}$ de diámetro y con un espesor $g = 400 \text{ nm}$ de vidrio ($n = 1.59$), mientras que en la parte interior se compone por aire ($n = 1.0$), y a una altura $a = 150 \text{ nm}$ arriba del sustrato,

En la figura 40 se muestran los resultados numéricos al variar el ángulo de incidencia, con las características descritas en la figura 29, para tener una estimación numérica y observar como la amplitud del campo eléctrico de la onda evanescente disminuye al aumentar el ángulo de incidencia así como también la intensidad del campo eléctrico dentro de la partícula “core shell”. En la simulación se incide un haz de luz de izquierda a derecha con una longitud de onda de 532 nm a una polarización p generando una onda evanescente en el medio dos, donde una partícula de $4 \mu\text{m}$ de diámetro se encuentra a una altura $a = 150 \text{ nm}$ fija arriba del sustrato, altura considerada debido a las fuerzas intermoleculares que existen entre los materiales dieléctricos

(capítulo 3.1.4). Las líneas de intensidad que se observan en el primer medio se le conoce como franjas de Wiener's (Ruiz-Cortés y Vite-Frías, 2008) y son generadas por la interferencia del haz incidente y reflejado en el prisma.

En la figura 40 se observa que a ángulos muy cercanos al ángulo crítico, al momento que la onda evanescente interactúa con la partícula, esta no tiene el mismo comportamiento que las partículas sólidas, en éstas el campo se propaga por la sección conformada por vidrio y al momento de pasar la interfaz vidrio aire, la onda actúa como si tuviera un ángulo mayor al ángulo crítico en esa interfaz, haciendo que solo se propague por el vidrio llevando a cabo múltiples reflexiones dentro de él hasta lograr salir. Al momento que se aumenta el ángulo de incidencia, esas múltiples reflexiones desaparecen. Utilizando la ecuación de Stokes con el parámetros adicional de una frontera, ecuación 24, para calcular la fuerza, figura 39a, y compararla con el modelo numérico para partículas tipo "core shell", figura 39b, se puede observar que la tendencia es similar a la obtenida por el experimento así como también la polarización que efectúa la mayor fuerza.

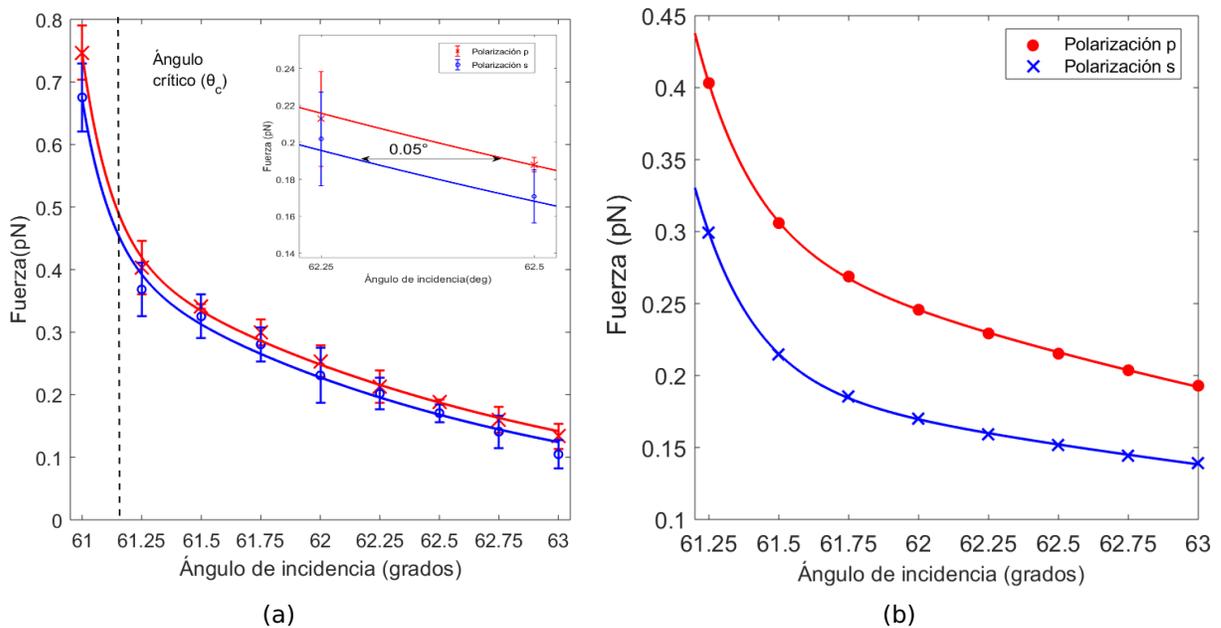


Figura 39. Fuerza obtenida en partículas dieléctricas de $3 \mu m$ de diámetro debido a un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 nm$ a una altura $h = 1650 nm$: a) experimental, b) teórico

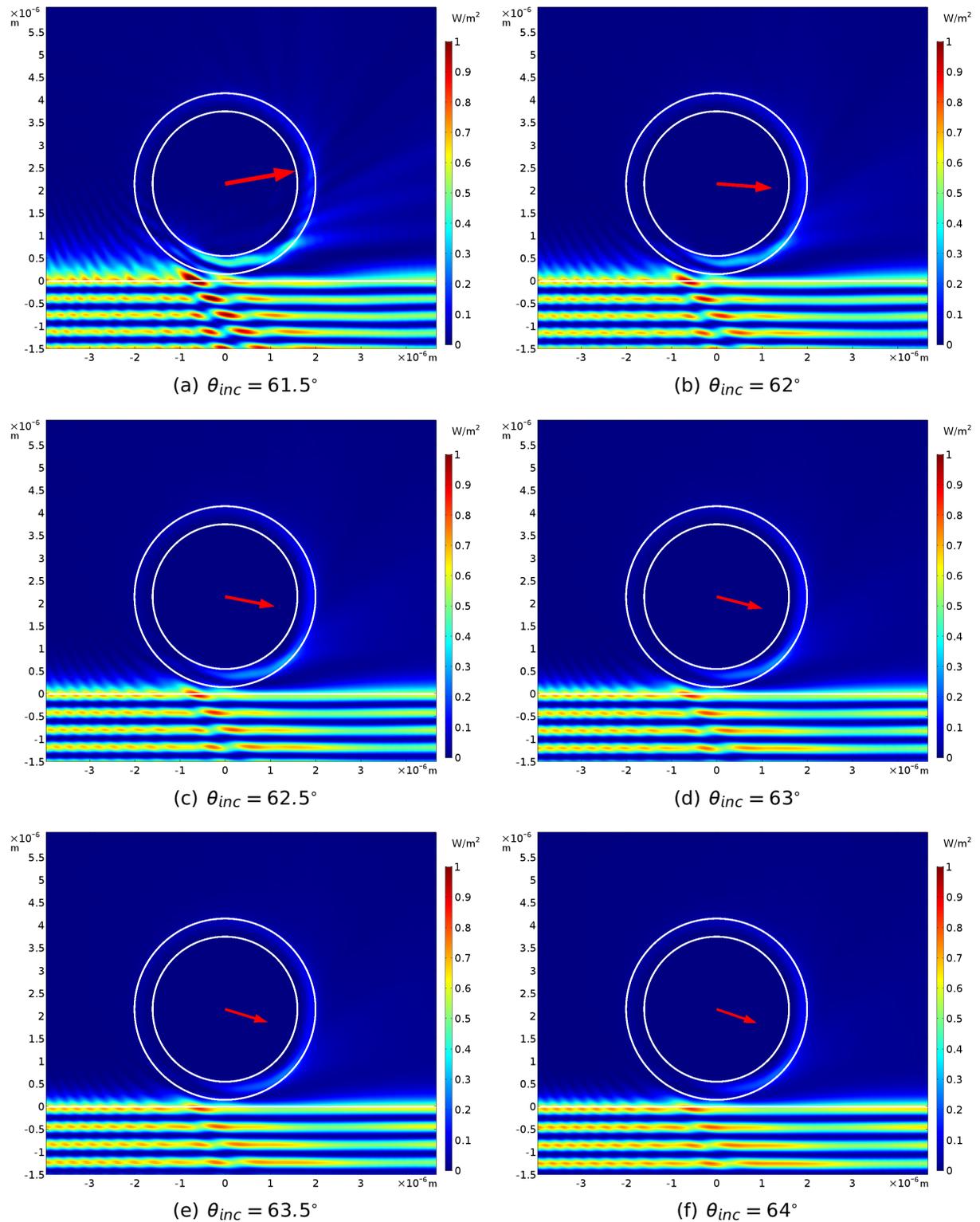


Figura 40. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula dieléctrica tipo “core shell” con un espesor $g = 400$ nm de vidrio ($n_p = 1.59$) y en su interior aire ($n = 1$) con un diámetro de $4\mu\text{m}$ a una altura $a = 150$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532$ nm a una polarización s y a un ángulo de incidencia de a) $\theta_{inc} = 61.5^\circ$, b) $\theta_{inc} = 62^\circ$, c) $\theta_{inc} = 62.5^\circ$, d) $\theta_{inc} = 63^\circ$, e) $\theta_{inc} = 63.5^\circ$, f) $\theta_{inc} = 64^\circ$, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza resultante en la micropartícula

El comportamiento obtenido numéricamente, figura 41a, se puede comprobar experimentalmente al ir observando como la luz entra por la partícula cuadro por cuadro y confirmar que la luz es esparcida por el lado derecho de la partícula y no por el centro, figura 41b, c.

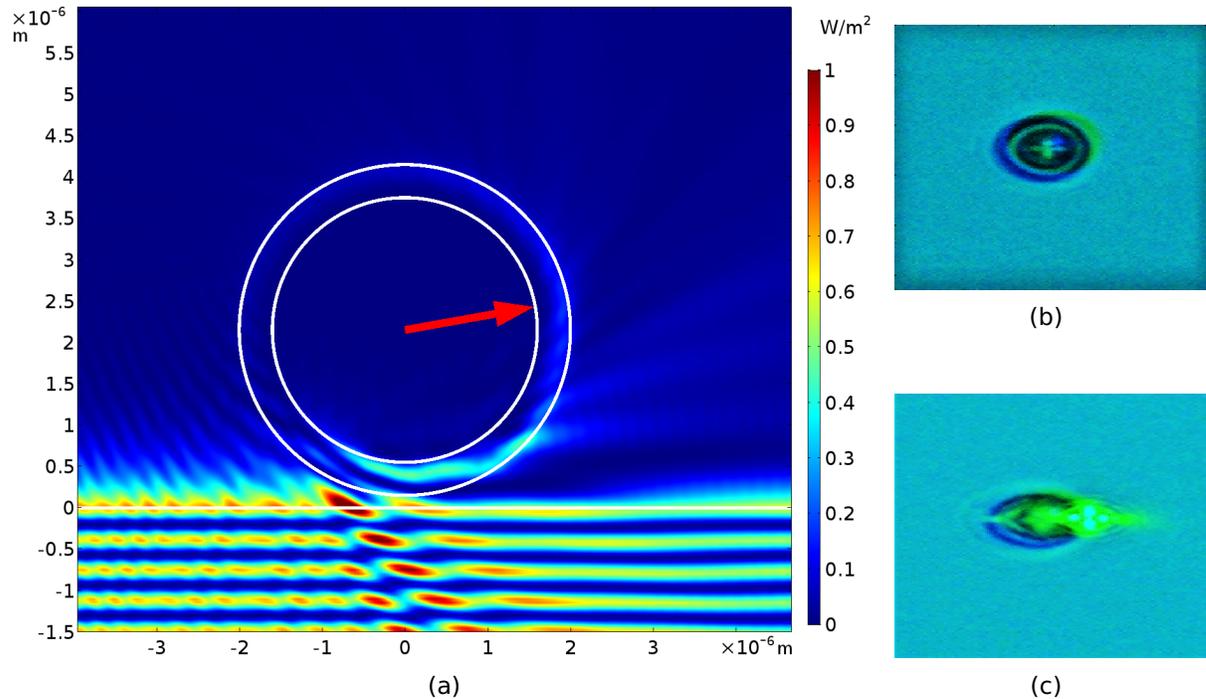


Figura 41. partícula tipo “core shell” de $4 \mu\text{m}$ de diámetro con un grosor $g=400 \text{ nm}$: a) cálculo numérico con una separación $a = 150 \text{ nm}$ del sustrato para una polarización s , b) partícula dieléctrica tipo “core shell” vista por medio de un objetivo de microscopio de 40x, c) esparcimiento de una partícula de vidrio hueca debido a la frustración de la onda evanescente

Realizando un barrido para un mayor número de ángulos y observar como los parámetros Q_x y Q_z se comportan. En la figura 42a, se puede observar que existe el decaimiento exponencial parecido al de las partículas sólidas, figura 31, con la diferencia solamente de la polarización predominante en las partículas huecas es la polarización p . En cambio para el parámetro Q_z , la partícula a ángulos muy próximos al ángulo crítico tiende a ser empujada en vez de ser atraída como en las partículas sólidas, y al momento de ir aumentando el ángulo el comportamiento pasa de empujar la partícula a atraerla.

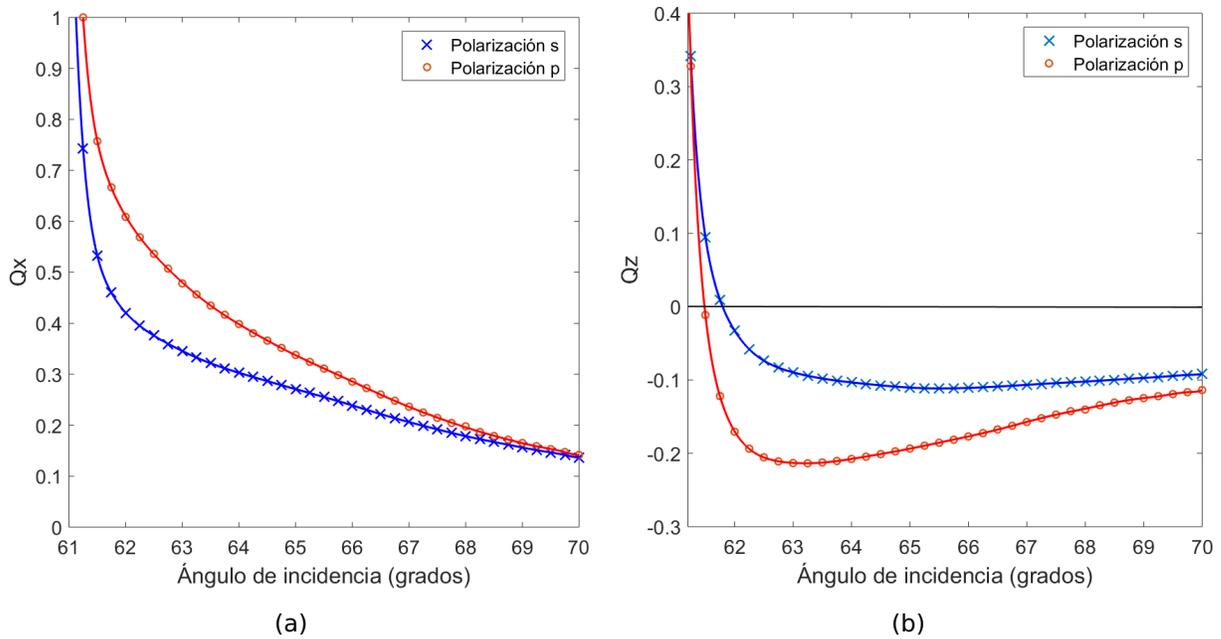


Figura 42. Parámetros Q_x , Q_z de una partícula dieléctrica tipo “core shell” de $4 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ con una altura $a = 150 \text{ nm}$, conforme se va modificando el ángulo de incidencia (θ_{inc}), a) parámetro Q_x , b) parámetro Q_z

De la misma manera a las partículas sólidas, se realizó el cálculo del campo electromagnético para las partículas tipo “core shell” a diferentes alturas, para saber si el comportamiento era similar al de las partículas sólidas, figura 43. En los resultados de las imágenes se puede apreciar que las múltiples reflexiones dentro del vidrio de la partícula hueca se mantiene para toda altura con la única diferencia en la proporción de energía. Por otro lado, algo que no se mantiene constante es la dirección de la fuerza que experimenta la partícula, para las alturas $a = 1010 \text{ nm}$, $a = 510 \text{ nm}$, y $a = 385 \text{ nm}$, pareciera que la componente z de la fuerza es cero haciendo que la partícula solo sienta una fuerza completamente horizontal, en cambio para las alturas $a = 135$ a $a = 10 \text{ nm}$ existe un cambio de dirección en donde apunta del vector, hacia el eje positivo de las z , figura 43. Teniendo la fuerza obtenida por los cálculos numéricos se procedió a calcular los parámetros adimensionales Q_x y Q_z para partículas tipo “core shell”, figura 44.

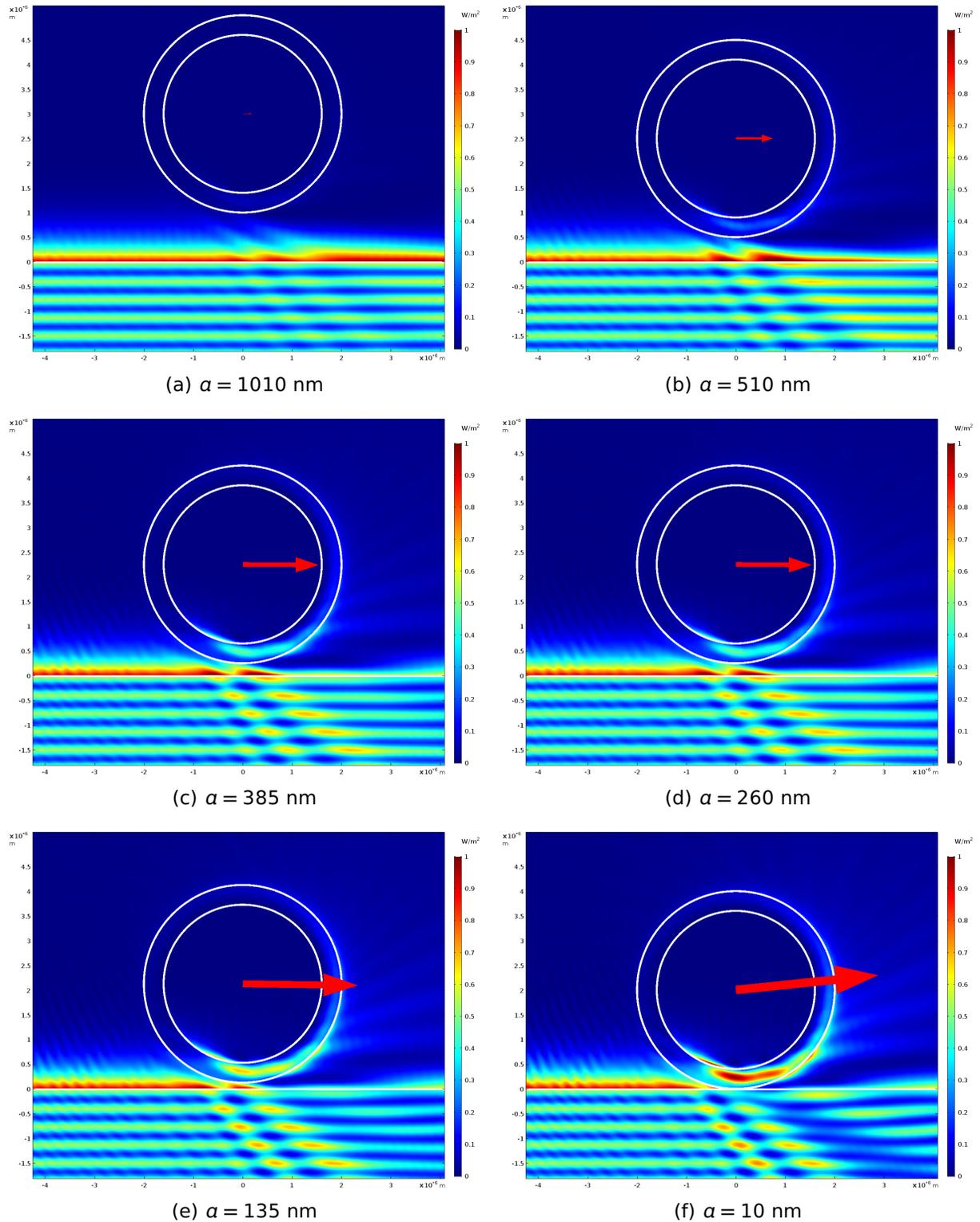


Figura 43. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula dieléctrica tipo “core shell” con un espesor $g = 400$ nm de vidrio ($n_p = 1.59$) y en su interior aire ($n = 1$) con un diámetro de $4\mu\text{m}$ a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.25^\circ$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532$ nm a una polarización s a diferentes alturas: a) $\alpha = 1010$ nm, b) $\alpha = 510$ nm, c) $\alpha = 385$ nm, d) $\alpha = 250$ nm, e) $\alpha = 135$ nm, f) $\alpha = 10$ nm, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza resultante en la micropartícula

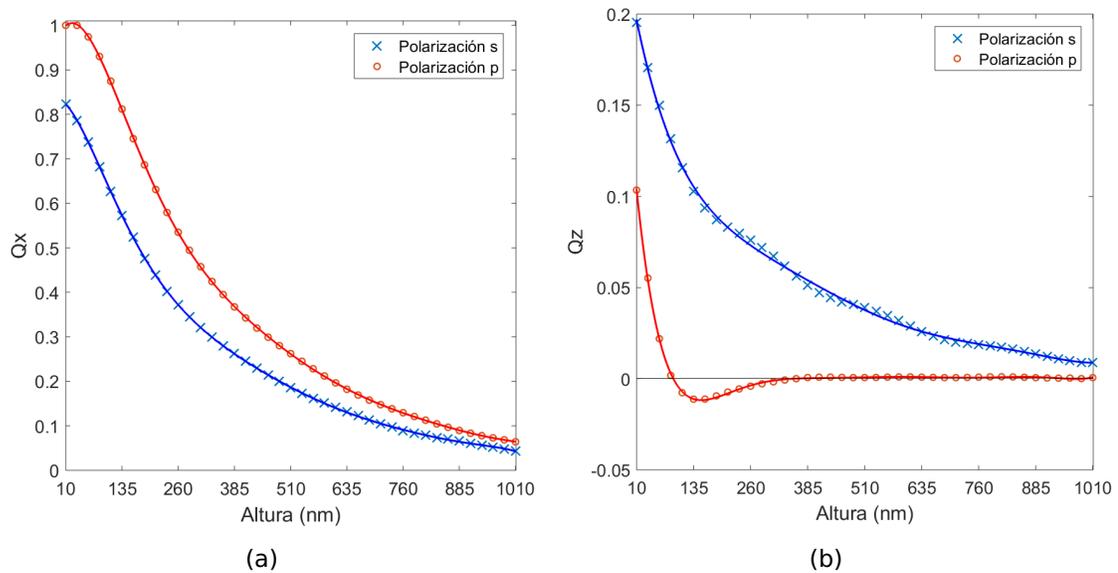


Figura 44. Parámetros Q_x , Q_z de una partícula dieléctrica tipo “core shell” de $4 \mu\text{m}$ de diámetro en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ con un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.5^\circ$, conforme se va modificando la altura (a) que hay entre el sustrato y la partícula, a) parámetro Q_x , b) parámetro Q_z

Para el parámetro adimensional Q_x el comportamiento es similar a los obtenidos para partículas sólidas; una fuerza en dirección del haz incidente sin ninguna intersección en las polarizaciones en cuanto se va aumentando la distancia. En cambio para el parámetro adimensional Q_z , algo a tomar en consideración antes que nada es que la magnitud de esta fuerza es muy pequeña comparada con la de Q_x . Empezando con la polarización s ; esta, en comparación con las partículas sólidas, empuja la partícula en sentido opuesto al prisma, haciendo que se aleje fuera del campo evanescente, en cambio las sólidas solamente atraían la partícula al prisma. Por otro lado la polarización p , tiene un mínimo negativo, empezando con que a alturas muy pequeñas el campo evanescente empieza empujando la partícula lejos del prisma hasta llegar a una altura donde la fuerza en el eje z logra obtener valores negativos, teniendo su mínimo a una altura de 135 nm. Resultado que se puede interpretar como un comportamiento sinusoidal. Si ejemplificamos un comportamiento dinámico: la partícula a alturas muy pequeñas, el campo evanescente actúa alejándola hasta llegar a un punto determinado donde la partícula pasa de experimentar repulsión a atracción hacia el prisma generando un comportamiento acoplado hasta llegar al punto donde la fuerza en el eje z sea cero. Pasado el mínimo generado, el comportamiento en el eje z es casi nulo en comparación con la componente Q_x , haciendo que la intensidad dentro de la partícula sea solo para la componente horizontal.

5.1.3. Virus BMV

Para la sección de nanomotores se hizo uso del virus con el nombre virus del mosaico del bromo, (BMV, por sus siglas en inglés) que es un virus vegetal con estructura icosaédrica y con un diámetro de 28 nanómetros a pH 5, figura 45. Este virus fue provisto por el laboratorio de bionanotecnología del Centro de Nanociencias y Nanotecnología (CNyN).

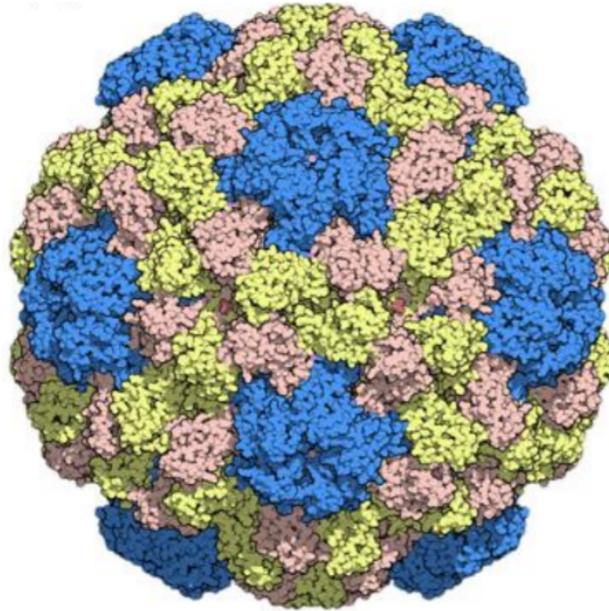


Figura 45. Virus Brome mosaic virus (BMV), imagen obtenida de Protein Data Bank, PDB ID: 1js9

Para la experimentación con los virus, éstos se utilizaron en una concentración de $30 \text{ ng}/\mu\text{l}$ en agua Milli-Q. Para observar la presencia del virus, éstos fueron funcionalizados con el fluoróforo Nanoorange, que es un fluoróforo que puede ser excitado con luz con longitudes de onda desde los 400 nm hasta los 550 nm, con un máximo centrado en 470 nm, mientras que su pico de emisión se encuentra en 570 nm. Haciendo el mismo procedimiento de limpieza del sustrato que las partículas anteriores se procedió a agregar los virus al sustrato. Los virus fueron colocados en el arreglo experimental (figura 18) e iluminando con un haz láser ($\lambda = 532 \text{ nm}$) a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 61.25$ y polarización s para generar una onda evanescente en el medio acuoso ($n=1.33$), acto seguido se procedió a analizar la muestra. Al no observar ningún esparcimiento en la longitud de onda de excitación (verde) ni en la longitud de onda de emisión del fluoróforo (rojizo) consideramos que existe una fuerza que hace que los virus no logren estar en contacto con el sustrato, por lo tanto se optó por utilizar un haz

rasante para ver si la muestra tenía virus, figura 46a. Teniendo un ángulo de incidencia de 87° en el sustrato, se pudo observar que la muestra contenía virus funcionalizados con nanorange, figura 46b, debido que se podría apreciar el esparcimiento rojizo del fluoróforo al momento en que la luz ya no estaba en la condición de reflexión total interna.

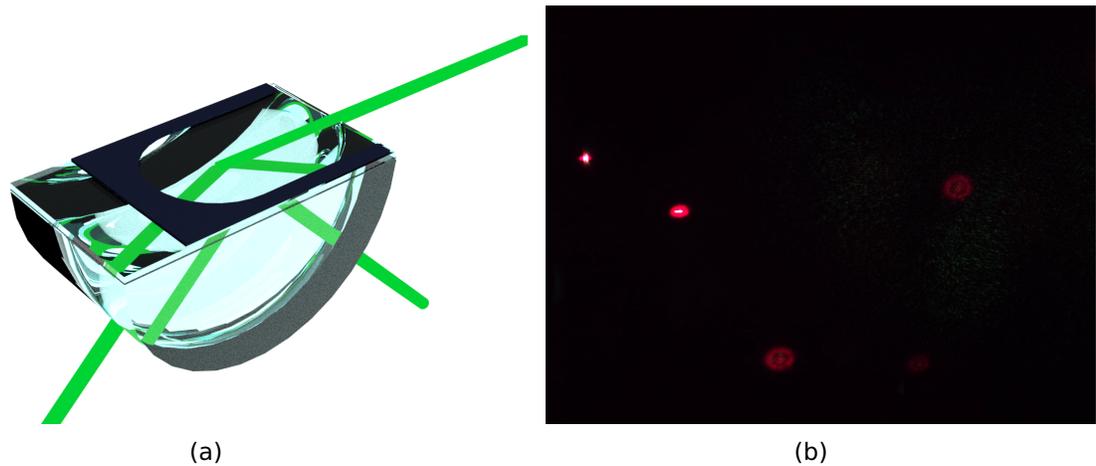


Figura 46. a) Descripción ilustrativa de un ángulo rasante ($\theta_i < \theta_{cr}$), b) esparcimiento del fluoróforo nanorange en el virus BMV

Al ver que existía la presencia de virus en la muestra y ésta no lograba estar cerca del portaobjetos para poder frustrar la onda evanescente, se infiere que existe una fuerza que hace que el virus no se precipite. El hecho de que el virus no se precipite o no toque el fondo del portaobjetos podría ser por la contribución de varias cosas, primero al ser el virus tan pequeño; no tiene suficiente masa para que la gravedad lo hiciera precipitar (sección 3.1.1) ó al usar un sustrato de vidrio las cargas electrostáticas que existen en el puede repeler al virus haciendo que nunca logré estar en contacto. Teniendo en cuenta que no se puede hacer nada para que el virus obtenga masa se optó por hacer algo con respecto a las cargas superficiales del vidrio, con el fin de hacer que la distancia que existe entre los virus y el sustrato sea lo más pequeña posible.

Una manera para precipitar los virus, fue utilizar iones que apantallen las cargas que existen entre el vidrio y el virus (sección 3.1.4). Se utilizaron muestras de virus en una solución de NaCl con concentraciones de 10.0, 5.0, 2.5 1.0, 0.5, 0.1 mM de NaCl. Sin ningún resultado positivo, se procedió al cambio del pH, al cambiar el pH se tiene que tener en cuenta lo que le puede ocurrir al virus, ya que puede desnaturalizarse.

En la tesis de Gama López (Gama y Vazquez, 2019) presenta el comportamiento del potencial z del virus BMV a diferentes pH, el potencial z nos da información de la carga superficial que puede tener el virus, en la tesis se muestra que a un pH de 7 el virus tiene carga superficial negativa y cuando el pH comienza a bajar, el virus comienza a tener una carga superficial positiva. Tomando eso en cuenta, se utilizaron muestras en buffer con pH, 3, 5 y 6 en lugar de agua Milli-Q para intentar cambiar la carga del virus a positivo y de esta manera sedimentarse. Sin resultados favorables para desplazar los virus se optó por utilizar iluminación propagante un ángulo rasante de $87^\circ \pm 1^\circ$ y un medio a pH de 5 para calcular la velocidad a diferentes potencias.

La variación del error que se tiene de un grado es debido a que el haz de luz pasa primero por un prisma ($n = 1.5195$) antes de llegar al medio acuoso ($n = 1.33$), haciendo que el ángulo que la luz toma en el medio acuoso este definido por la ley de Snell (ecuación 20). Si se deseara tener un ángulo en el medio acuoso de 87° , el ángulo de incidencia es de 0.02 grados por debajo del ángulo crítico (61.11°), de 0.06° para un ángulo de 88° y 0.14° para un ángulo de 87° . Debido a que el arreglo utilizado no tiene una resolución tan fina para mover una centésimas de grado, se optó por tener un ángulo no tan próximo al ángulo crítico un ángulo de $87^\circ \pm 1^\circ$ en el medio acuoso.

Antes de pasar a la sección de experimentos, se elaboró un modelo numérico para entender como es la interacción del un virus de 28 nanómetros de diámetro mediante un haz rasante, esto debido a que la escala de la partícula es de un tamaño menor al de la longitud de onda utilizada y la interacción podría ser diferente a la de tamaños micrométricos. Los parámetros del modelo son los mismo que los utilizados en los modelos anteriores con la diferencia del índice de refracción del virus es de 1.45, índice considerado para proteínas, diámetro de la partícula de 28 nm y una altura $a = 1 \mu m$ arriba del sustrato. En la figura 47a, se puede observar una partícula con el diámetro del virus embebida en una onda plana con longitud de onda $\lambda = 532$ nm y polarización s propagándose a un ángulo de 87° , mientras la figura 47b, se encuentra a un ángulo de 89° . Se consideró una onda plana debido a que el virus es muy pequeña con respecto a la cintura del láser. En ambas figuras se puede observar que la fuerza que el virus experimenta debido al campo electromagnético es en sentido al eje positivo de las x , con la única diferencia en la magnitud del eje x del vector de fuerza.

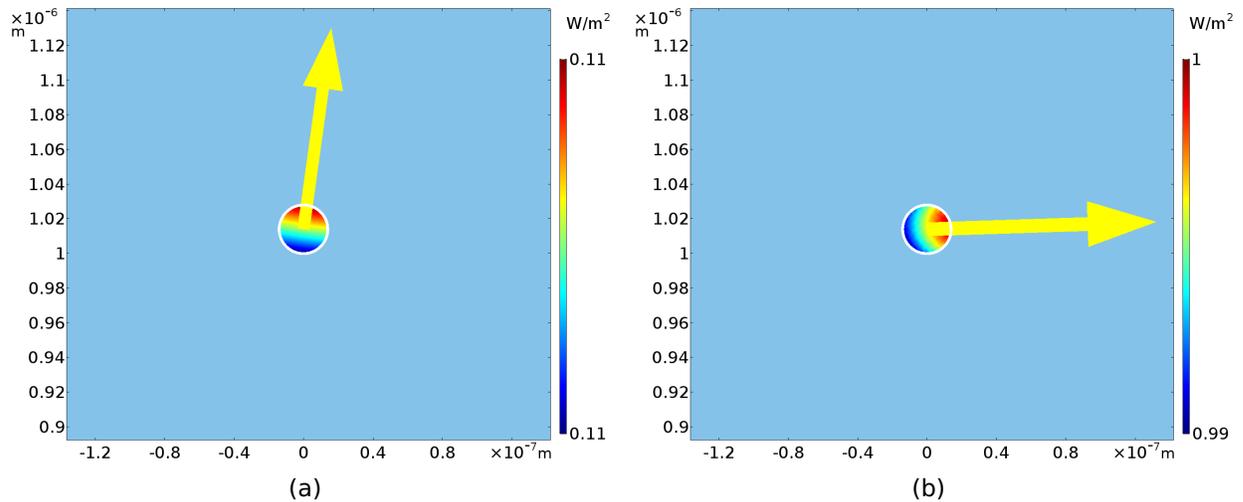


Figura 47. Interacción de un virus de 28 nm de diámetro mediante una onda plana a un ángulo rasante obtenido en el medio acuoso de a) 87°, b) 89°, donde la flecha en color amarilla representa la dirección y magnitud de la fuerza resultante en la micropartícula

Iluminando con un haz láser ($\lambda = 532\text{nm}$) con polarización s a un ángulo de $\theta_{inc} = 60.97$ en el prisma para obtener un ángulo refractado en el medio acuoso de 87°. En las Figuras 48, 49, 50 se muestra una secuencia de vídeos tomada a $t=0$, $t=60$, $t=120$ segundos a potencias de $P_{inc} = 130\text{ mW}$, $P_{inc} = 100\text{ mW}$ y $P_{inc} = 70\text{ mW}$ respectivamente con una polarización s . En la secuencia de vídeos que se muestran no se percibe el color rojizo del fluoróforo nanoorange debido a que al tener intensidades considerablemente altas, el esparcimiento del fluoróforo es demasiado pequeño comparada con el esparcimiento de color verde provocado por el láser.

Para el caso de los virus, el vídeo se tuvo que tomar por un tiempo mayor para estimar la velocidad promedio en comparación con las partículas micrométricas, obteniendo resultados de velocidades desde hasta 250 nm/s , figura 48 hasta 140 nm/s , figura 50, dependiendo de la potencia utilizada.

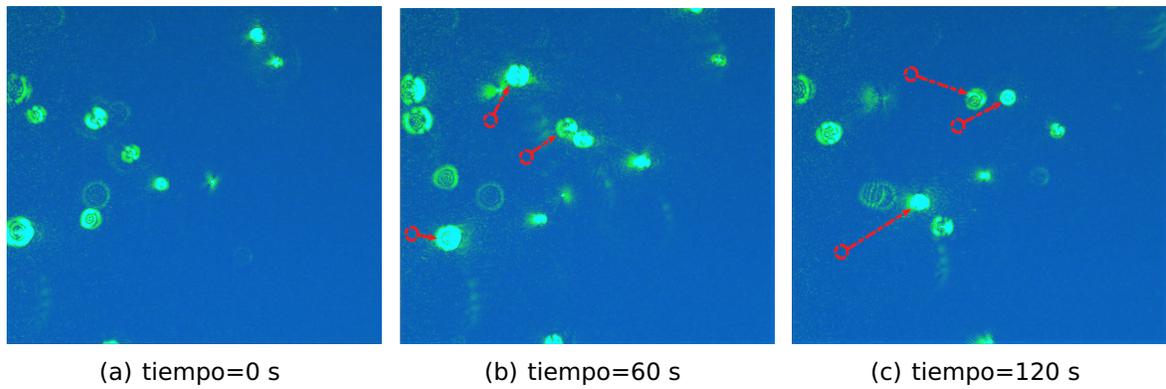


Figura 48. Movimiento del virus BMV con un diámetro de 28 nm a un ángulo de incidencia de 87° , con polarización s a potencia de 130 mw, a diferentes intervalos de tiempo a) $t= 0$ s, b) $t=60$ s, c) $t=120$ s

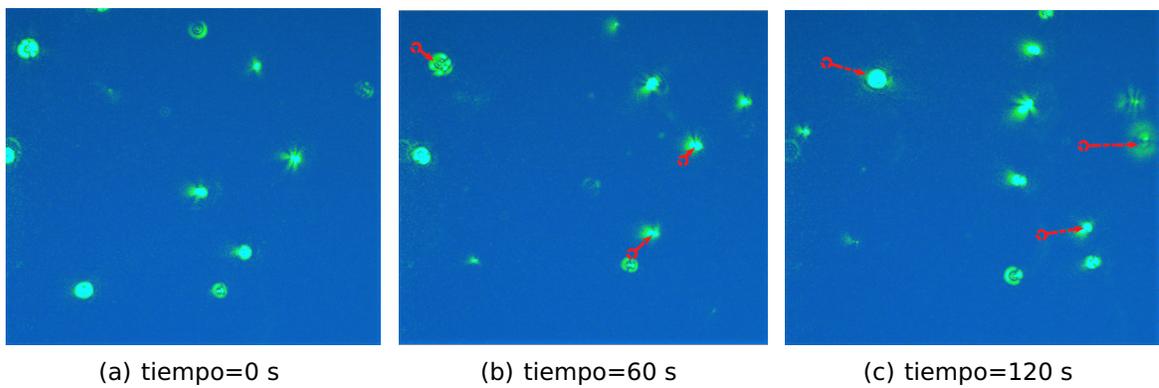


Figura 49. Movimiento del virus BMV con un diámetro de 28 nm a un ángulo de incidencia de 87° , con polarización s a potencia de 100 mw, a diferentes intervalos de tiempo a) $t= 0$ s, b) $t=60$ s, c) $t=120$ s

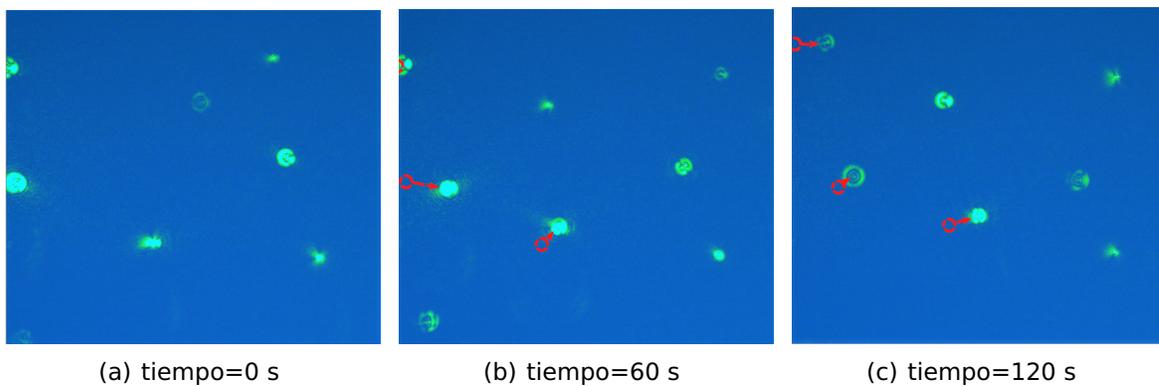


Figura 50. Movimiento del virus BMV con un diámetro de 28 nm a un ángulo de incidencia de 87° , con polarización s a potencia de 70 mw a diferentes intervalos de tiempo a) $t= 0$ s, b) $t=60$ s, c) $t=120$ s

Haciendo un promedio con 10 de las velocidades obtenidas de virus para cada potencia se obtuvo la figura 51a. Una velocidad bastante grande para partículas tan pequeñas, si se hace una comparación con las micropartículas dieléctricas; las partículas sólidas y huecas que se movieron a una potencia fija de $75mW$ se mueven 2 veces el diámetro de ellas por segundo y las partículas huecas 1.5 veces su diámetro por segundo, en cambio, los virus se mueven hasta 10 veces su diámetro por segundo. Haciendo uso de la ecuación de Stokes, ecuación 3, esta vez sin el parámetro adimensional debido a que la altura (h) donde las partículas se encuentran es muy grande, se obtuvieron fuerzas de magnitudes de attonewton (1×10^{-18}), figura 51b.

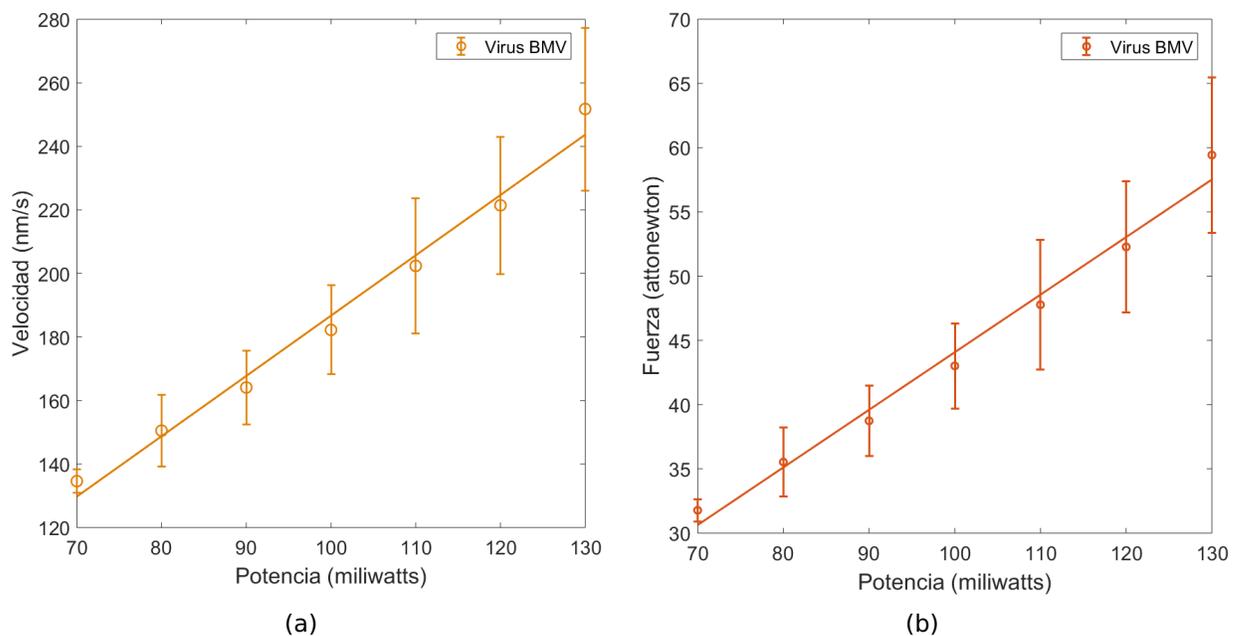


Figura 51. a) Velocidad de los virus BMV a diferentes potencias con un ángulo rasante $\theta_i = 87^\circ$ y polarización s b) Fuerza experimentada por los virus BMV a diferentes potencias con un ángulo rasante $\theta_i = 87^\circ$ y a polarización s

5.1.4. Micropartículas tipo shell de oro

En esta sección, se muestra un estudio numérico de la interacción de una micropartícula tipo “core shell” metálica y un campo evanescente. Para esto se considerará el plasmón polaritón de superficie, debido a que éste solamente puede ser excitado a polarización p (sección 3.4) es un candidato perfecto para usarlo como un promotor en el cambio de dirección de movimiento. Como se comentó en la sección 3.2.2.1 al momento de excitar un plasmón polaritón de superficie es posible generar un aumento de temperatura en el área donde se manifiesta, produciendo así, una fuerza fotoforética en dirección opuesta a la región a donde se haya aumentado la temperatura. Para el modelo numérico se utilizó una micropartículas de $1 \mu m$ de diámetro ($r_{ext} = 500nm$) con una película delgada (g) de oro de 20 a 100 nm a una distancia ($a = 150 nm$) sobre el prisma.

Siempre y cuando el medio que rodee la partícula de oro tenga un índice de refracción menor al del prisma que se esté utilizando, es posible excitar plasmones por medio de una onda evanescente. Algo importante de tomar en cuenta en la partícula es el espesor (g) de la película delgada de oro. Al tener la partícula “core shell” de oro separada una distancia (a), figura 52a, se puede ver que el arreglo de la parte inferior de la partícula es semejante al arreglo experimental de Otto para generar plasmones polaritones de superficie, área marcada con un rectángulo punteado en un color rojo en la figura 52a, b.

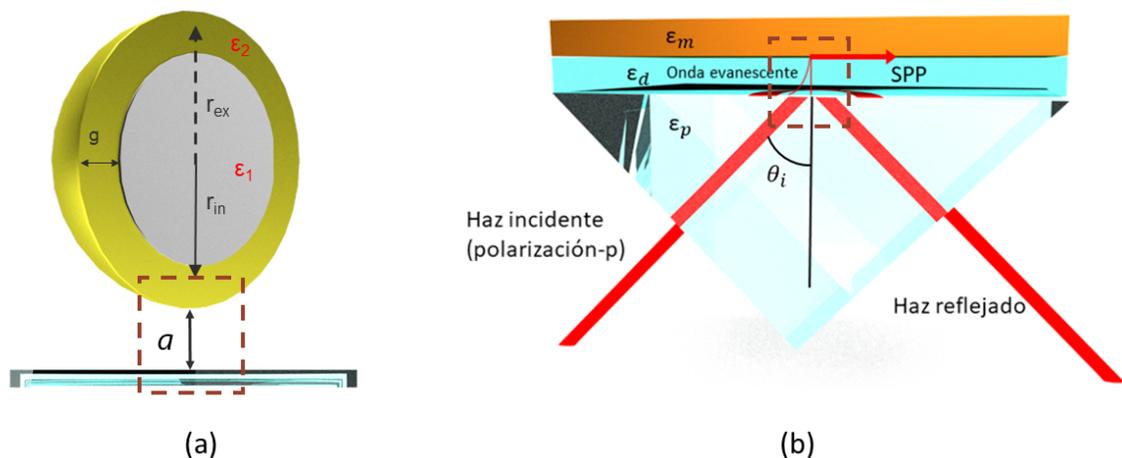


Figura 52. Partícula metálica core shell de $1 \mu m$ de diámetro con una película delgada de oro a una distancia (a) de 150 nm arriba del sustrato, b) arreglo experimental de Otto para excitar plasmones polaritones de superficie

Se espera que el plasmón se genere en la interfaz oro-agua, arreglo de Otto, y no oro-vidrio como es el arreglo de Kretschmann-Reather. Para conocer que espesor de la película delgada es la mejor para la excitación de plasmones se hizo uso de un modelo numérico. Tomando el modelo descrito y validado en el capítulo 4.4, se utilizó, esta vez, para calcular la interacción de un campo electromagnético con una longitud de onda de 780 nm a una polarización p con un ángulo de incidencia mayor al ángulo crítico creando una onda evanescente en la superficie del vidrio que interactuará con la partícula tipo “core shell” metálica.

En la figura 53 se muestra el experimento numérico donde, se incide un haz de luz a un ángulo de incidencia de 63.75° con una longitud de onda $\lambda = 780$ nm y polarización p generando una onda evanescente en el medio acuoso ($n=1.33$). En esta se encuentra una partícula de vidrio ($n = 1.4537$) con un película delgada de oro en la superficie de diferentes espesores (con una constante dieléctrica $\epsilon = -22.460 + i1.3975$ para una longitud de onda de 780 nm) con un diámetro de $1 \mu\text{m}$ a una altura $a = 150$ nm.

Como se puede observar en la figura 53 al momento de tener un espesor pequeño, de 10 o 15 nm, se genera un plasmón en la interfaz del oro y vidrio, figura 53a, b, en cambio, al momento de seguir incrementando el espesor se puede ver que el plasmón comienza a propagarse en el lado derecho de la partícula, figura 53c, d, haciendo una combinación del arreglo de Kretschmann-Reather y Otto. Al seguir aumentando el espesor de oro de la partícula se puede apreciar, ahora, que el plasmón solamente esta en la interfaz oro-agua, arreglo solamente de Otto, no obstante éste no logra propagarse ni tampoco tener una gran amplitud del campo eléctrico con ese espesor de la película delgada, figura 53f. Para calcular la fuerza fotoforética en un medio continuo, como el agua, se hizo uso de la ecuación 18 con los valores descritos en la tabla 1 y está representada por medio de una flecha en color rojo que indica la dirección y magnitud de la fuerza.

Tabla 1. Valores utilizados para la fuerza fotoforética

radio (μm)	Viscosidad ($\frac{\text{Kg}}{\text{m s}}$)	densidad del agua ($\frac{\text{Kg}}{\text{m}^3}$)	intensidad del haz incidente ($\frac{\text{M W}}{\text{m}^2}$)	Conductividad térmica de la partícula ($\frac{\text{W}}{\text{m K}}$)	Conducividad termica del agua ($\frac{\text{W}}{\text{m K}}$)	Temperatura (K)
1	0.000891	997	19.18	0.1312	0.58	298

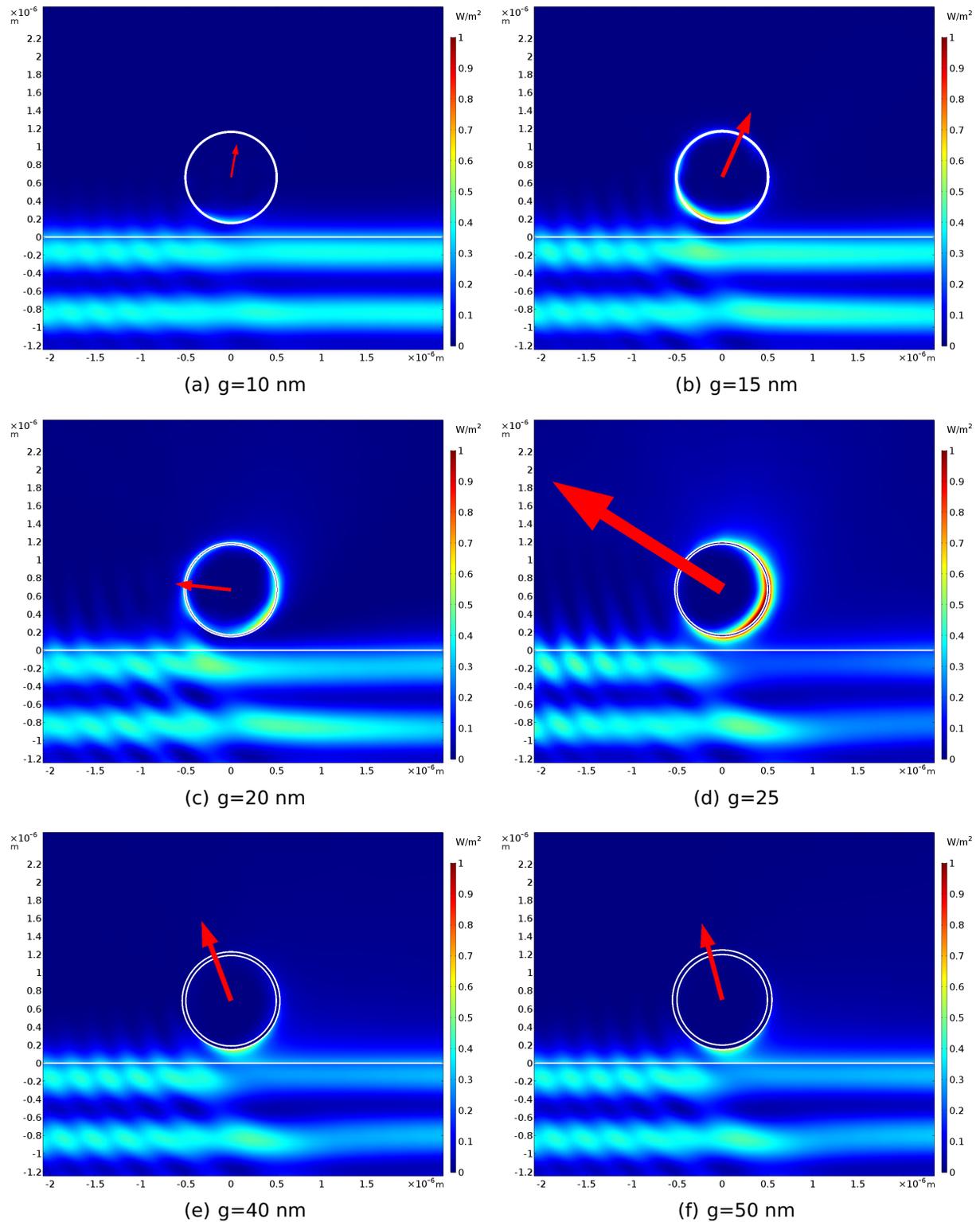


Figura 53. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula tipo “core shell” compuesta en su parte interior por vidrio ($n=1.45$) y en su parte exterior por oro ($\epsilon = -22.460 + i1.3975$), con un diámetro de $1 \mu\text{m}$ a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 63.75^\circ$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 780 \text{ nm}$ con polarización p y altura $a = 150 \text{ nm}$ a diferentes espesores de oro: a) $g=10$ nm, b) $g=15$ nm, c) $g=20$ nm, d) $g=25$ nm, e) $g=40$ nm, f) $g=50$ nm, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza fotoforética resultante en la micropartícula

Se consideró un espesor de $g=25$ nm para los cálculos siguientes, debido a que con este espesor la amplitud del campo eléctrico fue el máximo obtenido. Teniendo el espesor de la película delgada de oro óptimo se siguió con hacer un barrido de ángulos de incidencia (θ_{inc}) para ver como es que cambia la amplitud de la fuerza fotoforética al momento de tener un ángulo lejano al ángulo crítico. En la figura 54 se muestra un partícula “core shell” metálica de oro en el cual se incide un haz de luz de 780 nm a diferentes ángulos después del ángulo crítico ($\theta_{cri} = 61.67^\circ$), empezando con un ángulo de $\theta_{inc} = 62^\circ$ y terminando con un ángulo $\theta_{inc} = 75^\circ$ para observar como es que la fuerza fotoforética varía conforme el ángulo de incidencia se incrementa.

En la figura 54a, ($\theta_{inc} = 62^\circ$) se puede apreciar claramente el acoplamiento del plasmón polaritón que empieza a una altura de 400 nm del lado izquierdo de la partícula y se empieza a propagar hasta el lado derecho de la partícula por medio del oro. Debido a que se puede ver las oscilaciones de las ondas evanescentes creadas en la superficie dentro y fuera de la partícula se puede determinar que hay un acoplamiento híbrido del arreglo de Otto y el arreglo de Krechtman-Reathers, así también se puede observar el incremento considerable de la amplitud del campo eléctrico con respecto al haz incidente que se encuentra en la parte inferior del modelo numérico.

Se calcula la fuerza fotoforética mediante uso de la ecuación 18 con los valores descritos en la tabla 1, la fuerza resultante se representa por medio de una flecha en color rojo que indica la dirección y magnitud de la fuerza, en la figura 54. Se puede observar que la fuerza que experimenta la micropartícula debido al calentamiento del oro y el agua es en sentido a los valores negativos de la coordenada x haciendo que la partícula se mueva en dirección a los valores negativos a la coordenada x y en el eje positivo de la coordenada z alejándola del prisma. Al momento de incrementar el ángulo de incidencia se puede observar que la intensidad empieza a disminuir y con el la fuerza fotoforética, figura 54b, c, d, e, f.

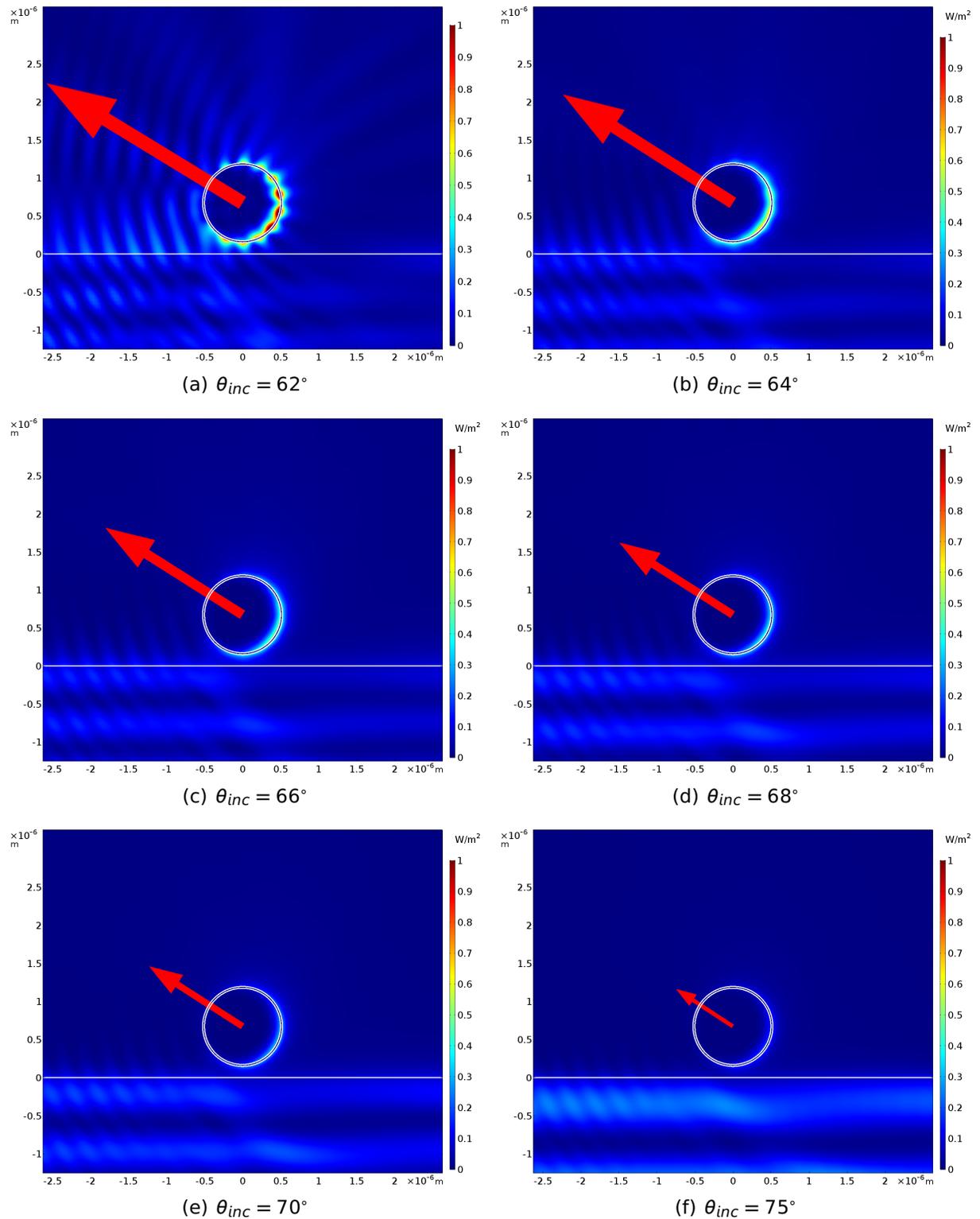


Figura 54. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula tipo “core shell” compuesta en su parte interior por vidrio ($n=1.45$) y en su parte exterior por oro ($\epsilon = -22.460 + i1.3975$), con un diámetro de $1 \mu\text{m}$ con un espesor $g = 25 \text{ nm}$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 780 \text{ nm}$ con polarización p y altura $a = 150 \text{ nm}$ a diferentes ángulos de incidencia: a) $\theta_{inc} = 62^\circ$, b) $\theta_{inc} = 64^\circ$, c) $\theta_{inc} = 66^\circ$, d) $\theta_{inc} = 68^\circ$, e) $\theta_{inc} = 70^\circ$, f) $\theta_{inc} = 75^\circ$, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza fotoforética resultante en la micropartícula

En la figura 55 se muestran los resultados de un experimento numérico con los mismos parámetros utilizados en la figura 54 cambiando únicamente la polarización lineal. Al momento de cambiar la polarización de p a s , no se tienen las condiciones ideales para excitar un plasmón polaritón de superficie por lo cual no hay un acoplamiento en la superficie de la partícula, al no tener un acoplamiento en la superficie no existe un incremento en la amplitud de la intensidad del campo eléctrico en la superficie de la partícula y por ende no existe algo que genere una fuerza fotoforética en ella, haciendo que la única fuerza que exista para este tipo de polarización es la fuerza debido a la presión de radiación de la luz.

En la figura 55, se puede distinguir que en ningún ángulo de incidencia existe un acoplamiento de la luz en la superficie de la partícula y que ángulos muy cercanos al ángulo crítico se puede ver que existe una pequeña transmitancia de intensidad dentro de la partícula, sin embargo al momento de aumentar el ángulo esta transmitancia disminuye considerablemente.

Al momento de integrar el tensor de esfuerzos de Maxwell para conocer la fuerza que experimenta la partícula debido a la onda evanescente, resultado que se representa por medio de una flecha en color rojo que indica la dirección y magnitud de la fuerza en la figura 55, se puede observar que el vector de fuerza va en sentido a los valores positivos del eje x) caso contrario al obtenido debido a la fuerza fotoforética con la polarización p , y mientras en el eje z se aleja del prisma (valores positivos en el eje z) de la misma manera que la obtenida en la fuerza fotoforética.

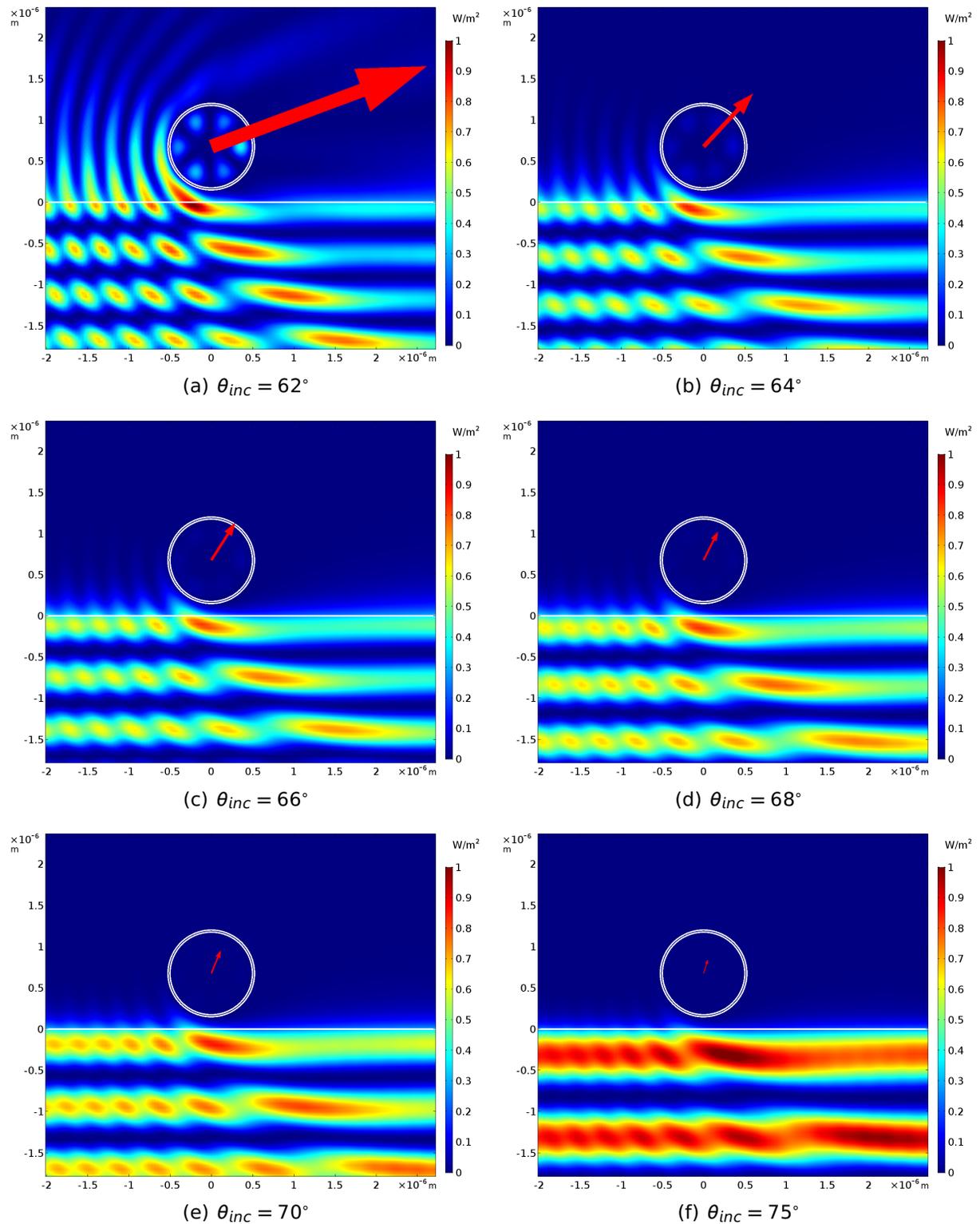


Figura 55. Cálculo de la intensidad del campo eléctrico y fuerza debido a la interacción de una partícula tipo “core shell” compuesta en su parte interior por vidrio ($n=1.45$) y en su parte exterior por oro ($\epsilon = -22.460 + i1.3975$), con un diámetro de $1 \mu m$ con un espesor $g = 25 nm$ en un campo evanescente generado por un haz de luz de longitud de onda $\lambda = 780 nm$ con polarización s y altura $a = 150 nm$ a diferentes ángulos de incidencia: a) $\theta_{inc} = 62^\circ$, b) $\theta_{inc} = 64^\circ$, c) $\theta_{inc} = 66^\circ$, d) $\theta_{inc} = 68^\circ$, e) $\theta_{inc} = 70^\circ$, f) $\theta_{inc} = 75^\circ$, donde la flecha en color rojo representa la dirección y magnitud de la fuerza fotoforética resultante en la micropartícula

Se realizó un barrido para un mayor número de ángulos de incidencia para observar el comportamiento de los parámetros Q_x y Q_z los resultados se muestran en la figura 56. En la figura 56a, se puede observar que existe el decaimiento exponencial en ambas polarizaciones, sin embargo para la fuerza fotoforética, polarización p , en todo momento es negativa, haciendo referencia que ahora la partícula se mueve hacia las coordenadas negativas del eje x , además que los resultados reportados por otros autores sobre la amplitud de la fuerza fotoforética es hasta 5 ordenes de magnitud mayor a la presión de radiación (Phuoc, 2005) concuerda con los resultados obtenidos. Para el parámetro Q_z , figura 56b, en todo momento los valores son positivos valores que se pueden interpretar como que la onda evanescente empuja la partícula lejos del prisma.

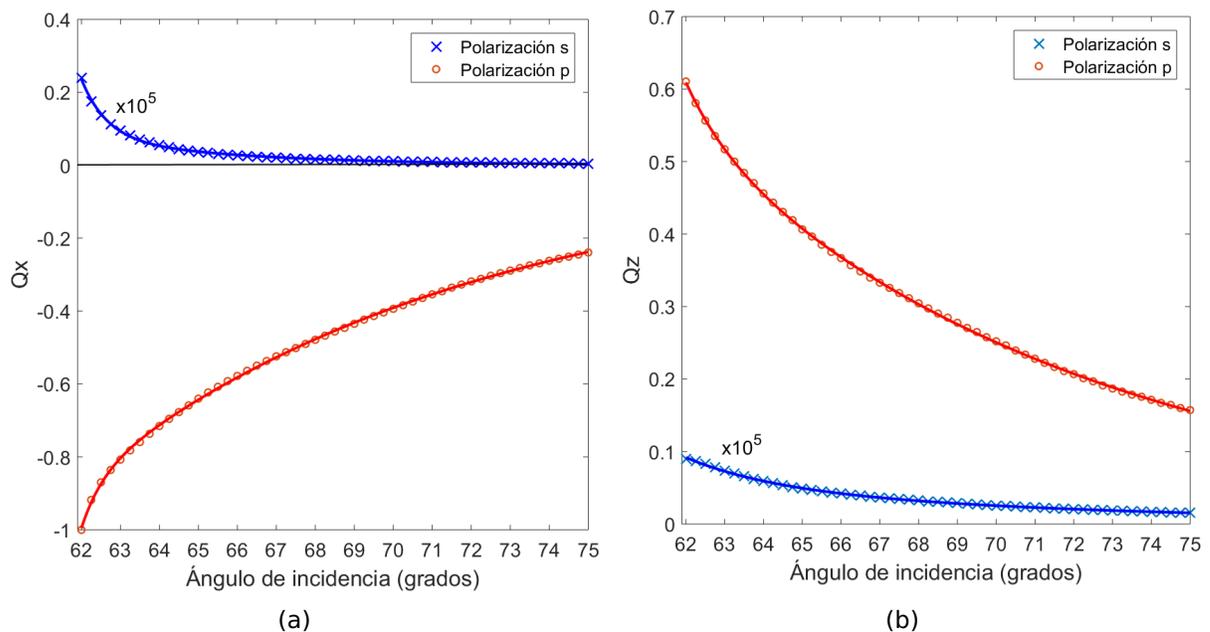


Figura 56. Parámetros adimensionales: a) Q_x , b) Q_z ; para partículas metálicas a diferentes ángulos de incidencia

Observando el comportamiento de los parámetros Q para la fuerza fotoforética en la figura 56, se puede decir que es posible cambiar la dirección de movimiento en el eje x de una partícula solamente cambiando la polarización utilizando dos fenómenos: para la polarización s se haría uso de la presión de radiación debido a la naturaleza intrínseca de la luz que haría que la partícula se moviera hacia las coordenadas positivas del eje x , figura 57a, y para la polarización p la fuerza fotoforética debido al acoplamiento del plasmón polaritón de superficie que haría que la partícula se moviera ahora hacia las coordenadas negativas del eje x , figura 57b. Se espera que la

velocidad debido a que la fuerza fotoforética sea cinco ordenes de magnitud mayor a la presión de radiación.

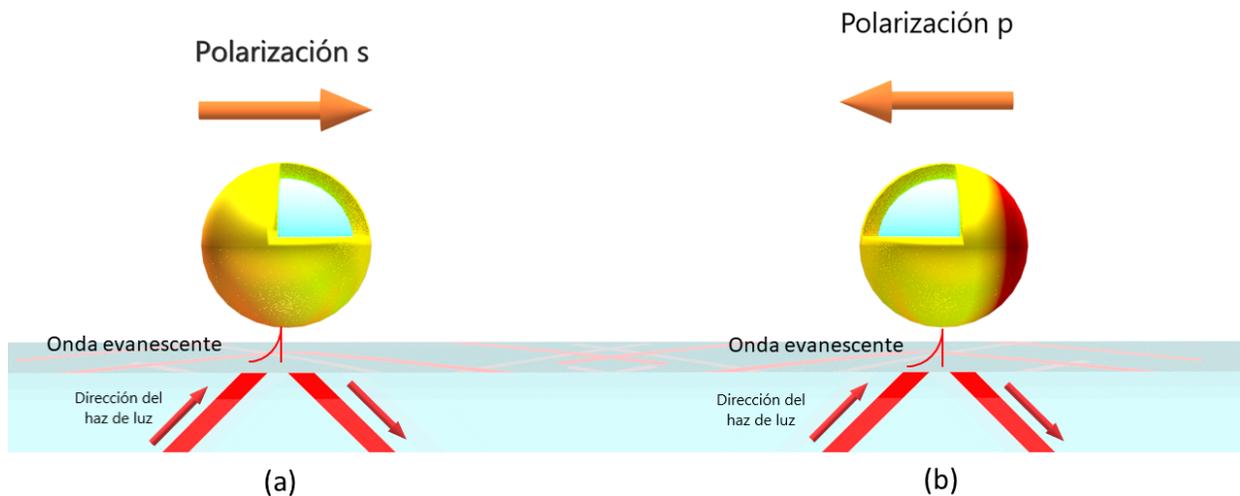


Figura 57. Movimiento en diferente dirección al momento de cambiar de polarización s a p de una partícula de vidrio con una película delgada de oro menor a 100 nm

Considerando la evidencia teórica encontrada, se procedió al diseño experimental. Para la parte experimental se utilizaron partículas de vidrio ($n = 1.4537$) con un película delgada de oro en la superficie desde 20 a 100 nm (con una constante dieléctrica $\epsilon = -22.460 + i1.3975$ para una longitud de onda de 780 nm) con un diámetro de 1 μm suspendidas en agua Milli-Q. De la misma manera que con las partículas sólidas, se hizo un proceso de limpieza al sustrato de vidrio y se preparó la muestra. Terminado el proceso se procedió con iluminar la muestra con un campo evanescente generado mediante la configuración mostrada en la figura 18.

Iluminando con un haz láser de 780 nm a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 62^\circ$, ángulo mayor al ángulo crítico ($\theta_{cri} = 61.67^\circ$) en la Figura 58, se muestra una secuencia de vídeo tomada a $t=0$, $t=120$, $t=240$ segundos a una polarización s . En la figura 58 se puede observar el desplazamiento de izquierda a derecha solamente por la presión de radiación de las partículas metálicas tipo “core shell” a una velocidad promedio de $111 \pm 30 \text{ nm/s}$. En cambio al momento de cambiar la polarización de s a p , figura 59, ocurren dos diferentes tipos de desplazamiento, esto debido al gran rango de espesores de oro que las partículas tienen. Se puede observar que existe un desplazamiento en sentido contrario a la propagación del haz incidente con una velocidad de $150 \pm 32 \text{ nm/s}$ debido a la fuerza fotoforética (mostrado con una flecha color verde), haciendo referencia a los resultados numéricos para las partículas “core shell” con una película delgada

de aproximadamente 20 a 50 nm de espesor. En cambio, con una flecha en color rojo se muestra un desplazamiento de izquierda a derecha de las mismas partículas, se estima que ese desplazamiento de izquierda a derecha es debido a un espesor de la película delgada menor a 20 nm, como se vio en los resultados numéricos, figura 53.

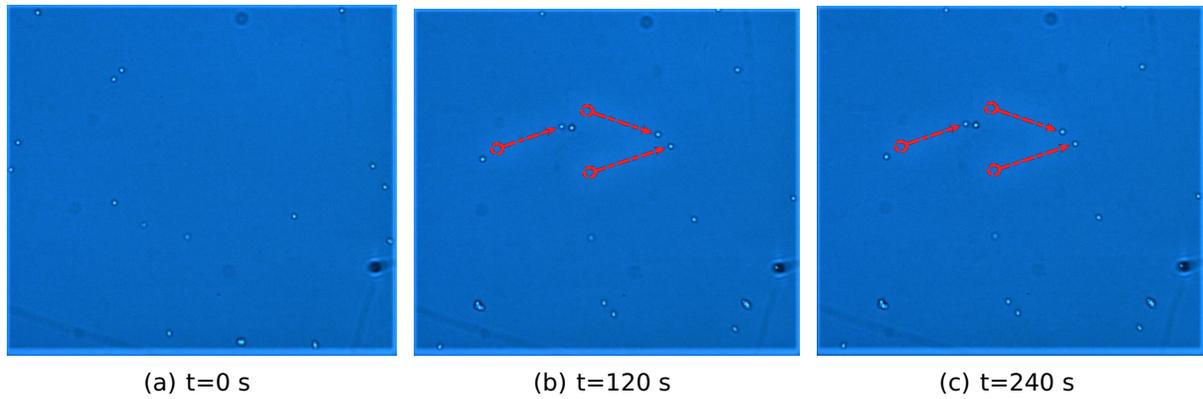


Figura 58. Movimiento de partículas tipo “core shell” metálicas de $1\ \mu\text{m}$ de diámetro a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 62^\circ$ y con polarización s a diferentes intervalos de tiempo: a) $t = 0\ \text{s}$, b) $t = 120\ \text{s}$, c) $t = 240\ \text{s}$

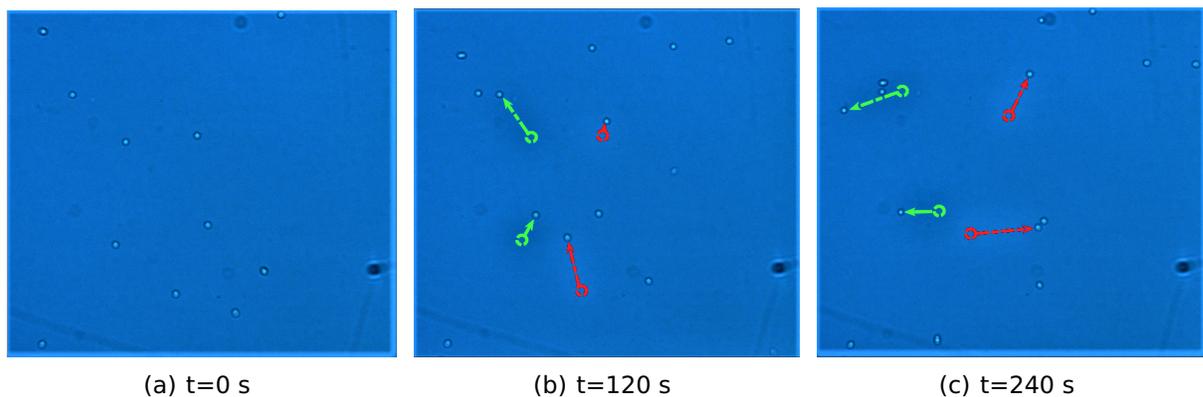


Figura 59. Movimiento de partículas tipo “core shell” metálicas de $1\ \mu\text{m}$ de diámetro a un ángulo de incidencia $\theta_{inc} = 62^\circ$ y con polarización p a diferentes intervalos de tiempo: a) $t = 0\ \text{s}$, b) $t = 120\ \text{s}$, c) $t = 240\ \text{s}$

Esta serie resultados numéricos y experimentos muestran que es posible utilizar de manera controlada la fuerza de presión de radiación y la fuerza fotoforética para cambiar la dirección de desplazamiento en el eje x mediante un cambio de polarización lineal al utilizar ondas evanescentes con una longitud de onda de 780 nm en una partícula de tamaño micrométrico de tipo “core shell” con un espesor de oro $g=25$ nm.

Capítulo 6. Conclusiones

6.1. Conclusiones

Se construyó un arreglo experimental para generar ondas evanescentes mediante la reflexión total interna en un prisma capaz de modificar el ángulo de incidencia para calcular la velocidad en partículas micro y nanométricas por medio de ondas evanescentes y ondas propagantes. La velocidad se estimó por medio de un sistema generador de imágenes al contar los píxeles cuando la partícula avanzaba. Se logró tener una medición de las velocidades a diferentes polarizaciones lineales de diferentes tipos de partículas: sólidas, tipo “core shell” dieléctricas, metálicas y virus. Mediante la ecuación de Stokes se logró calcular la fuerza que experimentaban las partículas experimentalmente por medio de la presión de radiación. En cada caso de partículas se logró diseñar un modelo numérico por medio del método de elementos finitos para dar una explicación a lo observado experimentalmente, dando como resultados buenas estimaciones sobre lo que ocurría en los experimentos.

En el caso de las partículas sólidas (partícula de $3 \mu\text{m}$ de diámetro) y tipo “core shell” dieléctricas (partícula de $4 \mu\text{m}$ de diámetro) se lograron desplazar por medio de ondas evanescentes y modificar la velocidad al momento de incrementar el ángulo de incidencia después del ángulo crítico, sin necesidad de disminuir la intensidad del haz de luz. Además que se logró determinar que existe una polarización preferente para tener una mayor velocidad, polarización s para partículas sólidas y polarización p para partículas tipo “core shell” dieléctricas. Obteniendo fuerzas del orden de décimas de piconewtons para ambas partículas.

En el caso de las partículas “core shell” dieléctricas se determinó numéricamente que para una polarización p a un ángulo de incidencia de 63.75° la fuerza en dirección z que experimenta la partícula es repulsiva para alturas (a) pequeñas del orden de 100 nm y es atractiva en un pequeño intervalo de 100 a 325 nm teniendo un mínimo general en 135 nm . para alturas mayores de 385 nm la fuerza en dirección z experimentada por la partícula es casi nula haciendo que toda la intensidad incidente sea utilizada para desplazar a la partícula en dirección x

Para el caso del virus BMV con un diámetro de 28 nm se logró desplazarlo por medio de un haz rasante con polarización s y variando la potencia desde 70 hasta 130 mw se pudo observar que se obtenían velocidades desde 140 nm hasta 275 nm por segundo y obteniendo fuerzas del orden de attonewtons.

Por último se propone una manera novedosa de cambiar la dirección de desplazamiento de una partícula tipo "core shell" de vidrio en su núcleo y con una película delgada de oro de 25 nm en su coraza por medio de ondas evanescentes solamente cambiando la polarización lineal con la cual se le incide a la partícula. Haciendo uso del fenómeno de los plasmones polaritones de superficie para polarización p que logra generar una fuerza fotoforética que produce un movimiento hacia los valores negativos del eje x , en cambio para polarización s se hace uso de la presión de radiación que genera una fuerza que produce un movimiento hacia los valores positivos en el eje x .

Literatura citada

- Almaas, E. y Brevik, I. (1995). Radiation forces on a micrometer-sized sphere in an evanescent field. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**(12): 2429.
- Arnold, S., Amani, Y., y Orenstein, A. (1980). Photophoretic spectrometer. *Review of Scientific Instruments*, **51**(9): 1202–1204.
- Ashkin, A. (1970). Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure. *Physical Review Letters*, **24**(4): 156–159.
- Ashkin, A., Dziedzic, J. M., Bjorkholm, J. E., y Chu, S. (1986). Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics Letters*, **11**(5): 288–290.
- Ashkin, A., Dziedzic, J. M., y Yamane, T. (1987). Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams. *Nature*, **330**(6150): 769–771.
- Baeza, A. y Vallet-Regí, M. (2018). Nanomotors for nucleic acid, proteins, pollutants and cells detection. *International Journal of Molecular Sciences*, **19**(6).
- Baffou, G., Kreuzer, M. P., Kulzer, F., y Quidant, R. (2009). Temperature mapping near plasmonic nanostructures using fluorescence polarization anisotropy. *Optics Express*, **17**(5): 3291.
- Baffou, G., Bon, P., Savatier, J., Polleux, J., Zhu, M., Merlin, M., Rignault, H., y Monneret, S. (2012). Thermal Imaging of Nanostructures by. *ACS nano*, **6**(3): 2452–2458.
- Berry, R. M. y Armitage, J. P. (1999). The bacterial flagella motor. *Advances in microbial physiology*, **41**: 291–337.
- Brenner, H. (1961). The slow motion of a sphere through a viscous fluid towards a plane surface. *Chemical Engineering Science*, **16**(3-4): 242–251.
- Brettschneider, T., Volpe, G., Helden, L., Wehr, J., y Bechinger, C. (2011). Force measurement in the presence of Brownian noise: Equilibrium- distribution method versus drift method. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, **83**(4): 1–9.
- Calvo-Marzal, P., Sattayasamitsathit, S., Balasubramanian, S., Windmiller, J. R., Dao, C., y Wang, J. (2010). Propulsion of nanowire diodes. *Chemical Communications*, **46**(10): 1623–1624.
- Chaumet, P. C. y Nieto-Vesperinas, M. (2000). Coupled dipole method determination of the electromagnetic force on a particle over a flat dielectric substrate. *Physical Review B*, **61**(20): 14119–14127.
- Clarisó, R. y Sarate, J. (2001). El Método de los Elementos finitos en problemas electromagnéticos: planteamiento y aplicaciones. *Métodos numéricos para cálculo y diseño en ingeniería: Revista internacional*, **17**(2): 219–247.
- COMSOL Multiphysics (2017). Detailed Explanation of the Finite Element Method (FEM).
- De Ávila, B. E. F., Angsantikul, P., Li, J., Angel Lopez-Ramirez, M., Ramírez-Herrera, D. E., Thamphiwatana, S., Chen, C., Delezuk, J., Samakapiruk, R., Ramez, V., Zhang, L., y Wang, J. (2017). Micromotor-enabled active drug delivery for in vivo treatment of stomach infection. *Nature Communications*, **8**(1).

- De Wilde, Y., Formanek, F., Carminati, R., Gralak, B., Lemoine, P. A., Joulain, K., Mulet, J. P., Chen, Y., y Greffet, J. J. (2006). Thermal radiation scanning tunnelling microscopy. *Nature*, **444**(7120): 740–743.
- Doi, M. (2013). *Soft Matter Physics*. Oxford University Press.
- Donner, J. S., Thompson, S. A., Kreuzer, M. P., Baffou, G., y Quidant, R. (2012). Mapping intracellular temperature using green fluorescent protein. *Nano Letters*, **12**(4): 2107–2111.
- Drude, P. (1959). *The theory of optics*. Dover Publications, primera edición. p. 549.
- Ehrenhaft, V. F. (1918). Die Photophorese. *Annalen der Physik*, **10**(4): 56.
- Einstein, A. (1956). *Investigations on the Theory of the Brownian Movement*. Dover Books on Physics Series. Dover Publications.
- Eisberg, R. M., Resnick, R., y Araiza, L. C. (1978). *Física cuántica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos y partículas*. Area física. Limusa.
- Engelmann, U., Buhl, E. M., Baumann, M., Schmitz-Rode, T., y Slabu, I. (2017). Agglomeration of magnetic nanoparticles and its effects on magnetic hyperthermia. *Current Directions in Biomedical Engineering*, **3**(2): 457–460.
- Fournier-Bidoz, S., Arsenault, A. C., Manners, I., y Ozin, G. A. (2005). Synthetic self-propelled nanorotors. *Chemical Communications*, **4**: 441.
- Fuchs, A. y Killmann, E. (2001). Adsorption of polyelectrolytes on colloidal latex particles, electrostatic interactions and stability behaviour. *Colloid and Polymer Science*, **279**(1): 53–60.
- Galanzha, E. I., Menyayev, Y. A., Yadem, A. C., Sarimollaoglu, M., Juratli, M. A., Nedosekin, D. A., Foster, S. R., Jamshidi-Parsian, A., Siegel, E. R., Makhoul, I., Hutchins, L. F., Suen, J. Y., y Zharov, V. P. (2019). In vivo liquid biopsy using Cytophone platform for photoacoustic detection of circulating tumor cells in patients with melanoma. *Science Translational Medicine*, **11**(496).
- Gama, P. y Vazquez, R. (2019). *Nanobiorreactores con actividad enzimática como terapia para la galactosemia clásica*. Tesis de Maestría en Ciencias,. Tesis de doctorado, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Garcia-gradilla, V., Orozco, J., Sattayasamitsathit, S., Soto, F., Pourazary, A., Katzenberg, A., Gao, W., Shen, Y., y Wang, J. (2013). Functionalized Ultrasound-Propelled Magnetically- Guided Nanomotors : Towards Practical Biomedical Applications. *ACS Nano*, **7**(10): 9232–9240.
- Gaugiran, S., Gétin, S., Fedeli, J. M., y Derouard, J. (2007). Polarization and particle size dependence of radiative forces on small metallic particles in evanescent optical fields. Evidences for either repulsive or attractive gradient forces. *Optics express*, **15**(13): 8146–8156.
- Ghosh, A. y Fischer, P. (2009). Controlled Propulsion of Artificial Magnetic Nanostructured Propellers. *Nano Letters*, **9**(6): 2243–2245.

- Gibbons, I. R. y Rowe, A. J. (1965). Dynein: A Protein with Adenosine Triphosphatase Activity from Cilia. *Science*, **149**(3682): 424–426.
- Gibbs, J. G. y Zhao, Y. P. (2009). Autonomously motile catalytic nanomotors by bubble propulsion. *Applied Physics Letters*, **94**(16).
- Goldman, A. J., Cox, R. G., y Brenner, H. (1967). Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane wall-I Motion through a quiescent fluid. *Chemical Engineering Science*, **22**(4): 637–651.
- Gong, Z., Pan, Y. L., y Wang, C. (2016). Optical configurations for photophoretic trap of single particles in air. *Review of Scientific Instruments*, **87**(10).
- Griffiths, D. J. y Inglefield, C. (2005). Introduction to Electrodynamics. *American Journal of Physics*, **73**(6): 574–574.
- Guide, O., Interface, P., User, B., Guide, R., y Guide, O. (2012). C omsol Multiphysics.
- Harada, Y. (1996). Radiation forces on a dielectric sphere. *Optics Communications*, **124**(March): 529–541.
- isaac Newton, S. (1704). *newton-opticks-4ed.pdf*. Cuarta edición.
- Israelachvili, J. N. (2011). Electrostatic Forces between Surfaces in Liquids. En: *Inter-molecular and Surface Forces*. Elsevier, tercera edición, pp. 291–340.
- Jesacher, A., Severin, F., y Bernet, S. (2004). Size selective trapping with optical " cogwheel " tweezers. *Optics Express*, **12**(17): 220–226.
- Jiang, H. R., Yoshinaga, N., y Sano, M. (2010). Active motion of a Janus particle by self-thermophoresis in a defocused laser beam. *Physical Review Letters*, **105**(26): 1–4.
- Jianwei, J., Tan, L., y Tan, W. (2005). A Single DNA Molecule Nanomotor. *Nano Letters*, **2**(4): 315–318.
- Jung, W. K., Koo, H. C., Kim, K. W., Shin, S., Kim, S. H., y Park, Y. H. (2008). Antibacterial Activity and Mechanism of Action of the Silver Ion in Staphylococcus aureus and Escherichia coli. *Applied and Environmental Microbiology*, **74**(7): 2171–2178.
- Kawata, S. y Sugiura, T. (1992). Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam. *Optics Letters*, **17**(11): 772.
- Kepler, J. (1619). *De cometis libelli tres*. De cometis libelli tres. Typis AndreaeApergeri, sumptibus Sebastiani Mylii bibliopolæAugustani. p. 138.
- Kerker, M. y Cooke, D. D. (2008). Photophoretic force on aerosol particles in the free-molecule regime. *Journal of the Optical Society of America*, **72**(9): 1267.
- Li, W., Wu, X., Qin, H., Zhao, Z., y Liu, H. (2016). Light-Driven and Light-Guided Microswimmers. *Advanced Functional Materials*, **26**(18): 3164–3171.
- Lin, B., Yu, J., y Rice, S. A. (2000). Direct measurements of constrained Brownian motion of an isolated sphere between two walls. *Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, **62**(3 B): 3909–3919.

- López-Esparza, R., Balderas Altamirano, M. A., Pérez, E., y Gama Goicochea, A. (2015). Importance of Molecular Interactions in Colloidal Dispersions. *Advances in Condensed Matter Physics*, **2015**: 1–8.
- Lynge Eriksen, R., Ricardo Daria, V., y Glückstad, J. (2002). Fully dynamic multiple-beam optical tweezers. *Optics Express*, **10**(14): 597.
- Maier, S. a. (2007). *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Vol. 677. Springer US. New York, NY, p. 10.
- Niessner, R. (2014). The many faces of soot: Characterization of soot nanoparticles produced by engines. *Angewandte Chemie - International Edition*, **53**(46): 12366–12379.
- Oetama, R. J. y Walz, J. Y. (2005). A new approach for analyzing particle motion near an interface using total internal reflection microscopy. *Journal of Colloid and Interface Science*, **284**(1): 323–331.
- Oetama, R. J. y Walz, J. Y. (2006). Simultaneous investigation of sedimentation and diffusion of a single colloidal particle near an interface. *Journal of Chemical Physics*, **124**(16): 0–8.
- Øksendal, B. (2003). *Stochastic Differential Equations*. Universitext. Springer Berlin Heidelberg, quinta edición. Berlin, Heidelberg.
- Phuoc, T. X. (2005). A comparative study of the photon pressure force, the photophoretic force, and the adhesion van der Waals force. *Optics Communications*, **245**(1-6): 27–35.
- Piech, M. y Walz, J. Y. (2000). Analytical expressions for calculating the depletion interaction produced by charged spheres and spheroids. *Langmuir*, **16**(21): 7895–7899.
- Politano, A. (2019). The Impact of Thermoplasmonics in Membrane Technology. En: *Current Trends and Future Developments on (Bio-) Membranes*. Elsevier, número 1, pp. 55–80.
- Pollard, T. y Korn, E. (1973). Acanthamoeba myosin. I. Isolation from *Acanthamoeba castellanii* of an enzyme similar to muscle myosin. *The Journal of biological chemistry*, **248**: 4682–4690.
- Reynhout, X. E., Hoekstra, L., Meuldijk, J., y Drinkenburg, A. A. (2003). Contribution of steric and electrostatic repulsion forces to the stability of styrene latices copolymerized with acrylic acid. *Journal of Polymer Science, Part A: Polymer Chemistry*, **41**(19): 2985–2995.
- Ruiz-Cortés, V. y Vite-Frías, J. P. (2008). Lensless optical manipulation with an evanescent field. *Optics Express*, **16**(9): 6600.
- Salandrino, A., Fardad, S., y Christodoulides, D. N. (2012). Generalized Mie theory of optical forces. *Journal of the Optical Society of America B*, **29**(4): 855.
- Schliwa, M. y Woehlke, G. (2003). Molecular motors. *Nature*, **422**(6933): 759–65.
- Sharma, A. K., Jha, R., y Gupta, B. D. (2007). Fiber-optic sensors based on surface plasmon resonance: A comprehensive review.

- Shvedov, V., Davoyan, A. R., Hnatovsky, C., Engheta, N., y Krolikowski, W. (2014). A long-range polarization-controlled optical tractor beam. *Nature Photonics*, **8**(October): 1–5.
- Singh, D. P., Uspal, W. E., Popescu, M. N., Wilson, L. G., y Fischer, P. (2018). Photogravitactic Microswimmers. *Advanced Functional Materials*, **28**(25): 1706660.
- Soler, L., Magdanz, V., Fomin, V. M., Sanchez, S., y Schmidt, O. G. (2013). Self-propelled micromotors for cleaning polluted water. *ACS Nano*, **7**(11): 9611–9620.
- Vale, R. D., Reese, T. S., y Sheetz, M. P. (1985). Identification of a novel force-generating protein, kinesin, involved in microtubule-based motility. *Cell*, **42**(1): 39–50.
- Walz, J. Y. (1999). Ray optics calculation of the radiation forces exerted on a dielectric. *Applied Optics*, **38**(25): 5319.
- Wang, K., Schonbrun, E., y Crozier, K. B. (2009). Propulsion of gold nanoparticles with surface plasmon polaritons: Evidence of enhanced optical force from near-field coupling between gold particle and gold film. *Nano Letters*, **9**(7): 2623–2629.
- Zhang, H. y Liu, K. K. (2008). Optical tweezers for single cells. *Journal of the Royal Society Interface*, **5**(24): 671–690.
- Zhu, S., Yu, A. W., Hawley, D., y Roy, R. (1986). Frustrated total internal reflection: A demonstration and review. *American Journal of Physics*, **54**(7): 601–607.
-

Anexos

A. Cálculo de la fuerza de presión de radiación

Retomando la ecuación 15 de la sección 3.2.1.1

$$\vec{F} = \int_V [\rho \vec{E} + (\vec{J} \times \vec{B})] d\tau, \quad (\text{A.1})$$

y haciendo uso de las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (\text{A.3})$$

$$-\nabla \times \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (\text{A.4})$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (\text{A.5})$$

Empezando con la ley de Gauss, ecuación A.2 y ley de Ampere con corrección de Maxwell, ecuación A.5 que son las que relacionan densidad de carga y corriente. Despejando ρ de la ecuación A.2 y \vec{J} de la ecuación A.5 y sustituyendo en la ecuación A.1 se obtiene:

$$\vec{F} = \int_V \left[(\nabla \cdot \vec{E} \epsilon_0) \vec{E} + \left(\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{B} - \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \times \vec{B} \right] d\tau. \quad (\text{A.6})$$

Considerando que al derivar un producto cruz es como derivar un producto

$$\frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \times \vec{B}) = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \times \vec{B} + \left(\vec{E} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (\text{A.7})$$

y sustituyendo la ecuación A.3 en A.7 se puede reescribir la ecuación A.6 como:

$$\vec{F} = \int_V \left\{ [\epsilon_0(\nabla \cdot \vec{E}) \vec{E}] + \left[\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{B} \times \vec{B} - \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \times \vec{B}) + (\vec{E} \times (\nabla \times \vec{E})) \right] \right\} d\tau \quad (\text{A.8})$$

utilizando una identidad de operadores:

$$\nabla \times \vec{B} \times \vec{B} = -\vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) \quad (\text{A.9})$$

Sustituyendo A.9 en A.8 y agregando el término $(\nabla \cdot \vec{B}) \vec{B}$ para que la ecuación A.8 sea simétrica, agregar dicho término no afecta en nada a la ecuación debido a que $\nabla \cdot \vec{B} = 0$. Reescribiendo entonces de tal manera que tengamos campo eléctrico de un extremo y magnético del otro.

$$\vec{F} = \int_V \left\{ [\epsilon_0(\nabla \cdot \vec{E}) \vec{E} + (\vec{E} \times (\nabla \times \vec{E}))] + \left[\frac{1}{\mu_0} [(\nabla \cdot \vec{B}) \vec{B} + \nabla \times \vec{B} \times \vec{B}] - \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \times \vec{B}) \right] \right\} d\tau, \quad (\text{A.10})$$

Por último, se necesitan modificar los productos cruz tanto de \vec{E} como de \vec{B} para introducir el tensor de esfuerzos de Maxwell. para eso se hace uso de la siguiente igualdad

$$\nabla(\vec{A} \cdot \vec{B}) = \vec{A} \times (\nabla \times \vec{B}) + \vec{B} \times (\nabla \times \vec{A}) + (\vec{A} \cdot \nabla) \vec{B} + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{A}. \quad (\text{A.11})$$

Si $\vec{A} = \vec{B}$ la ecuación A.11 se reduce a

$$\nabla \vec{A}^2 = 2(\vec{A} \cdot \nabla) \vec{A} + 2 \vec{A} \times (\nabla \times \vec{A}), \quad (\text{A.12})$$

Despejando $\vec{A} \times (\nabla \times \vec{A})$ de A.12 y reemplazando el vector \vec{A} por su respectivo vector \vec{E} , \vec{B} . La ecuación A.10 se reescribe como

$$\vec{F} = \int_V \left\{ [\epsilon_0(\nabla \cdot \vec{E}) \vec{E} + (\vec{E} \cdot \nabla) \vec{E}] + \frac{1}{\mu_0} [(\nabla \cdot \vec{B}) \vec{B} + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}] - \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \times \vec{B}) - \frac{1}{2} \nabla \left(\epsilon_0 \vec{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \vec{B}^2 \right) \right\} d\tau \quad (\text{A.13})$$

Para escribir de manera compacta la ecuación A.13 se hace uso de tensor de esfuerzos de Maxwell. Introduciendo el tensor de tensiones de Maxwell

$$\overleftrightarrow{T}_{ij} = \epsilon_0 \left(\vec{E}_i \vec{E}_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} \vec{E}^2 \right) - \frac{1}{\mu_0} \left(\vec{B}_i \vec{B}_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} \vec{B}^2 \right), \quad (\text{A.14})$$

donde los índices i, j nos indican las direcciones donde se ejerce presión, para ilustrar mejor el tensor de esfuerzos de Maxwell se tomaran dos direcciones.

$$T_{xx} = \epsilon_0 (\vec{E}_x^2 - \vec{E}_y^2 - \vec{E}_z^2) - \frac{1}{\mu_0} (\vec{B}_x^2 - \vec{B}_y^2 - \vec{B}_z^2) \quad (\text{A.15})$$

$$T_{xy} = \epsilon_0 (\vec{E}_x \vec{E}_y) - \frac{1}{\mu_0} (\vec{B}_x \vec{B}_y) \quad (\text{A.16})$$

Visto en forma matricial, donde la diagonal son los esfuerzos ejercidos por la onda electromagnética en cada dirección.

$$\overleftrightarrow{T}_{ij} = \begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{xy} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{xz} & T_{yz} & T_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

Calculando la divergencia del tensor. que en particular no nos da un escalar si no otro vector con los sub índices j esimos

$$\begin{aligned}
 (\nabla \cdot \overleftrightarrow{T})_j = \epsilon_0 \left[(\nabla \cdot \vec{E}) \vec{E}_j + (\vec{E} \cdot \nabla) \vec{E}_j - \frac{1}{2} \nabla_j \vec{E}^2 \right] + \\
 \frac{1}{\mu_0} \left[(\nabla \cdot \vec{B}) \vec{B}_j + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}_j - \frac{1}{2} \nabla_j \vec{B}^2 \right] \quad (\text{A.18})
 \end{aligned}$$

Sustituyendo la ecuación A.18 en A.13 y sabiendo que el vector de Poynting (\vec{s}) se define como $\frac{1}{\mu_0} (\vec{E} \times \vec{B})$

$$\vec{F} = \int_V (\nabla \cdot \overleftrightarrow{T}) - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{s}}{\partial t} d\tau, \quad (\text{A.19})$$

Para el caso estático y utilizando el teorema de la divergencia para convertir de una integral de volumen a una de superficie la ecuación A.19 se puede reescribir como:

$$\vec{F} = \int_S \overleftrightarrow{T} \cdot d\vec{s} \quad (\text{A.20})$$

B. Limpieza de sustratos

Antes de colocar las micro y nanopartículas en un sustrato, en nuestro caso un portaobjetos de 2.5 x 7.5 cm, es de alta importancia el lograr limpiarlo correctamente con el fin de eliminar moléculas de grasa o cualquier otro tipo de interacción extra que puedan ocurrir entre el portaobjetos y las partículas modificando la velocidad de desplazamiento. El procedimiento utilizado en esta tesis es el mismo que se utiliza en el laboratorio de óptica aplicada para la técnica de fotolitografía.

1. Limpiar el sustrato con papel secante y rociar acetona para remover cualquier exceso de grasa
2. Darle un baño ultrasónico de acetona por 5 minutos.
3. Enjuagar con agua destilada sin dejar que la acetona se evapore
4. limpiar el sustrato con una solución 9:1 de agua destilada y jabón neutro para cristalería
5. Poner en nuevamente en baño ultrasónico con jabón neutro para vidrio
6. Enjuagar con agua destilada
7. Dar baño ultrasónico con agua destilada por 15 minutos
8. Secar con nitrógeno gaseoso