



ESTUDIO DE LAS FUERZAS DE UNA PINZA ÓPTICA SOBRE UNA ESFERA DIELECTRICA EN EL REGIMEN DE LA ÓPTICA DE RAYOS PARA UN HAZ DE CAPTURA LAGUERRE GAUSSIANO MODO TEM_{01}^*

STUDY OF THE FORCES OF AN OPTICAL TWEEZER ON A DIELECTRIC SPHERE IN THE RAY OPTICS REGIME FOR A BEAM OF CAPTURE LAGUERRE-GAUSS MODE TEM_{01}^*

Darby Páez Amaya; Néstor A. Arias Hernandez; Martha Lucía Molina Prado

Grupo de Óptica Moderna (GOM), Departamento de Física y Geología Universidad de Pamplona, Pamplona, Colombia.

Resumen

La implementación de las pinzas ópticas en el estudio de procesos biológicos a micro escala, ha demostrado ser útil desde su invención. La predicción del comportamiento de las fuerzas responsables de la captura óptica, sumado al uso actual de haces con vórtices, que han demostrado múltiples ventajas respecto a las trampas convencionales de tipo Gradiente, plantean un problema actual y de continua evolución desde sus inicios. En este trabajo se realiza un estudio teórico de las fuerzas ópticas presentes en la captura de una esfera dieléctrica por un haz Laguerre Gaussiano modo doughnut-shaped de tipo TEM_{01}^* , polarizado circularmente, implementando las aproximaciones del Método de Rayos ópticos. Para facilitar el análisis del comportamiento de dichas fuerzas y con la particularidad de poder modificar los parámetros de captura y facilitar la visualización del fenómeno, se construye una Interfaz Gráfica de Usuario.

Palabras Clave: Pinza óptica, Régimen de Rayos Ópticos, modos doughnut-shaped.

04

Abstract

The implementation of optical tweezers in the study of biological processes at a micro scale, has proved useful since its invention. The prediction of the behavior of the forces responsible for the optical capture, added to the current use of beams with vortices, that have shown multiple advantages with respect to the conventional Gradiente type traps, pose a current problem and of continuous evolution from its beginnings. In this work, a theoretical study of the optical forces present in the capture of a dielectric sphere by a Gaussian Laguerre beam mode donut-shaped mode TEM_{01}^* , circularly polarized, is carried out, implementing the approximations of the Optical Ray Method. To facilitate the analysis of the behavior of these forces and with the particularity of being able to modify the capture parameters and facilitate the visualization of the phenomenon, a Graphical User Interface is constructed.

Key words: Optical tweezer, Ray Optics Regime, donut-shaped modes.

1. Introducción

La historia de las pinzas ópticas tiene sus inicios en el fenómeno de presión de radiación, cuyas primeras evidencias se remontan al siglo XVII, con observaciones astronómicas de Johannes Kepler; pasando por los fundamentos teóricos de James Clerk Maxwell y experimentos de E.F. Nichols y G.F. Hull en 1901, que serían evidencias preliminares del fenómeno, pero sin gran impacto tecnológico. Años más tarde, mediante contribuciones desde la mecánica cuántica de Max Planck y Albert Einstein y la invención del láser en 1960, se lograría la primera evidencia experimental de captura óptica de micro esferas en 1970 por A. Ashkin en los laboratorios Bell [1]; grupo que es considerado pionero en el campo. Sin embargo, se habla de pinza ópticas desde 1986, donde se abre una ventana a la aplicación de dichos dispositivos a múltiples áreas como la Física Atómica, la Nanotecnología, la Biotecnología, la Genética y donde se destacan campos como la Biología y la Microbiología. Su gran impacto se debe a que la pinza óptica facilita analizar de manera individual a los micro organismos, ya que permite capturarlos sin contacto mecánico, ejerciendo fuerzas del orden de los pN , además, luego de ser calibrada, permite medir fuerzas mecánicas y propiedades elásticas [2-3]. En la actualidad la

pinza óptica se presenta como la herramienta más versátil, en el campo de las muestras in vivo [4].

Actualmente, el uso de vórtices ópticos, como haces de captura, se ha incrementado, como una solución a algunos de los problemas actuales que presentan las pinzas ópticas convencionales de tipo gradiente, en donde una selección inadecuada de la longitud de onda y potencia del láser conlleva a daños sobre la muestra, llamado comúnmente como *opticutition* [5]. Los modos doughnut-shaped en especial el tipo TEM_{01}^* , presentan vórtices ópticos y propiedades exóticas, como el momento angular y se presentan como una de las soluciones a algunos de estos problemas; al no contar una zona central de alto gradiente de intensidad de radiación y por ello, estos haces han encontrado aplicaciones innovadoras en las pinzas ópticas [6-8].

En este trabajo, se desarrolla un estudio teórico, implementando el Método de Rayos ópticos [9-10], que pertenece a una variante de métodos utilizados para predecir el comportamiento de las fuerzas de radiación, denominados Métodos aproximados. Esta variante de métodos implementa varias aproximaciones y en particular el método de rayos ópticos, utiliza las de la óptica geométrica. Con el fin de facilitar el análisis de dichas fuerzas, cambiando los parámetros de captura, se programó una Interfaz Gráfica de Usuario en MATLAB. La interfaz desarrollada facilita la comprensión teórica de las pinzas ópticas que implementen un haz Laguerre Gaussiano, en especial el tipo TEM_{01}^* , ya que permite una fácil visualización cualitativa al fenómeno de captura por las fuerzas de radiación, implementando el método de los rayos ópticos, método que ha demostrado ser válido, bajo el cumplimiento de sus aproximaciones.

2. MARCO TEÓRICO

Los métodos aproximados han demostrado ser útiles, debido a que proporcionan una descripción cualitativa al fenómeno óptico de captura. El método que se implementa está dentro de estos, denominado Método de Rayos Ópticos, válido cuando las dimensiones del objeto capturado son al menos un orden mayor que la longitud de onda del haz de captura, en otras palabras, al que convencionalmente se le conoce como Régimen de Mie. El método consiste en dividir el haz de captura en múltiples rayos luminosos independientes; rayos que cumplen la óptica geométrica, lo que permite despreocuparse de los efectos de difracción. Este método permite encontrar ecuaciones sencillas, para la descripción de las fuerzas de radiación, bajo las siguientes condiciones:

- La partícula capturada sea una esfera dieléctrica, isotrópica, homogénea y transparente, por lo tanto, no absorbente de radiación.
- La trayectoria de los rayos luminosos es rectilínea y solo cambia su dirección cuando se refleja o refracta al incidir sobre la superficie de la esfera dieléctrica, siguiendo las leyes de Snell y cambios en la polarización según las fórmulas de Fresnel.
- La trayectoria de los rayos de luz a través de diferentes medios es reversible.

Actualmente, es bien conocido, que la luz lleva asociada una cantidad de momento lineal, que para un fotón está definida como

$$|\vec{p}| = \hbar|\vec{k}| = \frac{n_m E}{c} \quad (1)$$

donde \hbar es la constante de Planck cuantizada, n_m es el índice de refracción del medio, E es la energía del fotón y c es la velocidad de la luz en el vacío.

Cada rayo de luz que conforma al haz incidente, puede ser considerado como N fotones con una magnitud de momento lineal definida. Cuando un rayo de luz incide sobre la superficie de la esfera, puede transferir cierta cantidad de momento lineal. Si consideramos cada rayo de forma infinitesimal, la magnitud del diferencial de fuerza que puede ejercer un solo rayo, que lleva consigo una potencia dP será [9]

$$dF = \frac{n_m}{c} dP, \quad (2)$$

de la ecuación anterior es posible observar que la fuerza que experimenta una esfera, depende de la potencia que logró transmitir el rayo de luz a la esfera dieléctrica. Consideremos un rayo de potencia dP , que incide con cierto ángulo θ con respecto a una normal, sobre la superficie de una esfera de radio R y que genera múltiples reflexiones y refracciones, como se observa en la Fig. 1.

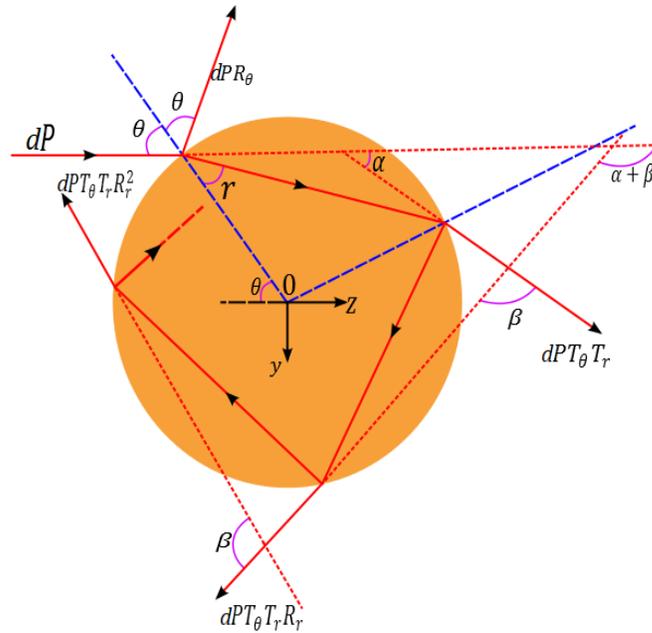


Figura 1. Rayo con potencia dP sobre una esfera.

Es posible observar en la Fig. 1, que para tener en cuenta el diferencial de fuerza total que un rayo con potencia dP , ejerce sobre la esfera, se debe calcular la cantidad de momento lineal que el rayo de luz transfiere a la esfera y tener en cuenta que dicho momento lineal del rayo cambia cuando este se refleja o refracta al incidir sobre la superficie de la esfera. Con el fin de simplificar el problema, descomponemos la fuerza total que experimenta la esfera, en una componente sobre el eje z , eje de propagación del rayo luminoso y otra sobre el eje y , eje *transversal* al eje de propagación [9-12]:

$$dF_z = \frac{n_m}{c} \left[dP_{P,z} - \left(dP_{R,z} + \sum_{n=0}^{\infty} dP_{T_{n,z}} \right) \right], \quad (3)$$

$$dF_y = \frac{n_m}{c} \left[dP_{P,y} - \left(dP_{R,y} + \sum_{n=0}^{\infty} dP_{T_{n,y}} \right) \right], \quad (4)$$

donde dP_P es la potencia del rayo incidente, dP_R es la potencia del primer rayo que se refleja y dP_{T_n} la potencia de los rayos emergentes de la esfera y donde se toman en cuenta las reflexiones y refracciones desde que el rayo entra a la esfera hasta que sale de esta, como se puede observar en la Fig. 1. Por lo tanto, para este análisis, hay que tener en cuenta los coeficientes de Fresnel, que permiten expresar la razón del flujo de energía de un rayo que atraviesa o es reflejado por una

determinada superficie con respecto a la energía del rayo incidente. Teniendo en cuenta algunas relaciones de los ángulos de la Fig. 1 y la convergencia de series geométricas, es posible obtener el diferencial de fuerza de *scattering* dF_{Scatt} y de gradiente dF_G sobre la esfera

$$dF_{Scatt} = \frac{n_m dP}{c} \left\{ 1 + R_\theta \cos(2\theta) - T_\theta T_r \left[\frac{\cos(2\theta - 2r) + R_r \cos(2\theta)}{1 + R_r^2 + 2R_r \cos(2r)} \right] \right\}, \quad (5)$$

$$dF_G(\theta) = \frac{n_m dP}{c} \left\{ R_\theta \sin(2\theta) - T_\theta T_r \left[\frac{\sin(2\theta - 2r) + R_r \sin(2\theta)}{1 + R_r^2 + 2R_r \cos(2r)} \right] \right\}, \quad (6)$$

donde el ángulo r es el ángulo de refracción que se encuentra por medio de la ley de Snell, R_θ y T_θ son los coeficientes de Fresnel para la reflectancia y transmitancia para cuando el rayo incide del exterior al interior de la esfera, R_r y T_r utilizados cuando el ángulo de incidencia es r , para cuando el rayo incide en la superficie interna de la esfera. De la ecuación (6) es posible definir un parámetro adimensional $q(\theta)$ denominado *eficiencia de captura*, que cuantifica la eficiencia en la transferencia de momento lineal desde el haz de captura a la esfera y se relaciona con la fuerza como [9]

$$dF = \frac{n_m dP}{c} q(\theta). \quad (7)$$

De esta forma se puede definir a q_{Scatt} que se denomina *eficiencia de Scattering* y corresponde a la componente z y q_G se denomina *eficiencia de Gradiente* y corresponde a la componente y . De la ecuación (7), es posible observar que la fuerza sobre la esfera depende directamente de la potencia del rayo de luz y del ángulo con el que incida sobre la superficie de esta.

En este trabajo, se aborda los casos mas comunes en la captura óptica, primero el caso de una esfera dielectrica que es capturada por una haz laguerre Guassiano tipo doughnut en especial el tipo TEM_{01}^* , colimado, que entra a un objetivo de microscopio, de tal forma que logra *overfilling* y donde el foco f del objetivo de microscopio incide a una distancia S sobre el eje de la esfera, como se observa en la Fig. 2a.

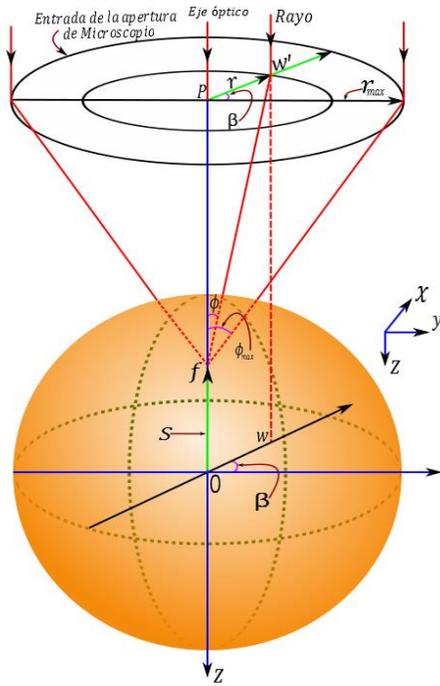


Figura 2a. Foco sobre el eje axial.

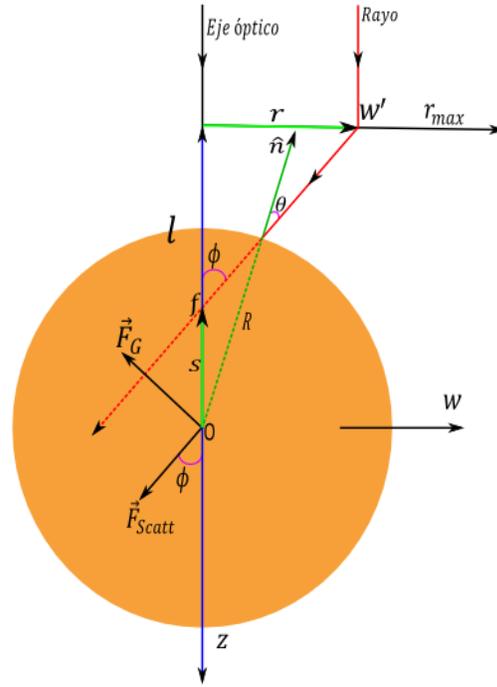


Figura 2b. Rayo $W'f$ en el plano WZ .

El rayo que vamos a analizar está contenido en el plano WZ que se muestra en la Fig. 2b. Para calcular la contribución total de la fuerza que experimenta la esfera debido a los N rayos que conforman al haz de captura se deben sumar la contribución de todos los rayos con potencia dP .

$$\vec{F}_{Scatt} = \int \frac{n_m dP}{c} q_{Scatt}(\theta) \hat{S} \quad (8)$$

$$\vec{F}_G = \int \frac{n_m dP}{c} q_G(\theta) \hat{G} \quad (9)$$

El diferencial de potencia dP es la potencia del rayo que entra al objetivo de microscopio. Donde $dP = I ds$ y ya que la cintura del haz entra completamente en el objetivo de microscopio, lograda con previa colimación y que la intensidad para el haz Laguerre Gaussiano TEM_{01}^* es [13-14]

$$I(r, 0) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \left(\frac{r\sqrt{2}}{w_0} \right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right), \quad (10)$$

es posible escribir las ecuaciones (8) y (9) como

$$\vec{F}_{Scatt} = \frac{n_m P}{c} \left[\frac{8}{\pi w_0^2} \int_0^{\pi/2} d\beta \int_0^{w_0} r \left(\frac{r\sqrt{2}}{w_0} \right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) q_{Scatt}(\theta) dr \right] \hat{S}, \quad (11)$$

$$\vec{F}_G = \frac{n_m P}{c} \left[\frac{8}{\pi w_0^2} \int_0^{\pi/2} d\beta \int_0^{w_0} r \left(\frac{r\sqrt{2}}{w_0} \right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) q_G(\theta) dr \right] \hat{G}. \quad (12)$$

10

Donde, la eficiencia de captura de *Scattering* y *Gradiente*, para el haz Laguerre Gaussiano tipo TEM_{01}^* , puede ser definida como:

$$Q_{Scatt,LG} = \frac{8}{\pi w_0^2} \int_0^{\pi/2} d\beta \int_0^{w_0} r \left(\frac{r\sqrt{2}}{w_0}\right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) q_{Scatt}(\theta), \quad (13)$$

$$Q_{G,LG} = \frac{8}{\pi w_0^2} \int_0^{\pi/2} d\beta \int_0^{w_0} r \left(\frac{r\sqrt{2}}{w_0}\right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) q_G(\theta). \quad (14)$$

Si analizando la fuerza total que experimenta la esfera, debido a las fuerzas de *gradiente* y *Scattering*, observamos que, por simetría, la contribución neta a la fuerza total, que el haz ejerce sobre la esfera será *axial*, de la forma [9,11]:

$$\vec{F}_T = [F_{Scatt} \cos(\phi) - F_G \sin(\phi)]\hat{z}, \quad (15)$$

para calcular la fuerza total, debemos tener en cuenta la relación trigonométrica de la Fig. 2b

$$R \sin(\theta) = S \sin(\phi), \quad (16)$$

donde R es el radio de la esfera y ϕ es el ángulo con el que los rayos de luz salen del objetivo de microscopio respecto al eje de la lente y que cumple la relación

$$NA = n_m \sin(\phi_{max}), \quad (17)$$

donde NA es la apertura numérica del objetivo de microscopio.

Otro caso de interés ocurre cuando el haz enfocado coincide con el eje *transversal* de la esfera (eje y), a una distancia S' de su centro, como se muestra en la Fig. 3a y 3b. Para este caso en particular, el ángulo θ de incidencia de los rayos que inciden sobre la esfera cumple las relaciones trigonométricas:

$$R \sin(\theta) = S' \sin(\gamma), \quad (18)$$

$$\cos(\gamma) = \cos(\alpha) \cos(\beta). \quad (19)$$

Relaciones que pueden ser corroboradas observando las Fig. 3a y 3b. El ángulo α se relaciona con el ángulo ϕ de los rayos que salen del objetivo de microscopio y β es el ángulo azimutal y va desde 0 a 2π .

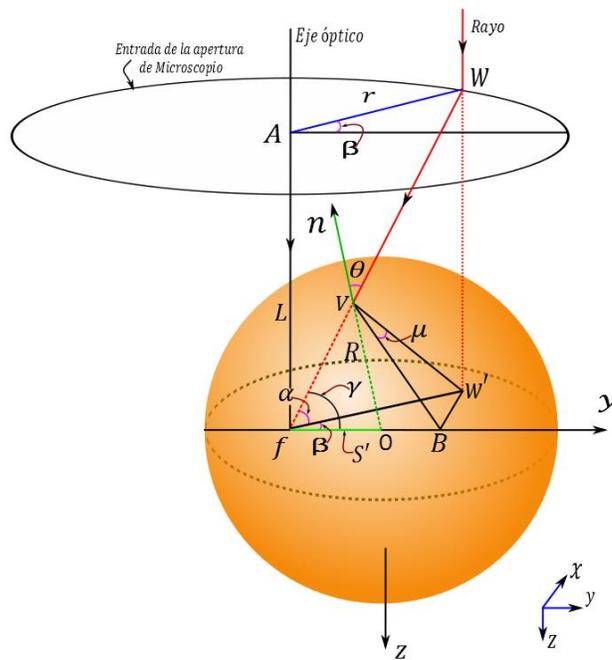


Figura 3a. Foco sobre el eje transversal

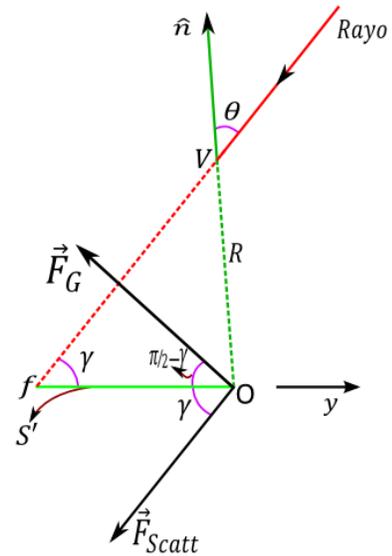


Figura 3b. Plano de incidencia

Al conocer el ángulo de incidencia θ es posible calcular las fuerzas de captura, sin embargo, es necesario tener en cuenta la contribución total del haz. El proceso consiste en calcular las *fuerzas de Scattering* y *gradiente* para el rayo de la Fig. 3b a lo largo de los ejes coordenados, tomando en cuenta la contribución de dicho rayo y sus rayos espejo en los demás cuadrantes, vemos que por simetría [9,11]

$$\vec{F}_T = F_{Scatt} \cos(\phi)\hat{z} - F_G \sin(\gamma)\hat{y}. \quad (20)$$

3. Resultados

Usando las ecuaciones (13) y (14) es posible obtener el comportamiento de las *fuerzas de Gradiente* y *Scattering*, presentes en la captura de una esfera de $3\mu m$ de diámetro, dieléctrica, con índice de refracción $n_p = 1,5$, que está inmersa en un medio de índice de refracción $n_m = 1,33$, usando un haz de captura modo doughnut-shaped tipo TEM_{01}^* polarizado circularmente, con una potencia $P = 30mW$, una cintura del haz de $w_0 = 8mm$, de tal forma que logra *overfilling*, con un objetivo de microscopio de apertura numérica $NA = 1,2$.

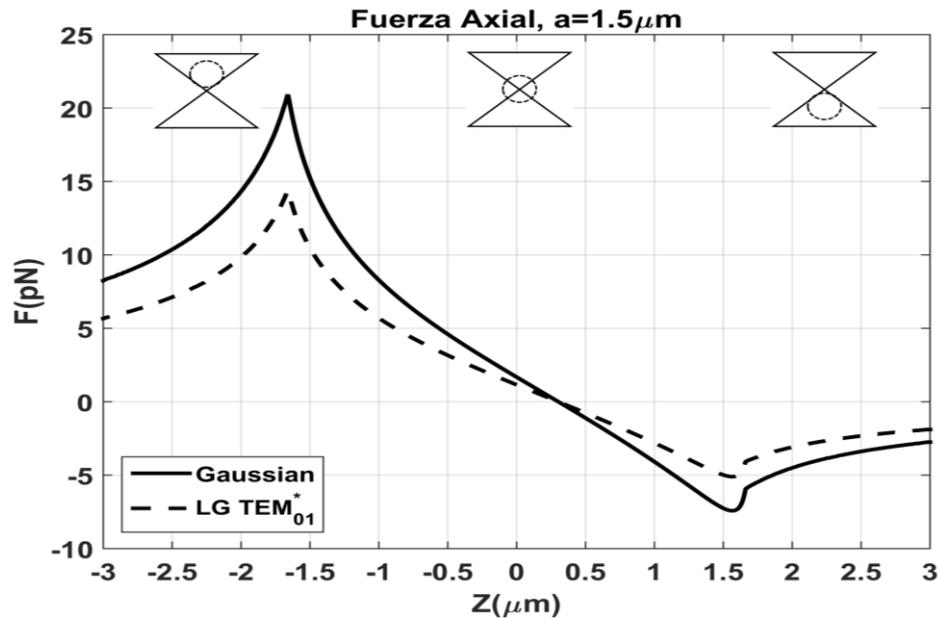


Figura 4. Fuerza axial para una esfera de $3\mu\text{m}$ de diametro.

Los resultados obtenidos para el comportamiento de las fuerzas cuando la esfera se ubica sobre el eje del haz se presentan en la Fig.4, en esta figura, es posible observar la *fuerza axial*, que es la suma de la contribución de la *fuerza de Scattering*, fuerza aceleradora en la dirección de propagación del haz y la *fuerza de gradiente*, de comportamiento restaurador bien conocido. En la Fig.4, vemos que cuando el centro de la esfera se encuentra sobre el punto focal, la fuerza óptica empuja a la esfera hacia abajo (eje z^+) hacia un punto de equilibrio de las fuerzas ópticas, ubicado $\approx 0.25\mu\text{m}$ bajo el centro de la esfera.

También es posible observar una comparación con el haz Laguerre Gaussiano tipo TEM_{01}^* ; la *fuerza óptica axial* es menor que en el haz Gaussiano, en cuyo caso crítico se da cuando la esfera se encuentra bajo el punto focal, ya que la fuerza óptica de captura es menor para empujar a la esfera hacia el punto de equilibrio, zona de captura habitual.

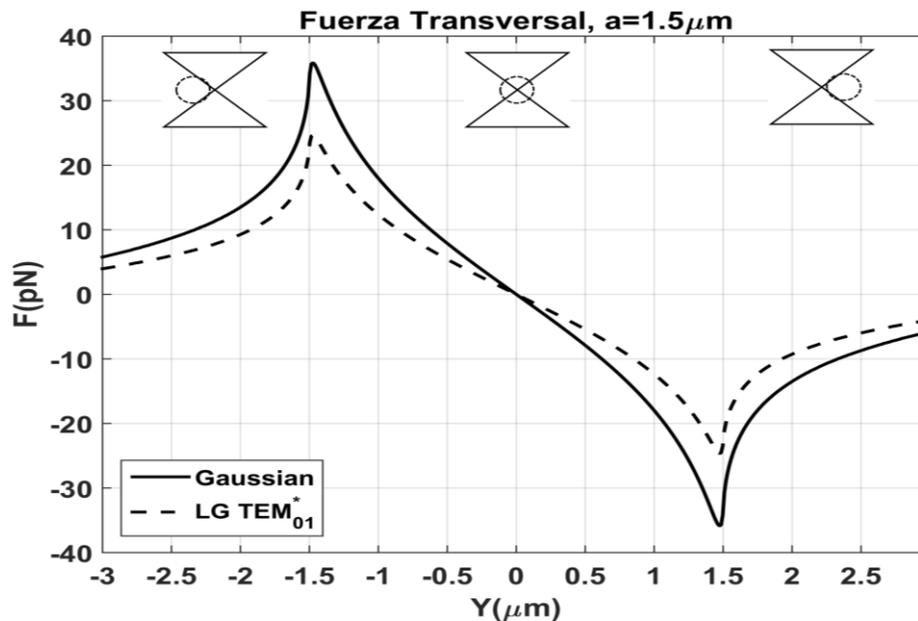


Figura 5. Fuerza transversal para una esfera de 3µm de diametro.

En la Fig.5 es posible observar un comportamiento restaurador de las fuerzas ópticas, ya que *transversalmente* (eje *y*) son solo la contribución de la *fuerza de Gradiente*, vemos también, que dicha *fuerza transversal* es menor utilizando un haz Laguerre Gaussiano tipo TEM_{01}^* .

Habitualmente, en las capturas ópticas, la *fuerza axial* es menor que la *fuerza transversal*, dicho comportamiento puede ser evidenciado fácilmente en las Fig.4 y Fig.5. Para el haz Laguerre Gaussiano tipo TEM_{01}^* , la condición se sigue cumpliendo, sin embargo, las fuerzas ópticas necesarias para la captura son menores *transversalmente* *y*, lo que se reflejaría en una menos *stiffness* o rigidez de la trampa, la razón se debe a la introducción de carga topológica, además de que dichos haces son más divergente, lo que contribuye a reducir la *fuerza de gradiente*. Sin embargo, es de aclarar que, con los parámetros establecidos, con el haz Laguerre Gaussiano tipo TEM_{01}^* , es posible aun capturar la esfera *axial* *y transversalmente*, hecho que es bien conocido.

4. Interfaz

Se desarrolló una interfaz Gráfica de Usuario que implementa el Método de Rayos Ópticos, que facilita el análisis de las fuerzas ya que permite dar una vista cualitativa

al fenómeno de captura óptica de una esfera dieléctrica en una pinza óptica que utilice un haz Laguerre Gaussiano TEM_{01}^* . La interfaz permite observar de forma gráfica y analizar cualitativamente el fenómeno (ventana gráfica de la izquierda en la Fig. 6) y una gráfica donde se puede observar el comportamiento de las fuerzas o eficiencias de captura (ventana gráfica de la derecha en la Fig. 6); de igual manera esta opción principal cuenta con un panel de parámetros de captura que pueden ser modificador por el usuario y un panel de visualización de datos para facilitar el análisis, además de un panel de control para la interfaz.

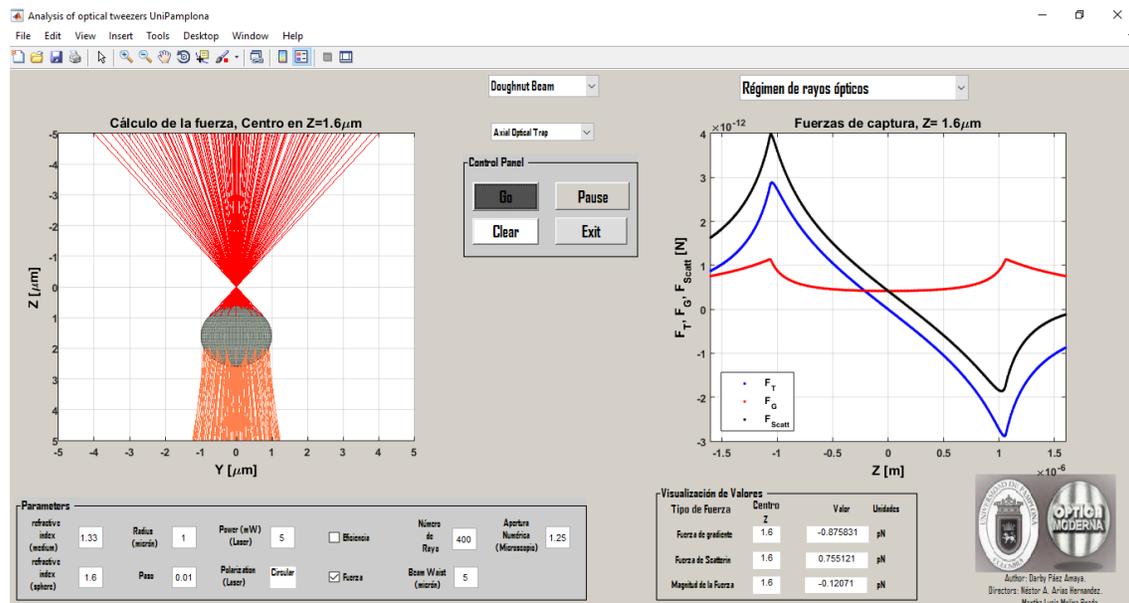


Figura 6. Interfaz, opción de analisis para captura axial.

Para la visualización cualitativa del fenómeno que se observa en la ventana gráfica de la izquierda en la Fig. 6 y Fig. 7, se utiliza el Toolbox OTGO [15], sin embargo, cabe aclarar que no se calculan las fuerzas con OTGO, lo hacemos usando el método propuesto por Ashkin [9]. La interfaz cuenta con opciones que permite analizar las fuerzas de captura cuando el centro de la esfera coincide con el eje geométrico de la lente (Fig.6) y *transversal* a esta (Fig. 7) y que fueron estudiadas anteriormente.

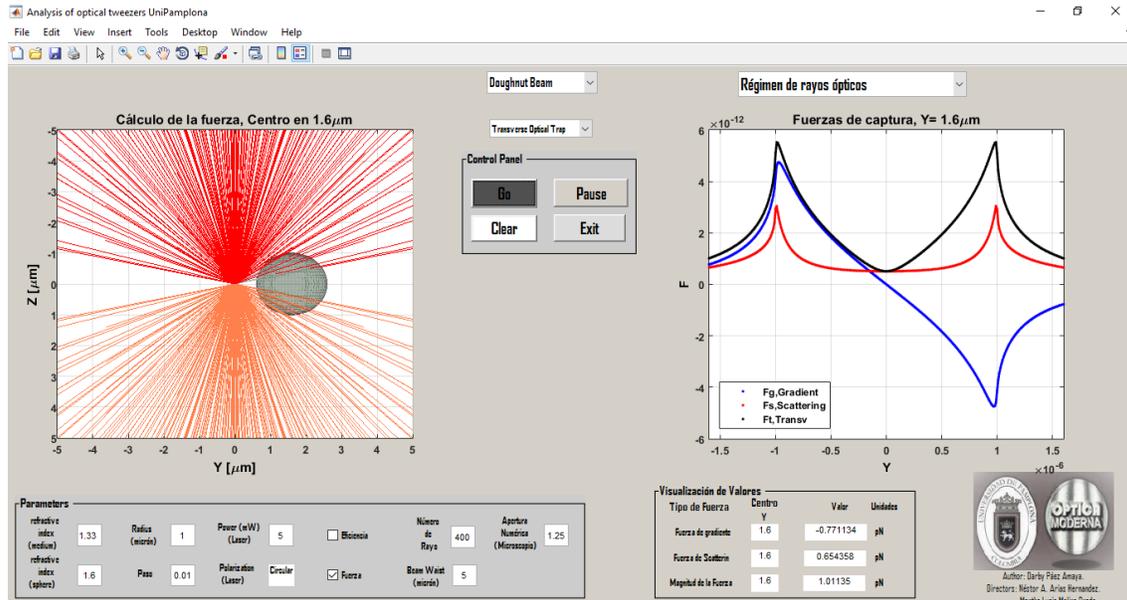


Figura 7. Interfaz, opción de analisis para captura transversal.

5. Conclusiones

En conclusión, se calcularon y analizaron las fuerzas *axial* y *transversal* de un haz de captura Laguerre Gaussiano TEM_{01}^* , sobre una esfera dieléctrica, evidenciando que son menores respecto al haz Gaussiano, debido a que reducen el comportamiento restaurador hacia el punto focal del haz, sin embargo, logran capturar a la esfera dieléctrica, bajo los parámetros establecidos. Además, se presenta una Interfaz Gráfica de Usuario desarrollada en MATLAB que implementa el Método de Rayos Ópticos. La interfaz puede ser usada académicamente ya que facilita enormemente los primeros pasos hacia el entendimiento del fenómeno de captura, debido a que además de facilitar la visualización del fenómeno, ayuda al análisis del comportamiento de las fuerzas ópticas en la captura de una esfera dieléctrica en una trampa óptica que implemente vórtices ópticos, en especial un haz Laguerre Gaussiano tipo TEM_{01}^* .

Agradecimientos

Los autores agradecen la colaboración y la financiación de la Universidad de Pamplona. Estos resultados hacen parte del proyecto de Investigación *Diseño y construcción de una Trampa Óptica Simple*, así como de la Estancia de Investigación al BIOPT(Óptical Trapping Lab - Grup de Biofotònica, Universidad de Barcelona) registrados en la vicerrectoría de investigación.

Referencias Bibliograficas

1. A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. Phys. Rev. Lett., 24(4), pp. 156-159, 1970. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.156>
2. Baumann, Christoph G. Smith, Steven B., Bloomfield, Victor A., Bustamante, Carlos. Ionic effects on the elasticity of single DNA molecules. Proc Natl Acad Sci USA, 94(12), pp. 6185-6190, 1997. <https://doi.org/10.1073/pnas.94.12.6185>
3. Karel Svoboda, C. F. (1993). Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry. NATURE, 365, pp. 721-727. <http://dx.doi.org/10.1038/365721a0>
4. Philip H. Jones, Onofrio M. Maragò, Giovanni Volpe. Optical Tweezers: Principles and Applications, Cambridge University Press, 2015, chapter 13 and chapter 14.
5. Block, S. M. Non-invasive Techniques in Cell Biology, Vol. 9, edited by J. K. Foskett and S. Grinstein (New York: Wiley-Liss), 1990, chapter 15, p. 375.
6. K. T. Gahagan and G. A. Swartzlander, Jr. Trapping of low-index microparticles in an optical vortex. J. Opt. Soc. Am. B. 15(2), pp. 524-534, 1998. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.15.000524>
7. Raktim Dasgupta, Sunita Ahlawat, Ravi Shanker Verma, Sunita Shukla, Pradeep Kumar Gupta. Optical trapping of spermatozoa using Laguerre-Gaussian laser moder. Journal of Biomedical Optics, vol. 15(6), pp 065010-1 a 065010-5, 2010. <http://dx.doi.org/10.1117/1.3526362>
8. Zhou, X., Chen, Z., Liu, Z., Experimental investigation on optical vortex tweezers for microbubble trapping. Open Physics, 16(1), pp. 383-386, 2018. <http://10.1515/phys-2018-0052>
9. Ashkin, A. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. Biophys J., 569-582, 1992
10. Kang-Bin Im, Dan-Youl Lee, Hyun-Ik Kim, Cha-Hwan Oh, Seok-Ho Song and Pill-Soo Kim. Calculation of Optical Trapping Forces on Microspheres in the



Ray Optics Regime. Journal of the Korean Physical Society. 40(5), pp. 930-933, 2002.

11. Darby Paez Amaya. Análisis Teórico de las Pinzas Ópticas Bajo las Aproximaciones de Rayleigh y Mie, *tesis de Pregrado*, Departamento de Física y Geología, Universidad de Pamplona, Pamplona, Colombia, 2015.
12. Páez Amaya D., Arias Hernández N.A., Molina Prado M.L. Interfaz gráfica para el análisis de las fuerzas de captura en una pinza óptica usando las aproximaciones de Rayleigh y Mie. *Revista Bistua*. 2016. 14(2):182-193. <https://doi.org/10.24054/01204211.v2.n2.2016.2192>.
13. Molina M, Tebaldi M, Bolognini N. 2013. Eficiencia de difracción del registro de speckle modulados generados a partir de superficies reflecto-difusoras. *Bistua:Revista de la Facultad de Ciencias Basicas*. 10 (2):50-60.
14. Larry C. Andrews and Ronald L. Phillips. Free-Space Propagation of Gaussian-Beam Waves, in *Laser Beam Propagation through Random Media*. SPIE, Washington, 2005, pp. 106.
15. A. E. Siegman. Wave Optics and Gaussian Beams, in *Lasers*. University Science Books, California, 1986, pp. 647.
16. Agnese Callegari, Mite Mijalkov, A. Burak Gököz, and Giovanni Volpe. (2014). Computational toolbox for optical tweezers in geometrical optics. *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 32(5), pp. B11-B19, 2015. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.32.000B11>

Para citar este artículo: Páez Amaya D; Arias Hernandez N.A; Molina Prado.M.L .Study of the forces of an optical tweezer on a dielectric sphere in the ray optics regime for a beam of capture Laguerre-Gauss mode TEM_{01}^ . *Revista Bistua*. 2018.16(2):03-17

+ Autor para el envío de correspondencia y la solicitud de las separatas: Darby Páez Amaya .Grupo de Óptica Moderna (GOM), Departamento de Física y Geología Universidad de Pamplona, Pamplona, Colombia. Correo autor: darbypaez@hotmail.com

Recibido: Noviembre 15 de 2017

Aceptado: Febrero 20 de 2018