

**HACIA LA RECUPERACIÓN DE ENERGÍA PROVENIENTE DE FUENTES ACÚSTICAS
EMPLEANDO SUPERFICIES QUIRALES**

OSCAR DAVID IDROBO MUÑOZ



**FACULTAD DE INGENIERÍA
ESCUELA DE INGENIERÍA MECÁNICA
SANTIAGO DE CALI
2022**

**HACIA LA RECUPERACIÓN DE LA ENERGÍA PROVENIENTE DE FUENTES
ACÚSTICAS EMPLEANDO SUPERFICIES QUIRALES**

OSCAR DAVID IDROBO MUÑOZ

Proyecto de grado para optar al título de Ingeniero Mecánico

Director

Joao Luis Ealo Cuello, Ph.D

Codirector

Ruben Dario Muelas Hurtado, Ph.D

**FACULTAD DE INGENIERÍA
ESCUELA DE INGENIERÍA MECÁNICA
SANTIAGO DE CALI
2022**

DEDICATORIA

A Dios por ser quien nos permite día a día tener muchas oportunidades de aprender y sin importar que nos caigamos siempre podernos levantar.

A mis padres, hermanos, sobrina, y abuelos quienes han sido los pilares en mi vida convirtiéndome en una persona con principios y valores para el desarrollo de mi vida personal y profesional.

A Karla Galvis quien me ha acompañado durante muchos años en buenas y malas, navegando en las distintas mareas que nos pone la vida.

Los amo, gracias por enseñarme que mientras exista amor lo demás llega por añadidura.

ODIM

AGRADECIMIENTOS

A la Universidad del Valle por haberme permitido la oportunidad de formarme profesionalmente y vivir experiencias inolvidables.

A mis compañeros de pregrado, Juan Viteri, Diego Méndez, Diego Gutiérrez, Carlos Muñoz, David Murillo, Sebastián Bardales y Kevin Capote, de los cuales aprendí muchas cosas, me brindaron su apoyo y ayuda y compartí muchos momentos a lo largo de estos años, muchas gracias muchachos por su amistad.

Agradecimiento especial a los profesores Joao Ealo y Jhon Pazos, a mi codirector Ruben Muelas, a Jose Castaño y Pablo Trujillo, quienes me acompañaron en el desarrollo de este trabajo y me aportaron mucho de su conocimiento y experiencia en el campo de la ingeniería.

Finalmente, a todos los docentes de la Escuela de Ingeniería Mecánica quienes día a día nos transmiten muchos conocimientos, su experiencia como profesionales y dedican gran parte de su vida a formar cientos de excelentes Ingenieros.

ÍNDICE GENERAL

ÍNDICE DE FIGURAS	5
ÍNDICE DE TABLAS	8
RESUMEN.....	9
1 INTRODUCCIÓN	10
1.1 Planteamiento del problema	10
1.1.1 Árbol del problema.....	10
1.1.2 Árbol de solución	11
1.2 Objetivos	12
1.2.1 General	12
1.2.2 Específicos	12
1.3 Estado del arte	13
1.4 Impacto ambiental	16
2 MARCO TEÓRICO	17
2.1 Frente de onda	17
2.1.1 Frente de onda helicoidal	17
2.1.2 Carga topológica	18
2.1.3 Ecuaciones que rigen el comportamiento de los frentes de onda helicoidales	18
2.2 Vórtices acústicos.....	20
2.3 Transferencia de momentum angular de un vórtice acústico a un objeto	21
2.4 Momentos axiales en objetos	22
3 CUANTIFICACIÓN DEL TORQUE INDUCIDO POR UN CAMPO ACÚSTICO A LA MATERIA EMPLEANDO MODELOS DE SIMULACIÓN	25
3.1 Metodología	25
3.1.1 Interacción acústica entre un vórtice acústico y una geometría plana absorbente	25
3.1.2 Interacción acústica entre un frente de onda plano y una geometría quiral (helicoides)	27
3.1.3 Interacción acústica entre un vórtice acústico y una geometría quiral (hélice o estructura quiral o turbina acústica)	29
3.2 Metodología de simulación	31
3.2.1 Materiales	32
3.2.2 Física y condiciones de borde	33
3.2.3 Enmallado.....	35
3.3 Verificación.....	36
3.3.1 Cuantificación experimental de la transferencia de momentum angular a la materia desde vórtice acústico en espacio libre.....	36

3.3.2	Estudio numérico de la transferencia de momentum angular a la materia	39
4	RESULTADOS	44
4.1	Rotación inducida por la geometría del campo acústico	44
4.2	Rotación inducida por efecto de la geometría del helicoide.....	45
4.3	Rotación inducida por un vórtice acústico a un helicoide	49
4.4	Rotación inducida por un vórtice acústico a una estructura quiral (Hélice o Turbina Acústica)	52
4.5	Discusión de resultados	57
5	CONCLUSIONES	61
6	TRABAJO FUTURO	63
7	BIBLIOGRAFÍA.....	64

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1. Árbol del problema.....	11
Figura 1.2. Árbol de solución.....	12
Figura 1.3. Esquema del montaje experimental empleado para la levitación y rotación de la muestra. Fuente: tomado de (Demore C. E., y otros, 2012).....	14
Figura 2.1. Frente de onda helicoidal con $m = 1$. Fuente: tomado de (Hefner & Marston, 1999). ...	17
Figura 2.2. Distribución de magnitud y fase en un plano transversal para diferentes cargas topológicas m . Fuente: tomado y adaptado de (Rojas, 2019).....	18
Figura 2.3. Perfil de fase de la fuente y forma de frente de onda para campos acústicos helicoidales con vorticidad (a) 1 y (b) 3. Fuente: tomado de (Demore C., y otros, 2011).	20
Figura 2.4. Mecanismos de interacción para la inducción de rotación mecánica a la materia empleando campos acústicos, a) campo acústico quiral que impacta sobre un objeto no quiral (Superficie asimétrica absorbente), b) campo acústico no quiral y superficie quiral, c) campo acústico quiral y superficie quiral, d) campo acústico aquiral y superficie aquiral. Fuente: tomado de Muelas (2020).	22
Figura 2.5. Momento axial generado en la materia por la interacción entre un campo acústico (VA) y un objeto absorbente. Fuente: tomado de (Muelas, 2015).	23
Figura 3.1. Geometrías evaluadas, a) disco plano, b) helicoides, c) hélice (turbina acústica o estructura quiral).	25
Figura 3.2. Montaje experimental para la cuantificación de momentum angular transferido a la materia. a) Esquema, b) Montaje Experimental. Fuente: tomado de Muelas (2015).	26
Figura 3.3. Dominios de simulación para el modelo de interacción entre un vórtice acústico y un disco absorbente.	27
Figura 3.4. Geometría helicoidal evaluada (Helicoide dextrógiro).	28
Figura 3.5. Dominios de simulación para el modelo de interacción entre un frente de onda plano y un helicoides.	28
Figura 3.6. Alternativa para la recuperación de energía acústica, a) esquema y b) montaje experimental de una “Turbina acústica”. Fuente: tomado de Muelas (2020).	30
Figura 3.7. Dominios de simulación para el problema de interacción acústica entre un vórtice acústico y una geometría quiral (hélice o estructura quiral o turbina acústica).	31
Figura 3.8. Configuración de los dominios de simulación del modelo.	32
Figura 3.9. Condiciones de borde del modelo de interacción acústica entre un campo acústico y un objeto implementadas en todos los modelos.	35
Figura 3.10. Objetos de prueba con diferentes geometrías para la transferencia de momentum angular, a) Corcho vista superior, a') Corcho vista inferior, b) Corcho-espuma vista superior, b') Corcho-espuma vista inferior, c) Helicoides de ABS vista superior, c') Helicoides de ABS vista inferior. Fuente: tomado de Muelas (2015).	37
Figura 3.11. Comparaciones de cada una de las muestras de corcho, corcho-espuma y helicoides para los diámetros de 50 mm, 80 mm, 100 mm de diámetro. Fuente: tomado de Muelas (2015).	37
Figura 3.12. Gráficas de interacción y efectos principales del modelo factorial para el torque del vórtice acústico. Existe una dependencia tanto de la razón (n) entre el diámetro de la muestra y el diámetro del vórtice acústico, como del acabado superficial (Corcho, Corcho-Espuma, Helicoidal Lisa). La línea roja representa un promedio de las mediciones. Fuente: tomado y modificado de Muelas (2015).	38
Figura 3.13. Incertidumbre experimental de las mediciones realizadas (tres repeticiones) para las muestras de corcho (C5, C8,C10), corcho-espuma(CE5, CE8, CE10) y helicoides (H5,H8,H10). El	

valor que acompaña a cada letra representa el diámetro utilizado. (C8=Corcho de diámetro 8cm).Fuente: tomado de Muelas (2015).	39
Figura 3.14. Simulación del nivel de presión sonora en un plano a 130 mm respecto a la fuente radiante para el vórtice de carga topológica 1(Distribución en magnitud).	40
Figura 3.15. Resultados obtenidos por simulación, a) magnitud de presión en un plano azimutal y b) en un plano transversal a 130 mm de la fuente radiante y c) perfil de fase del vórtice; resultados experimentales d) magnitud de presión en un plano transversal a 130 mm de la fuente radiante y e) perfil de fase del vórtice. La distribución experimental de fase y magnitud fueron tomados de Muelas (2015).	41
Figura 3.16. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un VA y un disco ($n = 1$).	41
Figura 3.17. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un VA y un disco ($n = 0,8$).	42
Figura 3.18. Torque de radiación acústica transferido a un disco en función del diámetro del disco y el diámetro del vórtice acústico (diámetro del vórtice igual a 60 mm).	43
Figura 4.1. Transferencia de torque de radiación acústica a un disco absorbente (ubicado a 130 mm de la fuente radiante) desde un VA ($m=1$) en función de su diámetro ($n = \text{diámetro del disco} / \text{diámetro del vórtice}$).	44
Figura 4.2. Distribución del campo de presión producido por la interacción acústica entre un vórtice acústico ($m = 1$) y un disco de 30 mm de radio ubicado a 130 mm de la superficie radiante, a) sobre el plano azimutal, y sobre un plano transversal al eje de propagación en b) 100 mm, c) 130 mm, d) 160 mm.	45
Figura 4.3. Distribución de fase producida por la interacción acústica entre un vórtice acústico ($m = 1$) y un disco de 30 mm de radio ubicado a 130 mm de la superficie radiante, a) sobre el plano azimutal, y sobre un plano transversal al eje de propagación en b) 100 mm, c) 130 mm, d) 160 mm.	45
Figura 4.4. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un frente de onda plano y un helicoide ($r = 30 \text{ mm}$, $\text{pitch} = \lambda$).	46
Figura 4.5. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un frente de onda plano y un helicoide ($r = 30 \text{ mm}$, $\text{pitch} = \lambda/4$).	46
Figura 4.6. Distribución del campo de presión (magnitud) en el plano azimutal de un frente de onda plano.	47
Figura 4.7. Transferencia de torque desde un campo acústico con frente de onda plana a un disco helicoidal dextrógiro (ubicado a 130 mm de la fuente radiante) en función de su diámetro ($\text{Pitch} = 8,575 \text{ mm}$).	48
Figura 4.8. Transferencia de torque desde un campo acústico con frente de onda plana a un disco helicoidal dextrógiro ($r = 30 \text{ mm}$, ubicado a 130 mm de la fuente radiante) en función de su paso por longitud de onda (Pitch/λ).	48
Figura 4.9. Distribución del campo de presión producido por la interacción acústica entre el vórtice acústico y el disco helicoidal dextrógiro ubicado a 130 mm de la fuente radiante, a) sobre el plano azimutal, y sobre un plano transversal al eje de propagación en b) 100 mm, c) 130 mm, d) 150 mm.	49
Figura 4.10. Distribución de fase producida por la interacción acústica entre el vórtice acústico y el disco helicoidal dextrógiro ubicado a 130 mm de la fuente radiante, a) sobre el plano azimutal, y sobre un plano transversal al eje de propagación en b) 100 mm, c) 130 mm, d) 150 mm.	49
Figura 4.11. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un VA ($m = \pm 1$) y un helicoide ($r = 30 \text{ mm}$, $\text{pitch} = \lambda$).	50

Figura 4.12. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un VA ($m = \pm 1$) y un helicoide ($r = 30$ mm, $\text{pitch} = \lambda/4$).....	50
Figura 4.13. Dependencia de la rotación inducida a un helicoide dextrógiro desde un vórtice acústico según la geometría del campo (carga topológica) y la geometría de la muestra (tamaño), donde la muestra irradiada fue ubicada a 130 mm del emisor.....	51
Figura 4.14. Dependencia de la rotación inducida a un helicoide dextrógiro ($r = 30$ mm) desde un vórtice acústico según la geometría del campo (carga topológica) y la geometría de la muestra (Pitch), donde la muestra irradiada fue ubicada a 130 mm del emisor.	52
Figura 4.15. Esquema de la turbina acústica evaluada.....	52
Figura 4.16. Esquema de la simulación realizada para la interacción acústica de un vórtice acústico y estructura quiral ubicada en diferentes posiciones. El campo mostrado corresponde a la distribución de presión de un vórtice acústico con diferente carga topológica en aire libre, es decir, sin ningún objeto sobre su eje de propagación; a) $m = 0$, b) $m = \pm 1$ y c) $m = \pm 2$	53
Figura 4.17. Torque de radiación acústica inducido a turbina acústica teniendo en cuenta su dependencia entre su número de álabes (N) y su ángulo de inclinación (β). La estimación de los valores de torque inducido se realizó con la estructura quiral (Turbina) ubicada a 80 mm de la fuente radiante.....	54
Figura 4.18. Torque de radiación acústica inducido a una turbina de álabes planos ($N = 6$, $\beta = 20^\circ$) y su dependencia con distancia de ubicación respecto a la fuente radiante (d).....	55
Figura 4.19. Distribución de presión producida por la interacción entre un campo acústico y la turbina acústica ubicada a una distancia de 80 mm respecto a la fuente radiante ($\beta = 20^\circ$) en un plano azimutal para a) $m = 0$, b) $m = 1$ y c) $m = 2$, y en un plano transversal a 40 mm (antes de la turbina) y 120 mm (después de la turbina) para d) $m = 0$, e) $m = 1$ y f) $m = 2$	56
Figura 4.20. Distribución del campo de presión sobre la superficie de la muestra a 130 mm de la fuente radiante, para un disco de diámetro igual a a) 48 mm, b) 60 mm y c) 102 mm.	58
Figura 4.21. Comparación del torque de radiación acústica inducido a un disco, un helicoide y una turbina acústica de 100 mm de diámetro ubicados a 80 mm respecto a la fuente radiante.....	60

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 3-1. Materiales de los dominios de simulación.	32
Tabla 3-2. Propiedades físicas del Aptflex 28 y ABS.	32
Tabla 3-3. Número de elementos de malla por longitud de onda para el modelo de interacción acústica entre el VA y el disco ($r = 30$ mm).	42
Tabla 3-4. Número de elementos de malla por longitud de onda para el modelo de interacción acústica entre el VA y el disco ($r = 24$ mm).	42

RESUMEN

Recientemente se ha reportado la capacidad de los vórtices acústicos, para inducir rotación sin contacto a discos absorbentes en medios como el aire y el agua. Esta rotación inducida es atribuida a la geometría helicoidal del frente de onda incidente. Sin embargo, la geometría de la materia también tiene efecto sobre la rotación como recientemente lo planteó Muelas (2020).

En este trabajo se explora el potencial de los campos acústicos para inducir rotación a la materia por medio de modelos de simulación. Para ello, se emplearon campos acústicos que transportan momentum lineal y angular interactuando con objetos de interés con forma de disco, helicoide, hélice. En este caso, al igual que los resultados reportados por Muelas (2020), en las simulaciones se encontró que la rotación inducida es producto de una interacción acústico-estructura que está altamente influenciada por la geometría del campo y la materia, e incluso se encontró una geometría adecuada para la cual el torque inducido se maximiza.

Los resultados presentados son evaluados en aire a una frecuencia ultrasónica de 40 kHz. Sin embargo, este análisis puede ser extrapolado a diferentes medios de propagación y frecuencias. Por otra parte, estos resultados juegan un papel importante en aplicaciones de conversión de energía como la propuesta reportada por Muelas (2020).

Palabras clave: simulación, vórtice acústico, rotación, momentum angular, ultrasonido, frecuencia, frente de onda.

1 INTRODUCCIÓN

1.1 Planteamiento del problema

El Grupo de Investigación en Mejoramiento Industrial (GIMI) de la Universidad del Valle ha investigado el desarrollo de diferentes dispositivos para la generación de campos acústicos especiales como los vórtices. Actualmente, se ha logrado demostrar la aplicabilidad de los vórtices acústicos para manipular partículas sin contacto e inducir rotación en objetos (Muelas, Ealo, & Volke-Sepúlveda, 2020).

Una de las iniciativas del grupo es el diseño, fabricación e implementación de “turbinas acústicas”. Un concepto novedoso para recolectar la energía proveniente de ondas acústicas (como por ejemplo las producidas por transductores) y convertirla en energía eléctrica para excitar sistemas de muy baja potencia utilizados en la medición de variables físicas (Muelas, 2020). De lo anterior, es de carácter primordial conocer la interacción acústica-estructura que induce la rotación en las estructuras quirales que componen la “turbina”. Por esta razón, en este trabajo se propone la implementación de modelos de simulación numéricos que posibiliten el análisis de dicha interacción y permitan concebir un diseño óptimo de turbina para un frente de ondas determinado.

1.1.1 *Árbol del problema*

La descripción del problema dada en la anterior sección permite identificar la necesidad primaria del proyecto, como la falta de evaluación de la interacción acústico estructura entre un frente de onda y una turbina acústica. Se evidenció que las causas principales del problema se deben a que el área de investigación se encuentra en desarrollo, por lo tanto, se posee poca información acerca del fenómeno (Muelas, 2015, 2020; Schwarz, 2013). En consecuencia, se desconoce la eficiencia de una turbina acústica y su relación geométrica con el campo acústico incidente. De esta manera, la Figura 1.1 muestra la esquematización del problema central del proyecto, las causas y sus efectos.

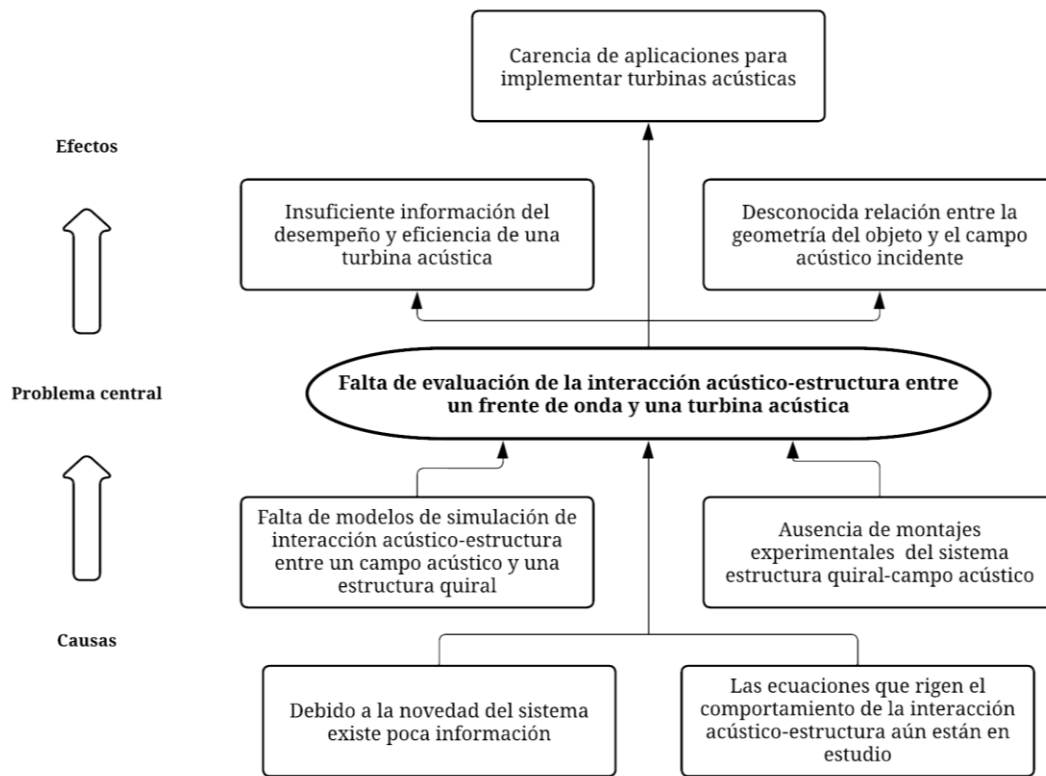


Figura 1.1. Árbol del problema

El desarrollo de la problemática ilustrada en la Figura 1.1 permite realizar un marco de posibles soluciones detalladas en la Figura 1.2.

1.1.2 Árbol de solución

De acuerdo con el planteamiento y árbol del problema, se determinó cuantificar el torque inducido por un campo acústico a una turbina acústica empleando modelos de simulación como objetivo central del proyecto. En la Figura 1.2 se observa que entre los medios de solución del problema se destaca el análisis del sistema estructura quiral-campo acústico mediante técnicas de simulación. Por otro lado, el conocimiento de la interacción entre los componentes del sistema permite una caracterización de una turbina acústica y genera la posibilidad de desarrollar aplicaciones de implementación.

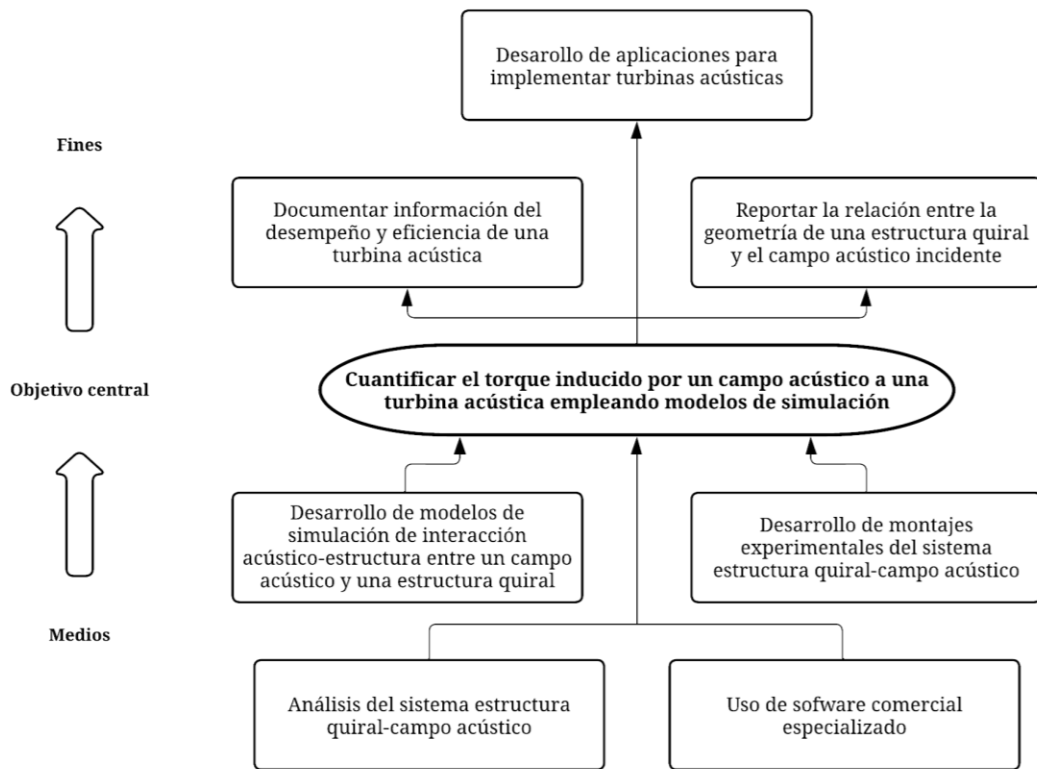


Figura 1.2. Árbol de solución

En consecuencia, empleando el esquema del árbol de solución se pueden establecer los objetivos del proyecto.

1.2 Objetivos

1.2.1 General

- Cuantificar el torque inducido por un campo acústico a una turbina acústica empleando modelos de simulación.

1.2.2 Específicos

- Revisar y analizar el estado del arte asociado a la inducción de rotación sin contacto empleando ondas acústicas.
- Desarrollar modelos de simulación empleando esquemas numéricos de la interacción entre frentes de ondas planos y helicoidales con una estructura quiral.
- Relacionar el torque inducido con la geometría de la estructura quiral y la geometría del campo acústico incidente.

1.3 Estado del arte

En este capítulo se hace una revisión de los principales estudios en los que se investigó la interacción entre un vórtice acústico (VA) y la materia. Entre los estudios, se observa que diferentes autores han explorado el potencial de los VA por medio de diferentes fuentes emisoras, por ejemplo, utilizando una fuente acústica con una superficie radiante helicoidal (Hefner & Marston, 1998), con un conjunto de emisores direccionados individualmente pero excitados con las fases apropiadas (Hefner & Marston, 1999), con elementos piezoeléctricos (Volke-Sepúlveda, Santillán, & Boullosa, 2008; Skeldon, Wilson, Edgar, & Padgett, 2008) o empleando técnicas optoacústicas (Gspan, Meyer, Bernet, & Ritsch-Marte, 2004).

Hefner & Marston, (1999), por ejemplo, utilizaron un transductor piezoeléctrico de cuatro paneles operados a frecuencias ultrasónicas, cada cuadrante tiene un retardo de fase $\pi/2$ con respecto al subyacente. Como resultado, el frente de onda obtenido presentó una geometría helicoidal, correspondiente a un vórtice acústico de primer orden. Por otra parte, Marchiano & Thomas, (2005), sintetizaron vórtices acústicos de primer orden y de orden superior utilizando la técnica del filtro inverso, implementada con arreglos hexagonales de más de 50 transductores piezoeléctricos excitados individualmente. En este estudio, se realizó un análisis detallado del momentum pseudo angular, los efectos no lineales y la interacción mutua de los vórtices acústicos. En los estudios descritos, las frecuencias de operación fueron siempre en el rango ultrasónico.

En el 2008, Volke-Sepúlveda et al., presentaron una de las primeras demostraciones experimentales de transferencia de momentum angular a la materia empleando vórtices acústicos en aire y a frecuencias audibles. Se utilizaron sistemas de 4 y 8 transductores emitiendo a frecuencias de 1,3 kHz distribuidos alrededor de una circunferencia para generar vórtices acústicos de primer y segundo orden, respectivamente. El par acústico efectivo se transfirió a un disco absorbente, el cual se midió en función de la carga topológica del vórtice, el radio del disco y su posición a lo largo del eje de propagación. Por otro lado, Skeldon et al., (2008), diseñaron una llave acústica (acoustic spanner), empleando un arreglo circular compuesto de 16 altavoces a 500 Hz para generar VA de carga topológica 1 y -1. Para este caso, una muestra circular de 60 cm de diámetro hecha de espuma absorbente fue suspendida sobre un hilo de acero a 15 cm del arreglo. En el experimento, calcularon el torque ejercido a la muestra por medio de la ecuación diferencial que gobierna el movimiento de un péndulo torsional.

De manera similar, Anhäuser et al., (2012), emplearon vórtices ultrasónicos para mostrar que es posible transferir momentum angular orbital acústico a objetos sumergidos en líquidos viscosos. En el montaje experimental se utilizó un transductor piezoeléctrico esférico de 2,25 MHz distribuido en 8 secciones independientes que son desfasadas y excitadas con grupos de ondas sinusoidales, además de un disco hecho de material absorbente acústico con un agujero en su centro y dos líquidos inmiscibles. El transductor estuvo inmerso en el primer fluido y encima de éste, justo en la interfaz fluido-fluido estuvo posicionado el disco. Además, el centro de la muestra se mantuvo a lo largo del eje del campo gracias a una aguja fija que coincide con el eje z y termina en un orificio axial perforado a través del disco.

En esta misma línea, Demore et al., (2012), midieron tanto la presión de radiación como el torque ejercido por un rango amplio de vórtices acústicos propagados en un fluido. Se demostró que la relación entre el flujo de momentum angular y la potencia acústica es igual a la relación de la carga topológica de un campo helicoidal acústico y su frecuencia angular. En la configuración para medir la rotación y levitación de la muestra, se utilizó un arreglo de transductores ultrasónicos enfocados

de alta intensidad de 550 kHz con aproximadamente 1000 elementos para producir un VA y un disco de material absorbente acústico de 100 mm de diámetro y 10 mm de espesor, el cual se conectó a una jeringa de 5 ml que le permitió una rotación y levitación estables alrededor de una varilla (ver Figura 1.3). El arreglo de transductores se posicionó debajo de una cámara, la cual se llenó con agua desgasificada para evitar la cavitación durante los experimentos y el transductor se colocó en un compartimiento separado, acoplado a la primera sección por una capa delgada de agua. Adicionalmente, se instalaron cámaras de video en la parte superior y lateral de la cámara de agua para capturar la rotación y levitación del disco.

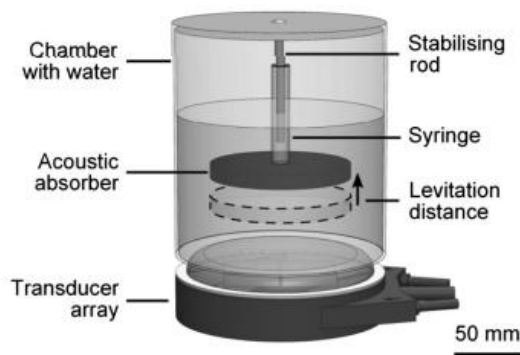


Figura 1.3. Esquema del montaje experimental empleado para la levitación y rotación de la muestra. Fuente: tomado de (Demore C. E., y otros, 2012).

Hong et al., (2015), emplearon un sistema de 64 emisores para generar vórtices ultrasónicos (2,4 MHz) y mostrar la transferencia de momentum angular orbital a una mezcla bifásica líquido-micropartícula. En el montaje, micropartículas de poliestireno con radios de aproximadamente de 0,5 μm fueron sumergidas en agua para observar su movimiento una vez el vórtice acústico era generado. Como resultado, se observó que en presencia del VA, las partículas pequeñas rotaban con el fluido debido a la transferencia de momentum angular orbital; mientras que, las partículas más grandes se formaron en grupos debido a los efectos de la fuerza de radiación acústica, causando que la mezcla bifásica no fuera homogénea.

En 2015, Muelas, presentó un estudio enfocado en cuantificar el momentum angular que se puede transferir a objetos de diferentes geometrías, considerando la relación existente entre la dimensión característica de la muestra con el diámetro del VA, y la dinámica existente entre el objeto bajo prueba y el VA. Durante el desarrollo se fabricó un multitransductor capaz de generar VA de gran intensidad empleando retardos espaciales y a frecuencias ultrasónicas (40kHz). En el experimento, se demostró la transferencia de momentum angular a la materia sin contacto en tres muestras de geometrías diferentes: disco de superficie lisa, disco de superficie absorbente y disco helicoidal de una entrada, y para cada una de ellas se evaluaron bajo diferentes radios para determinar la dependencia entre la forma y la geometría de las muestras, y el momentum angular transferido. En consecuencia, el autor propuso dos aplicaciones potenciales para la manipulación de materia sin contacto: control en lazo abierto de la velocidad angular del objeto bajo prueba, y una alternativa para la microgeneración de energía eléctrica.

Por otra parte, en el marco de la investigación empleando modelos de simulación, Schwarz, (2013), demostró que la rotación de las partículas es causada por los dos pares posibles que surgen en las ondas estacionarias ultrasónicas, el torque de radiación acústica y el torque viscoso. Para esto fue desarrollada una simulación de elementos finitos de la fuerza y el par de radiación acústica en objetos de forma arbitraria en campos acústicos arbitrarios, donde la validación con un modelo analítico

simplificado mostró concordancia con la simulación. El modelo de elementos finitos se utilizó para predecir la posición de equilibrio y la orientación de una microfibra de vidrio inmersa en agua como la utilizada en la parte experimental. En el estudio, se evaluaron diferentes parámetros de influencia como la longitud de la fibra, el diámetro, la frecuencia y la amplitud de presión. En consecuencia, se determinó que para una microfibra de vidrio el par de radiación acústica se mantiene casi constante a bajas frecuencias (rango de kHz) para longitudes de onda 10 veces mayores que la fibra, mientras que para la fuerza de radiación acústica se observó la dependencia proporcional con la frecuencia.

Ahora bien, la manipulación de la materia empleando campos acústicos con frentes de ondas helicoidales ha sido foco de estudio de diferentes investigaciones, por ejemplo, Baresch et al., demostraron que mediante los VA es posible empujar, tirar y controlar con precisión tanto la posición como las fuerzas ejercidas sobre una partícula única, dando paso a lo que hoy se conoce como pinza acústica. Para generar el campo se empleó una matriz de transductores operando a una frecuencia de 1,15 MHz correspondiente a una longitud de onda $\lambda = 1,3$ mm en agua. Se observó que la fuerza radial generada por el VA consiguió atrapar partículas de poliestireno de aproximadamente 170 μm llevándolas hasta su nulo de presión (núcleo del vórtice). Adicionalmente, durante el experimento la partícula alcanzó una elevación máxima de 3,4 mm para una intensidad máxima de emisión igual a 42 W/cm², (Baresch, Thomas, & Marchiano, 2016) .

En 2017, Marzo et al., desarrollaron tres tipos de dispositivos capaces de generar tractores acústicos. Los aparatos fueron conformados por celdas unitarias con tubos rectos y en espiral con el fin de obtener un retardo de fase en los trenes de ondas; también se empleó un arreglo curvado de transductores donde los emisores apuntaron a un mismo objetivo focal. El rendimiento de los dispositivos se midió experimentalmente levitando una esfera de poliestireno expandido (radio igual a 1 mm) a 1,8 cm por encima de la cara radiante del dispositivo y así determinando el voltaje mínimo requerido. De esta manera, se observó el arreglo con superficie curvada como el aparato más efectivo, seguido por los tubos rectos y luego por el dispositivo con guías en espiral. Adicionalmente, se requirió una señal de excitación de 14 V_{pp} (5,6 W) para la levitación utilizando la superficie curvada (esculpida), 34 V_{pp} (27,2 W) para los tubos rectos y 43 V_{pp} (51,6 W) para las guías en espiral. Sin embargo, a pesar que el dispositivo sónico de superficie esculpida es el dispositivo más eficiente, los aparatos de tubos rectos y en espiral tienen la ventaja de presentar una superficie de emisión plana, lo que los hace flexible para una gran variedad de aplicaciones. Además, los dispositivos en espiral podrían usar una sola fuente ya que también son planos en la superficie inferior. De esta manera, la capacidad de las matrices en fase para dirigir el haz se reemplazó en favor de una solución más portátil, asequible, simple y compacta.

En otros casos de estudio, Li et al., (2018), propusieron una forma efectiva de generar vórtices acústicos de orden superior mediante una placa estructurada, de esta manera, se demostraron manipulaciones rotativas flexibles en objetos con diferentes formas como discos, pequeñas esferas o fibras por los haces de vórtice generados. Durante el estudio se fabricaron dos placas talladas con un set de dos rejillas en espiral de Arquímedes en un solo lado para obtener los vórtices acústicos de primer y segundo orden a la misma frecuencia, respectivamente. La configuración experimental consistió en un transductor piezoeléctrico focal con un diámetro de 100 mm colocado en el fondo de un tanque de agua, el cual sirvió como la fuente acústica generadora. La placa estructurada se colocó sobre la fuente mediante un portamuestras y una cámara digital conectada a una computadora se montó en la parte superior de la placa para registrar los movimientos de los objetos. Se utilizó un disco con un radio de 2,5 mm y un grosor de 1 mm fabricado con un material de absorción acústica estándar (Aptflex F48 de Precision Acoustic). El disco con un pequeño orificio perforado en el centro

se posicionó en la superficie superior de la placa, y se insertó una aguja con un diámetro menor que el del orificio del disco para estabilizar la rotación.

En uso de lo descrito anteriormente, los vórtices acústicos son campos acústicos estructurados que presentan un gran potencial en aplicaciones emergentes sin contacto orientadas a controlar las rotaciones de objetos suspendidos y manipulación acústica. En particular, la capacidad de transferir momentum angular a la materia es uno de los puntos más importantes de los estudios mencionados previamente. Además, si es cierto que se han estudiado diferentes factores que influyen la rotación inducida a la materia, este fenómeno sigue siendo objeto de estudio, en especial cuando la rotación no sólo depende de la geometría del campo acústico sino también de la geometría de la materia y más aún, de las propiedades absorbentes de ésta.

En vista de esto, este trabajo se enfoca en identificar mediante simulaciones algunos factores que influyen en la rotación inducida a la materia mediante campos acústicos que transportan o no momentum angular.

1.4 Impacto ambiental

En el desarrollo del proyecto se presentó un bajo impacto ambiental debido a que en las simulaciones numéricas se utilizaron dos equipos de cómputo que no representaron un alto consumo eléctrico. Sin embargo, a mediano plazo, la implementación de dispositivos como el que se evaluó en este trabajo contribuiría al cuidado del medio ambiente, ya que se recuperaría la energía de fuentes sonoras como por ejemplo, ruido ambiental, altavoces, transductores, entre otros, aportando a las energías alternativas existentes.

2 MARCO TEÓRICO

La rotación inducida a los objetos empleando vórtices acústicos ha traído consigo una gran variedad de posibilidades para controlar la materia. Por ello, en esta sección se abordan algunos conceptos que son de gran importancia para comprender el fenómeno.

2.1 Frente de onda

Un frente de onda está definido como el lugar geométrico donde todas las partículas de un medio perturbado presentan la misma fase. De esta manera, cuando un medio elástico es perturbado se genera un movimiento ondulatorio. El modo de propagación de las ondas se encuentra en función de la oscilación de las partículas, ya que de acuerdo con su forma de moverse pueden ser primordialmente de dos tipos: longitudinales o transversales. Por un lado, las ondas longitudinales son producidas cuando las partículas oscilan en la misma dirección del movimiento de la propagación de la onda. Mientras que, en las ondas transversales, la oscilación de las partículas es perpendicular a la propagación de estas. Es importante resaltar que existen también otro tipo de oscilaciones, como por ejemplo, las ondas de agua y de superficie de Rayleigh, que presentan oscilación de sus partículas en forma de elipsoides y círculos, respectivamente. Además, de acuerdo con el movimiento de las partículas, se pueden producir una gran variedad de frentes de onda, como por ejemplo: planos, esféricos, helicoidales, cónicos, entre otros (Muelas, 2015).

2.1.1 Frente de onda helicoidal

Se asocia el nombre de frente de onda helicoidal a la geometría del frente que adopta la forma de un helicoides, siendo esta geometría en ocasiones similar a la de un tornillo; también conocido como vórtice acústico. Por otro lado, un VA posee una fase indeterminada en su centro, denominada singularidad, lo cual produce que el campo de presiones generado en el dominio de la frecuencia presente una zona de baja presión o nulo. Ahora bien, la fase alrededor de su núcleo varía como $e^{-im\phi}$, donde m , por simplicidad es considerado como un número entero, cuyo valor indica la carga topológica del vórtice. Para un campo con $m = 1$, los planos de fase constante forman un helicoides que corre en la dirección de propagación como se muestra en la Figura 2.1. Para valores altos de m , los planos de fase constante consisten en m helicoides intercalados (Hefner & Marston, 1999).

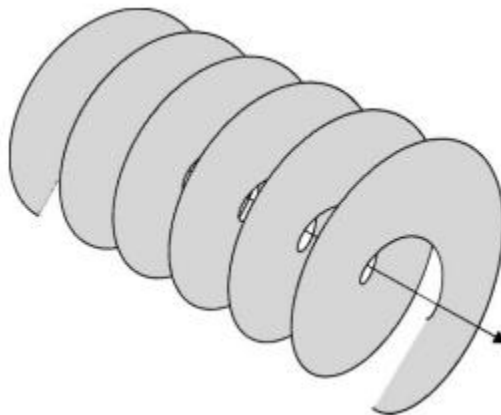


Figura 2.1. Frente de onda helicoidal con $m = 1$. Fuente: tomado de (Hefner & Marston, 1999).

2.1.2 Carga topológica

En un campo acústico, la carga topológica representa el número de helicoides entrelazados que forman el frente de onda. Este concepto se puede explicar si se realiza una analogía con un tornillo, ya que, si el frente de onda tuviera su geometría, las entradas de este serían el equivalente a la carga topológica (Rojas, 2019). En la Figura 2.2 se muestran frentes de onda helicoidales con diferentes cargas topológicas, además, se aprecia el perfil de fase y magnitud para cada uno de ellos.

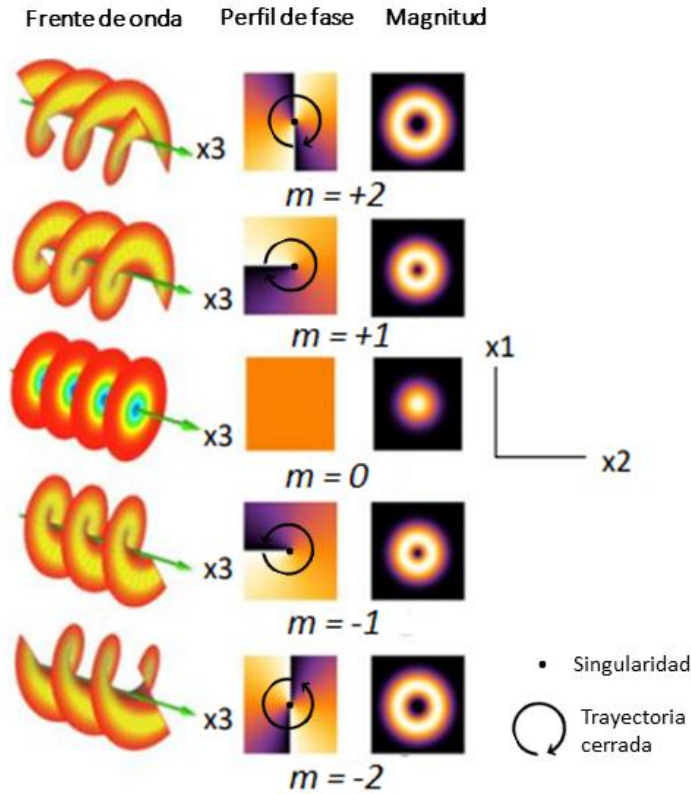


Figura 2.2. Distribución de magnitud y fase en un plano transversal para diferentes cargas topológicas m . Fuente: tomado y adaptado de (Rojas, 2019).

La carga topológica en una dislocación de tipo tornillo se puede determinar si se observa la distribución de fase en el plano transversal a lo largo de la trayectoria cerrada que encierra la singularidad (ver la Figura 2.2, plano x_1, x_2) y se establece el número de veces que la fase cambia en 2π (por ejemplo, de 0 a 2π o $-\pi$ a π).

2.1.3 Ecuaciones que rigen el comportamiento de los frentes de onda helicoidales

Los frentes de onda helicoidales pueden ser sintetizados utilizando haces que al ser modificados pueden contenerlos. Entre los haces que se pueden emplear se encuentran: de Gauss-Laguerre, de Bessel, los r-vortex u otros (Muelas, 2015). En particular, los haces de Gauss-Laguerre están caracterizados por dos números enteros n y m , los cuales representan el índice radial y la carga topológica, respectivamente (Marchiano & Thomas, 2005).

Para un haz de Gauss-Laguerre, el campo de presiones instantáneo se puede describir como

$$p(r, \emptyset, z, t) = p_{n,m}(r, \emptyset, z) e^{i(kz - \omega t)} \quad (2.1)$$

en este caso, se toma un sistema de coordenadas cilíndricas $(r, \emptyset, z)$ tomando como origen el centro del transductor, donde z corresponde al eje de propagación perpendicular al emisor, $kz - \omega t$ la fase, k el número de onda, ω la velocidad angular, $(r, \emptyset)$ un plano transversal y $p_{n,m}(r, \emptyset, z)$ la distribución de presiones en un plano transversal a la dirección de propagación [Pa] (Marchiano & Thomas, 2005).

Teniendo en cuenta que la magnitud y la fase son componentes importantes de una función de onda, para el campo de presiones de la ecuación 2.1, la solución a la ecuación de onda está determinada por la derivación de la ecuación de Helmholtz (ver ecuación 2.2). En consecuencia, como la amplitud de la presión $p_{n,m}(r, \emptyset, z)$ varía levemente en la dirección de propagación (eje z), se puede despreciar la segunda derivada respecto a dicha coordenada, por lo tanto, se obtiene la ecuación de onda paraxial (ecuación 2.3).

$$\nabla^2 p(r, \emptyset, z, t) + k^2 p(r, \emptyset, z, t) = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial^2 p_{n,m}}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p_{n,m}}{\partial \emptyset^2} + 2ki \frac{\partial p_{n,m}}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

Marchiano & Thomas, muestran que la solución a la ecuación dada por $p_{n,m}(r, \emptyset, z)$ se puede representar como una multiplicación de funciones de la envolvente gaussiana del haz $G(r, z)$, la distribución de presión cerca del centro $A_{n,m}$, la estructura de fase del haz $\Phi_m(\emptyset)$ y la fase de Gouy $\Psi_n(z)$, así:

$$p_{n,m}(r, \emptyset, z) = G(r, z) A_{n,m}(r, z) \Phi_m(\emptyset) \Psi_n(z) \quad (2.4)$$

Donde

$$G(r, z) = \frac{D}{\left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \cdot e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} \cdot e^{\left(-r \frac{kr^2 z}{2(z^2 + z_R^2)}\right)} \quad (2.5)$$

$$A_{n,m}(r, z) = \left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)}\right)^{|m|} \cdot L_{\frac{(n-|m|)}{2}}^{|m|} \cdot \frac{2r^2}{w^2(z)} \quad (2.6)$$

$$\Phi_m(\emptyset) = e^{im\emptyset} \quad (2.7)$$

$$\Psi_n(z) = e^{(-i(n+1)\psi(z))} \quad (2.8)$$

Para este caso, D es una constante de normalización, $z_R = kw_0^2/2$ es la distancia de Rayleigh, w_0 la mitad de la dimensión más grande del haz en $z = 0$, $w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]^{1/2}$ corresponde a la evolución del ancho del haz gaussiano durante la propagación, $L_{\frac{(n-|m|)}{2}}^{|m|}$ representa los polinomios de Laguerre generalizados con índice radial $n = |m|, |m| + 2, |m| + 4, \dots$, m la carga topológica y $\psi(z) = \tan^{-1}(z/z_R)$. De esta manera, mediante las expresiones anteriores es posible cuantificar las presiones instantáneas, representar la singularidad de fase en el frente de onda y su evolución temporal con respecto a un plano paralelo al transductor (Muelas, 2015).

Por otra parte, la dependencia de la amplitud y la fase en coordenadas radiales y axial se encuentran representadas por los valores exponenciales presentes en la ecuación 2.5. Además, en la ecuación 2.7 se define la estructura helicoidal de la fase del haz.

2.2 Vórtices acústicos

Los vórtices acústicos (VA) son campos acústicos estructurados y propagantes que tienen la capacidad de transferir momentum angular orbital debido a que poseen frentes de onda helicoidales. Esto pueden ser producidos mediante una fuente al aplicar perfiles de fase en espiral (φ), en función del ángulo azimutal (θ). Un campo acústico helicoidal transporta momento con el vector normal a los frentes de onda inclinados, entonces, la componente axial es el momentum lineal y las componentes tangenciales dan lugar al momentum angular orbital, las cuales pueden ejercer un torque sobre un objeto dentro del campo. Por su naturaleza acústica, a este torque se le denomina torque de radiación acústica. La creación de frentes de onda continuos se puede apreciar en la Figura 2.3, donde el campo helicoidal presenta un cambio de fase de 2π azimutalmente, de manera que $\varphi = \theta$. En este caso, cuando hay un cambio de fase 2π (o uno de sus múltiplos enteros $3\pi, 4\pi, \dots, n\pi$), la sección retrasada del frente de onda ($\varphi = n\pi$) coincide con la siguiente sección en ($\varphi = 0$), generando así un VA de forma continua. Por otra parte, la superposición de las fases a lo largo del eje axial del campo genera un nulo en la amplitud, el cual puede ser usado para atrapar partículas (Demore et al., 2011).

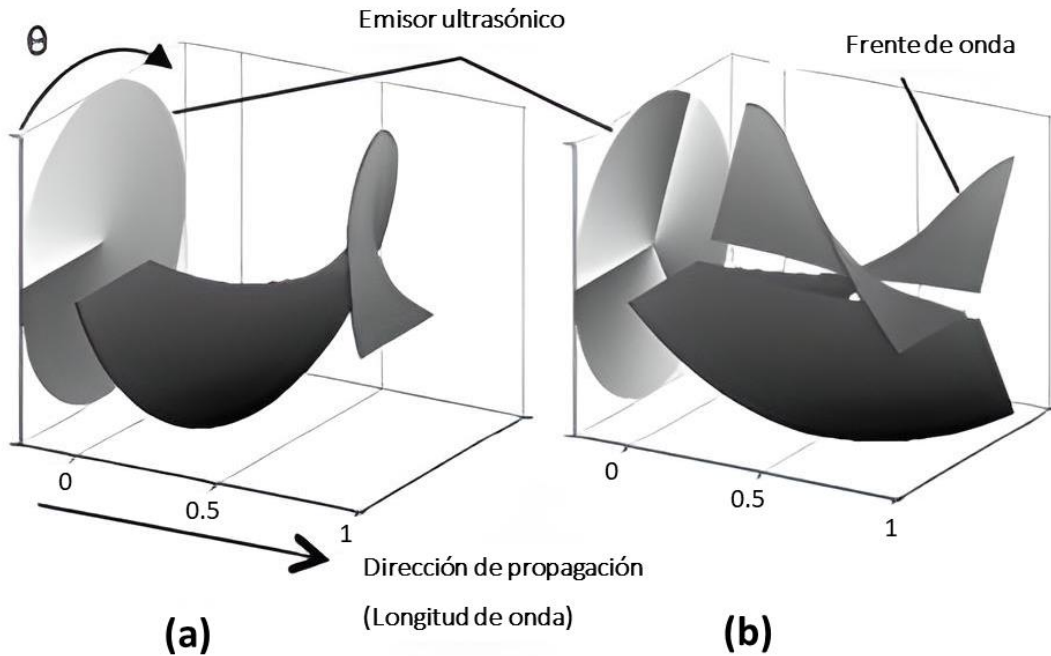


Figura 2.3. Perfil de fase de la fuente y forma de frente de onda para campos acústicos helicoidales con vorticidad (a) 1 y (b) 3. Fuente: tomado de (Demore C., y otros, 2011).

Ahora bien, la vorticidad o carga topológica m , define el patrón del frente de onda de un VA, donde un perfil de fase dado por:

$$\varphi = m\theta, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) \quad (2.9)$$

y un desplazamiento de fase total igual a $m2\pi$, producirá campos acústicos con frentes de onda de más entradas helicoidales, ver Figura 2.3 (b). Por simplicidad, se considera m como un número entero, pero también puede ser un número real lo cual daría paso a vórtices acústicos fraccionales.

Por otro lado, el orden de vorticidad m , conduce a la cuantificación del momentum angular transportado por un campo acústico. En la literatura, se ha demostrado teóricamente que el momentum angular orbital promediado en el tiempo en la dirección de propagación de la onda (eje z) $\langle L_z \rangle$ dentro de un campo con frecuencia ω incrementa linealmente de acuerdo con la carga topológica y la potencia P , así

$$\langle L_z \rangle = \frac{m}{\omega} P \quad (2.10)$$

Entonces, el momentum angular transferido a un objeto dentro del campo es directamente proporcional a la carga topológica y la potencia e inversamente proporcional a la frecuencia de la onda (Hefner & Marston, 1999).

2.3 Transferencia de momentum angular de un vórtice acústico a un objeto

En su trabajo doctoral, Muelas, (2020), presenta que la rotación acústica inducida a la materia es influenciada y directamente asociada a la estructura del campo y de la muestra. En ese sentido, las geometrías quirales juegan un rol importante para la manipulación y rotación de la materia.

Por su parte, la quiralidad es una propiedad asociada a la asimetría de un elemento o sistema. Desde un punto de vista de ingeniería, un objeto que tiene geometría quiral no puede ser superpuesto sobre su imagen especular (Aurelien & Genet, 2017). Por ejemplo, la mano izquierda humana no es superponible con su imagen especular (la mano derecha). Como contraejemplo, un cubo o una esfera sí son superponibles con sus respectivas imágenes especulares. Otros ejemplos de estructuras quirales son las hélices y la espiral de Arquímedes (en 2D). Por simplicidad para este trabajo se definió como geometría quiral a una geometría que adopta la forma de un helicoide o una turbina (hélice), y una geometría no quiral a un elemento con geometría plana, aplicando en ambos casos a objetos y campos acústicos con diferentes frentes de onda.

En consecuencia, Muelas, propuso una clasificación basada en la geometría del campo acústico y la materia para inducir rotación mecánica sin contacto a los objetos. Para esto, se tuvieron en cuenta 4 formas diferentes de interacción geométrica, así:

- a) **Campo acústico quiral – Objeto aquiral:** aquí la rotación es inducida a la materia con simetría axial, por ejemplo, discos, cilindros, superficies planas, etc, como resultado de las propiedades absorbentes de los objetos y el momentum angular transportado por campos acústicos quirales, como los vórtices acústicos. En ese sentido, la rotación inducida se encuentra asociada directamente con el momentum angular transportado por el campo (ver Figura 2.4a).
- b) **Campo acústico aquiral – Objeto quiral:** en este caso, las geometrías quirales pueden ser rotadas cuando un campo acústico impacta sobre su superficie. Algunos experimentos han mostrado que esta rotación se puede inducir mediante campos acústicos aquirales o que solo transportan momentum lineal (Wunenburger et al., 2015). En ese sentido, la rotación está directamente asociada a la geometría y material del objeto. A pesar de que es posible inducir un par alto de torsión con superficies reflectivas, el torque también puede ser generado sobre

superficies absorbentes. En consecuencia, este mecanismo se produce para procesos disipativos como no disipativos (ver Figura 2.4b).

- c) **Campo acústico quiral – Objeto quiral:** en esta interacción, la rotación de los objetos es resultado de la contribución del momentum lineal y angular que es transportado por el campo acústico (Vórtice acústico). También, el efecto del material y la geometría del objeto son parámetros importantes que influyen en la rotación (ver Figura 2.4c).
- d) **Campo acústico aquiral – Objeto aquiral:** hasta la fecha se conoce que la ausencia de momentum angular transportado por un campo acústico no permite la rotación de un objeto aquiral, por ejemplo, la interacción entre campos que transportan solo momentum lineal y objetos con superficies planas. Sin embargo, existen factores que influyen la rotación, como la simetría de objetos y del campo, el efecto del impacto de un campo acústico sobre un objeto excéntrico, y otro tipo de geometrías que no han sido estudiadas hasta el momento (ver Figura 2.4d).

En la Figura 2.4 se representan los mecanismos de interacción mencionados previamente.

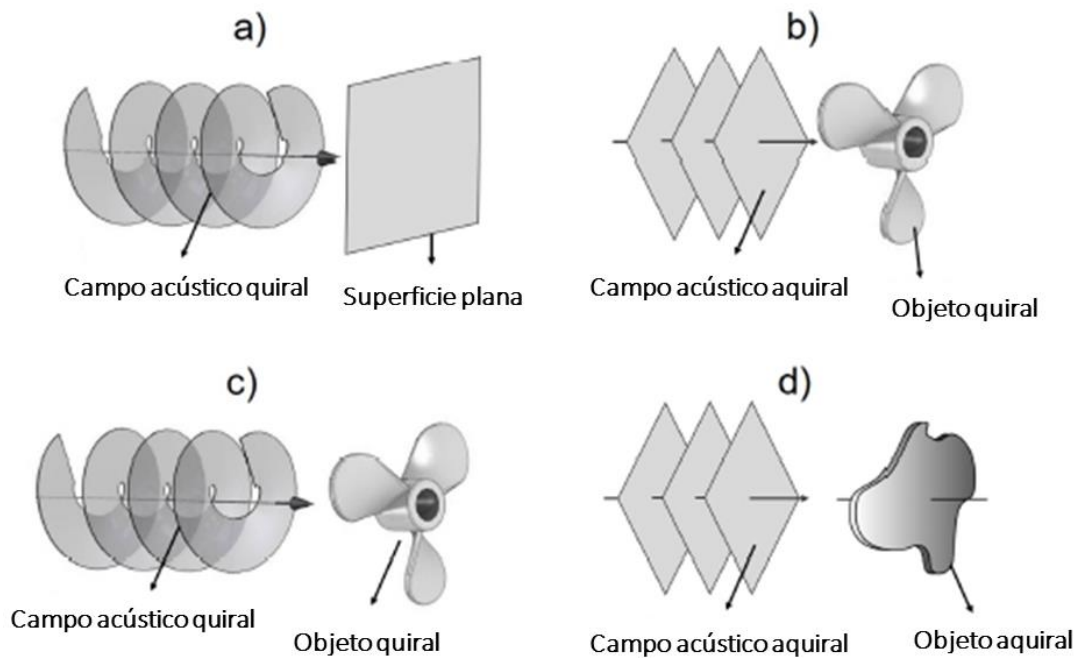


Figura 2.4. Mecanismos de interacción para la inducción de rotación mecánica a la materia empleando campos acústicos, a) campo acústico quiral que impacta sobre un objeto no quiral (Superficie asimétrica absorbente), b) campo acústico no quiral y superficie quiral, c) campo acústico quiral y superficie quiral, d) campo acústico aquiral y superficie aquiral. Fuente: tomado de Muelas (2020).

Para el desarrollo de este proyecto solo se evaluarán los tres primeros mecanismos de inducción de rotación mecánica a la materia empleando campos acústicos que propuso Muelas (2020).

2.4 Momentos axiales en objetos

Como se mencionó anteriormente, la capacidad de los vórtices acústicos de transportar momentum angular permite que se puedan generar torques al interactuar con la materia, esto se encuentra en función de la capacidad que posea el objeto para absorber energía. Para los frentes de ondas acústicas, Zhang & Marston, (2011), reportan que la presión de radiación acústica induce un torque de radiación acústica T en la materia. En este caso, si se considera un objeto inmerso en un fluido, T puede ser determinado como la integral del flujo promedio de la densidad de momentum angular $\langle \vec{M} \rangle$ debido al campo total (incluyendo el haz incidente y el campo dispersado) sobre una superficie esférica que encierra al objeto (Teorema de Gauss), así:

$$\vec{T} = - \oint_S \langle \vec{M} \rangle \cdot d\vec{A} \quad (2.11)$$

donde, $d\vec{A} = \vec{n}dA$ es el diferencial de área y $\vec{n}$ el vector director radial normal al campo. Por otro lado, el flujo promedio de la densidad de momentum angular es igual a:

$$\langle \vec{M} \rangle = \langle (\rho_0 \vec{r} \times \vec{u}) \vec{u} \rangle \quad (2.12)$$

Siendo que ρ_0 corresponde a la densidad del medio sin perturbar, $\vec{r}$ al vector de posición, $\vec{u}$ al vector de velocidad de la partícula del campo acústico. Ahora bien, si se toma la ecuación 2.11 y sólo se considera el torque paralelo al eje de propagación del campo $\vec{T}_z$, el cual es producto del vector de velocidad del vórtice acústico en un plano perpendicular a su eje de propagación y del vector posición (ver Figura 2.5), el torque de radiación acústica puede reescribirse como:

$$\vec{T}_z = - \oint_S \langle (\rho_0 \vec{r} \times \vec{u})_z \vec{u} \rangle \cdot d\vec{A} = - \oint_S \langle \vec{M}_z \rangle \cdot d\vec{A} \quad (2.13)$$

donde $\vec{M}_z$ es la densidad de momentum angular en la dirección paralela al eje de propagación del VA.

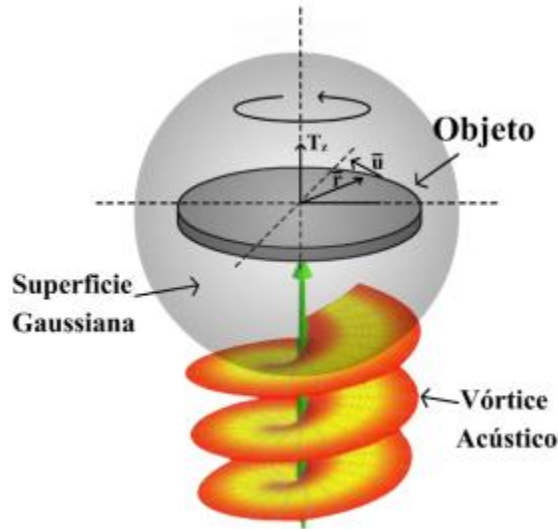


Figura 2.5. Momento axial generado en la materia por la interacción entre un campo acústico (VA) y un objeto absorbente. Fuente: tomado de (Muelas, 2015).

Así, la ecuación 2.13 es una simplificación empleada sólo para objetos axisimétricos absorbentes que son irradiados por un vórtice acústico. Sin embargo, cuando no es posible llegar a una ecuación analítica simplificada, es necesario tener presente las ecuaciones de fuerza y torque de radiación acústica, como las propuestas por Schwarz (2013) mostradas en la ecuación 2.14 y 2.15.

$$\begin{aligned}\vec{F}^{rad} &= - \oint_{S_0} [\langle p_2 \rangle \vec{n} + \rho_0 \langle (\vec{n} \cdot \vec{v}_1) \vec{v}_1 \rangle] dS \\ \vec{F}^{rad} &= - \oint_{S_0} \left[\left(\frac{\langle p_1^2 \rangle}{2\rho_0 c_0^2} - \frac{\rho_0 \langle \vec{v}_1^2 \rangle}{2} \right) \vec{n} + \rho_0 \langle (\vec{n} \cdot \vec{v}_1) \vec{v}_1 \rangle \right] dS\end{aligned}\quad (2.14)$$

Entonces, la fuerza de radiación acústica $\vec{F}^{rad}$ sobre un objeto puede ser calculada como la integral de superficie de la presión de segundo orden promediada en el tiempo $\langle p_2 \rangle$ y el tensor de flujo de momento sobre una superficie Gaussiana que rodea el objeto, S_0 . Aquí, los subíndices 1 y 2 representan pequeñas perturbaciones (u ordenes de perturbación) del estado inicial ρ_0 , p_0 y $v_0 = 0$. Además, en este caso $\langle \rangle$ denota promedio en el tiempo. De forma similar, el cálculo del torque de radiación acústica $\vec{T}^{rad}$ se puede realizar empleando la siguiente ecuación:

$$\vec{T}^{rad} = - \oint_{S_0} \vec{r} \times \left[\left(\frac{\langle p_1^2 \rangle}{2\rho_0 c_0^2} - \frac{\rho_0 \langle \vec{v}_1^2 \rangle}{2} \right) \vec{n} + \rho_0 \langle (\vec{n} \cdot \vec{v}_1) \vec{v}_1 \rangle \right] dS \quad (2.15)$$

Donde $\vec{r}$ es el vector de posición desde el centro de masa a la posición superficial del objeto. En ese sentido, las ecuaciones 2.14 y 2.15 son aplicables para un objeto con forma arbitraria y pueden ser usadas para el cálculo de las fuerzas y torques de radiación acústica empleando métodos de simulación por elementos finitos, ya que en general el cálculo analítico del campo acústico dispersado es muy complicado (Schwarz, 2013).

3 CUANTIFICACIÓN DEL TORQUE INDUCIDO POR UN CAMPO ACÚSTICO A LA MATERIA EMPLEANDO MODELOS DE SIMULACIÓN

Schwarz, (2013), en su trabajo investigativo sobre la rotación de partículas empleando manipulación ultrasónica, detalló que las soluciones analíticas para calcular la fuerza y torque de radiación acústica están restringidas a casos simples, donde el tamaño de la partícula u objeto irradiado debe ser pequeño en comparación con la longitud de onda y se limita a objetos con forma esférica o cilíndrica circular. En consecuencia, presentó una simulación numérica de la fuerza y torque de radiación acústica en una fibra basado en el modelo de elementos finitos propuesto por Philipp Hahn. Este método se desarrolló para partículas esféricas huecas, pero puede ser adaptado a cualquier tipo de partícula sin restricciones en cuanto a tamaño, forma, propiedades del material, posición y orientación en un campo acústico arbitrario. Esta es la motivación por la cual se realizó una simulación del torque de radiación acústica en un objeto con geometría no esférica, como un disco y una superficie quiral.

Por esta razón, en este capítulo se presenta el esquema metodológico que se llevó a cabo para obtener los resultados requeridos de la interacción entre un campo acústico y un objeto. Durante el desarrollo de este estudio se usó el software de simulación COMSOL Mulphysics 5.6 lo que permitió obtener un modelamiento multifísico basado en métodos numéricos. En este caso, se modelaron diferentes objetos con geometrías seleccionadas (discos, helicoides y estructuras quirales) que fueron irradiados por un campo acústico con un frente de onda plano o helicoidal. Además, se evaluó la interacción al variar diferentes parámetros como la distancia del objeto respecto a la fuente radiante, la geometría y los radios de las muestras.

3.1 Metodología

Para explorar la rotación mecánica inducida a la materia por frentes de onda acústicos, se evaluaron los primeros tres mecanismos de interacción acústica propuestos por Muelas (2020), así: 1) vórtice acústico y geometría plana absorbente (disco), 2) frente de onda plano y una geometría quiral (helicoides y hélice), 3) vórtice acústico y una geometría quiral (helicoides y hélice). En la Figura 3.1 se representan las geometrías evaluadas en cada uno de los modelos de interacción.

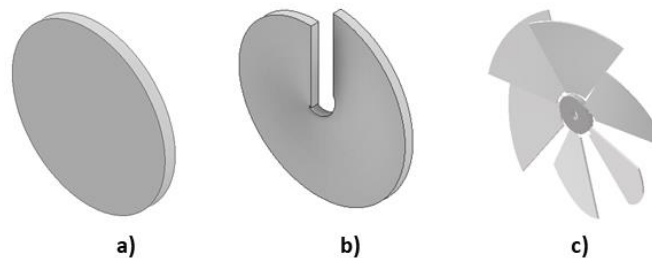


Figura 3.1. Geometrías evaluadas, a) disco plano, b) helicoides, c) hélice (turbina acústica o estructura quiral).

3.1.1 Interacción acústica entre un vórtice acústico y una geometría plana absorbente

El primer modelo de simulación de interacción acústica entre un vórtice acústico y un disco se basó en el montaje experimental para transferir momentum angular a superficies planas absorbentes propuesto por Muelas, (2015). En la Figura 3.2 se muestran los componentes que conforman el montaje experimental, así:

- Un multitransductor MT390UV, el cual tiene una superficie en forma helicoidal con 390 elementos radiantes empleados para la generación de vórtices acústicos de alta intensidad. La frecuencia de operación del dispositivo fue de 40 kHz.
- Una video cámara ubicada a una distancia de aproximadamente 1.5 metros, sobre el eje de propagación del vórtice. En este caso, se utilizó una marca (punto) sobre el objeto que permite identificar mediante un algoritmo de procesamiento digital de imágenes la posición angular instantánea, el sentido de giro y estimar la rotación.
- El objeto de prueba, ubicado entre la videocámara y el multitransductor, se apoyó en la punta afilada de una aguja, justo en su centro de gravedad para garantizar el estado de equilibrio. Además, se buscó garantizar que la fuerza de fricción en la superficie de apoyo sea lo suficientemente pequeña.
- Un sistema de excitación (fuente de voltaje regulable) capaz de suministrar la energía suficiente para el funcionamiento en onda continua del multitransductor.

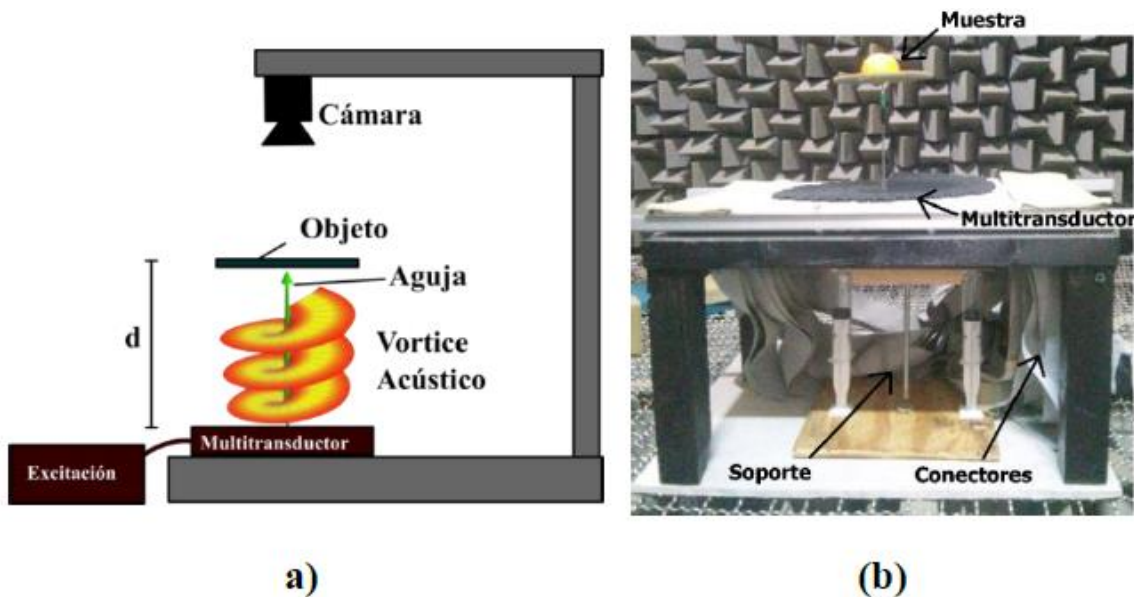


Figura 3.2. Montaje experimental para la cuantificación de momentum angular transferido a la materia. a) Esquema, b) Montaje Experimental. Fuente: tomado de Muelas (2015).

En ese sentido, el dominio de simulación propuesto para el modelo de interacción entre el vórtice acústico y el disco fue simplificado a dos dominios interactuantes; acústico y sólido, estos a su vez se componen por tres elementos un cilindro, una esfera y el disco (ver Figura 3.3). Por una parte, en el dominio acústico, el cilindro representa el medio de propagación del campo y la esfera que se emplea para realizar las integrales de superficie para estimar las fuerzas de reacción por la radiación acústica. Mientras que, dentro del dominio sólido, el disco actúa como el objeto de prueba (o dispersor). Es importante mencionar que se ubicó la fuente radiante sobre la cara inferior del dominio cilíndrico, con el fin de emular la fuente del montaje experimental, además, el apoyo del objeto se sustituye por una restricción de movimiento implementada por defecto por la interfaz física del software.

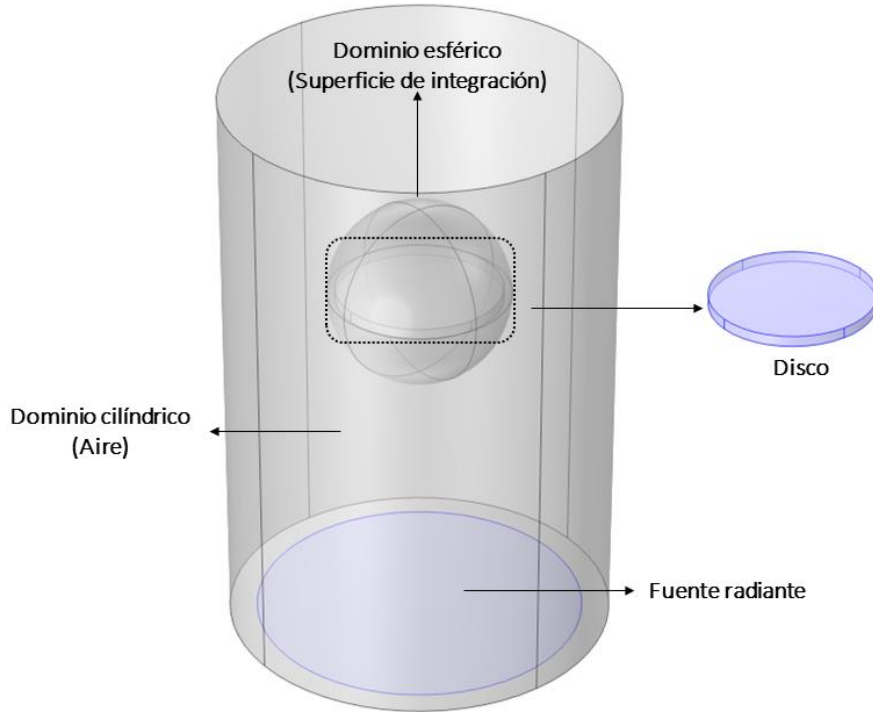


Figura 3.3. Dominios de simulación para el modelo de interacción entre un vórtice acústico y un disco absorbente.

Ahora bien, para determinar la rotación que puede inducir el campo acústico al objeto, se simuló la interacción acústica entre un VA y un disco circular. En primer lugar, se modeló un VA de carga topológica igual a 1, se encontró el diámetro de apertura y el nivel de presión a distancia de 130 mm de la fuente radiante (ver Figura 3.14). Seguidamente, se generó un modelo de interacción entre un VA y un disco plano de material absorbente (Espuma Aptflex 28, ver Tabla 3-2), en el cual se realizó un barrido paramétrico del radio del disco (desde 15 mm hasta 60 mm con un paso de 3 mm), es decir, se incrementó el diámetro del objeto para observar el efecto en la transferencia de torque en relación con el tamaño de la muestra y del vórtice (ver Figura 4.1). En este caso, el espesor del disco se mantuvo constante, igual a 4 mm.

Así, en este modelo se evaluó el efecto de la transferencia de torque al disco sometido a la interacción con un vórtice acústico de carga topológica igual a 1, esto se realizó en base al experimento de Muelas donde las condiciones de operación fueron $f = 40$ kHz, presión media igual a 158 dB y una distancia entre el objeto y la fuente radiante de 130 mm.

3.1.2 Interacción acústica entre un frente de onda plano y una geometría quiral (helicoide)

De forma similar al modelo de interacción descrito en la anterior sección, en este caso, se modeló la interacción acústica entre un frente de onda plano y una geometría quiral. Para ello, se cambió la geometría del objeto por un helicoide de una entrada (ver Figura 3.4), y los dominios de simulación también se basaron en el montaje experimental propuesto por Muelas, (2015), (ver Figura 3.2).

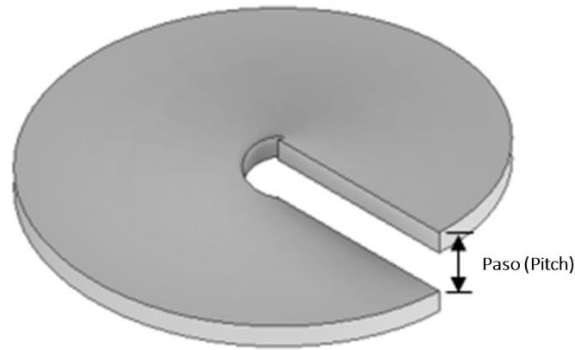


Figura 3.4. Geometría helicoidal evaluada (Helicoide dextrógiro).

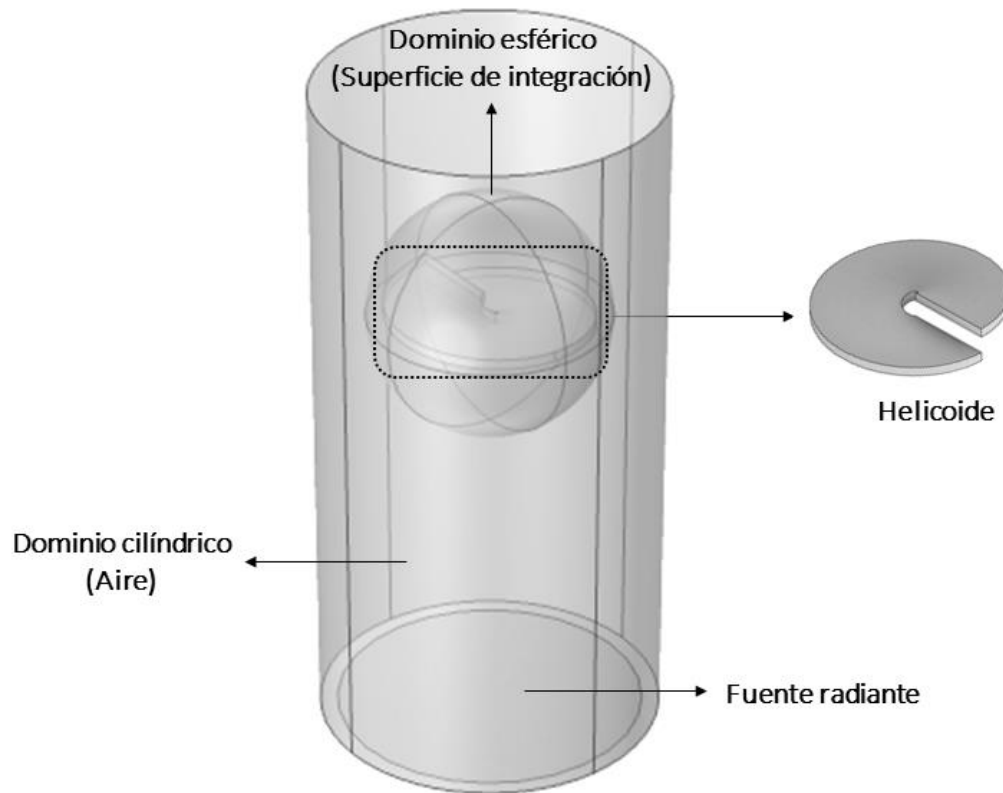


Figura 3.5. Dominios de simulación para el modelo de interacción entre un frente de onda plano y un helicoide.

Entonces, para determinar la rotación que puede inducir un campo acústico a un objeto por efecto de la geometría del cuerpo, se simuló la interacción acústica entre frente de onda plano y helicoide (ver Figura 3.5). Inicialmente se modeló un VA de carga topológica igual a 0 (ver Figura 4.4), cuyo nivel de presión promedio a 130 mm de la fuente radiante (punto de ubicación del objeto) fue de 158 dB y 60 mm de diámetro de apertura.

Posteriormente, se realizó un modelo de interacción acústica entre el frente de onda plano y un helicoide de material reflectivo (ABS, ver Tabla 3-2), en el cual se realizó un barrido sobre el radio del objeto (15, 24, 30, 36, 40, 50, 62,5 mm) manteniendo un pitch igual a λ (8,575 mm) en todos los helicoides evaluados. Así mismo, en un segundo modelo se simuló la interacción acústica entre el frente de onda plano y un helicoide, pero en este caso el radio del helicoide se mantuvo igual a 30

mm mientras que se realizó un barrido sobre su pitch $\left(\frac{\lambda}{16}, \frac{\lambda}{8}, \frac{\lambda}{4}, \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{17}{16}\lambda, \frac{9}{8}\lambda, \frac{3}{2}\lambda, 2\lambda\right)$. Además, en todos los casos el espesor de la geometría helicoidal se mantuvo constante, igual a 3 mm.

Es importante aclarar que la generación de la geometría helicoidal se realizó en el software Inventor debido a que las herramientas CAD proporcionadas por COMSOL no permitieron realizar objetos de la complejidad de un helicoide. En consecuencia, en las simulaciones no se realizó un barrido paramétrico de forma directa para las características geométricas de interés evaluadas del objeto.

De esta manera, se evaluó la inducción de rotación a la muestra helicoidal desde un campo acústico que solo transporta momentum lineal, a una frecuencia constante ($f = 40$ kHz), mientras que el objeto incrementaba su tamaño y su pitch. Por otra parte, las condiciones de operación fueron realizadas en base al experimento de Muelas, (2015), donde, presión media registrada fue igual a 158 dB y una distancia entre el helicoide y la fuente radiante de 130 mm.

3.1.2.1 Interacción acústica entre un vórtice acústico y una geometría quiral (helicoide)

Otro mecanismo de inducción de rotación evaluado fue el de un campo acústico quiral y un objeto quiral (helicoide). Para esto, se simuló la interacción de un vórtice acústico y un helicoide bajo la misma configuración del modelo descrito en la Sección 3.1.2, pero, en este caso en las simulaciones realizadas el campo acústico tuvo un frente de onda con carga topológica $m = 1$ y -1 .

En ese sentido, se simuló la interacción acústica entre un VA y un disco helicoidal dextrógiro de material reflectivo (ABS, ver Tabla 3-2 y Figura 3.4) ubicado a 130 mm sobre el eje de propagación del vórtice, en el cual se realizó un barrido sobre el radio del objeto (15, 24, 30, 36, 40, 50, 62,5 mm), el pitch $\left(\frac{\lambda}{16}, \frac{\lambda}{8}, \frac{\lambda}{4}, \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{17}{16}\lambda, \frac{9}{8}\lambda, \frac{3}{2}\lambda, 2\lambda\right)$ y la carga topológica del vórtice ($m = 1, -1$). Así, en los resultados de la Figura 4.9, los helicoides evaluados tuvieron un pitch igual a una longitud de onda ($\lambda = 8,575$ mm) y para el barrido sobre el pitch se realizó solo con el helicoide de 30 mm de radio (ver Figura 4.10), donde en ambos casos el espesor de los helicoides se mantuvo constante, igual a 3 mm. De esta forma, se logró ver el efecto en la transferencia de energía a la muestra considerando la carga topológica del campo, el tamaño y pitch del objeto.

3.1.3 Interacción acústica entre un vórtice acústico y una geometría quiral (hélice o estructura quiral o turbina acústica)

En el trabajo doctoral de Muelas (2020), se propone una alternativa para recuperar la energía acústica que se encuentra en el ambiente. En el montaje experimental de este sistema se empleó una geometría quiral acoplada a un generador eléctrico, una fuente de excitación (fuente de potencia y multitransductor) y un sistema de captura de datos (sistema de adquisición y computador). Muelas denominó esta aplicación como turbina acústica debido a que la geometría interactuante con el campo acústico presenta una estructura quiral semejante a las turbinas empleadas en el área de los fluidos. En este caso, se usó una turbina acústica de 6 álabes planos con un espesor aproximado de un milímetro, un diámetro igual a 100 mm, y material reflectivo (aluminio).

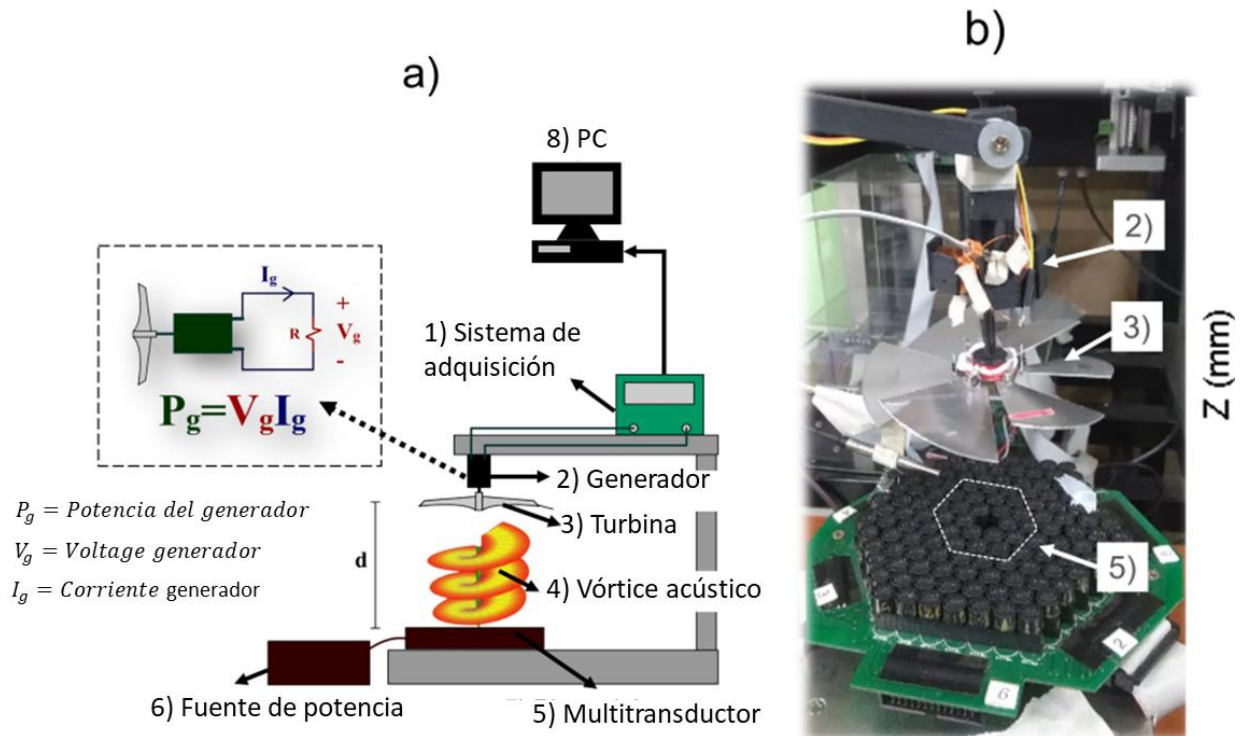


Figura 3.6. Alternativa para la recuperación de energía acústica, a) esquema y b) montaje experimental de una “Turbina acústica”. Fuente: tomado de Muelas (2020).

Para nuestro caso, el modelo de interacción entre un vórtice acústico y la estructura quiral se basó en la propuesta de Muelas descrita previamente. De forma similar a los modelos presentados para el desarrollo de este trabajo, se realizó una simplificación para simular el problema de interacción, donde se designó un dominio cilíndrico para la propagación del campo acústico, una esfera como superficie de integración y una geometría quiral de 6 álabes (ver Figura 3.7). Para la turbina acústica se tomaron las dimensiones geométricas y material asignadas en el montaje experimental, además, la fuente radiante fue modelada en forma hexagonal basados en fuente empleada en el experimento (ver zona hexágono punteado en blanco sobre el multitransductor, Figura 3.6b). En el desarrollo de Muelas los niveles de presión alcanzados por el campo acústico tuvieron un pico máximo de 100 Pa ($m = 0$), 75 Pa ($m = 1, 2$).

En consecuencia, se determinó la rotación inducida acústicamente a una estructura quiral o turbina acústica por un frente de onda plano y helicoidal, para ello, en el modelo se evaluaron parámetros importantes como la geometría del campo acústico, la configuración de la turbina (número de álabes y su ángulo de inclinación), y la distancia entre la estructura y la fuente radiante. Sin embargo, en ninguno de los modelos se evaluó la conversión de la energía proveniente de la rotación mecánica inducida en energía eléctrica.

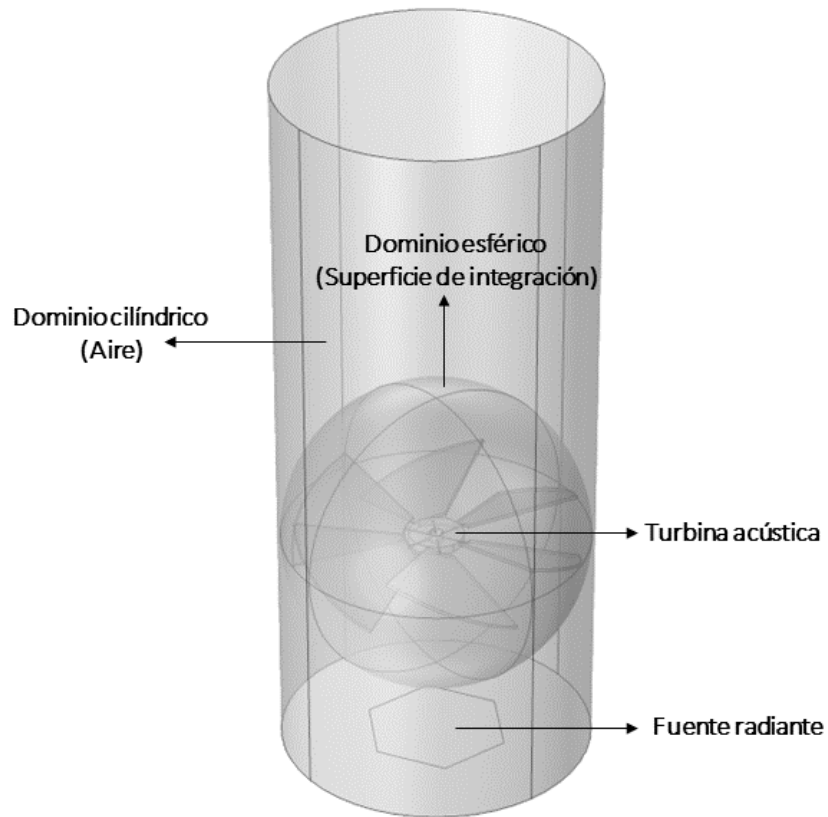


Figura 3.7. Dominios de simulación para el problema de interacción acústica entre un vórtice acústico y una geometría quiral (hélice o estructura quiral o turbina acústica).

3.2 Metodología de simulación

El modelo de elementos finitos (FEM) del problema de interacción acústica fue implementado en Comsol Multiphysics 5.6. Este modelo permitió obtener la distribución en magnitud y fase del campo acústico, y las fuerzas de radiación acústica producidas por la interacción entre el campo y el objeto. De esta forma, los dominios de simulación se componen de dos partes, acústico y sólido. Por un lado, el dominio acústico, representado por un cilindro, permite simular el campo acústico generado por una fuente radiante, además, contiene una esfera que sobre la cual se realiza la integral de superficie para estimar las fuerzas y los torques de radiación acústica. Mientras que, el dominio sólido, representa el objeto (disco, helicoides, hélice o turbina acústica) interactuante con el frente de onda. La configuración del modelo se muestra en la Figura 3.8.

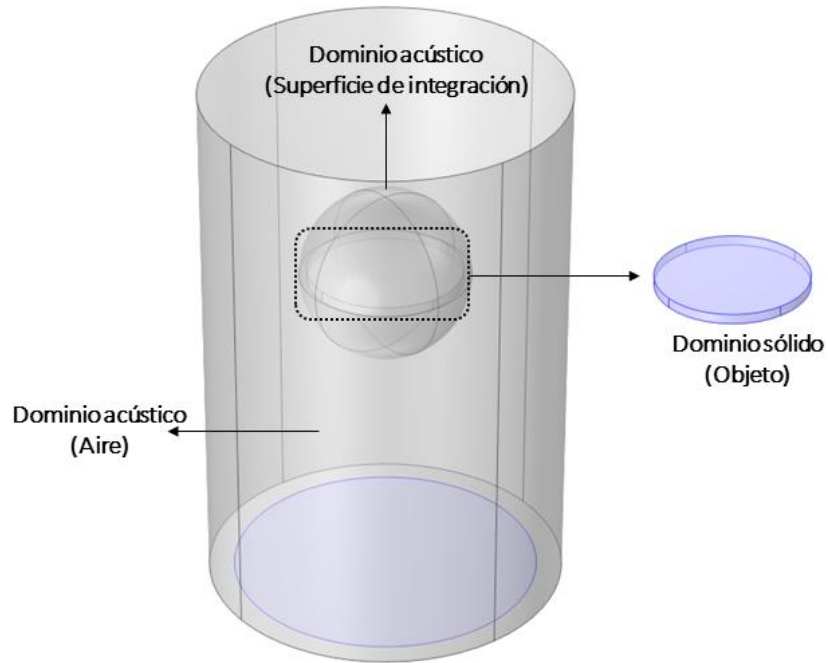


Figura 3.8. Configuración de los dominios de simulación del modelo.

3.2.1 Materiales

Los materiales empleados para el modelo se muestran en la Tabla 3.1. En este caso, Comsol proporciona un conjunto de materiales con propiedades predefinidas según su categoría de aplicación (módulo físico), por esto, para el dominio de aire se tomaron las propiedades físicas que ofrece la librería de software, al igual que para el dominio sólido cuando se empleó aluminio (ver Anexo A.II). Mientras que, para el material Aptflex 28 y ABS se muestran en la Tabla 3.2.

Tabla 3-1. Materiales de los dominios de simulación.

Dominio	Material
Acústico	Aire
Sólido	Disco (Espuma absorbente Aptflex28) Helicoide (ABS) Turbina acústica (Aluminio)

Tabla 3-2. Propiedades físicas del Aptflex 28 y ABS.

Material	Densidad [kg/m ³]	Velocidad del sonido [m/s]	Impedancia acústica característica [Pa s/m]
Espuma absorbente Aptflex 28	1020	1456	385+2627i
ABS	1030	2230	2,297E6

Es importante aclarar que para el material absorbente del disco se empleó un solo material en lugar de dos como se propuso en el trabajo de Muelas (2015), además las propiedades físicas del Aptflex 28 fueron tomadas de Anhäuser et al. (2012) y Volke-Sepúlveda et al. (2008). Para el caso del helicoide de ABS sus propiedades físicas fueron definidas de acuerdo a NDTnet (2022). Ahora bien,

las propiedades mecánicas de los materiales no fueron definidas ya que en los modelos desarrollados solo se utilizó la interfaz de presión acústica y para la solución del modelo no son necesarias.

3.2.2 Física y condiciones de borde

El modelo de elementos finitos utiliza la interfaz de presión acústica en el dominio de la frecuencia, el cual es usado para calcular las variaciones de presión por la propagación de ondas acústicas en condición estacionaria (COMSOL, 2020). Ahora bien, en ausencia de fuentes volumétricas de sonido, y asumiendo que la presión varía armónicamente en el tiempo, la ecuación de onda que describe la distribución de presión en el dominio es:

$$\nabla \cdot \left(-\frac{1}{\rho} (\nabla p) \right) - \frac{\omega^2 p}{c^2} = 0 \quad (3.1)$$

Donde ρ y c son la densidad y velocidad del sonido en el aire.

Por otra parte, el modelo de elementos finitos implementado para simular el problema de interacción acústica es el mismo para cada uno de los casos de interacción, por lo tanto, las condiciones de borde que fueron definidas dentro de la interfaz física son las mismas (ver Figura 3.9). A continuación, se presentan las condiciones de borde que fueron utilizadas:

1. Radiación de onda plana: esta condición de radiación permite que una onda plana saliente abandone el dominio de modelo con baja reflexión, cuando el ángulo de incidencia es casi normal. La ecuación de onda que representa esta condición viene dada por:

$$-\vec{n} \cdot \left(-\frac{1}{\rho} (\nabla p) \right) + i \frac{\omega}{\rho c} p + i \frac{c}{2\rho\omega} \Delta p = 0 \quad (3.2)$$

En estas ecuaciones, Δ en un punto particular de la condición de borde denota el laplaciano en el plano tangente a dicho punto.

2. Radiación de onda cilíndrica: esta condición de radiación permite que una onda cilíndrica saliente abandone el dominio de modelado con reflexión mínima. Esta condición viene descrita por la siguiente ecuación:

$$-\vec{n} \cdot \left(-\frac{1}{\rho} (\nabla p) \right) + \left(i \frac{\omega}{c} + \frac{1}{2r_{rf}} - \frac{1}{8r_{rf} \left(1 + i \frac{\omega}{c} r_{rf} \right)} \right) \frac{p}{\rho} + \frac{r_{rf} \Delta p}{2 \left(1 + i \frac{\omega}{c} r_{rf} \right) \rho} = 0 \quad (3.3)$$

Donde, $r_{rf} = \frac{|(\vec{x} - \vec{r}_0) \times \vec{r}_{axis}|}{|\vec{r}_{axis}|}$ con $\vec{r}_0$ como la ubicación de la fuente radiante y $\vec{r}_{axis}$ es el eje de propagación del campo.

3. Aceleración normal: en este caso, se agregó una aceleración normal hacia la parte interior del medio de propagación del campo. Esta característica se puede tomar como la representación

de una fuente radiante externa, por ejemplo, un transductor. La ecuación que describe esta condición es:

$$-\vec{n} \cdot \left(-\frac{1}{\rho} (\nabla p) \right) = a_n \quad (3.4)$$

Aquí, $\vec{n}$ representa el vector de dirección normal a la superficie donde se aplica la condición de borde. Por su parte, a_n establece la aceleración normal hacia la parte interior del medio de propagación, la cual se definió de tal manera que se genere un campo acústico con dislocación de tornillo, es decir, un VA. Por lo tanto,

$$a_n(x, y, z) = A_0 e^{im\theta} \quad (3.5)$$

En esta ecuación, el término $e^{im\theta}$ define la estructura helicoidal del campo como se estableció en la ecuación 2.7, A_0 es la amplitud de la aceleración normal y θ es la variación azimutal del vórtice.

4. Pared rígida: esta condición de borde permite que en el contorno en la cual sea aplicada la componente normal de la aceleración y la velocidad sean iguales a cero. Entonces, la ecuación queda modela esta condición queda como sigue:

$$-\vec{n} \cdot \left(-\frac{1}{\rho} (\nabla p) \right) = 0 \quad (3.6)$$

Es importante aclarar que, si bien las condiciones de borde descritas anteriormente son de carácter acústico, fundamentalmente son las necesarias para realizar el cálculo del torque de radiación acústica, ya que como se describe en la literatura las fuerzas de radiación acústica dependen únicamente del campo acústico incidente y disperso, es decir, como el cuerpo en la interacción modifica el haz acústico y para esto solo es necesaria la condición de pared rígida sobre el objeto. Por lo tanto, las deformaciones y demás efectos sobre el sólido no fueron modeladas en este trabajo. Por otra parte, la posición del objeto de prueba va a estar fija (0 grados de libertad) en las coordenadas que se determinen desde la interfaz CAD de Comsol o del software del cual se importe el sólido.

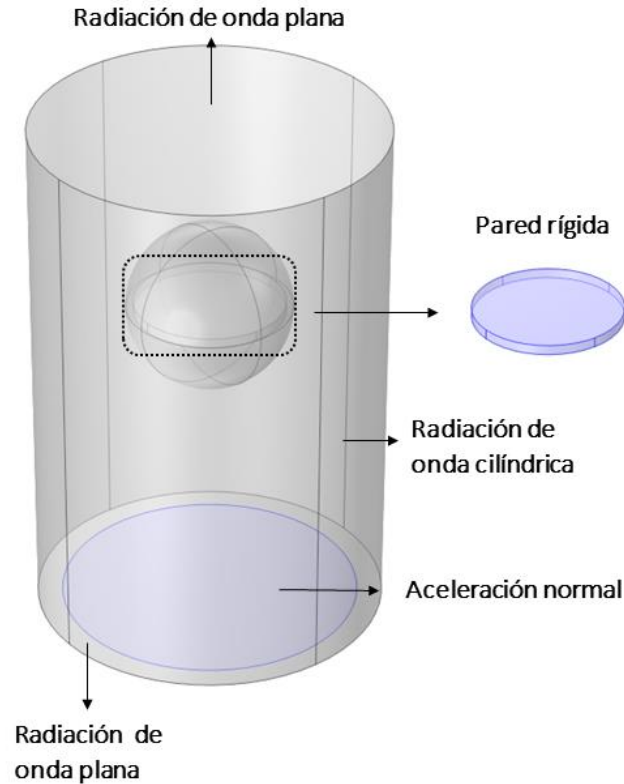


Figura 3.9. Condiciones de borde del modelo de interacción acústica entre un campo acústico y un objeto implementadas en todos los modelos.

3.2.3 Enmallado

Para resolver la ecuación de onda dentro del dominio de simulación y obtener resultados aceptables, se realizó el proceso de enmallado teniendo en cuenta el teorema de Nyquist-Shannon y la documentación de Comsol para la solución de problemas en la interfaz de presión acústica. Por un lado, en el teorema de Nyquist-Shannon (Ayestarán, 2015), se menciona que para reconstruir la información de una señal es necesario que la frecuencia de muestreo sea al menos el doble de la mayor componente frecuencial presente en la señal, análogamente, la solución de un problema acústico está asociado con la longitud de onda, es decir, la densidad de elementos de malla debe ser suficiente para reconstruir la longitud de onda del problema. Ahora bien, en la guía de usuario del software (COMSOL, 2020) se muestran dos condiciones mínimas para garantizar una malla suficientemente resulta, en primer lugar, el número de grados de libertad para el modelo debe ser de mínimo 12 por longitud de onda en la dirección de propagación, así, en un modelo tridimensional la malla debe resolver al menos en promedio 12^3 grados de libertad. En segundo lugar, el tamaño máximo de cada elemento se debe ajustar a un quinto de la longitud de onda ($\lambda/5$) o más pequeño.

En consecuencia, en nuestros modelos el tamaño máximo de elemento de la malla se definió en función de la longitud de onda. En este caso la longitud de onda, $\lambda = c/f = 8,575$ mm, donde c es la velocidad del sonido en el aire (343 m/s) y f la frecuencia (40 kHz). Aquí, se realizó un análisis de convergencia observando el torque de radiación acústico transferido a una muestra, a un tamaño constante del objeto, mientras se variaba el tamaño del elemento de la malla, hasta garantizar una estabilidad del modelo, la repetibilidad de los resultados y el consumo de recursos computacionales que la solución del problema demandó (memoria RAM).

3.3 Verificación

Como se mencionó previamente, en este trabajo se empleó el modelo de elementos finitos propuesto por Philipp Hahn, (Schwarz, 2013). Este método se desarrolló para partículas esféricas huecas, pero puede ser adaptado a cualquier tipo de partícula sin restricciones en cuanto a tamaño, forma, propiedades del material, posición y orientación en un campo acústico arbitrario. La verificación del método de cálculo del torque de radiación acústica se realizó al implementar el modelo de simulación bajo condiciones similares a las reportadas en la literatura, específicamente se tomó el trabajo realizado por Muelas (2015) en donde se cuantificó la transferencia de momentum angular a un objeto con diferentes geometrías desde un vórtice acústico en aire.

3.3.1 Cuantificación experimental de la transferencia de momentum angular a la materia desde vórtice acústico en espacio libre

En la sección 3.1.1 se detalló el montaje que propuso Muelas (2015) para cuantificar el momentum angular transferido a la materia desde un vórtice acústico (ver Figura 3.2). En este experimento Muelas estimó el torque de radiación acústica transferido a diferentes muestras, donde en las mediciones realizadas se consideraron únicamente como variables de interacción acústica la dependencia con la geometría, el tamaño y el acabado del objeto bajo prueba al ser irradiado por un VA. Para el espesor de las muestras se tomó un valor constante, por lo tanto, no se consideró como parámetro dentro del experimento

En ese sentido, se evaluaron dos tipos de geometrías siendo discos circulares y helicoides de una sola entrada. De la misma forma, se emplearon 3 acabados superficiales diferentes para las muestras: disco circular liso de corcho (ver Figura 3.10a y Figura 3.10a'), disco circular de corcho y espuma, (Figura 3.10b y Figura 3.10b') y helicoides liso de una sola entrada (Figura 3.10c y Figura 3.10c'). Por otra parte, los materiales empleados para las muestras fueron corcho y espuma comercial para las combinaciones de los discos circulares y se usó ABS para la impresión 3D de los helicoides.

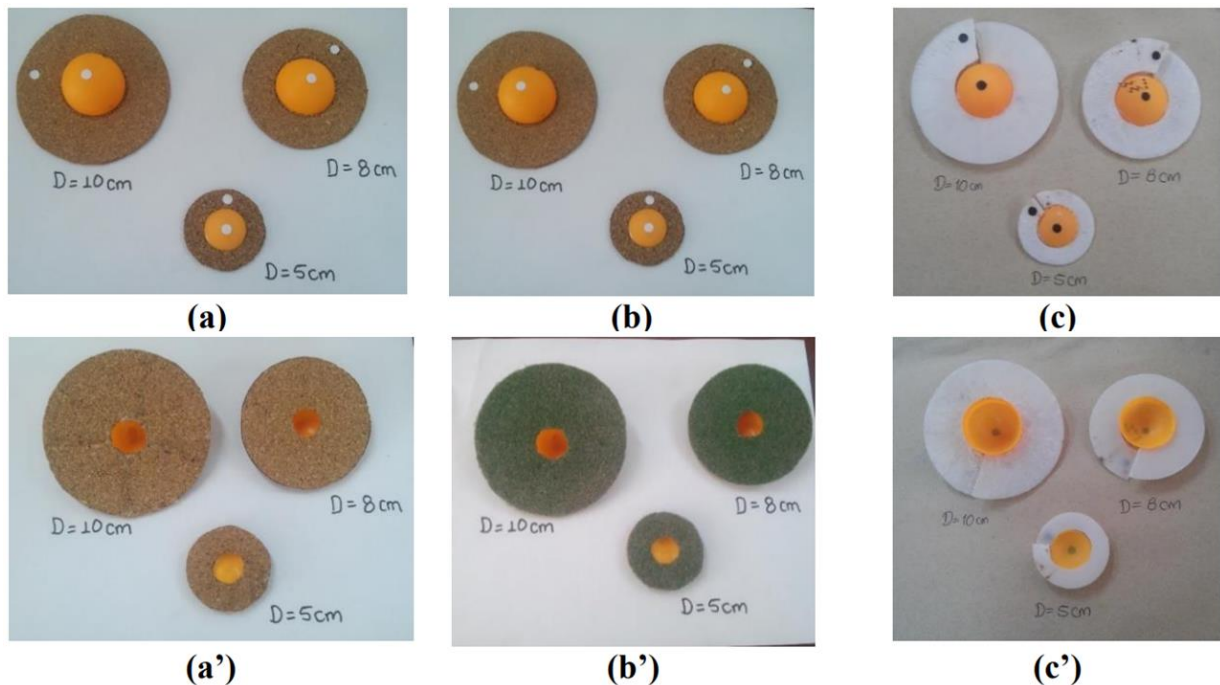


Figura 3.10. Objetos de prueba con diferentes geometrías para la transferencia de momentum angular, a) Corcho vista superior, a') Corcho vista inferior, b) Corcho-espuma vista superior, b') Corcho-espuma vista inferior, c) Helicoides de ABS vista superior, c') Helicoides de ABS vista inferior. Fuente: tomado de Muelas (2015).

Para los objetos puestos a prueba también se tuvieron en cuenta el diámetro de las muestras, de esta manera se tomaron diámetros de 5 cm, 8 cm y 10 cm para cada uno de los objetos (ver Figura 3.10).

Ahora bien, entre los resultados reportados por Muelas se encuentran la transferencia de torque desde el vórtice acústico hacia un objeto en función del acabado superficial, el tamaño y la geometría, en donde las muestras irradiadas fueron ubicadas a una distancia de 130 mm del transductor y la presión media que se registró fue de 158 dB (medición que fue tomada como onda propagante), esto permitió que se generaran efectos de levitación y de transferencia de momentum angular a las muestras evaluadas. Los resultados se observan a continuación:

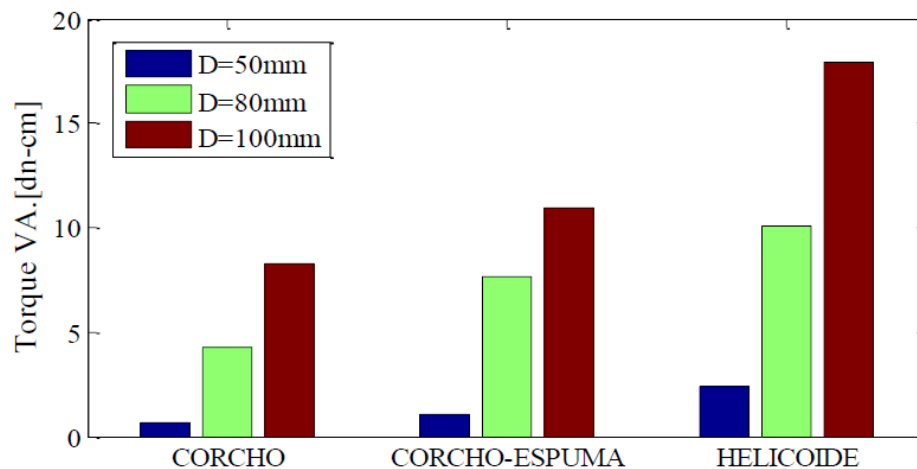


Figura 3.11. Comparaciones de cada una de las muestras de corcho, corcho-espuma y helicoides para los diámetros de 50 mm, 80 mm, 100 mm de diámetro. Fuente: tomado de Muelas (2015).

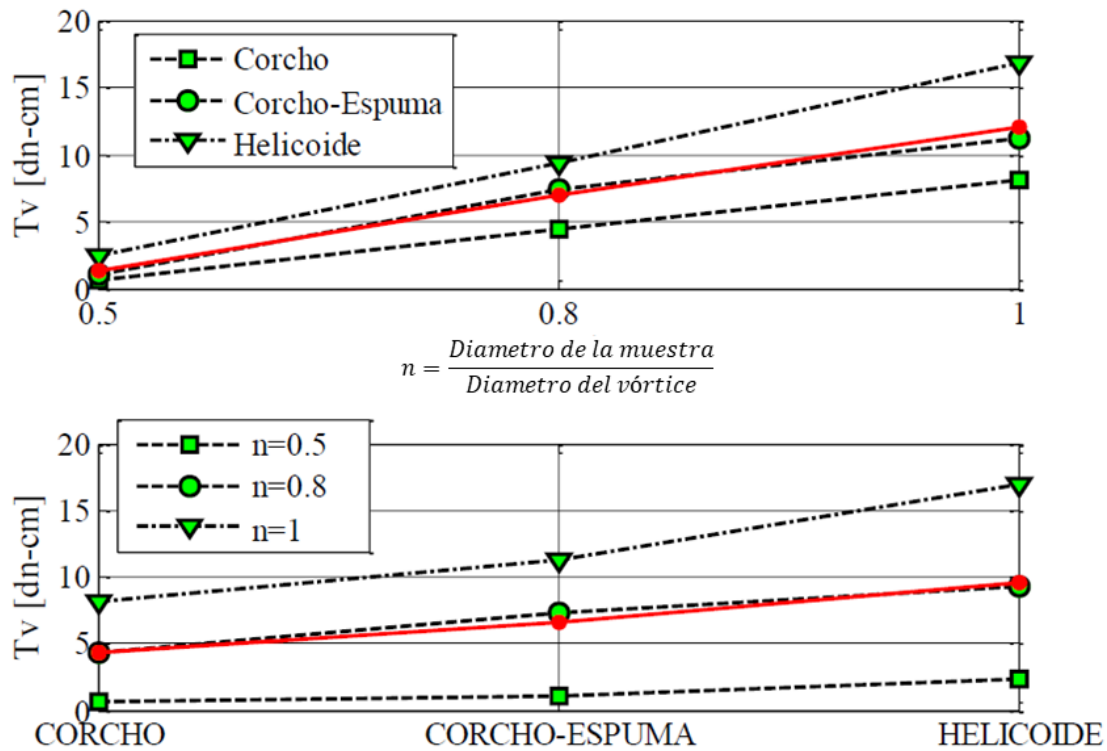


Figura 3.12. Gráficas de interacción y efectos principales del modelo factorial para el torque del vórtice acústico. Existe una dependencia tanto de la razón (n) entre el diámetro de la muestra y el diámetro del vórtice acústico, como del acabado superficial (Corcho, Corcho-Espuma, Helicoidal Lisa). La línea roja representa un promedio de las mediciones. Fuente: tomado y modificado de Muelas (2015).

Como se aprecia en la Figura 3.11, para las muestras hechas de corcho, Muelas observó y reportó una variación aproximadamente lineal de la transferencia de torque y el valor se duplicó mientras que el diámetro aumentaba, dicho comportamiento se presentó en todas las muestras de prueba. De la misma forma, se obtuvo un comportamiento lineal para las variaciones del acabado superficial en cada uno de los objetos. En este caso, el experimento de Muelas permitió ver que, para las geometrías evaluadas, un incremento en el diámetro genera un aumento en el torque transferido por el VA, un caso análogo ocurre con el acabado superficial. El mayor torque transferido fue de aproximadamente 18 dn-cm para el helicoide con diámetro de 100 mm.

En la Figura 3.12 se observan los resultados obtenidos considerando la dependencia del torque acústico con respecto a la geometría y el acabado superficial de la muestra, esto en función de n que representa la relación entre el diámetro de la muestra y el diámetro del vórtice. En este caso, se aprecia que, el factor más influyente es el diámetro, puesto que es donde se presenta una mayor variación en el promedio obtenido, además, los mayores momentos se presentaron para geometrías con superficies helicoidales. Por otra parte, Muelas reporta que, de acuerdo con las velocidades angulares y los momentos transferidos por el VA, son aproximadamente excluyentes, puesto que, si se quieren lograr velocidades angulares mayores, la geometría es lo que se debe tener más en consideración, y si lo que se quieren son mayores momentos, el diámetro es el factor que más influye.

Finalmente, la Figura 3.13 presenta la incertidumbre experimental obtenida por Muelas para la estimación de la transferencia de momentum angular a las diferentes muestras.

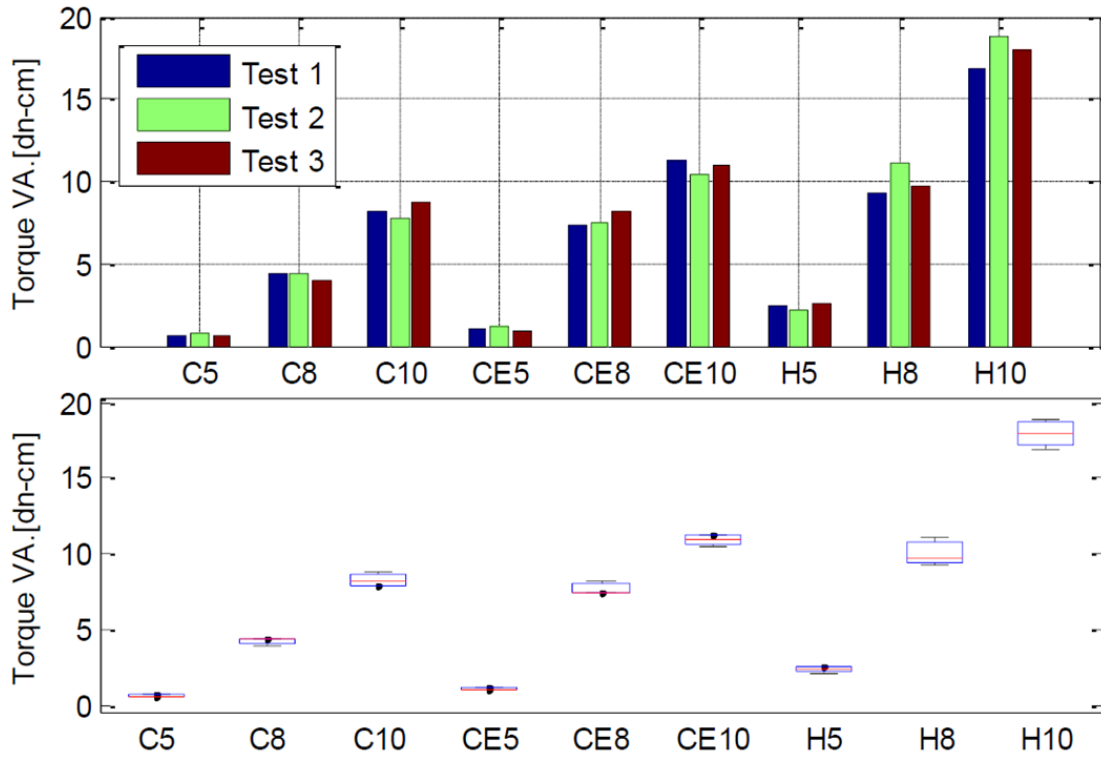


Figura 3.13. Incertidumbre experimental de las mediciones realizadas (tres repeticiones) para las muestras de corcho (C5, C8, C10), corcho-espuma (CE5, CE8, CE10) y helicoides (H5, H8, H10). El valor que acompaña a cada letra representa el diámetro utilizado. (C8=Corcho de diámetro 8cm). Fuente: tomado de Muelas (2015).

3.3.2 Estudio numérico de la transferencia de momentum angular a la materia

Como se describió previamente, para implementar la simulación en el software COMSOL se realizaron simplificaciones respecto al montaje experimental, esto en búsqueda de optimizar los recursos computacionales que demanda un problema acústico.

En primer lugar, se tomó la muestra evaluada en una posición fija (restricción creada por defecto en la interfaz de presión acústica), ya que fundamentalmente para el cálculo del torque de radiación acústica (que depende del campo incidente y dispersado por un objeto) solo es de interés como el cuerpo modifica el campo (ver Figura 3.9).

La fuente radiante se ubicó sobre la cara inferior del dominio cilíndrico con el fin de emular la fuente del montaje experimental, aquí, la aceleración normal tiene la forma $a_n(x, y, z) = A_0 e^{im\theta}$, la cual garantiza la dislocación de tornillo en el frente de onda (VA, siempre que $m \neq 0$). Es importante mencionar que el valor de la aceleración normal tiene una influencia directa sobre el valor de la presión que genera el campo acústico, por lo tanto, para el determinar de valor de A_0 (dato que no conocemos directamente) se realizó una interacción manual hasta encontrar en valor que se aproximara a la presión deseada, en nuestro caso, a una distancia de 130 mm respecto a la fuente con una presión de 158 dB se empleó un A_0 igual a 10^6 . Además, con esto se observó que el valor de presión es independiente a la geometría de la fuente que produce el campo.

Finalmente, la verificación de los resultados experimentales solo se realizó para la configuración de disco absorbente empleando como material del objeto Aptflex 28.

Entonces, de la misma manera que se explica en las secciones del anexo A.I, en este caso se determinó un problema tridimensional bajo un estudio en el dominio de la frecuencia, seleccionando los parámetros y variables de cálculo determinantes para el modelo (geométricos y acústicos), se estableció la función de cálculo de torque y se definieron los materiales; Aptflex 28 para el disco y aire para el medio de propagación, se definieron las condiciones de borde de radiación de onda plana y cilíndrica para disminuir los efectos de reflexión del campo y la condición de aceleración normal para emular la fuente radiante (ver anexo A.VIII). Además, se creó una malla a partir de elementos tetraédricos con un tamaño máximo de 5 elementos por longitud de onda para el medio de propagación como para el disco.

Ahora bien, el punto de partida de la verificación fue obtener un vórtice acústico con condiciones de presión similares a las reportadas por Muelas (2015), donde para una distancia entre el transductor y la muestra de 130 mm se midió una presión máxima promedio igual a 158 dB. Para el caso de la simulación, se modeló un vórtice acústico efectivo con carga topológica igual a 1 ($m = 1$), es decir, sin interacción con un objeto, donde se midió el nivel máximo de presión de sonido y se estableció el diámetro del vórtice (distancia entre los picos máximos del nivel de presión), en este caso se obtuvieron valores iguales a 158.7 dB y 60 mm, respectivamente (ver Figura 3.14). Asimismo, la Figura 3.15 permite ver la distribución de la magnitud de presión y el perfil de fase del vórtice acústico en el plano azimutal y transversal (en $z = 130$ mm, ubicación del objeto) para los resultados obtenidos por simulación y los medidos experimentalmente por Muelas.

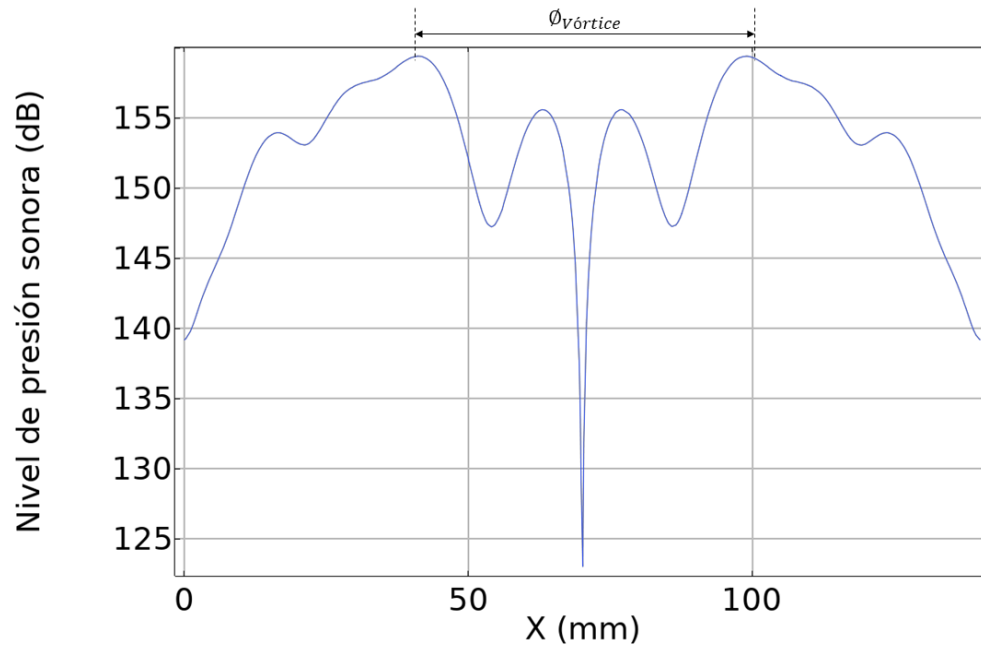


Figura 3.14. Simulación del nivel de presión sonora en un plano a 130 mm respecto a la fuente radiante para el vórtice de carga topológica 1 (Distribución en magnitud).

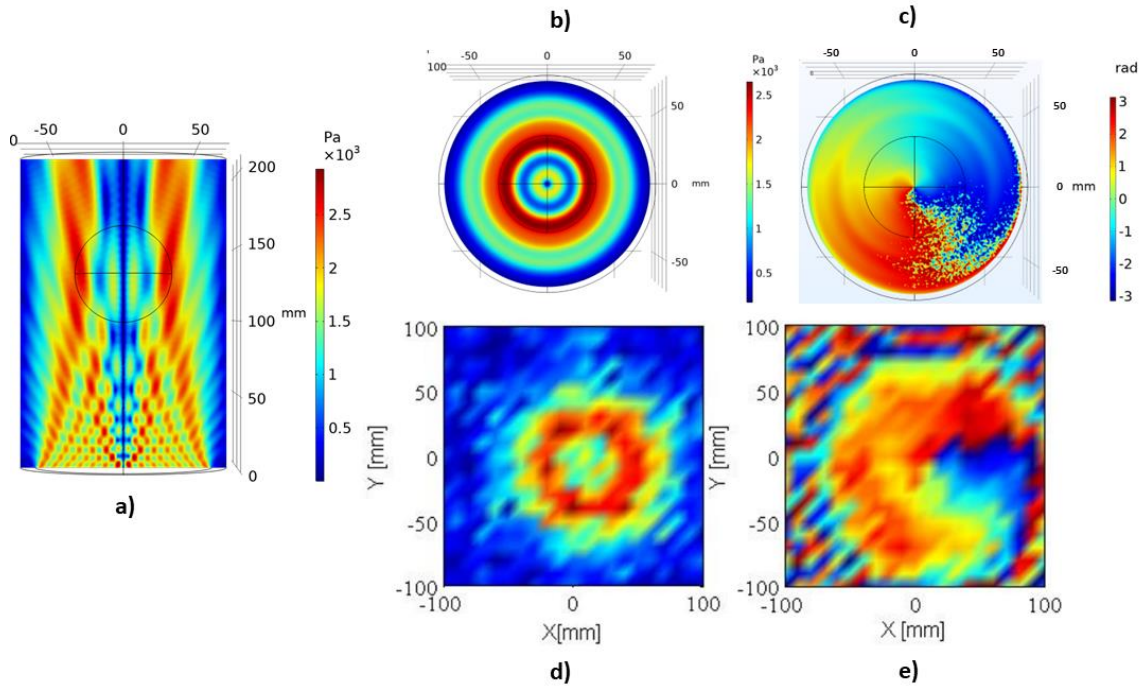


Figura 3.15. Resultados obtenidos por simulación, a) magnitud de presión en un plano azimutal y b) en un plano transversal a 130 mm de la fuente radiante y c) perfil de fase del vórtice; resultados experimentales d) magnitud de presión en un plano transversal a 130 mm de la fuente radiante y e) perfil de fase del vórtice. La distribución experimental de fase y magnitud fueron tomados de Muelas (2015).

Como se mencionó en la sección 3.2.3, para generar la malla de los dominios de simulación, el tamaño de los elementos de malla se realizó en función de la longitud de onda. Así, para el caso de interacción acústica entre un VA y un disco, primeramente, se evaluó la convergencia de malla cuando $n = 1$ (diámetro del disco igual al diámetro del vórtice) como se muestra en la figura 3.16.

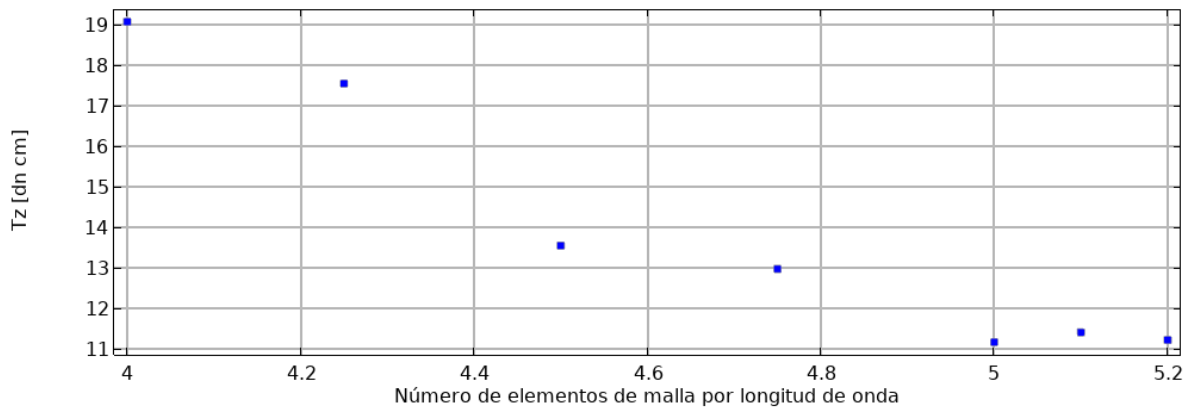


Figura 3.16. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un VA y un disco ($n = 1$).

En la anterior figura se observa que para una densidad de malla igual a 5 elementos por longitud de onda el torque de radiación acústica es aproximadamente 11,16 dn cm, este resultado presenta una diferencia 1,43% respecto al valor reportado experimentalmente, es decir, cuando el tamaño máximo de elemento es igual a un quinto de la longitud de onda se obtienen resultados coherentes con los reportados en la literatura. Adicionalmente, en la Tabla 3-3 se muestra el número de elementos de

mallas por longitud de onda y grados de libertad resueltos durante la evaluación del modelo de convergencia.

Tabla 3-3. Número de elementos de malla por longitud de onda para el modelo de interacción acústica entre el VA y el disco ($r = 30 \text{ mm}$).

Elementos de malla / Longitud de onda	4	4,25	4,5	4,75	5	5,1	5,20
Número de elementos de malla	5.722.432	6.880.100	8.165.820	9.612.908	11.224.218	11.906.144	12.623.569
Grados de libertad resueltos por la malla	7.687.901	9.236.213	10.953.495	12.896.107	15.049.229	15.964.018	16.923.755
Tz [dn cm]	19,0	17,54	13,54	13,0	11,16	11,41	11,22

Ahora bien, la sensibilidad de la malla con el tamaño del objeto se evaluó de forma similar a la descrita previamente, para este caso se tomó el disco de radio igual a 24 mm y se varió el tamaño de los elementos de malla a partir de un quinto de la longitud de onda (punto de estabilidad numérica del anterior análisis). Además, en la Tabla 3-4 se detallan el número de elementos de malla por longitud de onda y grados de libertad resueltos durante la evaluación del modelo de convergencia.

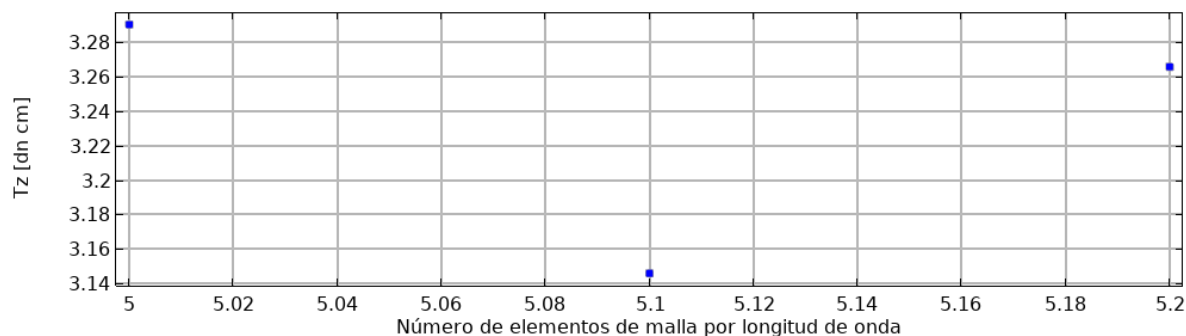


Figura 3.17. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un VA y un disco ($n = 0,8$).

Tabla 3-4. Número de elementos de malla por longitud de onda para el modelo de interacción acústica entre el VA y el disco ($r = 24 \text{ mm}$).

Elementos de malla / Longitud de onda	5	5,1	5,20
Número de elementos de malla	11.238.101	11.922.703	12.632.538
Grados de libertad resueltos por la malla	15.067.676	15.986.097	16.935.382
Tz [dn cm]	3,29	3,15	3,27

La anterior evaluación, permitió determinar para los modelos de simulación un tamaño máximo de los elementos de malla de un quinto de la longitud de onda, ya que se observaron resultados coherentes, estabilidad numérica y una variación por debajo de 3 % para el disco de 30 mm de radio y 4,4 % en el disco de 24 mm de radio, además que, obtener una densidad de malla mayor demandaría recursos computacionales más altos (específicamente memoria RAM).

En ese sentido, los resultados encontrados de la transferencia de torque de radiación acústica a un objeto considerando efectos de geometría, acabado y tamaño se muestra a continuación:

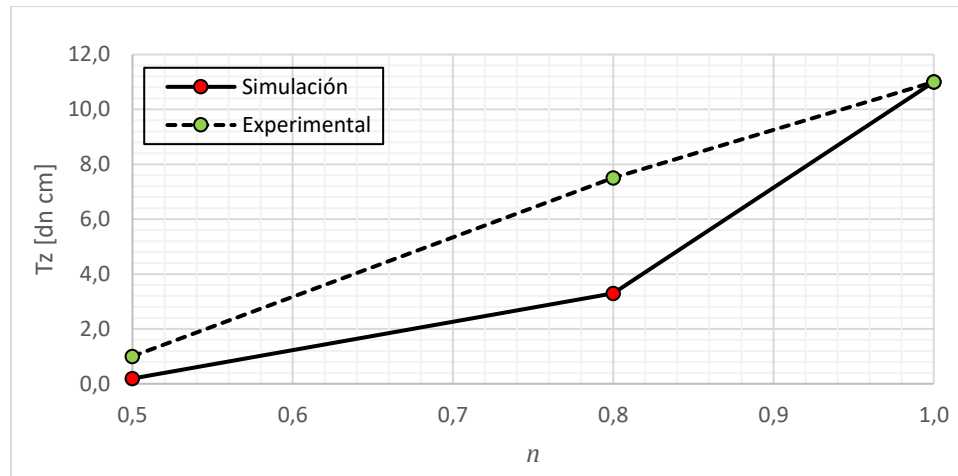


Figura 3.18. Torque de radiación acústica transferido a un disco en función del diámetro del disco y el diámetro del vórtice acústico (diámetro del vórtice igual a 60 mm).

En primer lugar, en la Figura 3.18 se presenta la transferencia de torque de radiación acústica a un disco de material absorbente, en este caso se graficó el torque en función del diámetro de la muestra de forma similar a como se presentó en la literatura $n = \frac{\text{Diámetro del disco}}{\text{Diámetro del vórtice}}$, curva que también se muestra en la figura. Ahora, las mediciones experimentales de Muelas presentan una incertidumbre experimental aproximadamente entre 1% y 10% para la configuración de discos de corcho espuma de 50 mm, 80 mm y 100 mm (donde $n = 0,5$; $n = 0,8$; $n = 1$), ver Figura 3.13. Si se realiza una comparación con los resultados encontrados mediante simulación, la mayor diferencia se encuentra cuando $n = 0,8$, y aunque esta diferencia es aproximadamente del doble, es importante resaltar que la gráfica en general se encuentra sobre el mismo orden de magnitud. Sin embargo, las diferencias pueden estar marcadas dentro de las simplificaciones realizadas para el modelo de simulación, materiales de los objetos o incluso en el método de estimación del torque, donde experimentalmente se obtuvo desde el procesamiento de imágenes para calcular la velocidad angular de la muestra hasta llegar a una relación para el torque, y por el lado de simulación se realizó el cálculo sobre la distribución de presión del campo incidente y dispersado durante la interacción. No obstante, los resultados encontrados permiten verificar el método de cálculo para objetos de forma no esférica, donde el torque determinado se ubica dentro del orden de magnitud de los datos experimentales reportados, además, es posible observar el incremento de la transferencia de torque del vórtice acústico al disco mientras la muestra aumenta su diámetro.

4 RESULTADOS

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos en los modelos de interacción acústica entre un frente de onda plano o vórtice acústico y contra un cuerpo como: inducción de rotación a una muestra y su dependencia con la geometría del campo y del objeto. Por otra parte, se reportó la distribución del campo de presión y de fase producida por la interacción entre el campo acústico y el objeto. En la sección final del capítulo se muestra la discusión de los resultados encontrados.

4.1 Rotación inducida por la geometría del campo acústico

En esta sección se muestran los resultados encontrados para la rotación que indujo un vórtice acústico con $m = 1$ a un disco circular absorbente. En ese sentido, en la Figura 4.1 se observa que para la relación $n = \frac{\text{Diámetro del disco}}{\text{Diámetro del vórtice}}$ se presenta un máximo torque inducido cuando esta es aproximadamente 1. Para valores mayores y menores a esta relación, el torque inducido decrece exponencialmente. Es importante observar que basado en los resultados experimentales presentados en la Figura 3.16, para tres puntos entre $0,5 \leq n \leq 1$ la relación aparenta ser lineal, pero cuando se evalúan más puntos se observa que existe una razón n que maximiza el torque de radiación inducido con un comportamiento creciente exponencial.

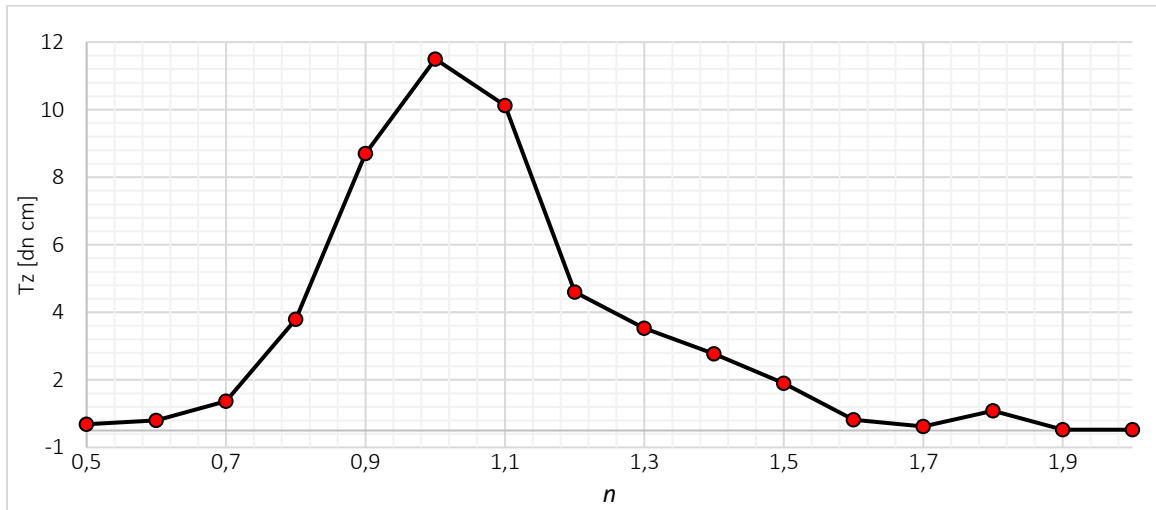


Figura 4.1. Transferencia de torque de radiación acústica a un disco absorbente (ubicado a 130 mm de la fuente radiante) desde un VA ($m=1$) en función de su diámetro ($n = \text{diámetro del disco} / \text{diámetro del vórtice}$).

En la Figura 4.2 y Figura 4.3 se presenta la distribución de magnitud y perfil de fase del campo acústico en presencia del disco cuando $n = 1$ en el plano azimutal y transversal (antes, sobre y después del disco). De la Figura 4.2 se observa la generación de un vórtice acústico estacionario con una magnitud aproximadamente 4 veces con respecto a la magnitud del vórtice en aire libre.

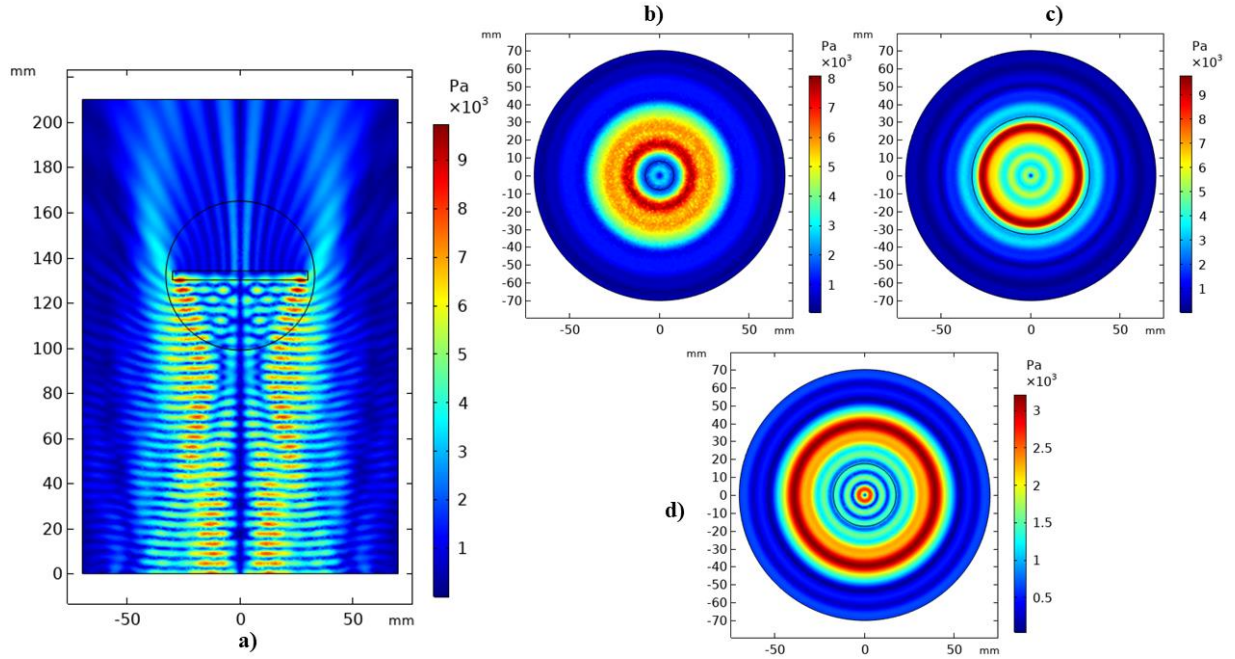


Figura 4.2. Distribución del campo de presión producido por la interacción acústica entre un vórtice acústico ($m = 1$) y un disco de 30 mm de radio ubicado a 130 mm de la superficie radiante, a) sobre el plano azimutal, y sobre un plano transversal al eje de propagación en b) 100 mm, c) 130 mm, d) 160 mm.

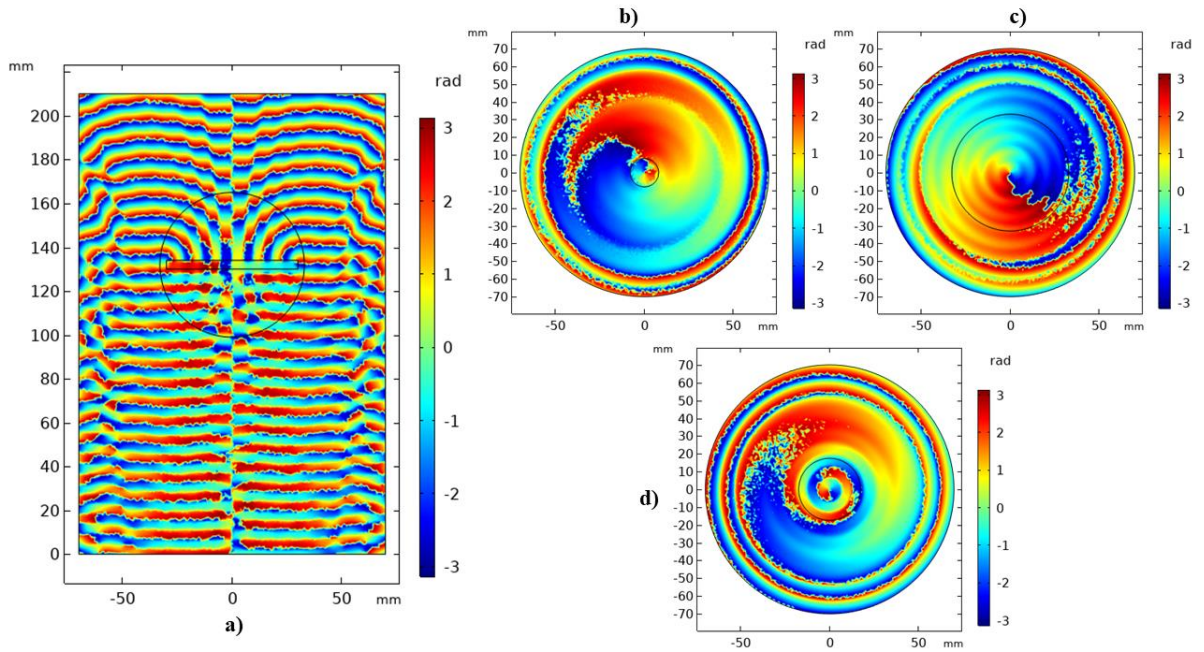


Figura 4.3. Distribución de fase producida por la interacción acústica entre un vórtice acústico ($m = 1$) y un disco de 30 mm de radio ubicado a 130 mm de la superficie radiante, a) sobre el plano azimutal, y sobre un plano transversal al eje de propagación en b) 100 mm, c) 130 mm, d) 160 mm.

4.2 Rotación inducida por efecto de la geometría del helicoide

En este apartado se presentan los resultados encontrados para la rotación inducida por un frente de onda plano (o vórtice acústico con $m = 0$) a un helicoide.

En primer lugar, se realizó el análisis de convergencia de malla para los modelos en función del radio del objeto y del paso (pitch), ver Figuras 4.4 y 4.5. En ambos casos se tomó un helicoide de 30 mm de radio y se varió su pitch. Además, se realizó la evaluación de la malla teniendo en cuenta el rango de convergencia que se tuvo para los discos.

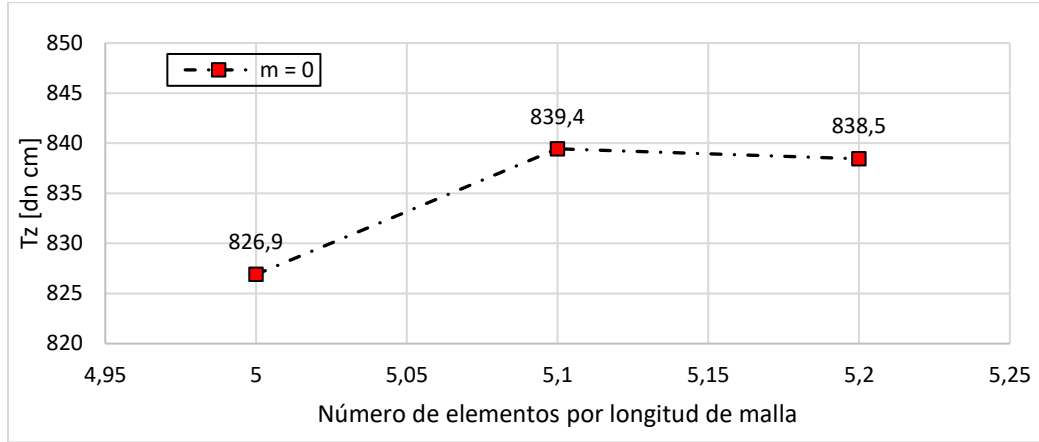


Figura 4.4. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un frente de onda plano y un helicoide ($r=30$ mm, $pitch = \lambda$).

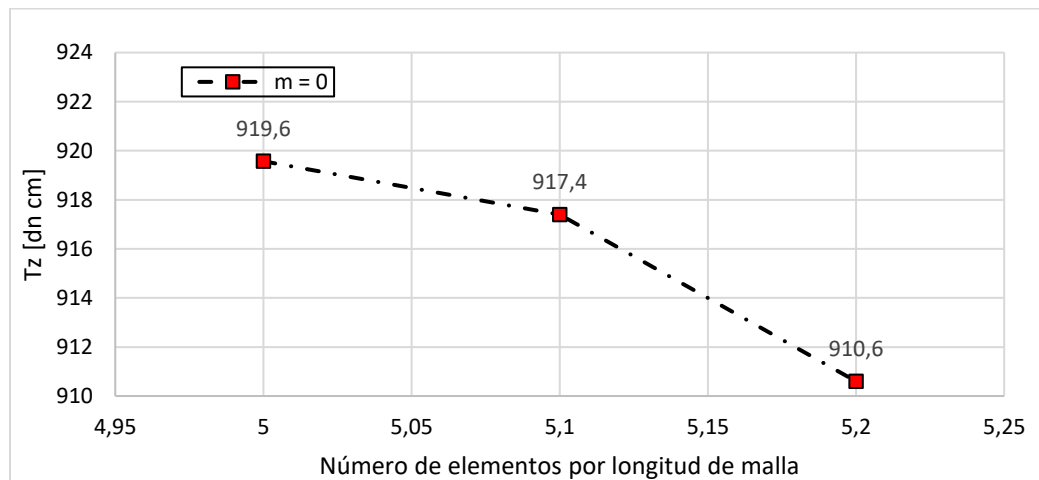


Figura 4.5. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un frente de onda plano y un helicoide ($r=30$ mm, $pitch = \lambda/4$).

Entonces, en las Figuras 4.4 y 4.5 se observa que al igual que el análisis de convergencia de malla para los discos, existe estabilidad numérica cuando el número de elementos de malla es mayor o igual a un quinto de la longitud de onda. Este resultado permite obtener resultados con variaciones menores a 2% en ambos casos, por lo tanto, se determinó emplear un tamaño máximo de elementos de malla igual a un quinto de la longitud de onda para los modelos de interacción desarrollados en esta sección.

Ahora bien, en los modelos de simulación de la rotación acústica inducida por un frente de onda plano a un helicoide, se encontraron dos resultados importantes a destacar: 1) para la relación $n = \frac{\text{Diámetro del helicoide}}{\text{Diámetro del vórtice}}$ ya no existe un pico máximo como ocurrió para el disco absorbente (ver Figura 4.1), y 2) el torque inducido aumentó dos órdenes de magnitud con respecto al disco absorbente (ver Figura 4.7).

Con el fin de obtener una relación adimensional, se evaluó la relación entre el pitch del helicoide y la longitud de onda, $0,0625 \leq \frac{Pitch}{\lambda} \leq 2$, el máximo torque inducido obtenido se presentó para $\frac{Pitch}{\lambda} = 2$, como se muestra en la Figura 4.8. Para los resultados de la Figura 4.7, los helicoides evaluados tuvieron un pitch igual a una longitud de onda ($\lambda = 8,575$ mm) y para el barrido sobre el pitch se realizó solo con el disco helicoidal de 30 mm de radio (ver Figura 4.8). Finalmente, se observó la distribución de presión (magnitud y fase) del campo acústico resultante en presencia del helicoide como se presenta en la Figura 4.9 y Figura 4.10 en el plano azimutal y planos transversales (antes, sobre y después del helicoide).

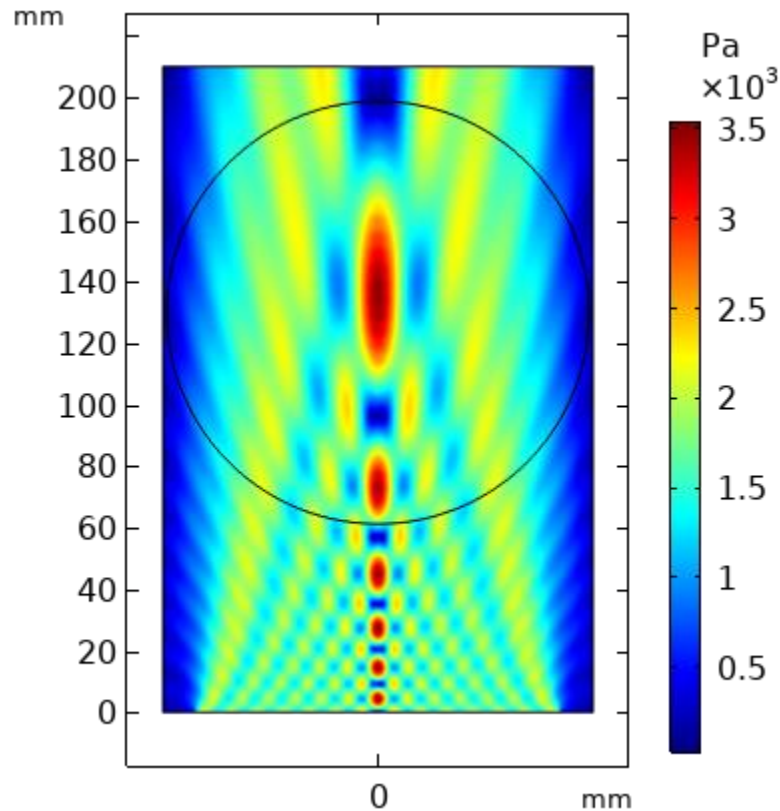


Figura 4.6. Distribución del campo de presión (magnitud) en el plano azimutal de un frente de onda plano.

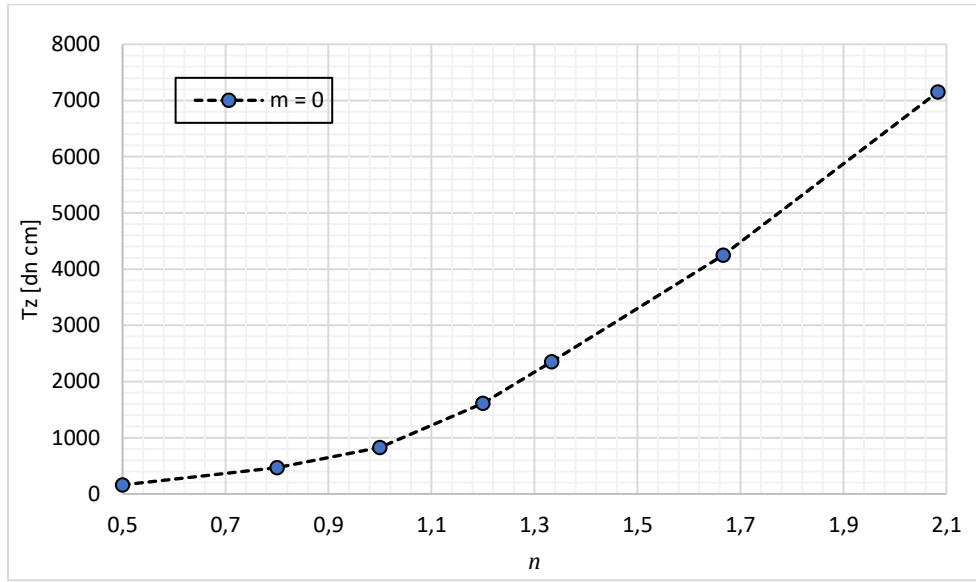


Figura 4.7. Transferencia de torque desde un campo acústico con frente de onda plana a un disco helicoidal dextrógiro (ubicado a 130 mm de la fuente radiante) en función de su diámetro (Pitch = 8,575 mm).

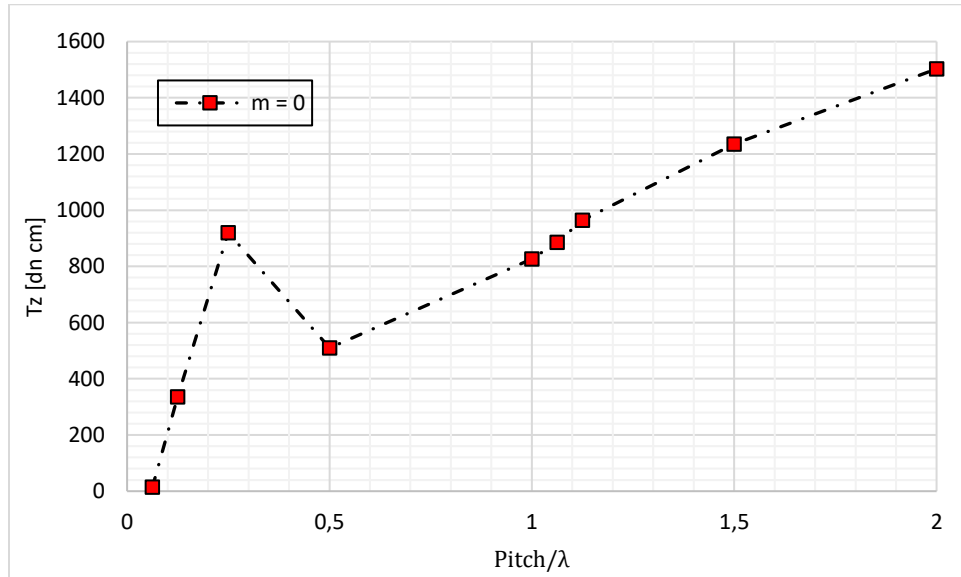


Figura 4.8. Transferencia de torque desde un campo acústico con frente de onda plana a un disco helicoidal dextrógiro ($r = 30\text{mm}$, ubicado a 130 mm de la fuente radiante) en función de su paso por longitud de onda (Pitch/λ).

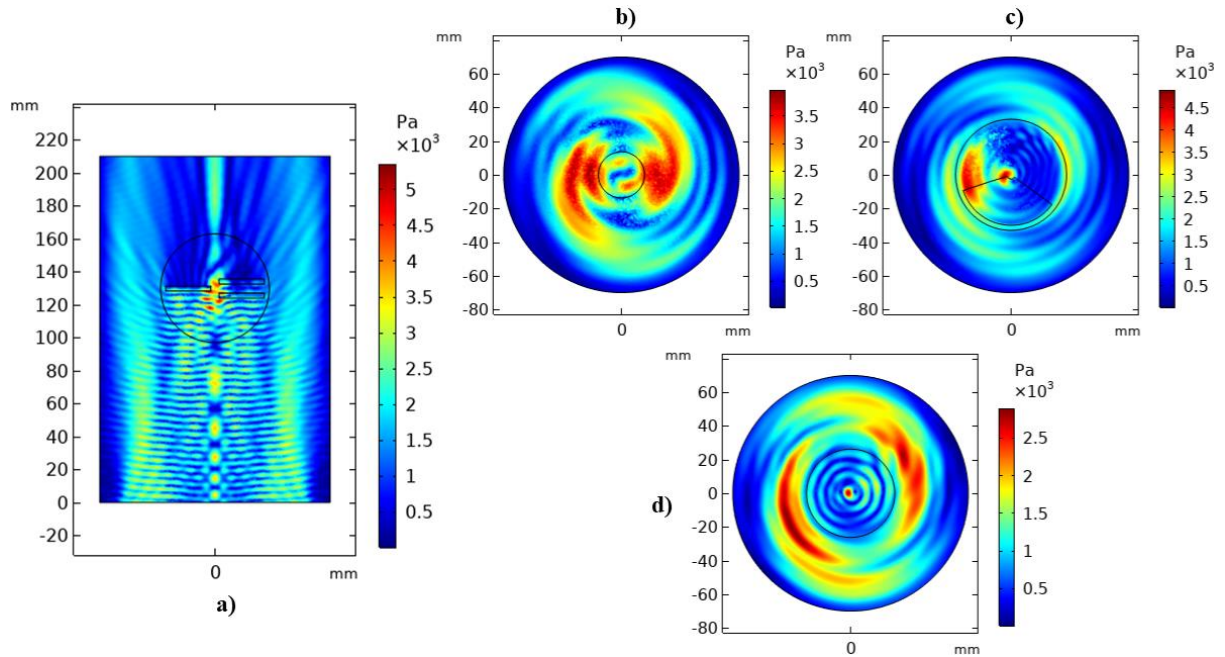


Figura 4.9. Distribución del campo de presión producido por la interacción acústica entre el vórtice acústico y el disco helicoidal dextrógiro ubicado a 130 mm de la fuente radiante, a) sobre el plano azimutal, y sobre un plano transversal al eje de propagación en b) 100 mm, c) 130 mm, d) 150 mm.

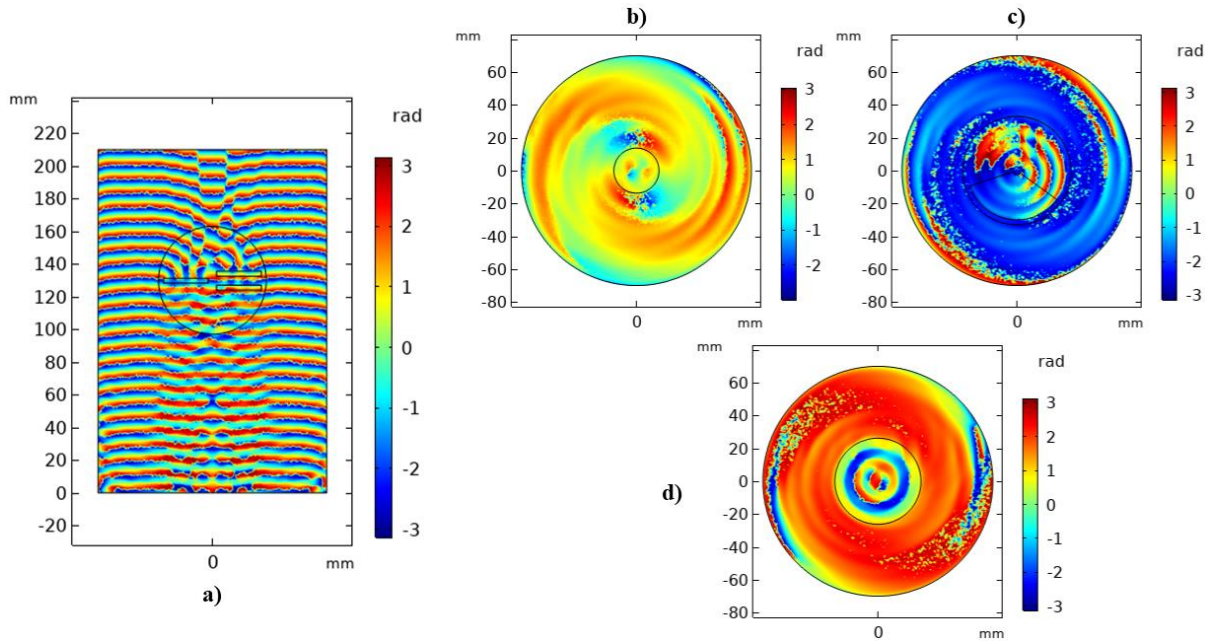


Figura 4.10. Distribución de fase producida por la interacción acústica entre el vórtice acústico y el disco helicoidal dextrógiro ubicado a 130 mm de la fuente radiante, a) sobre el plano azimutal, y sobre un plano transversal al eje de propagación en b) 100 mm, c) 130 mm, d) 150 mm.

4.3 Rotación inducida por un vórtice acústico a un helicoides

En las primeras secciones de este capítulo, se presentaron los resultados de la rotación que se indujo a un objeto considerando la dependencia con la geometría del campo o del cuerpo, para este caso se

presenta la rotación que se indujo a un objeto si se considera la geometría del campo acústico y de la muestra.

Para ello, se realizó el análisis de convergencia de malla para los modelos en función del radio del objeto y del paso (pitch), ver Figuras 4.11 y 4.12. En ambos casos se tomó un helicoides de 30 mm de radio y se varió su pitch. Además, se realizó la evaluación de la malla teniendo en cuenta el rango de convergencia que se tuvo para los discos.

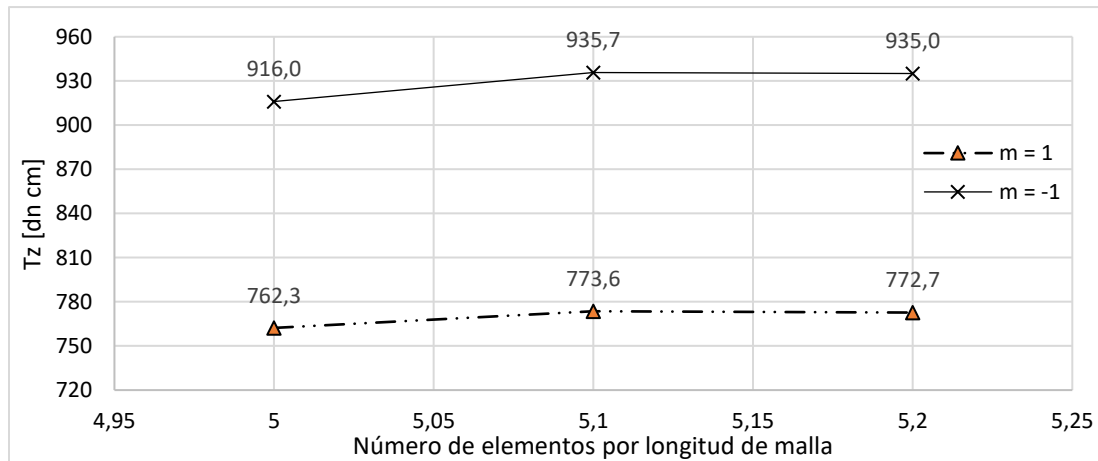


Figura 4.11. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un VA ($m = \pm 1$) y un helicoides ($r = 30$ mm, $\text{pitch} = \lambda$).

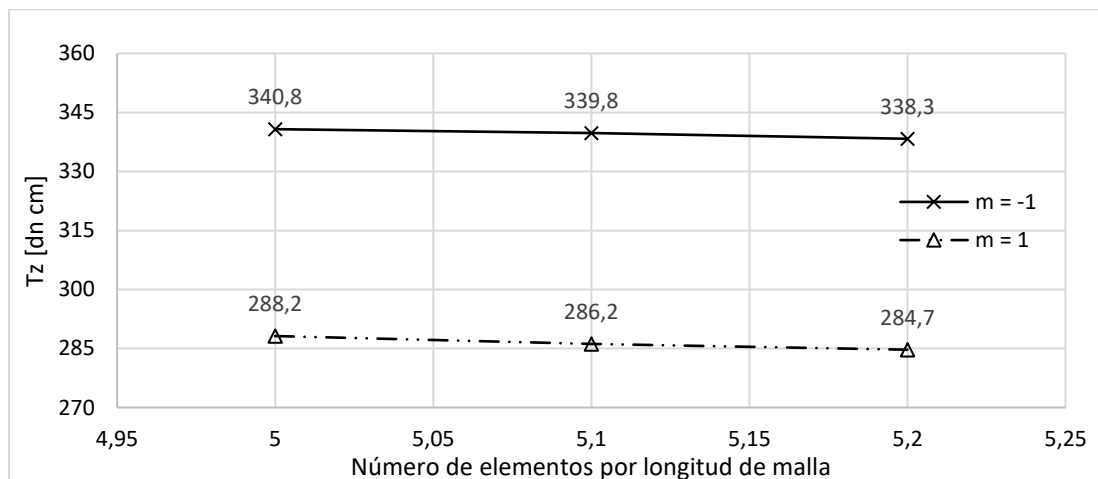


Figura 4.12. Gráfica de convergencia de malla para la simulación de interacción acústica entre un VA ($m = \pm 1$) y un helicoides ($r = 30$ mm, $\text{pitch} = \lambda/4$).

Como se observa en las Figuras 4.11 y 4.12, al igual que en el análisis de convergencia de malla para los discos, existe estabilidad numérica cuando el número de elementos de malla es mayor o igual a un quinto de la longitud de onda. Este resultado permite obtener resultados con variaciones menores a 1% en ambos casos, por lo tanto, se determinó emplear un tamaño máximo de elementos de malla igual a un quinto de la longitud de onda para los modelos de interacción desarrollados en esta sección.

Ahora bien, dentro de los modelos desarrollados para las cargas topológicas evaluadas $m = 0, 1$, y -1 se observó que: 1) para la relación $n = \frac{\text{Diámetro del helicoides}}{\text{Diámetro del vórtice}}$, cuando $0,5 \leq n < 1$, el torque inducido T_z es mayor si el campo presenta carga topológica $m = 0$, es decir si sólo transporta momentum lineal, Sin embargo, si $n \geq 1$, el torque es maximizado si la carga topológica del vórtice es inversa a la rotación de la superficie del disco helicoidal, es decir $m = -1$. Aunque para $m = 1$ existe un torque inducido, este es menor que para $m = 0$. Esto se puede observar en la Figura 4.13.

Con el fin de observar la dependencia del pitch con la longitud de onda λ , se evaluó la razón $0,0625 \leq \frac{\text{Pitch}}{\lambda} \leq 2$. Para $0,5 \leq \frac{\text{Pitch}}{\lambda} \leq 1,1$ el torque se maximiza siempre que $m = -1$. Sin embargo, para $\frac{\text{Pitch}}{\lambda}$ diferente a estos valores, la mejor alternativa es tener un campo que transporte solo momentum lineal ($m = 0$), como se muestra en la Figura 4.14. Estos resultados juegan un papel importante ya que el hecho de tener un objeto helicoidal interactuando con un campo acústico implica que el torque inducido se puede maximizar si se considera 1) la razón $\frac{\text{Pitch}}{\lambda}$, 2) la razón $n = \frac{\text{Diámetro del helicoides}}{\text{Diámetro del vórtice}}$ y 3) la carga topológica m .

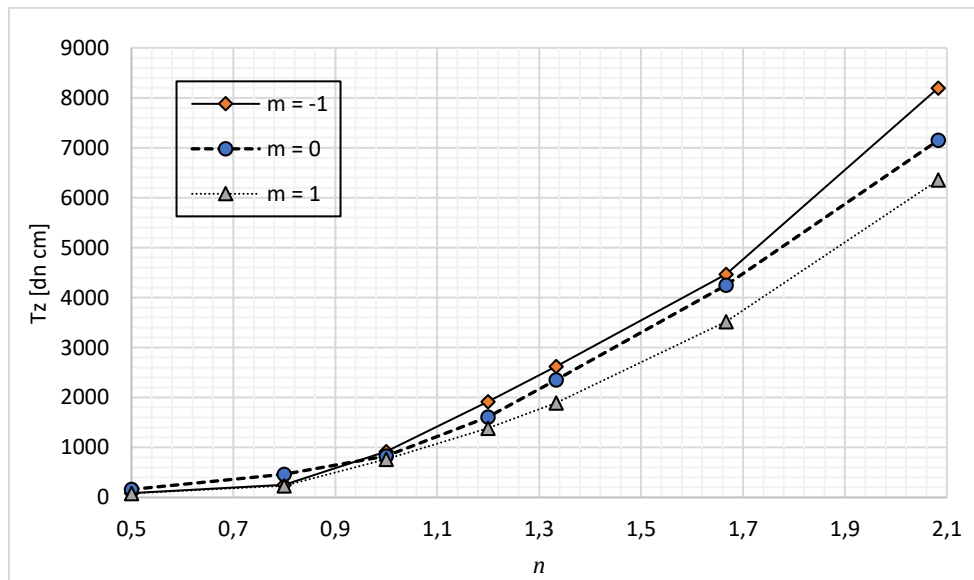


Figura 4.13. Dependencia de la rotación inducida a un helicoides dextrógiro desde un vórtice acústico según la geometría del campo (carga topológica) y la geometría de la muestra (tamaño), donde la muestra irradiada fue ubicada a 130 mm del emisor.

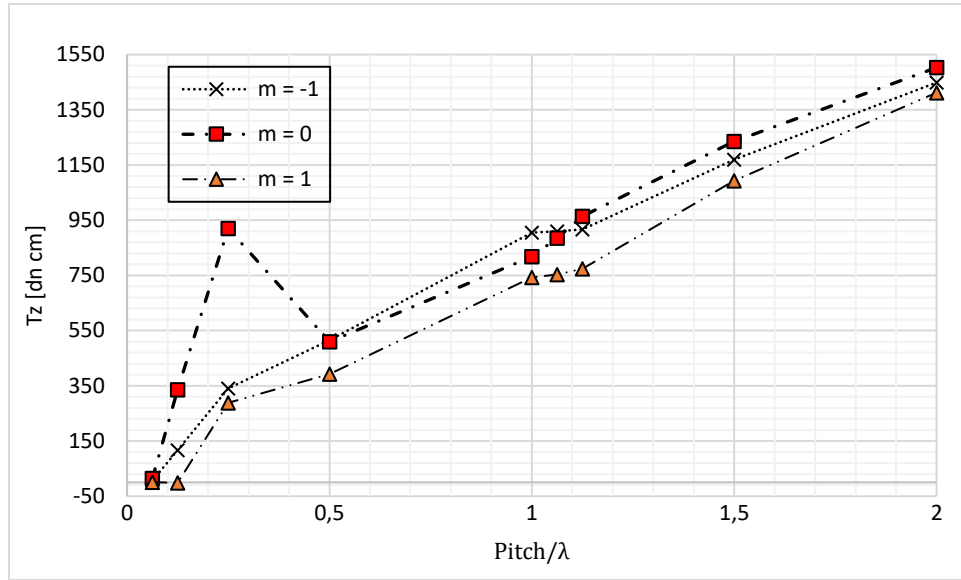


Figura 4.14. Dependencia de la rotación inducida a un helicoides dextrógiro ($r = 30\text{mm}$) desde un vórtice acústico según la geometría del campo (carga topológica) y la geometría de la muestra (Pitch), donde la muestra irradiada fue ubicada a 130 mm del emisor.

4.4 Rotación inducida por un vórtice acústico a una estructura quiral (Hélice o Turbina Acústica)

En esta sección se presenta la transferencia de torque a una geometría quiral o turbina acústica con la cual se buscó establecer la configuración de los álabes que permitan maximizar la transferencia de torque. En la Figura 4.15 se muestra un esquema de la turbina acústica empleada para evaluar la rotación que se puede inducir por la interacción acústica con un campo determinado, donde $\varnothing_T$ es el diámetro de la turbina y β es el ángulo de inclinación del álabe.

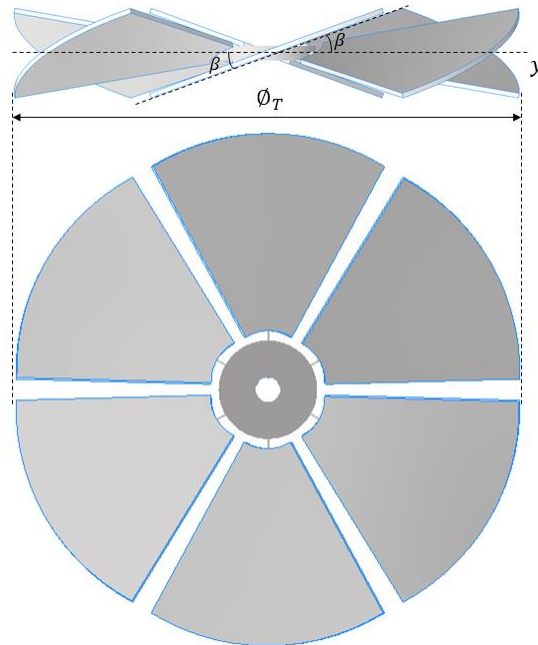


Figura 4.15. Esquema de la turbina acústica evaluada.

Para las simulaciones desarrolladas, se evaluó una turbina con alabes de superficie plana con $\varnothing_T = 100 \text{ mm}$ y un espesor de 1 mm, el material empleado fue aluminio y sus propiedades se definieron por defecto según la biblioteca de materiales del software (ver anexo A.II). Además, el tamaño de los elementos de malla fue definido como un quinto de la longitud de onda.

Ahora bien, la dependencia de la transferencia de torque a una estructura quiral se evaluó teniendo en cuenta la relación entre la geometría del campo y la distancia entre la turbina y la fuente radiante. En la Figura 4.16 se observa como los campos acústicos con carga topológica $m = 0$ (ver Figura 4.16a), $m = \pm 1$ (ver Figura 4.16b) y $m = \pm 2$ (ver Figura 4.16c) irradiarían la turbina dependiendo de la distancia de separación con la fuente radiante (se aclara que la distribución de presión observada en las figuras se presenta cuando ningún objeto se encuentra inmerso en el campo y la ubicación de las turbinas es meramente indicativa).

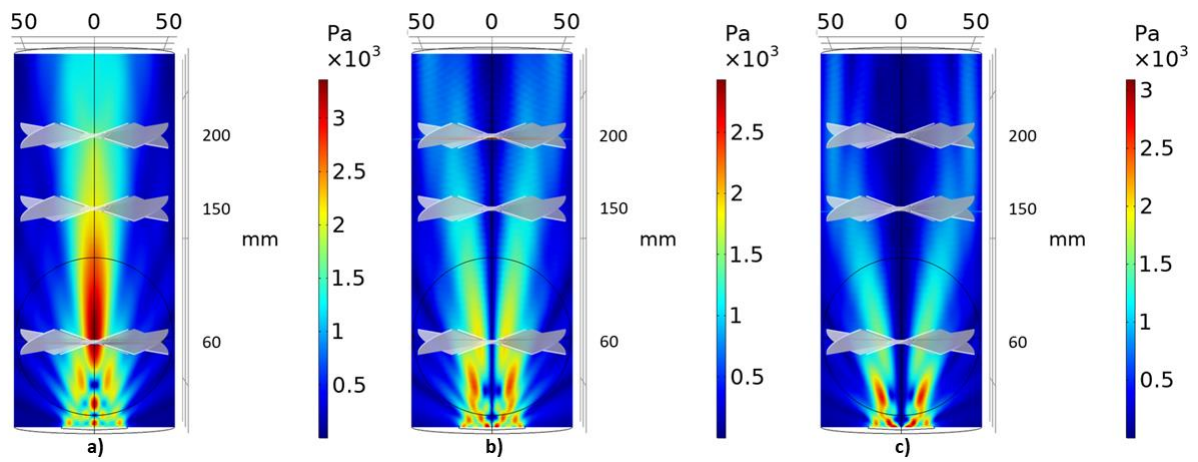


Figura 4.16. Esquema de la simulación realizada para la interacción acústica de un vórtice acústico y estructura quiral ubicada en diferentes posiciones. El campo mostrado corresponde a la distribución de presión de un vórtice acústico con diferente carga topológica en aire libre, es decir, sin ningún objeto sobre su eje de propagación; a) $m = 0$, b) $m = \pm 1$ y c) $m = \pm 2$.

En el trabajo de Muelas (2020), se reportó que existe un ángulo para el cual la conversión de energía acústica en eléctrica se maximiza. Para verificar este comportamiento, se realizó una variación del ángulo de cada álabe (β) entre -90° y 90° con un paso de 10° (que al igual que para el helicoides, la geometría de la turbina fue importada desde otro software CAD). Para un número fijo de álabes $N = 6$ (igual que en el trabajo de Muelas) se verificó que el ángulo en el cual el torque transferido fue mayor es $\beta_{m\acute{a}x} = |20^\circ|$ cuando el campo acústico tiene una carga topológica $m = 0$ como se presenta en la Figura 4.17.

Para observar si existe una dependencia entre el ángulo que maximiza la transferencia de torque y el número de álabes de la turbina, se llevó a cabo la misma simulación, se empleó $m = 0$ y $N = 3$. Los resultados se presentan en la Figura 4.17. Se observó que para $N = 3$, $\beta_{m\acute{a}x} = |40^\circ|$ y el torque inducido T_z es mayor si se compara con el obtenido para la turbina de 6 álabes. De lo anterior, el número de álabes, al igual que su ángulo de inclinación β juegan un papel importante en la maximización del torque inducido.

Finalmente, considerando la turbina propuesta por Muelas, con $N = 6$, $\beta = 20^\circ$ y $m = 0, \pm 1, \pm 2$, se evaluó el torque inducido a diferentes distancias de separación entre la turbina y el radiador, a saber,

$d = 60, 80, 150, 200$ mm. Los resultados son presentados en la Figura 4.18 al igual que los resultados experimentales reportados por Muelas, cuando la turbina está cerca a la fuente emisora ($d = 60$ mm), el mayor torque es inducido cuando el campo acústico transporta solo momentum lineal ($m = 0$). Sin embargo, para distancias mayores de separación turbina-emisor, el torque inducido se ve influenciado por los haces que transportan momentum angular ($m \neq 0$). Esto se justifica debido a que la presión acústica del campo abarca un área mayor de los álabes a medida que aumenta la distancia turbina-emisor o se incrementa la carga topológica, por lo tanto, hay una mayor inducción de rotación. Por ello, para una distancia $d = 150$ mm, el torque es mayor si la carga topológica del vórtice es $|m| = 2$ y para $d = 200$ mm, el torque es mayor cuando $|m| = 1$. Además, en la Figura 4.19 y 4.20 se muestra la distribución de del campo de presión y el perfil de fase (en el plano azimutal como transversal) generada por la interacción con la turbina acústica ubicada a 80 mm de la fuente radiante, con $\beta = 20^\circ$ para diferentes cargas topológicas.

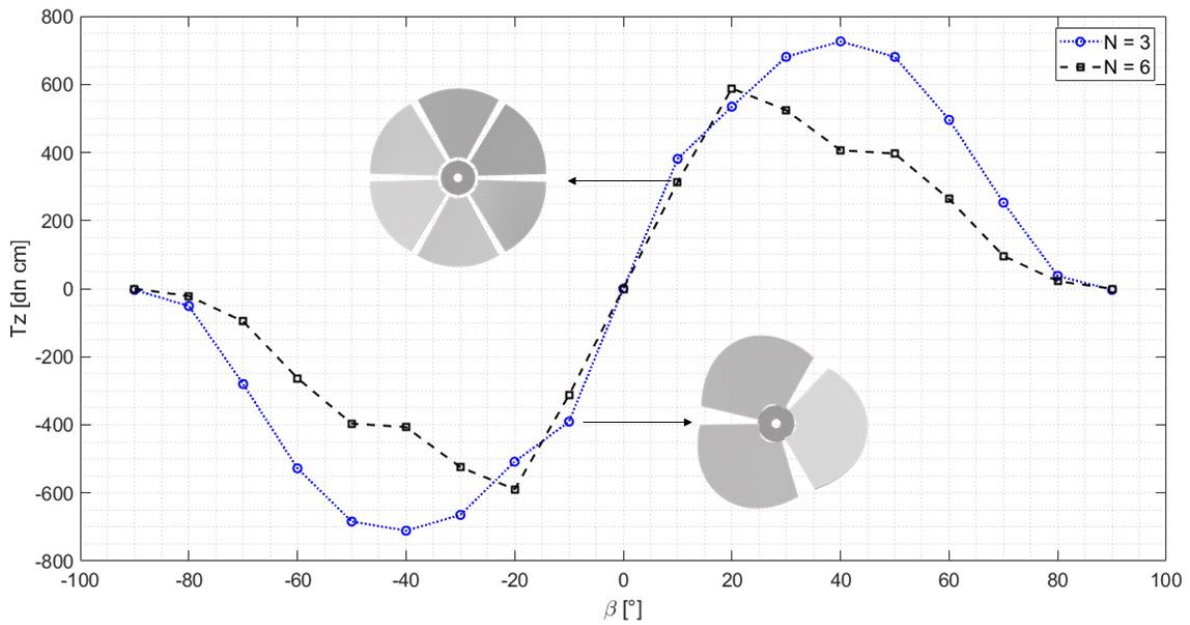


Figura 4.17. Torque de radiación acústica inducido a turbina acústica teniendo en cuenta su dependencia entre su número de álabes (N) y su ángulo de inclinación (β). La estimación de los valores de torque inducido se realizó con la estructura quiral (Turbina) ubicada a 80 mm de la fuente radiante.

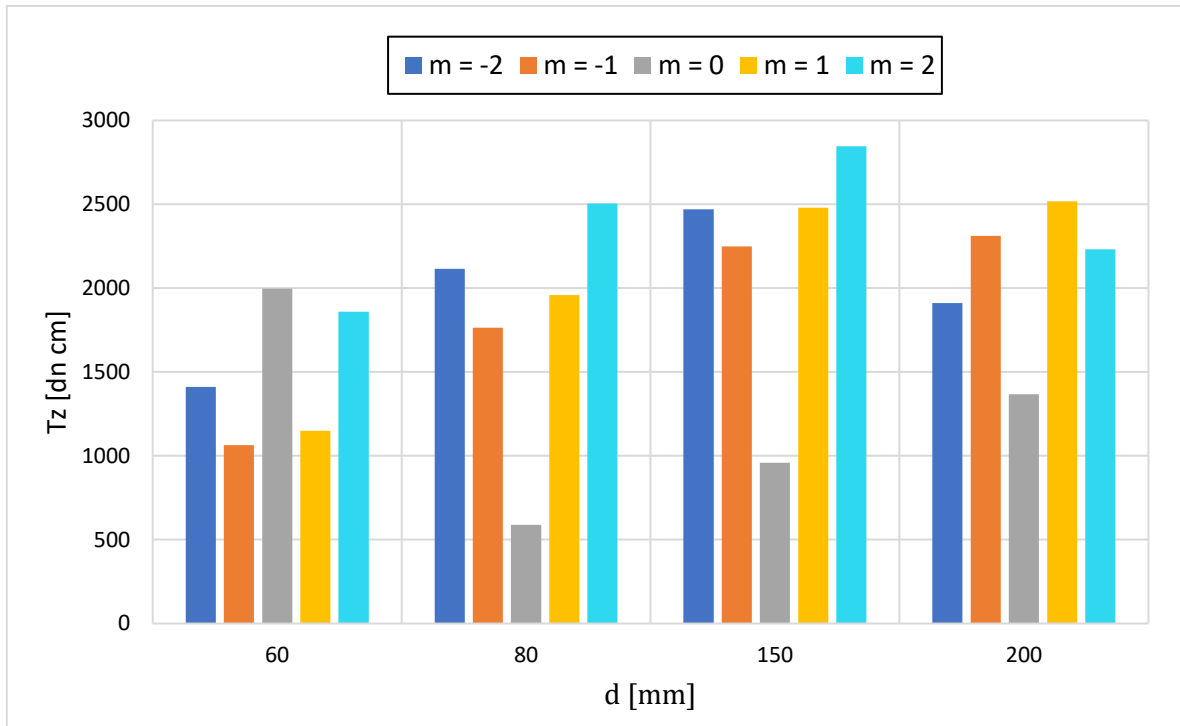


Figura 4.18. Torque de radiación acústica inducido a una turbina de álabes planos ($N=6$, $\beta=20^\circ$) y su dependencia con distancia de ubicación respecto a la fuente radiante (d).

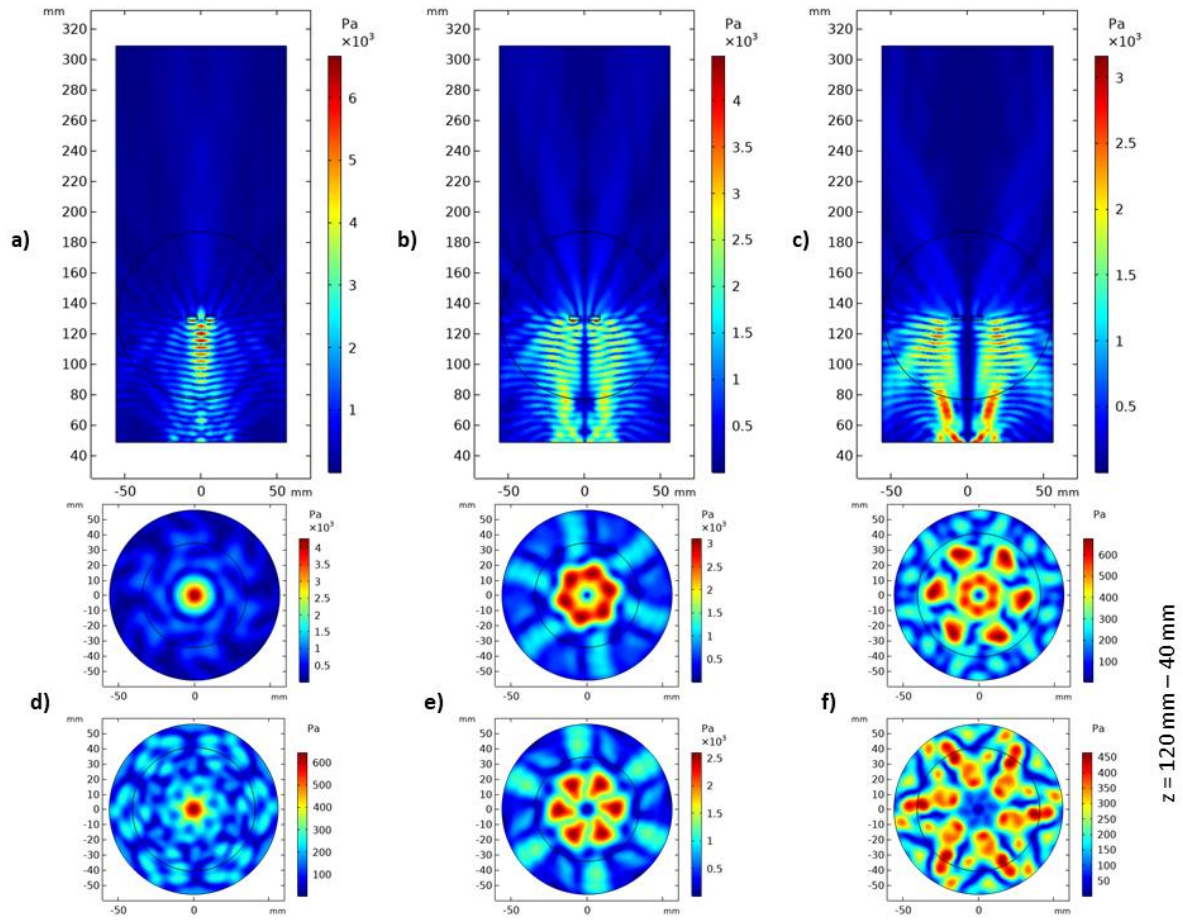


Figura 4.19. Distribución de presión producida por la interacción entre un campo acústico y la turbina acústica ubicada a una distancia de 80 mm respecto a la fuente radiante ($\beta = 20^\circ$) en un plano azimutal para a) $m = 0$, b) $m = 1$ y c) $m = 2$, y en un plano transversal a 40 mm (antes de la turbina) y 120 mm (después de la turbina) para d) $m = 0$, e) $m = 1$ y f) $m = 2$.

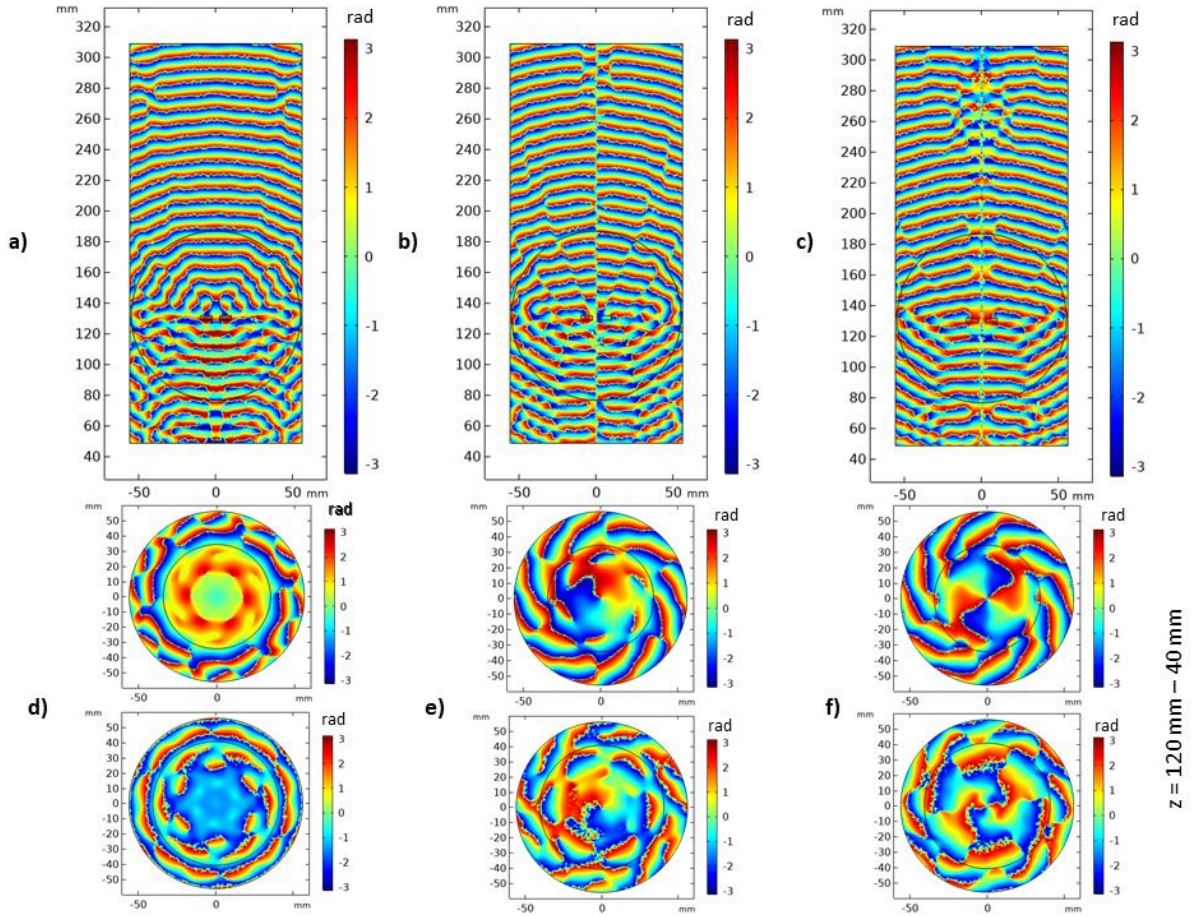


Figura 4.20. Perfil de fase producido por la interacción entre un campo acústico y la turbina acústica ubicada a una distancia de 80 mm respecto a la fuente radiante ($\beta = 20^\circ$) en un plano azimutal para a) $m = 0$, b) $m = 1$ y c) $m = 2$, y en un plano transversal a 40 mm (antes de la turbina) y 120 mm (después de la turbina) para d) $m = 0$, e) $m = 1$ y f) $m = 2$.

4.5 Discusión de resultados

En este trabajo se mostró, mediante simulación, la capacidad de los campos acústicos para inducir rotación sin contacto a la materia. Se demostró que la rotación inducida depende de dos factores principalmente: de la geometría del haz incidente y de la geometría de la muestra/objeto. Los resultados presentados se obtuvieron a través de simulaciones basadas en los montajes experimentales propuestos por Muelas (2015, 2020). Aquí, se llevaron a cabo tres verificaciones planteadas por Muelas, a saber: la rotación inducida a objetos se puede dar a través de la interacción entre 1) vórtice acústico y geometría plana absorbente (disco), 2) frente de onda plano y una geometría quiral (helicoides y hélice), 3) vórtice acústico y una geometría quiral (helicoides y hélice).

En el primer caso, en la sección 4.1 se demostró que los vórtices acústicos pueden transferir momentum angular a la materia (Demore C. , et al., 2011; Zhang & Marston, 2011). Para esto, se simuló la interacción acústica entre un frente de onda helicoidal con $m = 1$ y un disco plano absorbente, en el cual se obtuvo una curva de transferencia de torque en función del diámetro del objeto y del vórtice (ver Figura 4.1). En este resultado se observó que mientras $n = \frac{\text{Diámetro del disco}}{\text{Diámetro del vórtice}} \leq 1$ el torque transferido aumenta proporcionalmente con el incremento del tamaño del disco, sin embargo,

si $n > 1$ el momentum angular inducido disminuye. De este modo, el comportamiento en la transferencia de torque se puede relacionar con la distribución del campo de presión sobre la superficie de la muestra, ya que cuando $n \leq 1$ la presión es más baja en el centro y alta hacia los extremos (ver Figura 4.21a-4.21b), mientras que, cuando $n > 1$ la distribución de presión se encuentra sobre el centro del objeto (ver Figura 4.21c). Por lo tanto, como se describe en la ecuación 2.15, el cálculo del torque de radiación acústica depende proporcionalmente del radio, así, para una distribución de presión con un radio que aumenta el torque debe aumentar. Por otra parte, el incremento del momentum angular transferido a un disco desde un vórtice, corresponden con los resultados reportados en la literatura (Muelas, 2015; Volke-Sepúlveda, et al., 2008).

Otro resultado interesante que se puede resaltar en la Figura 4.21, es que a pesar de que la distribución de presión esté siendo observada sobre un mismo plano, esta es diferente en los tres casos, lo cual en principio se relaciona con 2 condiciones: en primer lugar, la condición de interacción no es la misma ya que el diámetro del disco es diferente; y en segundo lugar, las contribuciones del campo de presión que se generan posterior a la interacción acústica (VA-disco) pueden ser constructivas o destructivas, por ende, el nivel de presión en el plano de medición puede ser mayor o menor. En consecuencia, para obtener un nivel de presión acústico similar, las condiciones de interacción acústica deben ser las mismas en los casos observados (geometría, material, tamaño, etc.)

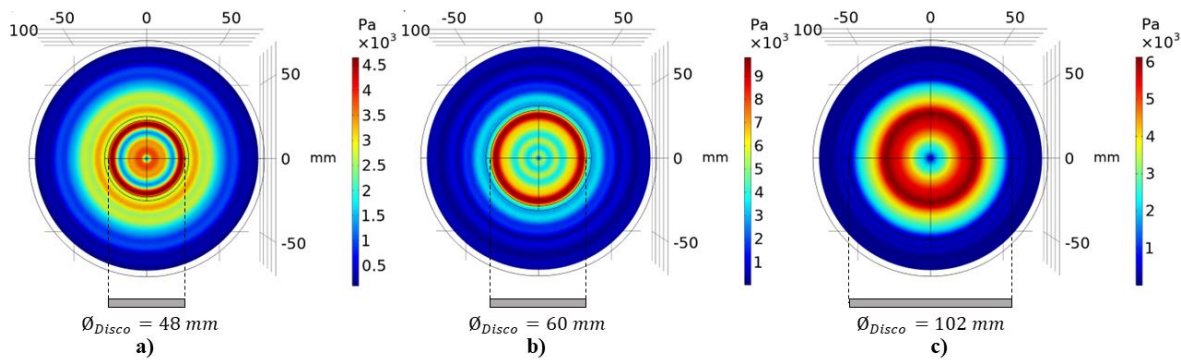


Figura 4.21. Distribución del campo de presión sobre la superficie de la muestra a 130 mm de la fuente radiante, para un disco de diámetro igual a a) 48 mm, b) 60 mm y c) 102 mm.

Para el segundo caso, se evaluó la rotación inducida a un helicoides, como se presentó en la Figura 3.5. En los primeros resultados mostrados en la Figura 4.7 se observa que el torque inducido T_z en función de la razón $n = \frac{\text{Diámetro del helicoides}}{\text{Diámetro del vórtice}}$ presenta una tendencia de aumento a medida que la razón crece. Para evaluar un poco más a fondo la influencia de la geometría helicoidal del objeto, se evaluó la influencia del paso (pitch) del helicoides y se observó que a mayores relaciones de $\frac{\text{Pitch}}{\lambda}$, el torque aumenta a diferencia del disco. Además, este comportamiento es aproximadamente lineal, ya que para $\frac{\text{Pitch}}{\lambda} = 1$ y $\frac{\text{Pitch}}{\lambda} = 2$, el torque inducido fue 818 dn cm y 1503 dn cm, respectivamente, como se muestra en la Figura 4.8.

Por otra parte, en las figuras 4.9 y 4.10 se presentaron las distribuciones de magnitud y fase producidas por la interacción acústica entre el frente de onda plano y el helicoides. Aquí, se generó una onda estacionaria (entre el emisor y el objeto) con una carga topológica similar a la fuente radiante. Sin embargo, para el frente de onda que es transmitido a través del helicoides, se puede apreciar como su

carga topológica es alterada, ver Figura 4.9d. El efecto de cambio en la carga topológica se observó en la magnitud donde se presentó un vórtice acústico característico por sus anillos y en la fase donde hay una variación que es lineal entre 0 y 2π para una carga topológica equivalente a 1 (ver Figura 4.10d).

Finalmente, para el tercer caso, se evaluó la rotación inducida a objetos quirales (helicoides y turbina) empleando frentes de onda planos y vórtices acústicos. Inicialmente se evaluó la geometría helicoidal (helicoides) interactuando con tres vórtices acústicos con carga topológica -1, 0 y 1, como se mostró en la Figura 4.13, en donde se observó que cuando $n = \frac{\text{Diámetro del helicoides}}{\text{Diámetro del vórtice}} \leq 1$ el torque inducido es mayor para $m = 0$. Sin embargo, para $n > 1$ el mayor torque se induce cuando $m = -1$, es decir, cuando el sentido de giro de propagación del vórtice es opuesto a la geometría del helicoides. Además, al evaluar la relación $\frac{\text{Pitch}}{\lambda}$ se observó que para $0,5 \leq \frac{\text{Pitch}}{\lambda} \leq 1,1$, el torque inducido se maximiza si la carga topológica es $m = -1$. Para valores diferentes a este rango, el torque inducido se maximiza con $m = 0$, como se observó en la Figura 4.14.

Con el fin de incrementar el torque inducido, se evaluó la turbina acústica presentada en la sección 4.4. Se observó que el aumento en la transferencia de torque se puede obtener mediante: 1) el número de álabes de la turbina, 2) el ángulo β de los álabes y 3) la distancia fuente-turbina. Con respecto al número de álabes de la turbina, se evaluaron dos configuraciones con 3 y 6 álabes y se encontró que con 6 álabes el ángulo $\beta_{\text{máx}}$ es 20° , mientras que para 3 álabes el ángulo $\beta_{\text{máx}}$ es de 40° . Además, el torque es mayor si $N = 3$ álabes. En consecuencia, se observó que existe una dependencia entre el ángulo que permite obtener una mayor transferencia de torque $\beta_{\text{máx}}$ y el número de álabes.

Por último, a medida que se cambió la distancia emisor-turbina, la presión acústica se concentró en lugares que incrementan o no la rotación de la turbina, es decir, para carga topológica $m = 0$ la presión se concentró mejor en los álabes a medida que la turbina estuvo más cerca a la fuente, resultando en un mayor torque inducido en comparación con las cargas topológicas mayores. Sin embargo, a medida que la distancia aumentó, la presión de los vórtices acústicos tiende a orientarse más hacia los álabes de la turbina, resultando en mayores torques inducidos. Además, existen algunos rangos de distancias para los cuales se encontró que un vórtice con $m = 1$ incrementa en mayor medida el torque transferido en comparación con un vórtice con $m = 2$. Esta distancia está alrededor de los 200 mm, como se presentó en la Figura 4.18. De igual manera, los resultados de la Figura 4.18 permitieron observar que en general con las cargas topológicas más altas se obtuvo una mayor transferencia de torque en la forma como se había descrito en la ecuación 2.10.

Ahora bien, en las figuras 4.19 y 4.20, se mostró la distribución del campo de presiones y el perfil de fase que son generados por la interacción entre los frentes de onda y la turbina acústica. Aquí, se observó que el campo acústico reflejado presenta mayor dispersión para las cargas topológicas más altas (ver Figura 4.19a, 4.19b y 4.19c), además, es notorio como la geometría de la turbina distorsiona el campo acústico, tanto así, que es posible ver en el patrón de distribución de la presión el número de álabes de la turbina ($N = 6$). Por otro lado, la Figura 4.20 permitió observar que después de la interacción del campo con la turbina, se reconstruyó el vórtice acústico ya que en las figuras 4.20e y 4.20f se aprecia la singularidad de fase presente en el núcleo del haz.

En este orden de ideas, un último resultado encontrado de gran importancia que contribuye tanto al diseño como fabricación de turbinas acústicas optimizadas recae en el hecho de comparar las tres

geometrías de los objetos evaluados. En la Figura 4.22 se muestra el torque inducido a diferentes muestras del mismo diámetro; 100 mm en cada caso, (disco, helicoide y turbina acústica) desde un vórtice acústico de diferente carga topológica ($m = 0, \pm 1, \pm 2$), a una distancia $d = 80$ mm respecto al emisor y bajo el mismo diámetro de fuente radiante. En ese sentido, se observó que la geometría que proporciona mayor aumento del torque de radiación acústica es la turbina ($N = 6, \beta = 20^\circ$), que en comparación con el disco absorbente puede aumentar hasta 2 órdenes de magnitud el torque inducido. Mientras que, en comparación con el helicoide, el torque inducido por la turbina puede aumentar hasta 5 veces. Sin embargo, vale la pena mencionar que este resultado es presentado para unas condiciones particulares (geometría, diámetro de muestras, distancia fuente-objeto y carga topológica), por lo tanto, la transferencia de torque siempre va a depender de las condiciones o parámetros de interés del problema como se vio a lo largo del desarrollo de este trabajo.

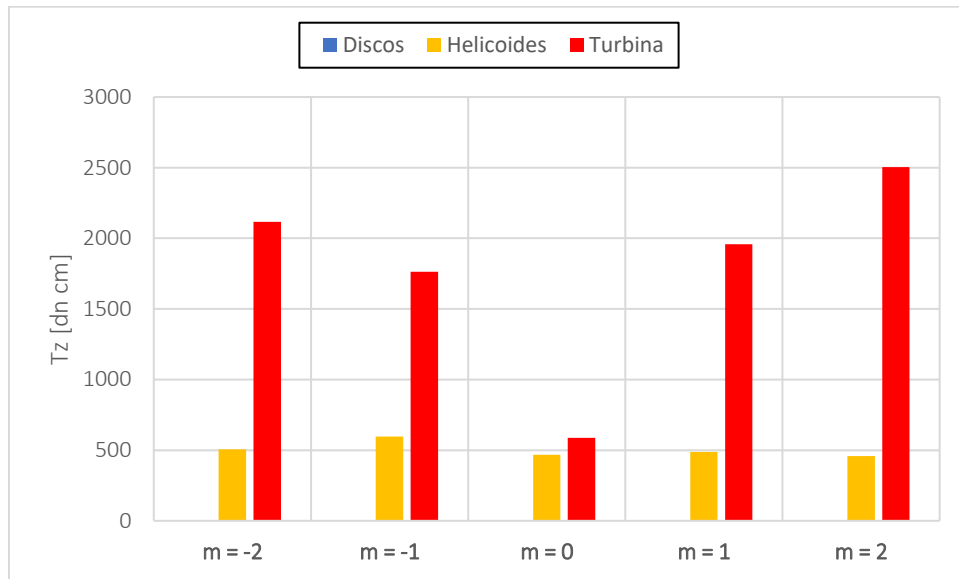


Figura 4.22. Comparación del torque de radiación acústica inducido a un disco, un helicoide y una turbina acústica de 100 mm de diámetro ubicados a 80 mm respecto a la fuente radiante.

5 CONCLUSIONES

Este trabajo se basó en una investigación que busca demostrar que las ondas acústicas pueden inducir rotación a la materia, donde este efecto de rotación se encuentra asociado a la geometría del campo acústico y de los objetos. Para esto, en este proyecto se desarrollaron simulaciones de interacción entre frentes de onda que transportan momentum angular y objetos planos absorbentes, donde se observó que el momentum angular transferido induce rotación. También, se observó que al presentar el objeto una geometría quiral el aporte al efecto de rotación inducida es mayor respecto a una muestra con superficie plana. Algunos de los resultados más relevantes se mencionan a continuación:

1. Se logró simular la capacidad de los campos acústicos para inducir rotación sin contacto a la materia. Esta rotación fue evaluada dependiendo principalmente de dos parámetros iniciales, a saber: 1) la geometría del haz y 2) la geometría del objeto. Para ello, se analizaron tres de los cuatro casos que fueron propuestos inicialmente por Muelas (2020) para inducir rotación sin contacto a la materia empleando haces acústicos, donde la rotación y el torque inducido son producto de una interacción entre 1) un campo quiral y una geometría plana, 2) un campo aquiral y una geometría quiral, 3) un campo quiral y una geometría quiral y 4) un campo no quiral y una geometría no quiral.
2. Para el primer caso, se simuló un vórtice acústico de carga topológica $m = 1$ interactuando con discos absorbentes de diferentes tamaños. Los resultados obtenidos fueron comparados con los reportados por Muelas, para los cuales se obtuvieron valores de presión y torques similares. De esta manera se verificó el método de simulación utilizado. Además, se observó la influencia de la relación entre el diámetro del disco y el diámetro del vórtice (n) en el torque de radiación acústica inducido, que, aunque ya había sido reportado por otros autores, no se había evaluado razones $n > 1$. Mediante simulación se encontró que existe un valor en el cual el torque inducido es mayor y para nuestro caso se obtuvo cuando $n = 1$.
3. Para el segundo caso, se utilizó un campo acústico aproximadamente Gaussiano que sólo transporta momentum lineal y un disco helicoidal hecho de material ABS. Los resultados mostraron la capacidad de inducir rotación al objeto aun cuando el haz no transporta momentum angular. Se observó que, a diferencia del disco absorbente, para el helicoide no se presentó un valor donde el torque sea máximo, sino que existe una dependencia creciente en la relación $n = \frac{\text{Diámetro del helicoide}}{\text{Diámetro del vórtice}}$. Además, se evaluó la influencia del paso (pitch) del helicoide y se encontró que para $1 \leq \frac{\text{Pitch}}{\lambda} \leq 2$ el torque aumenta de forma aproximadamente proporcional y lineal.
4. Para el tercer y último caso, se evaluaron 2 geometrías quirales: el helicoide y la turbina. Para el helicoide se utilizaron tres campos acústicos de carga topológica -1, 0 y 1. Para los tres campos se observó que induce un torque, sin embargo, dicho torque se optimiza siempre que la relación $\frac{\emptyset_{\text{Helicoide}}}{\emptyset_{\text{Vórtice}}} > 1$ y la carga topológica del vórtice sea $m = -1$ y esta se cumple si $0,5 \leq \frac{\text{Pitch}}{\lambda} \leq 1,1$.
5. Para el caso de la turbina, se evaluaron varios parámetros, a saber: 1) el número de álabes (N) de la turbina, 2) el ángulo de inclinación de los álabes β , 3) la distancia emisor-turbina y 4)

la carga topológica. En las simulaciones realizadas se encontró que existe un ángulo β asociado al número de álabes para el cual el torque transferido es mayor. Por un lado, cuando $N = 6$, $|\beta| = 20^\circ$, aquí se empleó un haz de carga topológica $m = 0$, y para este mismo haz, $|\beta| = 40^\circ$ con $N = 3$. Además, el torque aumento en un 9% cuando $N = 3$, en comparación con $N = 6$.

6. Por otro lado, si la distancia entre el emisor y la turbina varia, el torque inducido se ve afectado por el campo acústico. Es decir, cuando el haz solo transporta momentum lineal, la transferencia de torque incrementa si la turbina se encuentra cerca a la fuente radiante. Sin embargo, cuando la turbina se aleja de la fuente emisora, el torque es mayor si se emplean vórtices con cargas topológicas mayores. Esto se debe a que mayor parte de la presión acústica del campo se concentra en las zonas de la turbina que aumentan la rotación, es decir, en sus álabes. De aquí que, para ciertas distancias se incrementa el torque cuando la carga topológica m es mayor y diferente de cero, mientras que, en otras distancias cuando m sea menor y diferente de cero. Por ejemplo, en los resultados mostrados para $d = 150$ mm el mayor torque se presentó cuando $|m| = 2$, y cuando $d = 200$ mm con $|m| = 1$.
7. Por último, se realizó una comparación entre las tres geometrías evaluadas teniendo en cuenta el mismo diámetro para las muestras; 100 mm, y una distancia de 80 mm respecto la fuente radiante, se encontró que, la geometría de la turbina permitió inducir el torque más alto, siendo mayor en aproximadamente 2 órdenes de magnitud con respecto a los discos absorbentes planos y 5 veces con respecto a los helicoides. No obstante, el potencial real de cada geometría es diferente en condiciones particulares, ya que como se observó dentro de los resultados, el mayor torque inducido se presentó para los helicoides en condiciones diferentes a las comparadas con la turbina.
8. Finalmente, en este trabajo se presentaron simulaciones de la interacción acústico-estructura asociadas a los experimentos reportados por Muelas (2020). La importancia de este estudio se fundamentó en identificar los factores y parámetros que optimizan la generación del torque inducido a la materia empleando campos acústicos con el fin de proponer, diseñar y fabricar nuevos dispositivos acústicos para aprovechar la energía proveniente de fuentes de ruido acústico y convertirla en energía eléctrica.

6 TRABAJO FUTURO

La fuerza y torque de radiación acústica que pueden ser inducidos a la materia empleando frentes de onda, han demostrado tener un gran potencial en el desarrollo de nuevas tecnologías emergentes, tales como: la levitación acústica, la manipulación de objetos sin contacto e incluso la microgeneración de energía eléctrica. En nuestro caso, se demostró la capacidad que posee un campo acústico que transporta momentum lineal y angular para inducir rotación a un objeto considerando diferentes parámetros de interacción, donde mediante modelos de simulación se observó el efecto que tiene la geometría del frente de onda y la materia sobre la energía que se puede transferir a un objeto debido a la interacción acústico estructura.

En este trabajo se encontraron casos donde el campo acústico que se refleja y se transmite cambia su geometría, y aunque este comportamiento no se exploró dentro del desarrollo de este proyecto, se propone como trabajo futuro evaluar el cambio de la geometría del campo acústico al interactuar con un objeto, ya que este comportamiento puede ser empleado como un conversor de modo.

Ahora bien, aunque en este trabajo se evaluó el efecto que tienen algunos parámetros geométricos (en el campo acústico y la materia) en la inducción de rotación a diferentes geometrías, dentro de los resultados encontrados no se presentaron resultados de la fuerza ni tampoco de la velocidad angular de rotación, por lo tanto, se propone como trabajo futuro realizar modelos de simulación de interacción acústico estructura que permitan observar la distribución de fuerzas sobre las superficies interactuantes con un campo acústico, la velocidad angular de rotación y el torque de radiación acústica inducidos.

De lo anterior, el cálculo de la velocidad de rotación y el torque inducidos a un objeto, permiten también plantear como trabajo futuro un modelo de interacción acústico-estructura-eléctrica, es decir, mediante modelos de simulación evaluar la conversión de energía acústica a energía eléctrica y determinar la eficiencia de la conversión.

Por otra parte, si bien en este proyecto se evaluaron condiciones de interés particulares, se propone como trabajo futuro el desarrollo de modelos de interacción entre un campo acústico y objetos considerando parámetros como: 1) diferentes materiales absorbentes y reflectivos empleados sobre las muestras, 2) geometrías quirales de mayor dimensión, por ejemplo, un número más alto de entradas helicoidales (2, 3, 4, ...) o en el caso de las turbinas acústicas modelar otra cantidad de álabes, 3) generar geometrías combinadas, por ejemplo, una turbina con álabes dispuestos de forma helicoidal. Finalmente, la corroboración de los resultados de simulación con la fabricación de diferentes prototipos para la cuantificación de la transferencia de torque de radiación acústica mediante el desarrollo de montajes experimentales.

7 BIBLIOGRAFÍA

- Anhäuser, A., Wunenburger, R., & Brasselet, E. (2012). Acoustic Rotational Manipulation Using Orbital Angular Momentum Transfer. *Physical Review Letters*, 109(3). doi:10.1103/PhysRevLett.109.034301
- Aurelien, D., & Genet, C. (2017). *Reciprocity and optical chirality*.
- Ayestarán, R. G. (2015). Teoría de muestreo, Procesado de una señal. *Universidad de Oviedo*.
- Baresch, D., Thomas, J. L., & Marchiano, R. (2016). Observation of a Single-Beam Gradient Force Acoustical Trap for Elastic Particles: Acoustical Tweezers. *Physical Review Letters*, 116(2). doi:10.1103/physrevlett.116.024301
- COMSOL. (2020). *Acoustics Module User's Guide*.
- Demore, C. E., Yang, Z., Volovick, A., Cochran, S., MacDonald, M. P., & Spalding, G. C. (2012). Mechanical Evidence of the Orbital Angular Momentum to Energy Ratio of Vortex Beams. *Physical Review Letters*, 108(19). doi:10.1103/PhysRevLett.108.194301
- Demore, C., Yang, Z., Volovick, A., Wang, H., Cochran, S., MacDonald, M., & Spalding, G. (2011). A sonic screwdriver: Acoustic angular momentum transfer for ultrasonic manipulation. *2011 IEEE International Ultrasonics Symposium*, 180-183. doi:https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2011.0045
- Gspan, S., Meyer, A., Bernet, S., & Ritsch-Marte, M. (2004). Optoacoustic generation of a helicoidal ultrasonic beam. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115(3), 1142-1146. doi:10.1121/1.1643367
- Hahn, P., Baasch, T., & Dual, J. (2013). Numerical simulation of acoustophoresis for particles of arbitrary shape, size and structure. In *Proceedings of the 11th USWNet meeting: Acoustofluidics 2013*.
- Hansen, B. J., Liu, Y., Yang, R., & Wang, Z. L. (2010). Hybrid Nanogenerator for Concurrently Harvesting Biomechanical and Biochemical Energy. *ACS Nano*, 4(7), 3647-3652. doi:https://doi.org/10.1021/nn100845b
- Hefner, B. T., & Marston, P. L. (1998). Acoustical helicoidal waves and Laguerre–Gaussian beams: Applications to scattering and to angular momentum transport. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 103(5), 2971. doi:10.1121/1.422390
- Hefner, B., & Marston, P. (1999). An acoustical helicoidal wave transducer with applications for the alignment of ultrasonic and underwater systems. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106(6), 3313-3316. doi:https://doi.org/10.1121/1.428184
- Hong, Z., Zhang, J., & Drinkwater, B. W. (2015). Observation of Orbital Angular Momentum Transfer from Bessel-Shaped Acoustic Vortices to Diphasic Liquid-Microparticle Mixtures. *Physical Review Letters*, 114(21). doi:10.1103/physrevlett.114.214301
- Horowitz, S. B., Sheplak, M., Cattafesta, L. N., & Nishida, T. (2006). A MEMS acoustic energy harvester. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 16(9), S174-S181. doi:https://doi.org/10.1088/0960-1317/16/9/s02
- Jung, H. J., Kim, I. H., & Jang, S. J. (2011). An energy harvesting system using the wind-induced vibration of a stay cable for powering a wireless sensor node. *Smart Materials and Structures*, 20(7), 075001. doi:https://doi.org/10.1088/0964-1726/20/7/075001
- Kong, H., Roussinova, V., & Stoilov, V. (2018). Renewable energy harvesting from water flow. *International Journal of Environmental Studies*, 76(1), 84-101. doi:https://doi.org/10.1080/00207233.2018.1494928

- Li, B., Laviage, A. J., You, J. H., & Kim, Y. J. (2013). Harvesting low-frequency acoustic energy using quarter-wavelength straight-tube acoustic resonator. *Applied Acoustics*, 74(11), 1271-1278. doi:<https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2013.04.015>
- Li, W., Ke, M., Peng, S., Liu, F., Qiu, C., & Liu, Z. (2018). Rotational manipulation by acoustic radiation torque of high-order vortex beams generated by an artificial structured plate. *Applied Physics Letters*, 113(5), 051902. doi:10.1063/1.5040381
- Marchiano, R., & Thomas, J. L. (2005). Synthesis and analysis of linear and nonlinear acoustical vortices. *Physical Review E*, 71(6). doi:<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.71.066616>
- Marzo, A., Ghobrial, A., Cox, L., Caleap, M., Croxford, A., & Drinkwater, B. W. (2017). Realization of compact tractor beams using acoustic delay-lines. *Applied Physics Letters*, 110(1), 014102. doi:10.1063/1.4972407
- Muelas, R. (2015). Estimación del momento angular transferido por un vórtice acústico a objetos con diferentes geometrías. *Universidad del Valle*.
- Muelas, R. D. (2020). Acoustic Active Diffracting Gratings and Electric Power Generation by Means of Acoustic Turbines. *Universidad del Valle*.
- Muelas, R. D., Ealo, J. L., & Volke-Sepúlveda, K. (2020). Active-spiral Fresnel zone plate with tunable focal length for airborne generation of focused acoustic vortices. *Applied Physics Letters*, 116(11), 114101. doi:<https://doi.org/10.1063/1.5137766>
- NDTnet. (27 de 10 de 2022). Obtenido de <https://www.ndt.net/links/proper.htm#references>
- Peng, X., Wen, Y., Li, P., Yang, A., & Bai, X. (2013). A wideband acoustic energy harvester using a three degree-of-freedom architecture. *Applied Physics Letters*, 103(16), 164106. doi:<https://doi.org/10.1063/1.4826257>
- Rojas, J. (2019). Diseño, construcción y caracterización de un transductor ultrasónico tipo placa vibrante helicoidal. *Universidad del Valle*.
- Schwarz, T. (2013). Rotation of Particles by Ultrasonic Manipulation. *ETH zürich Research Collection*, 157. doi:<https://doi.org/10.3929/ethz-a-010039218>
- Skeldon, K. D., Wilson, C., Edgar, M., & Padgett, M. J. (2008). An acoustic spanner and its associated rotational Doppler shift. *New Journal of Physics*, 10(1), 013018. doi:10.1088/1367-2630/10/1/013018
- Volke-Sepúlveda, K., Santillán, A. O., & Boullosa, R. R. (2008). Transfer of Angular Momentum to Matter from Acoustical Vortices in Free Space. *Physical Review Letters*, 100(2). doi:10.1103/physrevlett.100.024302
- Wunenburger, R., Vazquez Lozano, J. I., & Brasselet, E. (2015). Acoustic orbital angular momentum transfer to matter by chiral scattering. *New Journal of Physics*, 17. doi:10.1088/1367-2630/17/10/103022
- Yang, A., Li, P., Wen, Y., Lu, C., Peng, X., He, W., . . . Yang, F. (2014). Note: High-efficiency broadband acoustic energy harvesting using Helmholtz resonator and dual piezoelectric cantilever beams. *Review of Scientific Instruments*, 85(6), 066103. doi:<https://doi.org/10.1063/1.4882316>
- Zhang, L., & Marston, P. L. (2011). Angular momentum flux of nonparaxial acoustic vortex beams and torques on axisymmetric objects. *Physical Review E*, 84(6). doi:<https://doi.org/10.1103/physreve.84.065601>
- Zhang, Y., Phuong, P. T., Roake, E., Khanbareh, H., Wang, Y., Dunn, S., & Bowen, C. (2020). Thermal Energy Harvesting Using Pyroelectric-Electrochemical Coupling in Ferroelectric Materials. *Joule*, 4(2), 301-309. doi:<https://doi.org/10.1016/j.joule.2019.12.019>

A. ANEXOS

I. Tutorial del modelo de simulación de interacción acústica entre un campo acústico y un objeto

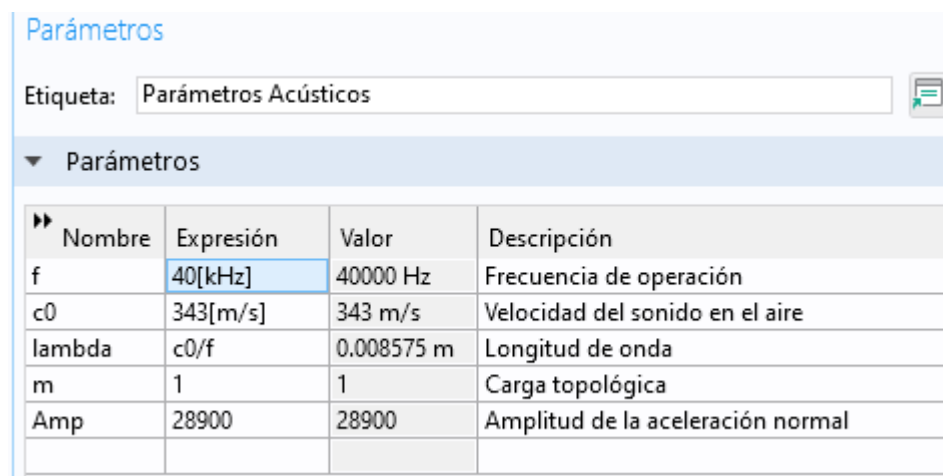
Para estimar la inducción del torque acústico a la materia, se desarrolló el modelamiento de la interacción entre un campo acústico y un objeto empleando el software comercial COMSOL Multiphysics 5.6, específicamente usando el módulo de acústica. En ese sentido, se realizó la implementación computacional del método de elementos finitos, el cual se dividió en las siguientes etapas:

i. Definición del problema y tipo de estudio

La arquitectura del programa COMSOL Multiphysics 5.6 ofrece un amplio rango de físicas que brindan la posibilidad de simular diferentes problemas físicos, de manera que, para el modelamiento del problema descrito previamente, se seleccionó un espacio tridimensional y se escogió el módulo de acústica “Presión acústica / Presión acústica, Frecuencia”. Por otro lado, el tipo de estudio seleccionado fue “Dominio de la frecuencia” ya que este ofrece un consumo computacional menor que un estudio en el “Dominio del tiempo”.

ii. Definición de parámetros y variables

Parte importante la simulación se encuentra en la parametrización del modelo, es decir, definir los parámetros fundamentales (geométricos y físicos principalmente) de acuerdo con la problemática a resolver. En la Figura I-1 y I-2 se detallan los parámetros que fueron establecidos para el modelo.



Nombre	Expresión	Valor	Descripción
f	40[kHz]	40000 Hz	Frecuencia de operación
c0	343[m/s]	343 m/s	Velocidad del sonido en el aire
lambda	c0/f	0.008575 m	Longitud de onda
m	1	1	Carga topológica
Amp	28900	28900	Amplitud de la aceleración normal

Figura I - 1. Parámetros acústicos del problema de interacción acústica.

Parámetros

Etiqueta: Parámetros Geometricos

▼ Parámetros

» Nombre	Expresión	Valor	Descripción
Rdom	21[cm]	0.21 m	Radio del dominio de aire
Ldom	6.5[cm]	0.065 m	Longitud del dominio de aire
Remi	20.25[cm]	0.2025 m	Radio de la superficie radiante
Rdisco	8.1[cm]	0.081 m	Radio del disco irradiado
e	0.5[cm]	0.005 m	Espesor del disco
z0	5[cm]	0.05 m	Posición del disco en z
Xc	0[cm]	0 m	Posición del centro de masa del disco en x
Yc	0[cm]	0 m	Posición del centro de masa del disco en y
Zc	z0	0.05 m	Posición del centro de masa del disco en z
a	1.125	1.125	Factor de tamaño para la superficie de integración

Figura I - 2. Parámetros geométricos del problema de interacción acústica.

En la Figura I-1 se detallan los parámetros acústicos del modelo como la frecuencia de operación, la velocidad del sonido en el medio de propagación del campo, la longitud de onda, la carga topológica y la amplitud de la aceleración normal que genera el campo acústico con frente de onda helicoidal. Por otro lado, los parámetros geométricos definen las dimensiones del modelo como el posicionamiento de los objetos en el espacio (ver Figura I-2). La ventaja principal que se obtuvo al parametrizar el modelo fue observar el impacto que tiene la variación de un parámetro (o más según sea el caso) respecto a los resultados obtenidos al finalizar la simulación.

Ahora bien, las variables que se definieron para la simulación describen ecuaciones que permiten obtener resultados de interés para el estudio, para este caso, el torque de radiación acústica en dirección axial T_z . También, se definió el ángulo theta que varía como coordenada azimutal definiendo la forma helicoidal del vórtice (ver Figuras I-3 y I-4).

Variables

Etiqueta: Variables de campo acústico

▼ Variables

» Nombre	Expresión	Unidad	Descripción
theta	atan2(x,y)	rad	Coordenada azimutal transversal

Figura I - 3. Variables del campo acústico, coordenada azimutal transversal.

Variables			
Etiqueta: Variables ARF - ART			
Selección de entidades geométricas			
Nivel de entidad geométrica: Todo el modelo			
			
Variables			
Nombre	Expresión	Unidad	Descripción
rx	$x - X_c$	m	Brazo en x (Cálculo de torque)
ry	$y - Y_c$	m	Brazo en y (Cálculo de torque)
A	$(0.5 / (\text{acpr.rho} * c_0^2)) * \text{acpr.p}_t * \text{conj}(\text{acpr.p}_t) * 0.5$	Pa	
B	$-0.5 * \text{acpr.rho} * (\text{acpr.vx} * \text{conj}(\text{acpr.vx}) + \text{acpr.vy} * \text{conj}(\text{acpr.vy}) + \text{acpr.vz} * \text{conj}(\text{acpr.vz})) * 0.5$	Pa	
ABx	$(A + B) * \text{acpr.nx}$	Pa	Second order stress in x
ABy	$(A + B) * \text{acpr.ny}$	Pa	Second order stress in y
ABz	$(A + B) * \text{acpr.nz}$	Pa	Second order stress in z
Cx	$\text{acpr.rho} * \text{real}((\text{acpr.nx} * \text{acpr.vx} + \text{acpr.ny} * \text{acpr.vy} + \text{acpr.nz} * \text{acpr.vz}) * \text{conj}(\text{acpr.vx})) * 0.5$	Pa	
Cy	$\text{acpr.rho} * \text{real}((\text{acpr.nx} * \text{acpr.vx} + \text{acpr.ny} * \text{acpr.vy} + \text{acpr.nz} * \text{acpr.vz}) * \text{conj}(\text{acpr.vy})) * 0.5$	Pa	
Cz	$\text{acpr.rho} * \text{real}((\text{acpr.nx} * \text{acpr.vx} + \text{acpr.ny} * \text{acpr.vy} + \text{acpr.nz} * \text{acpr.vz}) * \text{conj}(\text{acpr.vz})) * 0.5$	Pa	
D	$r_x * (AB_y + C_y) + r_y * (AB_x + C_x)$	N/m	
Tz	$-\text{intop1}(D)$	N·m	Torque de radiación acústica en z
Fz	$-\text{intop1}(AB_z + C_z)$	N	Fuerza de radiación acústica en z

Figura I - 4. Variables de cálculo de la fuerza y torque de radiación acústica.

iii. Desarrollo de la geometría

En este paso se realizaron tres geometrías, el dominio de aire, el dominio de integración y el objeto irradiado por el campo. Por una parte, el dominio de aire corresponde a un volumen cilíndrico con eje en dirección z en la cual se propaga el vórtice acústico. Para el dominio de integración se empleó una esfera cuyo radio es directamente proporcional al radio del objeto irradiado, es decir, aumenta o disminuye su tamaño según la dimensión de la geometría que encierra; para este caso $R_{esfera} = R_{disco} \times a$, donde a es un valor constante que corresponde al factor de tamaño para la superficie de integración. Ahora bien, para la geometría irradiada como se mencionó previamente, se desarrollaron dos tipos objetos, un disco plano y una estructura quiral (ver Figura I-5).

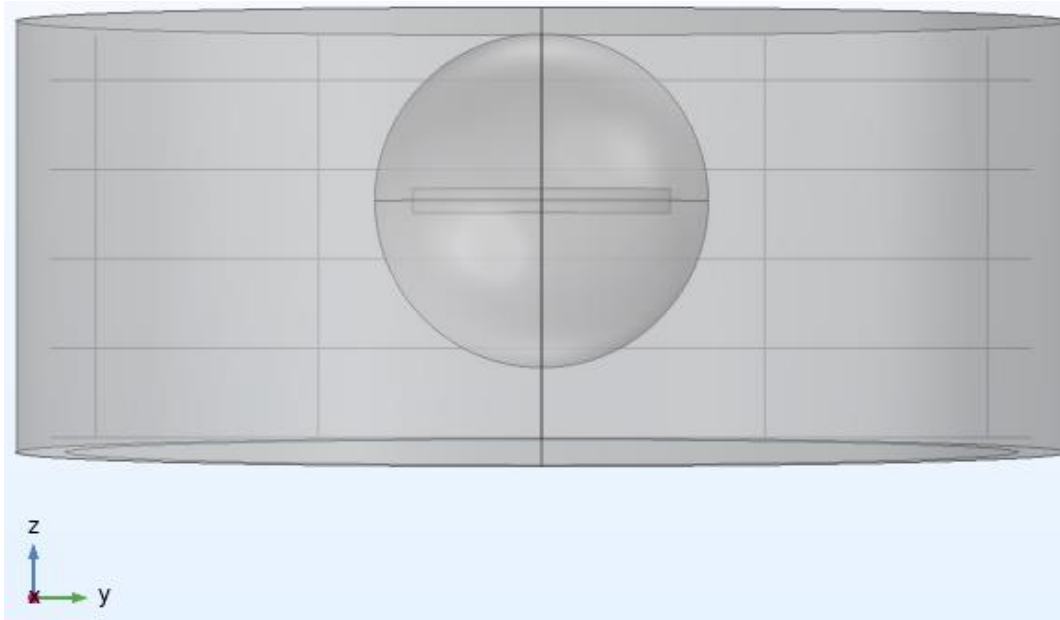


Figura I - 5. Geometrías (Dominios) de simulación.

Es importante resaltar que cada una de las geometrías desarrolladas fueron parametrizadas siguiendo los valores definidos en la Figura I-2. Por otro lado, su construcción se llevó a cabo en el nodo geométrico que brinda COMSOL por defecto.

iv. Selección de dominios y contornos

Para facilitar la definición de materiales, funciones y operadores, condiciones de borde y densidad de malla a introducir en el componente (los cuales se presentan más adelante), se seleccionaron los siguientes dominios y contornos para el modelo:

- Aire (Dominio)
- Disco (Dominio)
- Esfera (Dominio)
- Superficie de integración (Contorno)
- Emisor (Contorno)

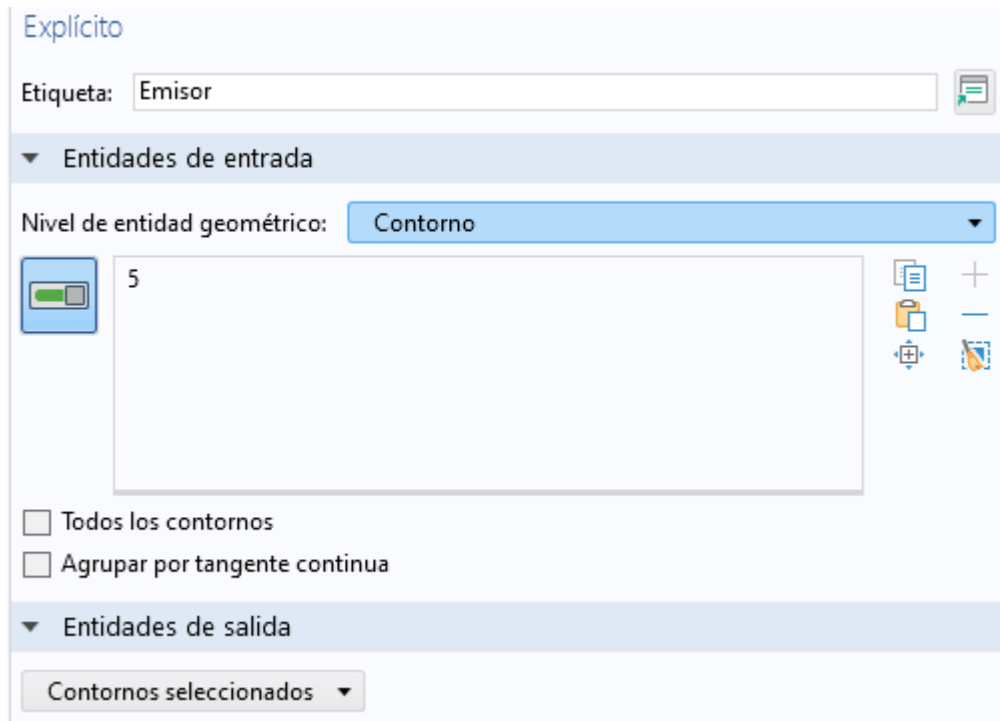


Figura I - 6. Creación del contorno de la superficie emisora.

Los dominios y contornos se definieron en el modelo mediante la ruta *Definiciones > Selecciones > Explícito*, y seleccionando el tipo dentro del campo nivel de entidad geométrica (ver Figura I-6). Ahora bien, se seleccionó para cada volumen o área como se muestra en la Figura I-7:

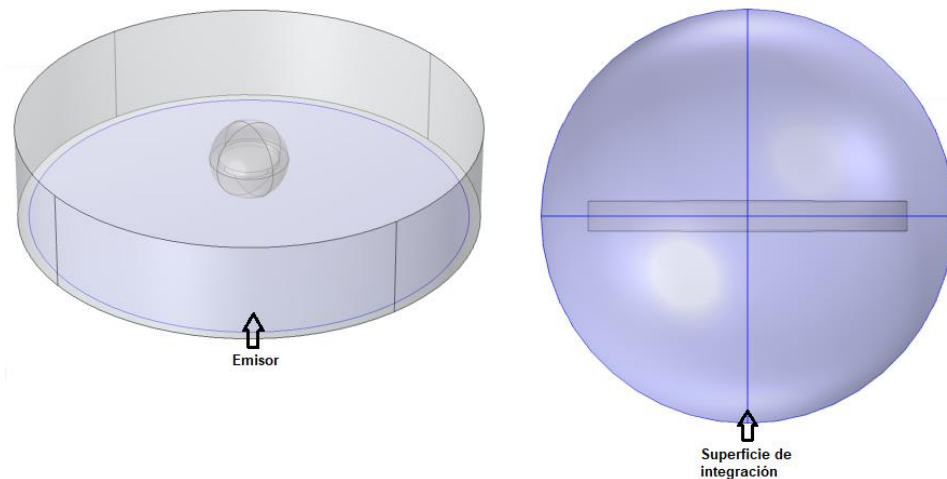


Figura I - 7. Vista de los contornos del emisor y la superficie de integración.

v. Establecimiento de funciones y operadores

En este apartado se definió el cálculo de torque de radiación acústica transmitido desde el vórtice al objeto irradiado. Para ello, se definió un operador de integración “*intop1*” (ruta de COMSOL: *Definiciones > Acoplamientos no locales > Integración*) cuyos límites integrales se encuentran en función del contorno de la esfera establecido previamente (ver Figura I-8).

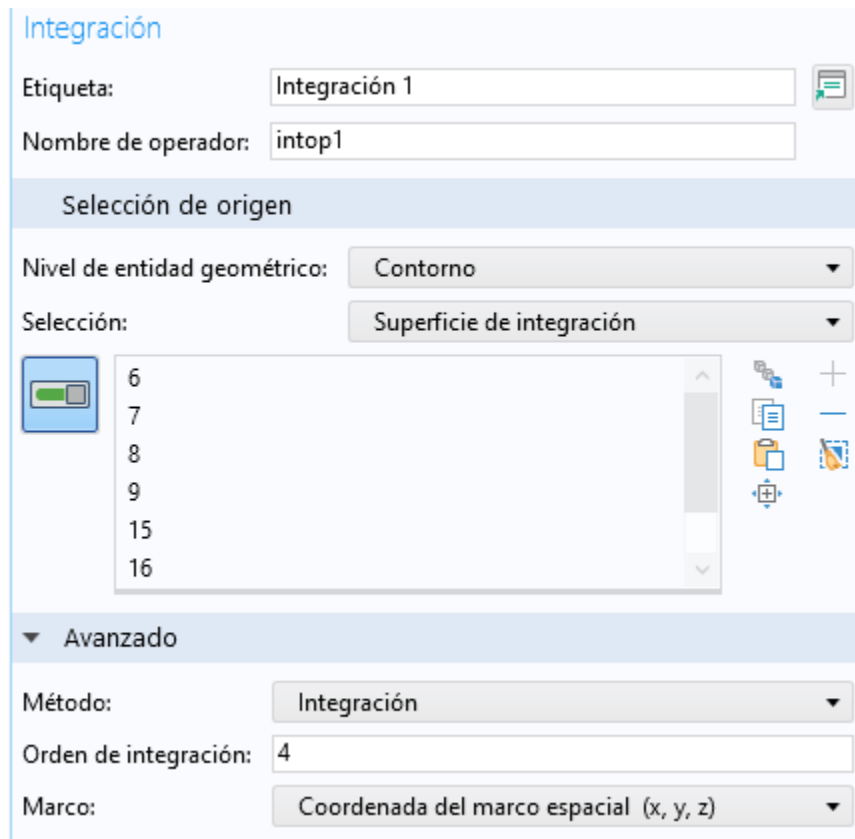


Figura I - 8. Definición del operador de integración.

Por otro lado, se definió la función que determina el cálculo del torque de radiación acústica T_z . Dado que se modeló un problema de presión acústica, con esta misma como variable dependiente única, el cálculo de T_z se realiza en función de la velocidad del campo del vórtice acústico en un plano perpendicular a su eje de propagación y del vector posición, esto según la Ecuación 2.13 y la Figura I-4.

vi. Selección y creación de materiales

Parte importante de la interacción acústico estructura evaluada en el modelo se resuelve en función de las propiedades de los materiales del componente, por esto, se designó como medio de propagación del vórtice acústico el aire y para el objeto irradiado se definió un material cuyas propiedades son absorbentes acústicas. Para ello, en el árbol de construcción de COMSOL se empleó la ruta *Materiales > Agregar material / Material en blanco*, seleccionando el aire para el dominio de aire y de integración (ver Figura I-9), mientras que, para el objeto a partir de un material en blanco se definieron las propiedades de la espuma absorbente acústica Aptflex 28 (ver Figura I-10).

Material

Etiqueta: Air

Selección de entidades geométricas

Nivel de entidad geométrico: Dominio

Selección: Manual

1
2

Reemplazar

Propiedades de material

Contenido de material

»	Propiedad	Variable	Valor	Unidad	
☒	Densidad	rho	rho(pA,T)	kg/m ³	^
☒	Velocidad del sonido	c	cs(T)	m/s	
	Coefficiente de expansión tér...	alpha_...	alpha_p...	1/K	
	Masa molar media	Mn	0.02897[...	kg/mol	
	Viscosidad volumétrica	muB	muB(T)	Pa·s	
	Permeabilidad relativa	mur_i...	1	1	
	Permitividad relativa	epsilo...	1	1	

Figura I - 9. Definición del material para el dominio de aire.

Para el aire se designaron las propiedades definidas por defecto por el software, como densidad, velocidad del sonido, coeficiente de expansión térmica, masa molar media, viscosidad volumétrica, permeabilidad y permitividad relativas.

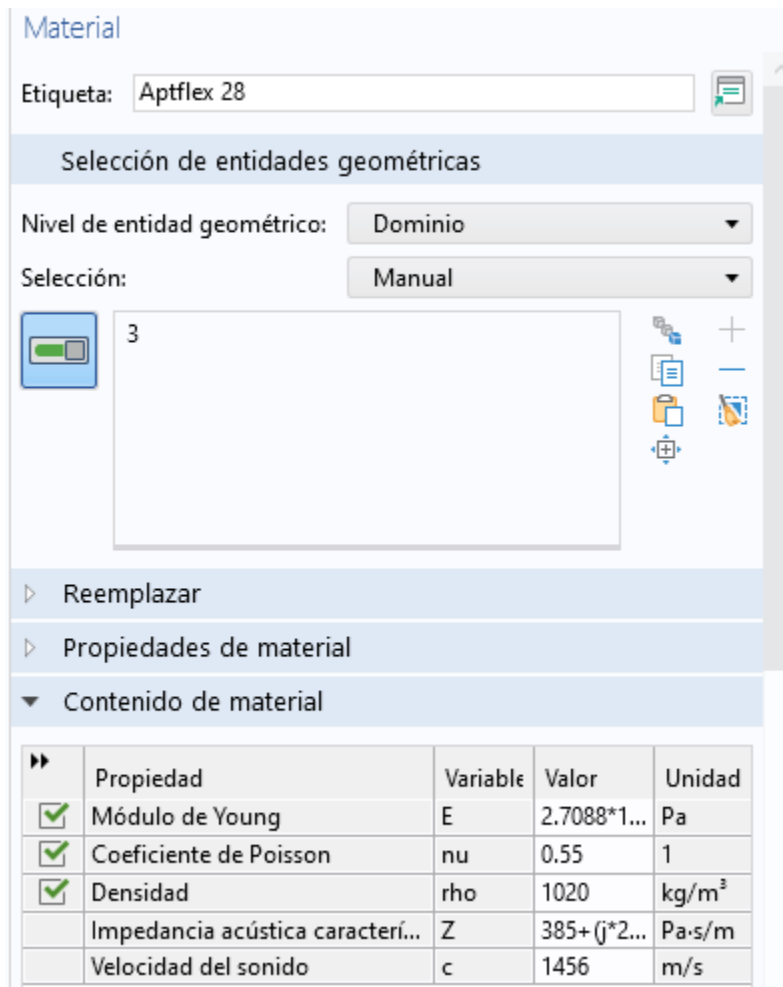


Figura I - 10. Definición del material para el dominio del objeto irradiado.

Por otro lado, las propiedades definidas para el material del objeto irradiado son las siguientes:

- Densidad: 1020 kg/m³
- Impedancia acústica característica: $385 + i2627 \text{ Pa s / m}$
- Velocidad del sonido: 1456 m/s

vii. Condiciones de borde

En las anteriores secciones se mencionó el uso del módulo de interacción acústica estructura para desarrollar el modelo, en ese sentido, se definieron condiciones de borde para el acoplamiento de las físicas de acústica como de mecánica de sólidos, así:

5. Radiación de onda plana: esta condición de radiación permite que una onda plana saliente abandone el dominio de modelo con baja reflexión, cuando el ángulo de incidencia es casi normal (ver Figura I-11).

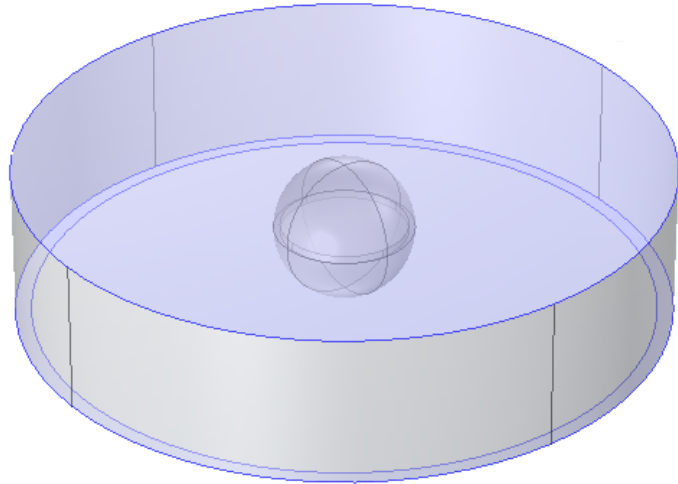
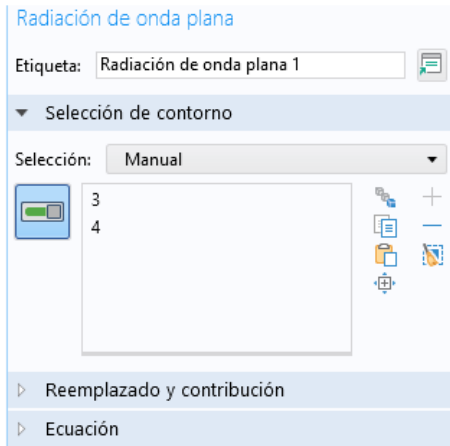


Figura I - 11. Condición de frontera, radiación de onda plana.

6. Radiación de onda cilíndrica: esta condición de radiación permite que una onda cilíndrica saliente abandone el dominio de modelado con reflexión mínima (ver Figura I-12).

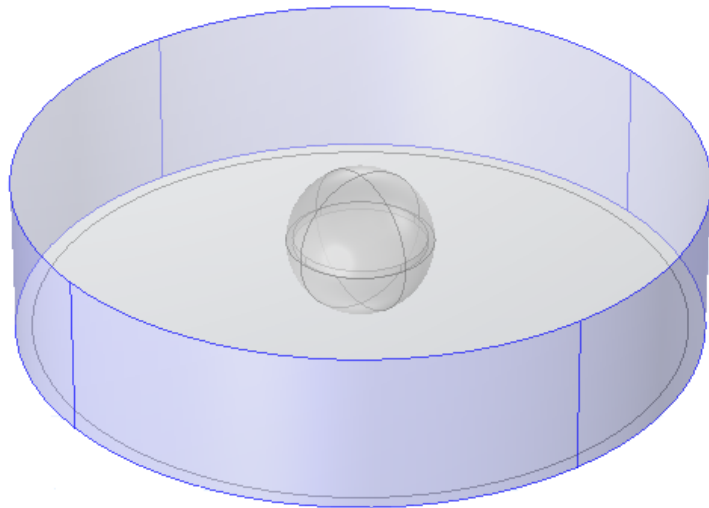
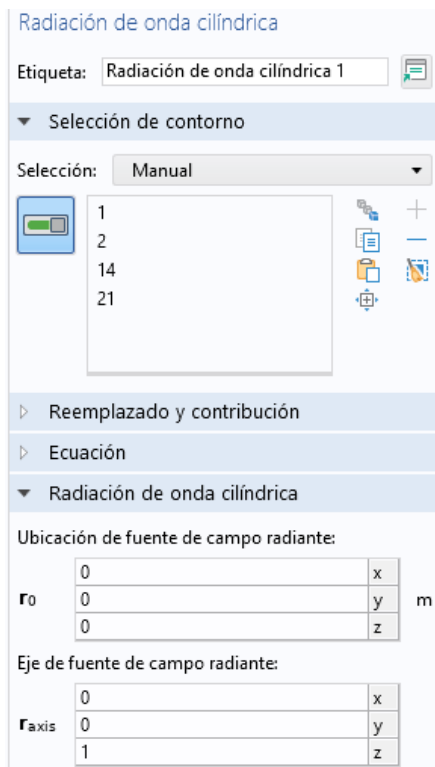


Figura I - 12. Condición de frontera, radiación de onda cilíndrica.

7. Aceleración normal: en este caso, se agregó una aceleración normal hacia la parte interior del medio de propagación del vórtice. Esta característica se puede tomar como la representación de una fuente radiante externa, por ejemplo, un transductor (ver Figura I-13).

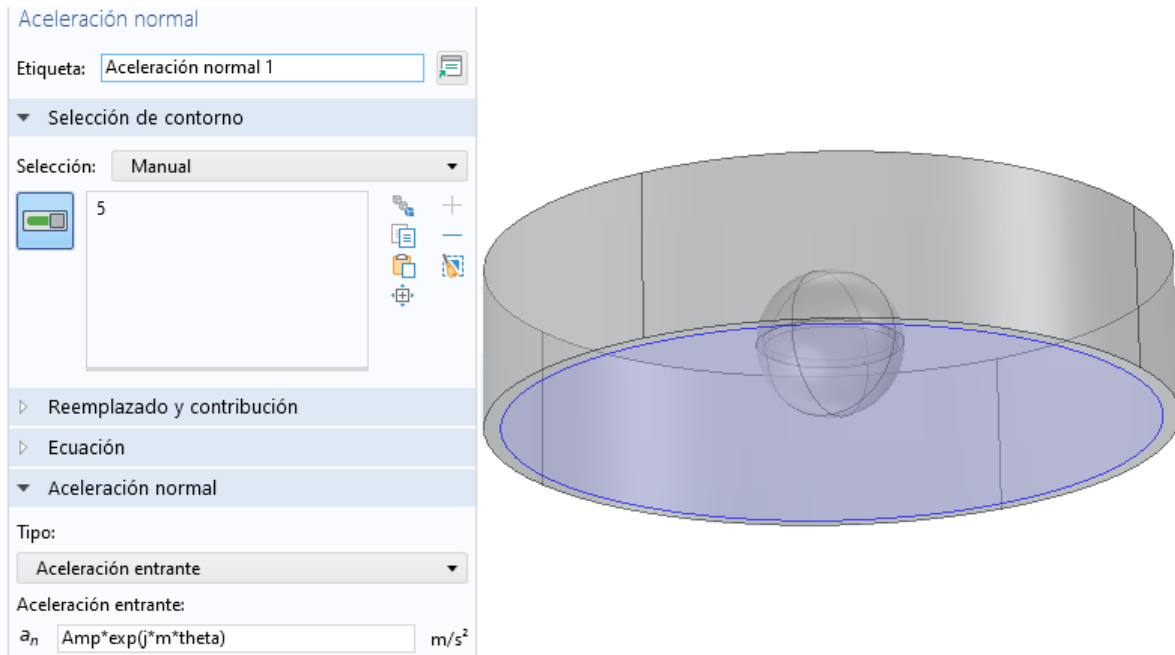


Figura I - 13. Condición de frontera, aceleración normal.

Para esta condición se definió el perfil de la aceleración normal entrante como $A_{mp}e^{im\theta}$, donde Amp , m y θ ($Theta$) se establecieron dentro de los parámetros del modelo y dictan el comportamiento helicoidal del frente de onda en el campo acústico.

viii. Enmallado

Para la creación de la malla, se determinó el uso del *Tetraédrico libre* ofrecido dentro del nodo de Malla en el árbol constructor del modelo. Una vez se seleccionó el tipo de malla, se ajustó la densidad de elementos en el modelo bajo una condición de tamaño máximo de 5 elementos por longitud de onda (ver Figura I-14).

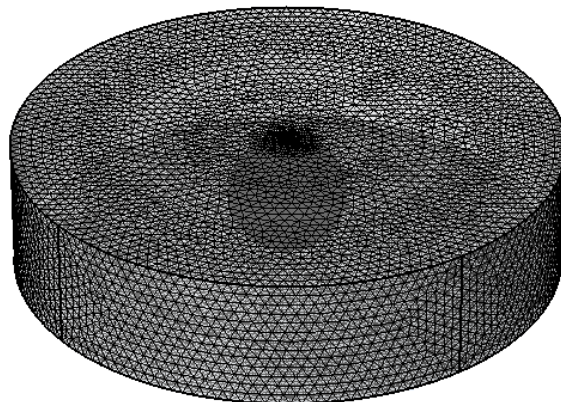


Figura I - 14. Parámetros de ajuste de enmallado.

ix. Ajustes de estudio y cálculo del problema

En esta etapa del problema se definieron dos aspectos importantes del modelo, la frecuencia de operación f y el barrido paramétrico de evaluación. En este caso, f establecida previamente en los parámetros del problema (ver Figura I-1), se introdujo en el campo de frecuencias de los ajustes del estudio (ver Figura I-15).

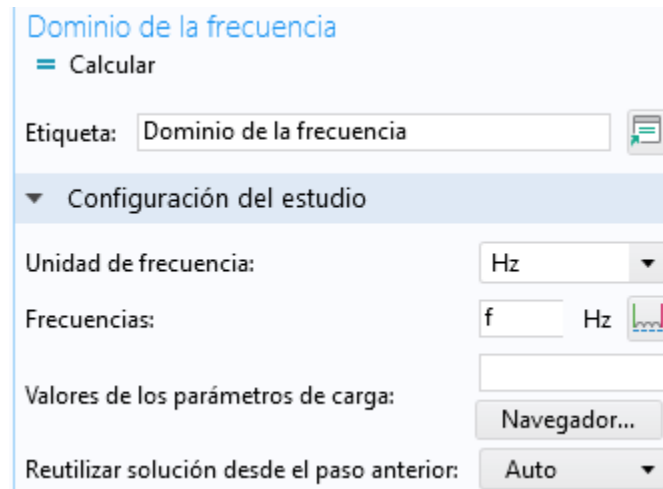


Figura I - 15. Ajuste de estudio, asignación de la frecuencia de operación.

Por otro lado, en el barrido paramétrico se definió un rango de variación de un parámetro de interés para el modelo, por ejemplo, el radio del objeto o la distancia entre la fuente radiante y el objeto (ver Figura I-16).

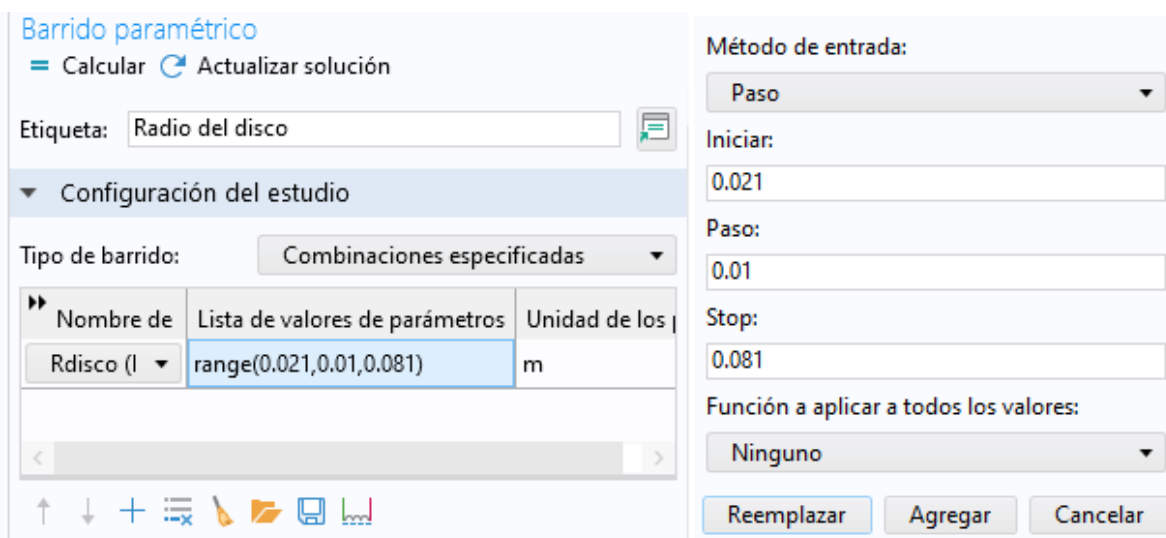


Figura I - 16. Configuración del barrido paramétrico.

x. Post-procesado

El tratamiento de los valores calculados con la ejecución de cada uno de los modelos de simulación se realizó empleando el nodo de resultados ofrecido por la interfaz de COMSOL, de esta manera, se logró obtener la representación de interés para el trabajo como gráficos de magnitud, fase y de variables implementadas dentro del modelo (ver Figura I-17 e I-18).

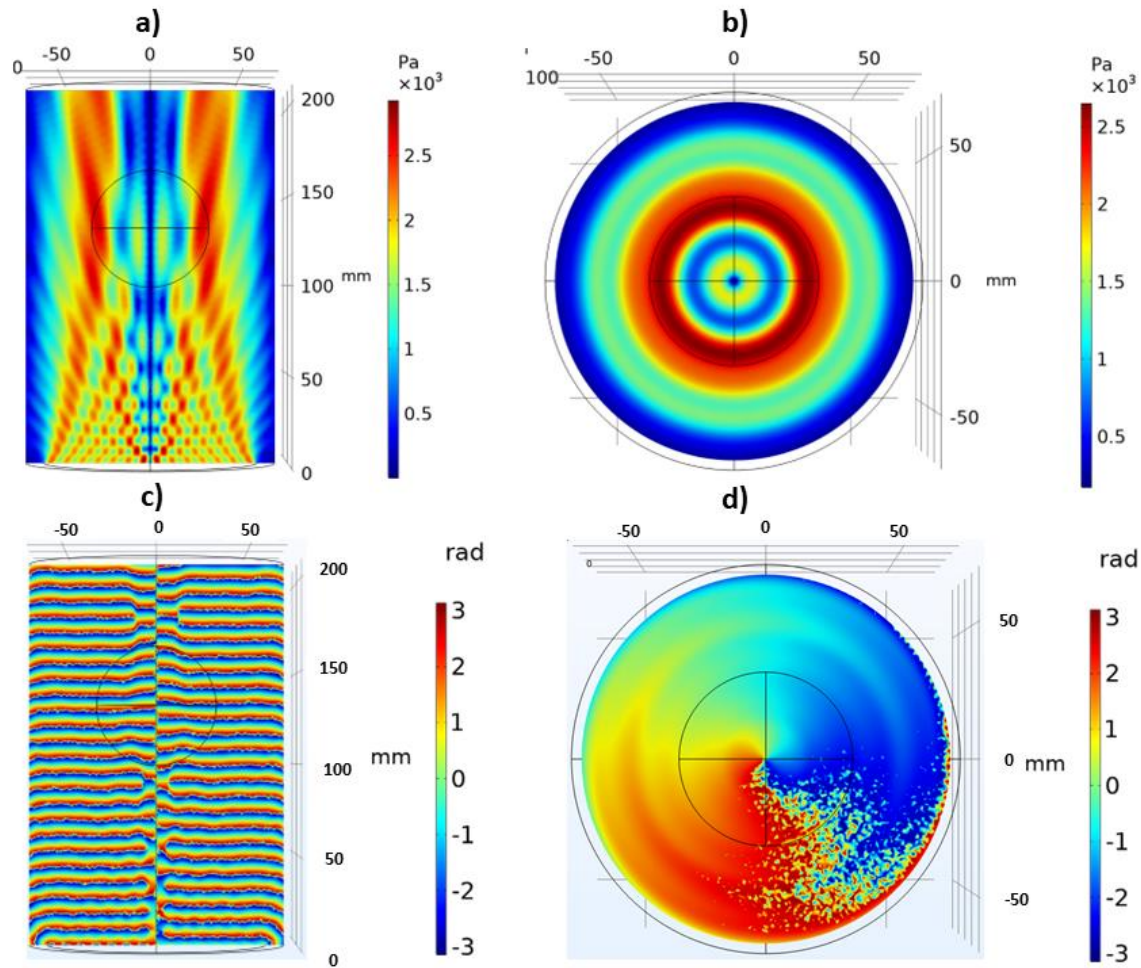


Figura I - 17. Distribución de presión (Magnitud y fase) de un vórtice acústico con carga topológica igual a 1, a), c) en el plano azimutal (magnitud y fase) y b), d) plano transversal (magnitud y fase) en $z = 130$ mm.

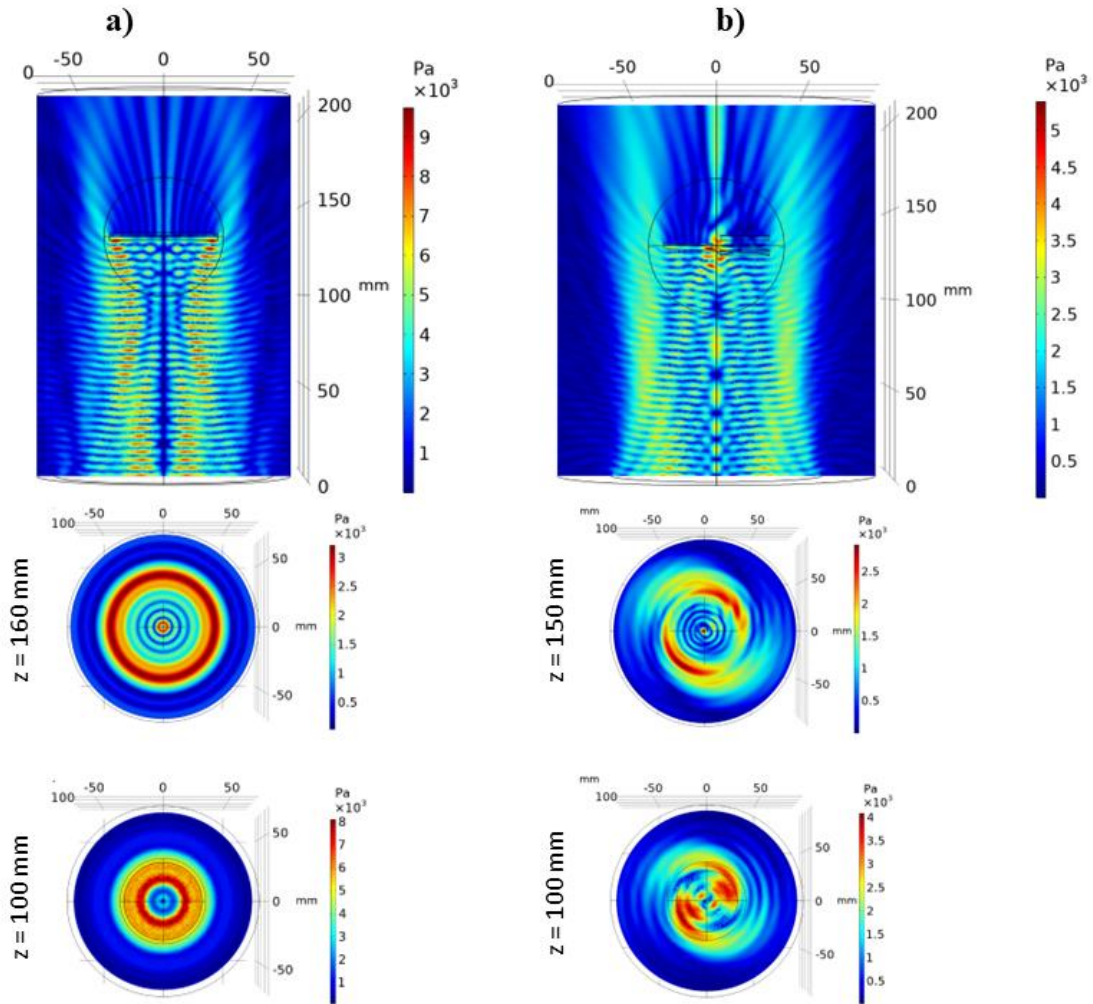


Figura I - 18. Distribución de la magnitud de presión de un campo acústico interactuando con un objeto en el plano azimutal y transversal. Interacción entre el frente de onda y a) un disco y b) un disco helicoidal.

II. Propiedades acústicas del aire y del aluminio

Material Contents				
Property	Variable	Value	Unit	Property group
☒ Density	rho	rho(pA,T)	kg/m³	Basic
☒ Speed of sound	c	cs(T)	m/s	Basic
Coefficient of thermal expansion	alpha_iso ;	alpha_p(pA,T)	1/K	Basic
Mean molar mass	Mn	0.02897[kg/mol]	kg/mol	Basic
Bulk viscosity	muB	muB(T)	Pa·s	Basic
Relative permeability	mur_iso ; n	1	1	Basic
Relative permittivity	epsilon_nr_is	1	1	Basic
Dynamic viscosity	mu	eta(T)	Pa·s	Basic
Ratio of specific heats	gamma	1.4	1	Basic
Electrical conductivity	sigma_iso	0[S/m]	S/m	Basic
Heat capacity at constant pressure	Cp	Cp(T)	J/(kg·K)	Basic
Thermal conductivity	k_iso ; kii =	k(T)	W/(m·K)	Basic
Refractive index, real part	n_iso ; nii =	1	1	Refractive index
Refractive index, imaginary part	ki_iso ; kiii	0	1	Refractive index
Parameter of nonlinearity	BA	(def.gamma+1)/2	1	Nonlinear model
Specific gas constant	Rs	R_const/Mn	J/(kg·K)	Ideal gas
Heat capacity at constant pressure	Cp	Cp(T)	J/(kg·K)	Ideal gas
Ratio of specific heats	gamma	1.4	1	Ideal gas

Figura II - 1. Propiedades acústicas del aire proporcionadas por defecto en la interfaz de presión acústica de Comsol.

Material Contents				
Property	Variable	Value	Unit	Property group
☒ Density	rho	2700[kg/m³]	kg/m³	Basic
☒ Speed of sound	c	6320	m/s	Basic
Relative permeability	mur_iso ; mur	1	1	Basic
Heat capacity at constant pressure	Cp	900[J/(kg·K)]	J/(kg·K)	Basic
Thermal conductivity	k_iso ; kii = k_	238[W/(m·K)]	W/(m·K)	Basic
Electrical conductivity	sigma_iso ; si	3.774e7[S/m]	S/m	Basic
Relative permittivity	epsilon_nr_iso ;	1	1	Basic
Coefficient of thermal expansion	alpha_iso ; alj	23e-6[1/K]	1/K	Basic
Characteristic acoustic impedance	Z	17.06*(10^6)	Pa·s/m	Basic
Coefficient of thermal expansion	alpha_iso ; alj	23e-6[1/K]	1/K	Basic
Characteristic acoustic impedance	Z	17.06*(10^6)	Pa·s/m	Basic
Young's modulus	E	70e9[Pa]	Pa	Young's modulus
Poisson's ratio	nu	0.33	1	Young's modulus
Murnaghan third-order elastic moduli	l	-2.5e11[Pa]	N/m²	Murnaghan
Murnaghan third-order elastic moduli	m	-3.3e11[Pa]	N/m²	Murnaghan
Murnaghan third-order elastic moduli	n	-3.5e11[Pa]	N/m²	Murnaghan
Lamé parameter λ	lamLame	5.1e10[Pa]	N/m²	Lamé parameter
Lamé parameter μ	muLame	2.6e10[Pa]	N/m²	Lamé parameter

Figura II - 2. Propiedades acústicas del aluminio proporcionadas por defecto en la interfaz de presión acústica de Comsol.