TECNIACÚSTICA
CUENCA 2023

REFLECTORES HELICOIDALES PARA LA FOCALIZACIÓN DE VÓRTICES ACÚSTICOS DE ALTA INTENSIDAD

Noé Jiménez[1]*, *Enrique González-Mateo*[1], *Francisco Camarena*[1]

[1]Instituto de Instrumentación para Imagen Molecular, Universitat Politècnica de València - CSIC, Camino de Vera S/N, 46022 València, España

RESUMEN

Los haces de vórtice se utilizan actualmente en muchas aplicaciones emergentes, por ejemplo, atrapamiento de partículas o en ultrasonidos terapéuticos. Sin embargo, los métodos actuales para sintetizar estos haces exóticos no pueden aplicarse para focalizar frentes de onda acústicos intensos en modo de reflexión. En este trabajo, presentamos las ecuaciones de diseño y la validación de varias topologías de reflectores utilizadas para generar haces de vórtice focalizados. Utilizando métodos geométricos, derivamos las superficies paramétricas para reflectores de vórtice helicoelipsoidal para ser utilizados con fuentes electrohidráulicas, y un reflector de vórtice helicoparaboloidal para ser utilizado con fuentes cilíndricas electromagnéticas. Se explora la ganancia de presión, la dimensión focal y la carga topológica de los distintos generadores de vórtices y se relacionan con los parámetros geométricos. Los resultados muestran que los reflectores helicoelipsoidales y helicoparaboloidales generan vórtices focalizados de forma eficiente. Estas superficies pueden aplicarse para manipular frentes de onda con gran amplitud mecánica, como los utilizados en aplicaciones de los ultrasonidos terapéuticos como litotricia para fragmentación de cálculos renales o biliares, histotricia para la ablación mecánica de tejidos blandos, y en aplicaciones de manipulación sin contacto de partículas, burbujas o tejidos.

ABSTRACT

Vortex beams are currently used in many emerging applications, e.g., particle trapping or therapeutic ultrasound. However, current methods to synthesize these exotic beams cannot be applied to focus intense acoustic wavefronts in reflection mode. In this paper, we present the design equations and validation of several reflector topologies used to generate focused vortex beams. Using geometric methods, we derive parametric surfaces for helico-ellipsoidal vortex reflectors for use with electrohydraulic sources, and a helico-paraboloidal vortex reflector for use with electromagnetic cylindrical sources. The pressure gain, focal dimension and topological charge of the different vortex generators are explored and related to geometrical parameters. The results show that helico-ellipsoidal and helico-paraboloidal reflectors generate focused vortices efficiently. These surfaces can be applied to manipulate wavefronts with large mechanical amplitude, such as those used in therapeutic ultrasound applications such as lithotripsy for fragmentation of kidney or gallstones, histotripsy for mechanical ablation of soft tissues, and in applications of non-contact manipulation of particles, bubbles or tissues.

Palabras Clave— Ultrasonidos, Vórtices, Litotricia.

1. INTRODUCCIÓN

Los haces de vórtices acústicos son frentes de onda mecánicos estructurados que contienen dislocaciones de fase. Estos haces presentan una dependencia del campo del tipo $\exp(il\phi)$, donde ϕ es el ángulo polar y l es la carga topológica del vórtice, es decir, el número de veces que la fase gira 2π en una vuelta polar completa. Debido a la dislocación de la fase en el eje, las ondas interfieren allí destructivamente y se observa una intensidad en forma de anillo. Como resultado, estos haces transportan, además de momento lineal, momento angular [1].

La exótica estructura de campo que proporcionan los vórtices acústicos ha desencadenado numerosas aplicaciones prácticas. Entre ellas se encuentran las pinzas acústicas de un solo haz para atrapar y manipular partículas, en las que el tamaño de la trampa acústica puede ajustarse utilizando la carga topológica [2], [3], y la rotación inducida de objetos levitados puede controlarse mediante el signo de la carga topológica [4]. Otra aplicación de los vórtices acústicos es la

* ***Autor de contacto***: nojigon@upv.es

Copyright: *©2023 First author et al. This is an open-access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution 3.0 Unported License, which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original author and source are credited.*

codificación robusta y rápida de información para comunicaciones submarinas, donde la información puede codificarse utilizando la carga topológica del vórtice [5]. Dado que las ondas ultrasónicas pueden penetrar todo el cuerpo humano, los vórtices ultrasónicos son de gran interés para las aplicaciones biomédicas de ultrasonidos. Se ha demostrado que es posible atrapar partículas sólidas a escala milimétrica, lo que permite técnicas como la manipulación no invasiva de cálculos renales y la propulsión/posicionamiento de fragmentos dentro del cuerpo humano [6]. A escala microscópica, pueden utilizarse trampas acústicas miniaturizadas para atrapar y manipular células individuales [7]. Estos dispositivos utilizan ultrasonidos de alta frecuencia (>40 MHz) y, por tanto, su penetración está restringida a varios milímetros; sin embargo, han encontrado aplicación directa para microscopios de atrapamiento celular. Mediante la sintonización del campo acústico, se ha demostrado la creación de múltiples patrones celulares, lo que permite aplicaciones como la bioimpresión sin contacto de organoides tridimensionales [8]. Por último, es posible atrapar burbujas con un haz de vórtice y emplear el campo acústico para colapsarlas y liberar su carga interna [9], o inducir torques en el cuerpo humano para aplicaciones de elastografía [10].

Existen muchos métodos para sintetizar haces de vórtices acústicos. En primer lugar, se pueden utilizar sistemas de matrices de fase para sintonizar electrónicamente la fase de la señal utilizada para accionar un transductor piezoeléctrico multielemento [11]. De este modo, estos sistemas pueden generar un vórtice y presentar cierto grado de dirección focal. Sin embargo, el rango de dirección de los sistemas ultrasónicos de alta intensidad es limitado, principalmente porque están compuestos por elementos piezoeléctricos de gran superficie que cubren un área extensa, de varios centímetros. Por lo tanto, aparecen rejillas de difracción cuando los elementos están separados más de una longitud de onda. Se han propuesto fuentes helicoidales basadas en materiales piezoeléctricos flexibles para generar haces de vórtice de foco fijo [11]–[13]. De este modo, las superficies helicoidales planas, cónicas o enfocadas introducen una diferencia de trayectoria en función del ángulo polar. El efecto fotoacústico también puede utilizarse para generar haces de vórtice acústicos iluminando un absorbente de luz helicoidal con un haz láser pulsado [14].

Otros enfoques se basan en lentes que modulan el frente de onda transmitido introduciendo una dislocación de fase. En primer lugar, existen lentes basadas en la refracción, como las placas de fase[15], los axicones y fraxicones espirales [16] o los hologramas acústicos [17], que pueden generar un haz de vórtice. Otro tipo de lentes acústicas son las basadas en la difracción en una placa de zona, como la familia de rejillas binarias con simetría quiral, que incluye las rejillas espirales de Arquímedes [18], las rejillas espirales de Fresnel [19] o las rejillas de horquilla. Las resonancias locales pueden modular un frente de onda transmitido y, si se sintonizan, pueden generar un haz de vórtice. Entre ellas se encuentran las lentes basadas en metamateriales [20], [21], los caminos en espiral espaciales [22], las estructuras laberínticas [23] o antenas agujereadas [24]. Sin embargo, todos estos métodos introducen cierta atenuación en el frente de onda transmitido, lo que no es deseable para aplicaciones de ultrasonidos de alta intensidad. Además, la mayoría de estos sistemas sólo funcionan para una banda estrecha de frecuencias y, por tanto, no son convenientes para la generación de vórtices pulsados.

De hecho, las técnicas más exigentes de amplitud de presión máxima para ultrasonidos terapéuticos se basan en la combinación de una fuente de sonido intensa y un reflector acústico para enfocar el frente de onda mecánico hacia el punto focal deseado. Aunque pueden utilizarse materiales piezoeléctricos para algunas aplicaciones, las fuentes de sonido más intensas se basan en sistemas electrohidráulicos o electrodinámicos. En los sistemas electrohidráulicos, una bujía se sitúa en uno de los focos de un reflector elipsoidal y, al accionarla con un pulso eléctrico intenso, genera un frente de onda esférico pulsado que se enfoca en el segundo foco del elipsoide. Las fuentes electrodinámicas pueden construirse utilizando una bobina cilíndrica en expansión. Al conducirla con un pulso de corriente intenso, la fuente genera un frente de onda cilíndrico que se enfoca en el foco de un reflector paraboloidal. Estos sistemas están en la base de la litotricia extracorpórea por ondas de choque (ESWL) [25], que se utiliza ampliamente en las clínicas para la comunicación de cálculos y es el estándar actual en la fragmentación de cálculos renales [26]. Sin embargo, las intensas ondas de choque pueden dañar los tejidos blandos sanos produciendo complicaciones como hemorragias, infecciones, úlceras o dolor. Por lo tanto, sería deseable utilizar ondas mecánicas de menor amplitud. Aunque los haces de vórtices que contienen dislocaciones de fase pueden inducir fuerzas de rotación en partículas sólidas, aún se desconoce si los haces de vórtices pueden potenciar la comunicación entre cálculos, por ejemplo, mejorando la conversión de modos y la tensión de cizallamiento en el interior de los cálculos. De hecho, faltan sistemas para generar pulsos acústicos de vórtice de amplitud extrema (>40 MPa).

En este trabajo presentamos dos reflectores acústicos con simetría quiral para generar vórtices acústicos focalizados de gran amplitud. El primer sistema es una superficie helico-elipsoidal, donde se utiliza una fuente puntual para generar un frente de onda esférico y el reflector de simetría quiral genera un haz de vórtices focalizado. El segundo sistema es una superficie helico-paraboloidal, en la que se utiliza una fuente cilíndrica para generar un frente de onda cilíndrico

divergente y, a continuación, de forma análoga, el reflector helicoidal genera un haz de vórtice focalizado en el punto focal del sistema.

2. DISEÑO DE LOS REFLECTORES

Para generar un haz de vórtice focalizado, las superficies reflectantes se diseñan para que cumplan dos condiciones. En primer lugar, las superficies deben introducir una dislocación de fase en el campo reflejado en el eje de simetría quiral del dispositivo. En segundo lugar, las superficies deben enfocar el campo incidente hacia el punto focal del sistema.

Para lograr la primera condición, la superficie debe introducir un retardo temporal relativo en las ondas reflejadas, y este retardo es proporcional al ángulo polar y a la carga topológica, $\Delta t(\theta) = l\theta \,/\, \omega_0$, donde ω_0 es la frecuencia de diseño, l es la carga topológica y θ es el ángulo polar. Como la trayectoria recorrida viene dada por $\Delta t(\theta) c_0$, por lo tanto, la diferencia de trayectoria es

$$\Delta L(\theta) = \Delta t(\theta) c_0 = \frac{l\lambda_0 \theta}{2\pi}, \tag{1}$$

donde $\lambda_0 = 2\pi c_0 \,/\, \omega_0$ es la longitud de onda a la frecuencia de diseño y c_0 es la velocidad del sonido. Por lo tanto, la geometría de la superficie debe presentar una simetría quiral, adoptando la forma de una superficie helicoidal. Obsérvese que la forma helicoidal concreta depende de la fuente; a continuación, consideramos dos tipos, fuentes puntuales y cilíndricas.

2.1. Reflector Helico elipsidal

El primer reflector utiliza una única fuente puntual, por ejemplo, un generador de chispas electrohidráulico. Si definimos una superficie reflectante elipsoidal oblonga con focos F_1 y F_2, y la fuente puntual está situada F_1, el campo reflejado presenta un punto focal en F_2, como se muestra en la Fig. 1. En este caso, introduciremos una diferencia de fase en el foco estableciendo una diferencia de trayectoria a lo largo de la coordenada polar según la Ec. (1). Por lo tanto, la superficie ya no es un elipsoide ideal, sino una superficie helicoidal dada por

$$\frac{x^2}{b^2(\theta)} + \frac{y^2}{b^2(\theta)} + \frac{z^2}{a^2(\theta)} = 0, \tag{2}$$

donde $a = a(\theta)$ y $b = b(\theta)$ son los semiejes menor y mayor, y x, y, z las coordenadas cartesianas. Si definimos a_0 como el mayor del eje menor del reflector helicoidal-elipsoidal, $a(\theta) = 2a_0$ para $\theta = 0$.

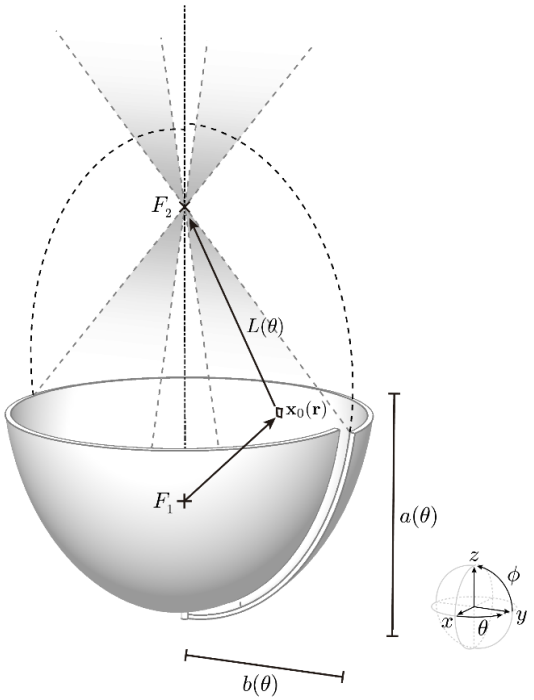


Figura 1. Reflector helicoelipsoidal.

Por tanto, añadiremos una distancia $\Delta L(\theta)$ a la trayectoria recorrida en función del ángulo polar, y finalmente el parámetro $a(\theta)$ cumple

$$a(\theta) = \frac{2a_0 - l\lambda_0 \theta \,/\, 2\pi}{2}. \tag{3}$$

Por otro lado, el semieje mayor de la superficie helicoidal pasa a ser también función del acimut,

$$b(\theta) = \sqrt{a(\theta)^2 - F_2^2}, \tag{4}$$

asegurando que todas las ondas generadas por la fuente puntual y reflejadas en la superficie se concentran en el punto F_2.

2.2. Reflector Helico-paraboloidal

El segundo reflector está diseñado para utilizar una fuente cilíndrica, como las utilizadas en los generadores electrodinámicos. El perfil de la superficie adopta la forma de una parábola, como se muestra en la Fig. 2.

Suponiendo que el frente de onda cilíndrico es plano a lo largo de la coordenada z, la superficie refleja las ondas en el vértice de la parábola.

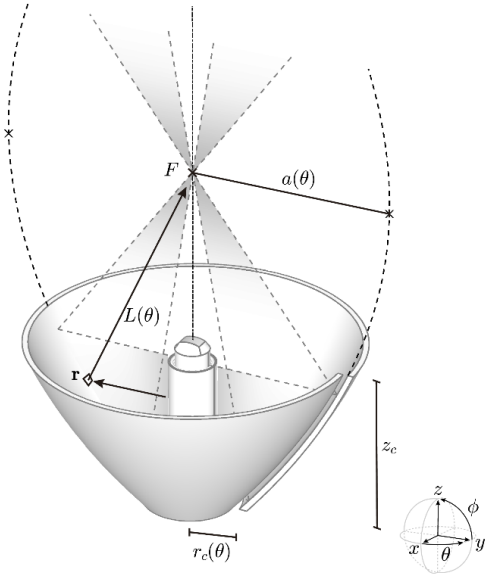


Figura 2. Reflector helicoparaboloidal.

Por lo tanto, en coordenadas cilíndricas, podemos definir una superficie con un perfil parabólico como

$$r(\theta,z) = a(\theta)(z-F)^2 - \frac{1}{4a(\theta)}, \tag{5}$$

donde F es el foco del sistema en la dirección del eje, y $a(\theta)$ es un parámetro geométrico. Para enfocar las ondas en el punto $\mathbf{r}(\theta,r,z) = (0,0,F)$, el vértice de cada perfil parabólico debe situarse en el punto

$$\mathbf{r}(\theta,r,z) = (0,-1\ /\ 4a(\theta),F). \tag{6}$$

En la parte inferior del reflector, $z_0 = 0$, podemos fijar una apertura radial máxima de R_0. Entonces, teniendo en cuenta la diferencia de trayectoria dada por la Ec. (1), la coordenada radial debe cumplir

$$r_0(\theta) = R_0 - m'\frac{l\lambda_0\theta}{2\pi}, \tag{7}$$

donde, por consideraciones geométricas, la constante m' viene dada por

$$m' = \frac{1}{1+R_0\ /\ \sqrt{F^2+R_0^2}}, \tag{8}$$

y, finalmente, el parámetro $a(\theta)$ toma la forma

$$a(\theta) = \frac{r_0(\theta) - \sqrt{F^2 - 2Fz_0 + r_0(\theta)^2 + z_0^2}}{2\left(F^2 - 2Fz_0 + z_0^2\right)}. \tag{9}$$

Por tanto, fijando la apertura R_m, la focal F, la frecuencia de diseño ω_0 y la carga topológica l, el reflector viene dado por la Ec. (5).

3. RESULTADOS

Los resultados del campo acústico reflejado por las estructuras helicoelipsoidales, calculado empleando las integrales de Rayleigh-Sommerfeld, se muestran en las Figs. 3-4. Se puede observar como las estructuras concentran el campo reflejado en el punto focal, acordemente al diseño de esta (Fig. 3).

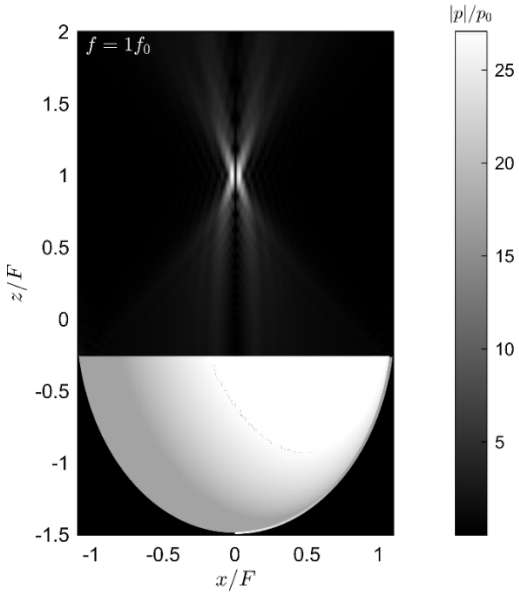


Figura 3. Campo acústico en el plano x-z a la frecuencia de diseño para el reflector helicoelipsoidal.

En el plano transversal, Fig. 4, la magnitud del campo muestra una estructura toroidal, donde esta localiza una dislocación de fase. Debido a que las ondas interfieren destructivamente en ese punto, el campo es nulo. A su alrededor, la estructura tipo toroidal muestra un incremento del campo con una ganancia de 25 para una frecuencia de 200 kHz, una apertura de 15 cm y una focal de 20 cm.

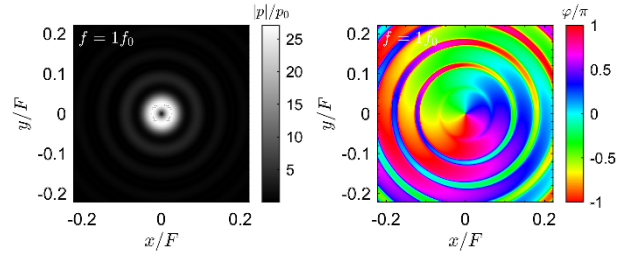


Figura 4. Magnitud y fase del campo acústico en el plano x-y a la frecuencia de diseño para el reflector helicoelipsoidal.

Resultados análogos se muestran en el caso del reflector helicoparaboloidal. El campo se concentra alrededor del punto focal, no se observan aberraciones focales, y el análisis de la fase en el plano transversal indica que la carga topológica de los vórtices producidos es acorde al diseño, en este caso, $l = 1$, es decir, la fase rota un total de $2\pi l$ radianes (1 salto de fase) al dar una vuelta en la coordenada polar.

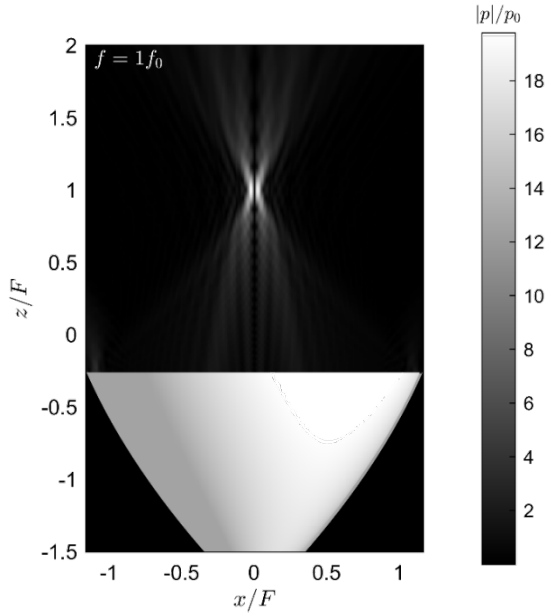


Figura 5. Campo acústico en el plano x-z a la frecuencia de diseño para el reflector helicoparaboloidal.

A otras frecuencias, diferentes a la de diseño, la situación no es exactamente la misma. Para frecuencia muy inferiores a la de diseño, no se observa la generación de vórtice, pues la discontinuidad espacial que produce la superficie helicoidal es fija, y por tanto también lo es la diferencia de caminos, ΔL. Sin embargo, la diferencia de fase que produce esta diferencia de caminos es proporcional a la frecuencia. De esta manera, a frecuencias muy bajas el reflector concentra el campo en el punto focal sin generar una dislocación de fase. Por el contrario, a frecuencias superiores, la diferencia de fase es mayor, y por tanto se genera una dislocación de carga topológica $l = \omega / \omega_0$. Por ejemplo, al doble de la frecuencia de diseño, la carga topológica observada para estos reflectores es $l = 2$.

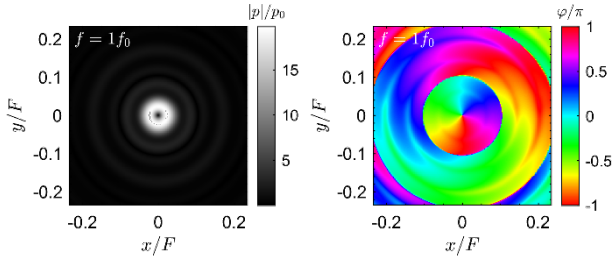


Figura 6. Campo acústico en el plano x-z a la frecuencia de diseño para el reflector helicoparaboloidal.

A frecuencias inconmensurables, es decir, para frecuencias que no son múltiplos enteros de la frecuencia de diseño, observamos que se producen vórtices de carga topológica fraccional sobre el eje. Este aspecto es importante puesto que aparecen para señales impulsivas.

Debido a que la difracción del haz es inversamente proporcional a la frecuencia, la ganancia del sistema depende de la frecuencia, aumentando con la misma. La Figura 7 muestra la ganancia de ambos sistemas, donde observamos que la ganancia efectivamente aumenta con la frecuencia. Debido a que un haz de vórtice es efectivamente un haz defocalizado (un anillo), donde la energía se concentra en un área mayor que en un transductor focalizado común, la ganancia de los reflectores es menor que en los sistemas no helicoidales. Además, vemos como para frecuencias que son múltiplos enteros de la frecuencia de diseño, la ganancia es inferior que a frecuencias cercanas. Ello es debido a que justo a esas frecuencias el haz se defocaliza más eficazmente puesto que la dislocación de fase es ideal. Ello indica que el diseño de los reflectores es geométricamente perfecto. Comparando la ganancia de estos reflectores con la ganancia de un transductor cuya superficie tenga focalización esférica pero helicoidal, observamos que todos estos sistemas presentan un comportamiento similar, con ganancias iguales por debajo de la frecuencia de diseño, y con un comportamiento oscilante muy parecido en alta frecuencia.

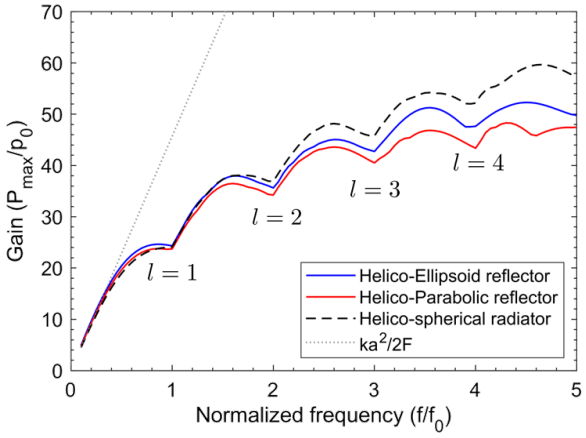


Figura 7. Ganancia del Sistema helicoparaboloidal, helicoelipsoidal y un transductor focalizado helicoidal.

4. CONCLUSIONES

En este trabajo se presenta el diseño y validación analítica de los reflectores helicoidales. Se han desarrollado las ecuaciones de diseño, geométricamente exactas para dos casos de interés: fuentes monopolares, que resulta en un reflector helicoidal elipsoidal, y para fuentes cilíndricas, lo que resulta en un reflector helicoparaboloidal.

Los parámetros de focalización y la carga topológica del vórtice son totalmente sintonizables modificando el diseño del reflector. Los resultados muestran que vórtices con carga topológica entera emergen en enteros de la frecuencia de diseño, mientras que vórtices de carga topológica fraccionaria se observan a otras frecuencias.

Es importante señalar que los vórtices acústicos pueden generarse mediante lentes, pero estos sistemas introducen atenuación. Además, usualmente son sistemas muy cromáticos. Por el contrario, los reflectores pueden utilizarse para generar vórtices con señales impulsivas y de gran amplitud, que pueden ser muy eficaces para aplicaciones como litotricia, histotricia y/o manipulación de partículas y tejidos en los que se requiere emplear una fuente de alta intensidad.

REFERENCIAS

[1] K. Volke-Sepúlveda, A. O. Santillán, and R. R. Boullosa, "Transfer of angular momentum to matter from acoustical vortices in free space," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, no. 2, p. 24302, 2008, doi: 10.1103/PhysRevLett.100.024302.

[2] D. Baresch, J.-L. Thomas, and R. Marchiano, "Observation of a single-beam gradient force acoustical trap for elastic particles: acoustical tweezers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, no. 2, p. 24301, 2016.

[3] A. Marzo, S. A. Seah, B. W. Drinkwater, D. R. Sahoo, B. Long, and S. Subramanian, "Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects," *Nat. Commun.*, vol. 6, p. 8661, 2015.

[4] K. D. Skeldon, C. Wilson, M. Edgar, and M. J. Padgett, "An acoustic spanner and its associated rotational Doppler shift," *New J. Phys.*, vol. 10, no. 1, p. 13018, 2008, doi: 10.1088/1367-2630/10/1/013018.

[5] C. Shi, M. Dubois, Y. Wang, X. Zhang, and P. Sheng, "High-speed acoustic communication by multiplexing orbital angular momentum," *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol. 114, no. 28, pp. 7250–7253, 2017, doi: 10.1073/pnas.1704450114.

[6] M. A. Ghanem *et al.*, "Noninvasive acoustic manipulation of objects in a living body," *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, 2020, doi: 10.1073/pnas.2001779117.

[7] M. Baudoin *et al.*, "Cell selective manipulation with single beam acoustical tweezers," *Nat. Commun. 2020 111*, vol. 11, no. 1, pp. 1–10, Jan. 2020, doi: 10.1038/s41467-020-18000-y.

[8] Z. Ma *et al.*, "Acoustic Holographic Cell Patterning in a Biocompatible Hydrogel," *Adv. Mater.*, vol. 32, no. 4, 2020, doi: 10.1002/adma.201904181.

[9] D. Baresch and V. Garbin, "Acoustic trapping of microbubbles in complex environments and controlled payload release," *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, 2020, doi: 10.1073/pnas.2003569117.

[10] N. Jimenez, J. M. Benlloch, and F. Camarena, "A new elastographic technique using acoustic vortices," in *2020 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, Sep. 2020, pp. 1–4. doi: 10.1109/IUS46767.2020.9251417.

[11] B. T. Hefner and P. L. Marston, "An acoustical helicoidal wave transducer with applications for the alignment of ultrasonic and underwater systems," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 106, no. 6, pp. 3313–3316, 1999, doi: 10.1121/1.428184.

[12] J. L. Ealo, J. C. Prieto, and F. Seco, "Airborne ultrasonic vortex generation using flexible ferroelectrets," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 58, no. 8, pp. 1651–1657, 2011, doi: 10.1109/TUFFC.2011.1992.

[13] N. Jiménez, J. Ealo, R. D. Muelas-Hurtado, A. Duclos, and V. Romero-Garciá, "Subwavelength Acoustic Vortex Beams Using Self-Demodulation," *Phys. Rev. Appl.*, vol. 15, no. 5, 2021, doi: 10.1103/PhysRevApplied.15.054027.

[14] S. Gspan, A. Meyer, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, "Optoacoustic generation of a helicoidal ultrasonic beam," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 115, no. 3, pp. 1142–1146, Mar. 2004, doi: 10.1121/1.1643367.

[15] M. E. Terzi, S. A. Tsysar, P. V Yuldashev, M. M. Karzova, and O. A. Sapozhnikov, "Generation of a vortex ultrasonic beam with a phase plate with an angular dependence of the thickness," *Moscow Univ. Phys. Bull.*, vol. 72, no. 1, pp. 61–67, 2017.

[16] S. Jiménez-Gambín, N. Jiménez, J. M. Benlloch, and F. Camarena, "Generating Bessel beams with broad depth-of-field by using phase-only acoustic holograms," *Sci. Rep.*, vol. 9, no. 1, 2019, doi: 10.1038/s41598-019-56369-z.

[17] S. Jiménez-Gambín, N. Jiménez, and F. Camarena, "Transcranial Focusing of Ultrasonic Vortices by Acoustic Holograms," *Phys. Rev. Appl.*, vol. 14, no. 5, p. 54070, 2020, doi: 10.1103/PhysRevApplied.14.054070.

[18] N. Jiménez, R. Picó, V. Sánchez-Morcillo, V. Romero-García, L. M. García-Raffi, and K. Staliunas, "Formation of high-order acoustic Bessel beams by spiral diffraction gratings," *Phys. Rev. E*, vol. 94, no. 5, Nov. 2016, doi: 10.1103/PhysRevE.94.053004.

[19] N. Jiménez, V. Romero-García, L. M. García-Raffi, F. Camarena, and K. Staliunas, "Sharp acoustic vortex focusing by Fresnel-spiral zone plates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 112, no. 20, p. 204101, May 2018, doi: 10.1063/1.5029424.

[20] L. Ye *et al.*, "Making sound vortices by metasurfaces," *AIP Adv.*, vol. 6, no. 8, p. 85007, 2016, doi: 10.1063/1.4961062.

[21] X. Jiang, Y. Li, B. Liang, J. C. Cheng, and L. Zhang, "Convert Acoustic Resonances to Orbital Angular Momentum," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, no. 3, Jul. 2016, doi: 10.1103/PHYSREVLETT.117.034301.

[22] H. Esfahlani, H. Lissek, and J. R. Mosig, "Generation of acoustic helical wavefronts using metasurfaces," *Phys. Rev. B*, vol. 95, no. 2, p. 24312, 2017, doi: 10.1103/PhysRevB.95.024312.

[23] A. Marzo, A. Ghobrial, L. Cox, M. Caleap, A. Croxford, and B. W. Drinkwater, "Realization of compact tractor beams using acoustic delay-lines," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 110, no. 1, p. 14102, 2017, doi: 10.1063/1.4972407.

[24] C. J. Naify, C. A. Rohde, T. P. Martin, M. Nicholas, M. D. Guild, and G. J. Orris, "Generation of topologically diverse acoustic vortex beams using a compact metamaterial aperture," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 22, p. 223503, 2016, doi: 10.1063/1.4953075.

[25] C. Chaussy and E. Schmiedt, "Extracorporeal shock wave lithotripsy (ESWL) for kidney stones. An alternative to surgery?," *Urol. Radiol.*, vol. 6, no. 1, pp. 80–87, 1984, doi: 10.1007/BF02923707.

[26] M. Manzoor ul Haque *et al.*, "Safety and efficacy of extracorporeal shock wave lithotripsy for difficult-to-retrieve common bile duct stones: A ten-year experience," *J. Transl. Intern. Med.*, vol. 8, no. 3, pp. 159–164, 2020, doi: 10.2478/jtim-2020-0025.