

基于梯度结构波导实现的定向 声学自旋角动量密度操控*

张孝悦¹⁾ 徐华锋^{1)2)†} 陈婉娜¹⁾ 周农¹⁾ 孙文军¹⁾ 吴宏伟^{1)2)‡}

1) (安徽理工大学力学与光电物理学院, 淮南 232001)

2) (安徽理工大学基础物理研究中心, 淮南 232001)

(2024年4月9日收到; 2024年5月28日收到修改稿)

近年来,人们在结构声场和声学结构表面波中发现了声波横向自旋的现象,其不仅丰富了人们对声波基本性质的理解,也为操控声波提供了新的途径.在本文中,我们设计了平整型、上凸型、下凹型的梯度声学波导,实现对声学表面波的横向自旋分布进行操控.通过理论分析和数值仿真,研究了自旋声源在3种梯度结构中激发的压力场分布以及自旋角动量密度分布,验证了近场声自旋-动量的方向锁定,展示了梯度波导中声表面波的自旋强度分布操控.研究结果可能促进对声学近场物理的对称性理解,以及提供一种操控声学自旋角动量密度的方法,为利用声波操控粒子开辟新的路径.

关键词: 声学超构材料, 声自旋角动量, 定向声传输, 梯度声学波导

PACS: 43.55.+p, 43.35.+d, 43.40.+s

DOI: 10.7498/aps.73.20240484

1 引言

自旋角动量是一个描述矢量场旋转的基本物理量,在物质波、光波和弹性波等波的物理特征(包括波长、相位、轨道角动量以及自旋角动量)中占有重要地位,为操控波传播和波与物质相互作用提供了额外自由度^[1-3].在电磁波系统中,通常的光子自旋对应于电场分量在垂直于电磁波传播的横截面内旋转,进而产生左圆偏振和右圆偏振两种旋转方式,即对应于自旋为 ± 1 的两种状态,这种自旋方向平行于光传输方向,被称为纵向自旋^[4].随着光激发的金属表面等离激元以及结构光场的发展,人们通过分析这种等离激元和结构光场的电场分布,发现在金属表面的电场呈现垂直于电磁波传播方向的旋转,这种自旋后来被命名为横向自旋^[5-7].

这种横向自旋为实现有趣的物理现象提供了平台,如强自旋-轨道相互作用,量子自旋霍尔效应等^[8-16].

传统流体(包括空气、水等)中的声波描述方式为标量压力场分布^[17],所以一直以来被认为是标量波.直到最近,人们从矢量速度场分布来重新认识声波特性,发现其实在特定结构中的声波具有着丰富的矢量特性,包括声学自旋角动量^[18-21]、声斯格明子模式^[22,23]等.类似于电磁波的电场旋转,在声波系统中,人们通过描述局部气体粒子速度矢量的旋转来定义声波自旋角动量性质^[19].为了在实际声波系统中观察到声学自旋角动量现象,Bliokh和Nori^[24]分析了声场强度不均匀分布的贝塞尔声束横截面上的速度场分布以及自旋角动量的产生;Shi等^[19]通过两束正交平面波束干涉产生了空间声学自旋角动量,并通过观测小粒子的旋转进而验证自旋角动量的存在;类似于光学系统中的

* 安徽省高校自然科学基金项目(批准号: 2023AH051206, 2022AH040114)和安徽省高校协同创新项目(批准号: GXXT-2022-015)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xhfeng716@126.com

‡ 通信作者. E-mail: hwwu@aust.edu.cn

横向自旋角动量产生方式, 人们通过设计可以支持声学表面波传播的超表面波导, 利用自旋-动量锁定实现自旋声源激发的声波定向传输性质^[25,26]. 进一步地, Long 等^[21]通过引入具有特殊近场分布的声源激发超表面波导, 如自旋声源、Janus 声源以及 Huygens 声源, 进而通过结构和声源的对称性选择实现定向声学表面波传输性质. 这种不同构造方式的声源激发和调控声学表面波沿着不同方向传输的性质为操控微粒提供了先进的平台. 然而, 通常在结构表面的声学表面波分布呈现均匀分布, 这限制了声学自旋角动量的局部调控和操纵粒子的能力.

本文基于梯度声学波导结构, 通过理论分析和模拟仿真研究了自旋声源在平整型、下凹型以及上凸型的声学波导表面产生的声学自旋角动量密度操控和声波定向传输性质. 数值计算结果发现, 当顺时针旋转的自旋源激发声学表面波沿着波导的向左传播时, 自旋角动量密度在结构波导的上表面为正值, 而下表面的自旋角动量为负值. 当设置自旋声源为逆时针旋转时, 声波传播方向和自旋角动量分布被完全改变. 特别是, 当我们改变平整型声学结构波导为梯度型波导时, 如下凹型和上凸型波导, 对应地产生声学自旋角动量的分布不均匀. 计算结果表明, 下凹型的波导将声学表面波聚集在结构波导的两端, 并在两端呈现更强烈的声学自旋角动量密度. 然而, 结构波导为上凸型的结构时, 波导将声波聚集在结构的中心附近. 这些研究结果将为设计新型声学波导器件操控微小粒子提供可行途径, 还将在声通信领域、物联网领域和医疗领域有着重要的应用前景.

2 结果

首先, 利用周期性刚性小片设计了一维结构声学波导, 如图 1(a) 所示, 刚性小片之间的间距为 $a = 1 \text{ cm}$, 周期为 $\Lambda = a + b$, $b = 0.5 \text{ cm}$, b 是小片的厚度, 小片的宽度为 W . 类似于人工表面等离子体性质^[27-29], 这种周期性排布的刚性小片组成的声学波导也可以支持表面声波沿波导传输, 其色散关系可以描述为^[30,31]

$$k = k_0 \sqrt{1 + \left(\frac{a}{\Lambda}\right)^2 / \tan\left(\frac{k_0 W + \pi}{2}\right)^2}, \quad (1)$$

其中 k 是声学表面波的波矢, k_0 是声音在空气中传播的波矢. 我们计算了不同波导宽度 W 的色散关系曲线, 如图 1(b) 所示. 当 $W = 10 \text{ cm}$ 时, 结构声学波导的截止频率为 1.584 kHz , 当宽度增大到 15 cm , 截止频率降低为 1.084 kHz . 因此, 我们可以通过调整波导宽度来调控波导的色散关系曲线.

接下来, 将一个声学自旋源放置在波导的上方, 如图 1(a) 所示, 我们设置 4 个单极点源来实现自旋声源, 以特定的相位设置来激发它们. 当设置 $\varphi_1 = \pi/2$, $\varphi_2 = 0$, $\varphi_3 = 3\pi/2$, $\varphi_4 = \pi$ 时, 可以实现顺时针自旋声源, 当设置 $\varphi_1 = 3\pi/2$, $\varphi_2 = 0$, $\varphi_3 = \pi/2$, $\varphi_4 = \pi$ 时, 可以实现逆时针自旋声源. 我们将一个顺时针旋转的声学自旋源放置在波导的上方, 通过有限元仿真软件 COMSOL Multiphysics 的压力声学模块模拟计算了声学波导中的压力场分布, 在模拟中, 波导片的区域设置为内部硬声场边界; 周围的材料设置为空气, 空气密度 $\rho_0 = 1.21 \text{ kg/m}^3$, 声速 $v = 343 \text{ m/s}$, 将包含波导和自旋源的区域四周设置为平面波辐射边界条件. 图 1(c) 所示为自旋声源定向激发声学表面波沿波导前后向传输比随频率变化的曲线图, 可以发现当频率 $f = 0.93 \text{ kHz}$ 时, 前后向传输比最高. 接下来, 设定自旋声源的激发频率为 $f = 0.93 \text{ kHz}$, 计算波导空间压力场分布如图 1(d) 所示, 计算结果发现顺时针旋转的自旋声源可以定向激发声学表面波沿波导向左传播, 这是来自于“自旋-动量锁定”的性质. 图 1(f) 所示为顺时针旋转的自旋声源定向激发声学表面波沿波导向左传播的声压强度分布曲线图, 可以发现其中的声压强度变化与声压场图相互符合, 在波导结构左侧声压强度很高, 而在右侧的声压强度很低. 同样, 如果我们将自旋源设置为逆时针旋转时, 如图 1(g) 所示, 在波导中将激发声学表面波沿波导向右传播. 而逆时针旋转的自旋声源定向激发声学表面波沿波导向左传播的声压强度变化曲线图如图 1(i) 所示, 可以发现其中的声压强度变化与声压场图相互符合, 在波导结构右侧声压强度很高, 而在左侧的声压强度很低. 由于在结构波导上形成的声学表面波速度场因旋转可以产生声学横向自旋角动量^[24,25], 所以我们将研究结构表面的自旋角动量分布. 声学自旋角动量密度 s 可以定义为^[19]

$$s = \frac{\rho_0}{2\omega} \text{Im}[\mathbf{v}^* \times \mathbf{v}], \quad (2)$$

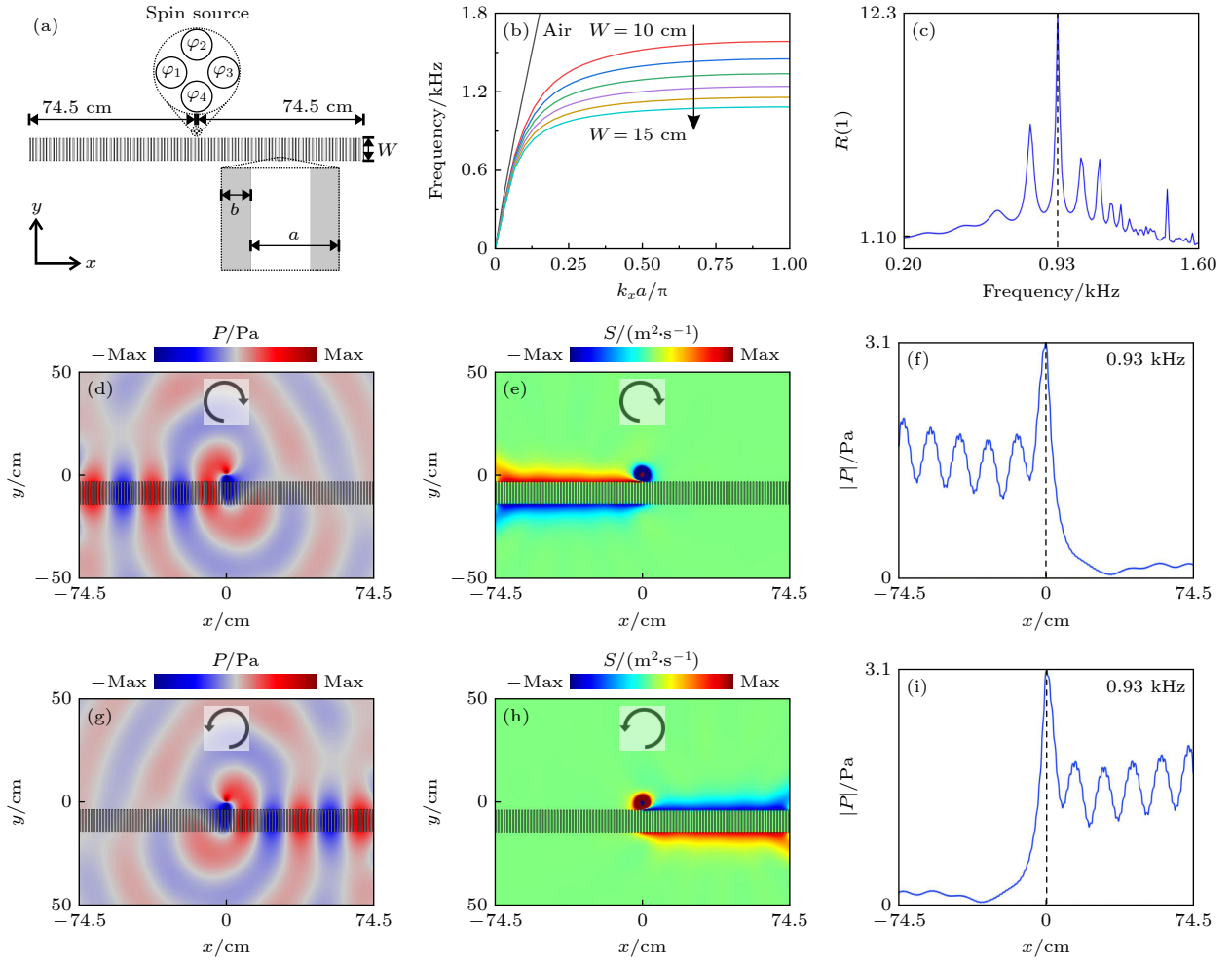


图 1 (a) 平整型一维结构声学波导示意图; (b) 不同波导宽度 W 色散关系曲线; (c) 声学表面波沿波导前后向传输比随频率变化的曲线图; (d) 顺时针旋转的自旋声源定向激发声学表面波沿波导向左传播, $W = 10$ cm, 频率 $f = 0.93$ kHz; (e) 声学表面波的声学自旋角动量密度分布; (f) 声学表面波沿波导向左传播的声压强度变化曲线图; (g) 逆时针旋转的自旋声源定向激发声学表面波沿波导向右传播; (h) 声学表面波的声学自旋角动量密度分布; (i) 声学表面波沿波导向右传播的声压强度分布曲线图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the flat one-dimensional structured acoustic waveguide; (b) dispersion relation curves for different waveguide widths W ; (c) plotting of the forward-backward transmission ratio fluctuation with frequency of acoustic surface wave propagation along the waveguide; (d) directional excitation of acoustic surface waves along the waveguide propagating to the left by a clockwise rotating spin acoustic sources, $W = 10$ cm, $f = 0.93$ kHz; (e) density distribution of the acoustic spin angular momentum of the acoustic surface waves; (f) variation of the acoustic pressure strength along the waveguide for the directionally excited leftward propagation of an acoustic surface wave; (g) directional excitation of acoustic surface waves along the waveguide propagating to the left by the counterclockwise rotating spin acoustic sources; (h) acoustic spin angular momentum density distribution of acoustic surface waves; (i) plot illustrates the variation in sound pressure intensity for the rightward propagation of the acoustic surface waves along the waveguide.

其中 ρ_0 为空气密度, ω 为角频率, \boldsymbol{v} 为矢量声速场分布. 计算结果如图 1(e), (h) 所示, 对于顺时针旋转的自旋声源激发的声学表面波, 在结构的上方形成了自旋角动量密度为正值 (规定自旋方向垂直平面向内为正值, 向外为负值) 的分布, 然而在结构下方其为负值, 如图 1(e) 所示. 这是由于结构波导上、下表面的声速场呈镜像对称分布的缘故. 当自旋声源为逆时针旋转时, 在结构波导中产生了向右传输的声学表面波, 对应的自旋角动量分布如

图 1(h) 所示, 在上表面产生的自旋角动量为负值, 下表面产生的横向角动量为正值. 特别地, 在忽略声学波导中的损耗时, 自旋角动量密度呈均匀分布在结构波导的上、下表面. 从自旋角动量 \boldsymbol{s} 与能流方向 \boldsymbol{J} 和虚功耗 \boldsymbol{R} 之间的矢量叉乘关系为 $\boldsymbol{s} = \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{R}$ [21,32], 我们也可以判别出结构波导上、下表面的自旋方向, 例如在波导结构上表面激发的沿着波导负方向的表面波压力场可以表示为: $p = p_0 e^{i(kx - \omega t)} e^{-\tau y}$, 这里的 τ 为沿着 y 方向的衰减

常数, 对应的速度场可计算得到 $\mathbf{v} = \frac{1}{i\rho\omega} \nabla p = \frac{p_0}{i\rho\omega} \times (ik - \tau) e^{i(kx - \omega t)} e^{-\tau y}$, 利用关系式 $\mathbf{J} = \frac{1}{2} \text{Re}[p^* \mathbf{v}]$ 和 $\mathbf{R} = \frac{1}{2} \text{Im}[p^* \mathbf{v}]$, 我们可以写出自旋角动量密度为: $\mathbf{s} = \frac{|p_0|^2}{\rho_0 \omega^3} k \tau e^{-2\tau y}$, 此时的角动量密度为正, 对于沿着波导上表面向右传输时, \mathbf{J} 的符号相反, 此时得到的自旋角动量密度为 $\mathbf{s} = -\frac{|p_0|^2}{\rho_0 \omega^3} k \tau e^{-2\tau y}$.

将实验验证上面波导中的定向传输现象, 如图 2(a) 所示. 利用周期性刚性小片设计了一根波导, 刚性小片之间的间距为 $a = 1.5 \text{ cm}$, 周期为 $\Lambda = a + b = 1.7 \text{ cm}$, $b = 0.2 \text{ cm}$, b 是小片的厚度, 小片的宽度为 $W = 5.4 \text{ cm}$. 在与仿真模型相对应的位置放置 4 个声学扬声器, 并通过管道将声音引导到相应的位置, 当设置 $\varphi_1 = \pi/2$, $\varphi_2 = 0$, $\varphi_3 = 3\pi/2$, $\varphi_4 = \pi$ 时, 可以实现顺时针自旋声源. 将波

导结构和自旋声源放置在封闭环境中, 四周用隔音海绵包裹, 在波导结构的顶部和底部分别放置了大尺寸亚克力硬质板. 输入信号由信号发生器 (AFG1022, Tektronix) 产生, 由功率放大器 (CPA 2400, China Industrial Technology) 放大, 并通过分频盒 (FM0205D, Tatsukawa) 来驱动每个扬声器波导并记录波导内的声压强度. 在上述实验样品的基础上, 我们先通过有限元仿真软件 COMSOL Multiphysics 的压力声学模块模拟计算了声学波导中的压力场分布, 如图 2(b) 所示. 然后我们在波导结构中间取一条截线, 通过计算分析得到截线上的自旋声源定向激发声学表面波沿波导传播的声压强度变化的仿真结果, 如图 2(c) 所示. 接下来, 我们在与仿真相对应的频率 $f = 1.69 \text{ kHz}$ 和相对应的位置处进行实验测量, 得到了自旋声源定向激发声学表面波沿波导传播的声压强度变化的实验结

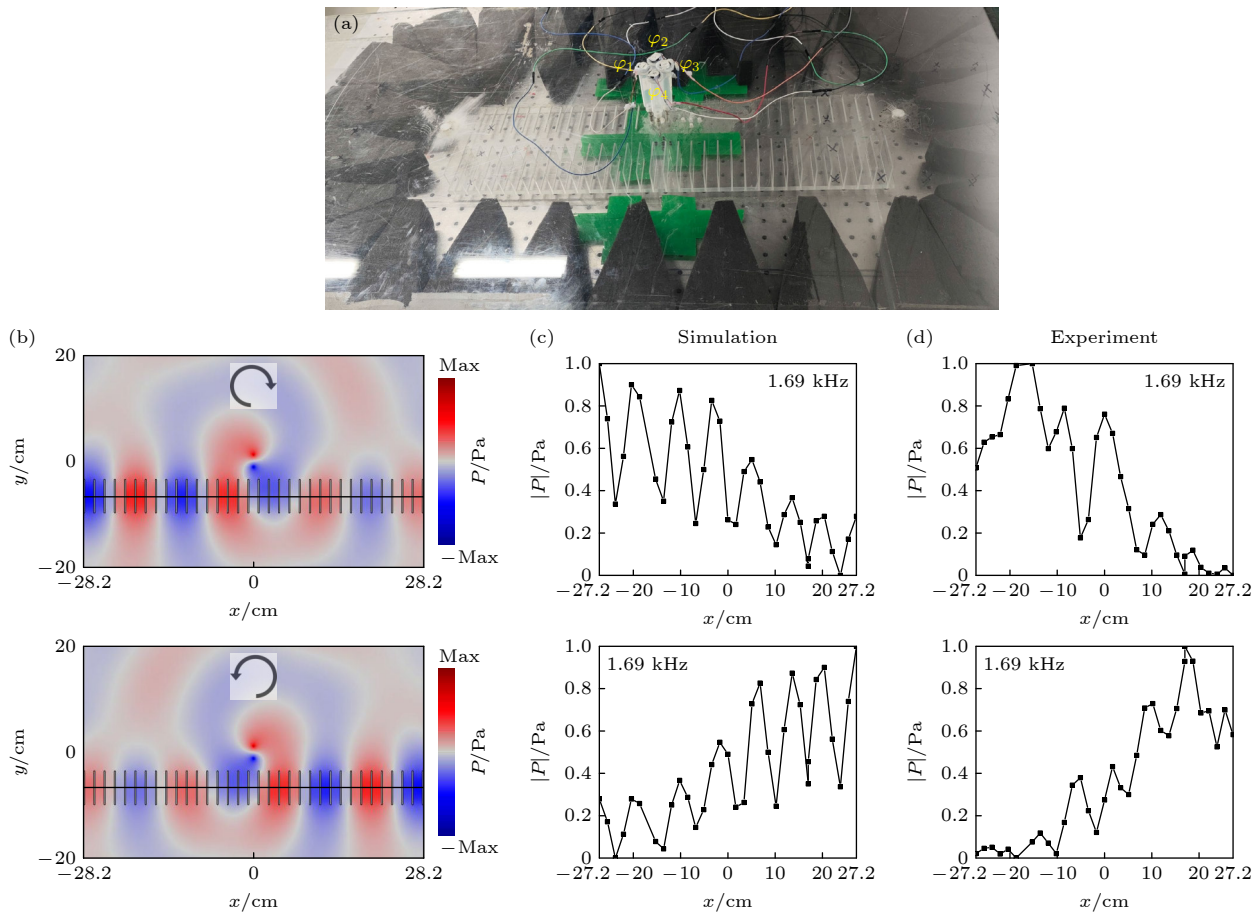


图 2 (a) 实验装置; (b) 顺时针与逆时针旋转的自旋声源定向激发声学表面波沿波导定向传播, 频率 $f = 1.69 \text{ kHz}$; (c) 仿真, 声学表面波沿波导传播的声压强度变化; (d) 实验, 声学表面波沿波导传播的声压强度变化

Fig. 2. (a) Experimental setup; (b) directional excitation of acoustic surface waves along waveguides by clockwise and counterclockwise rotating spin acoustic sources, $f = 1.69 \text{ kHz}$; (c) simulation, acoustic pressure intensity variation of acoustic surface waves propagating along a waveguide; (d) experiment, acoustic pressure intensity variation of acoustic surface waves propagating along a waveguide.

果, 在测量结果中, 波导结构首末两端位置声压场的明显减弱是由于声音传播中声波能量的一定程度损耗造成的, 实验结果如图 2(d) 所示. 可以发现模拟仿真和实验测量所得到的结果相符合, 进一步验证了自旋声源定向激发声学表面波沿波导定向传播.

为了能够通过设计梯度结构波导实现声学表面波的自旋角动量操控. 我们通过设置小片宽度呈

现梯度变化形成一维凹型波导, 图 3(a) 所示的波导边缘小片宽度为 15 cm, 波导的小片宽度从两边向中间以每个周期递减 0.1 cm 的趋势构建梯度宽度. 这种下凹型的波导可以用梯度角描述为 $\alpha = \arctan(H_1/L) = 1.91^\circ$, $L = 73.5$ cm, $H_1 = 2.45$ cm. 在凹型波导阵列中, 由表面声波的色散关系我们知道, 截止频率从两边向中间递增. 在如图 3(a) 所示自旋声源定向激发声学表面波沿波导前后向传

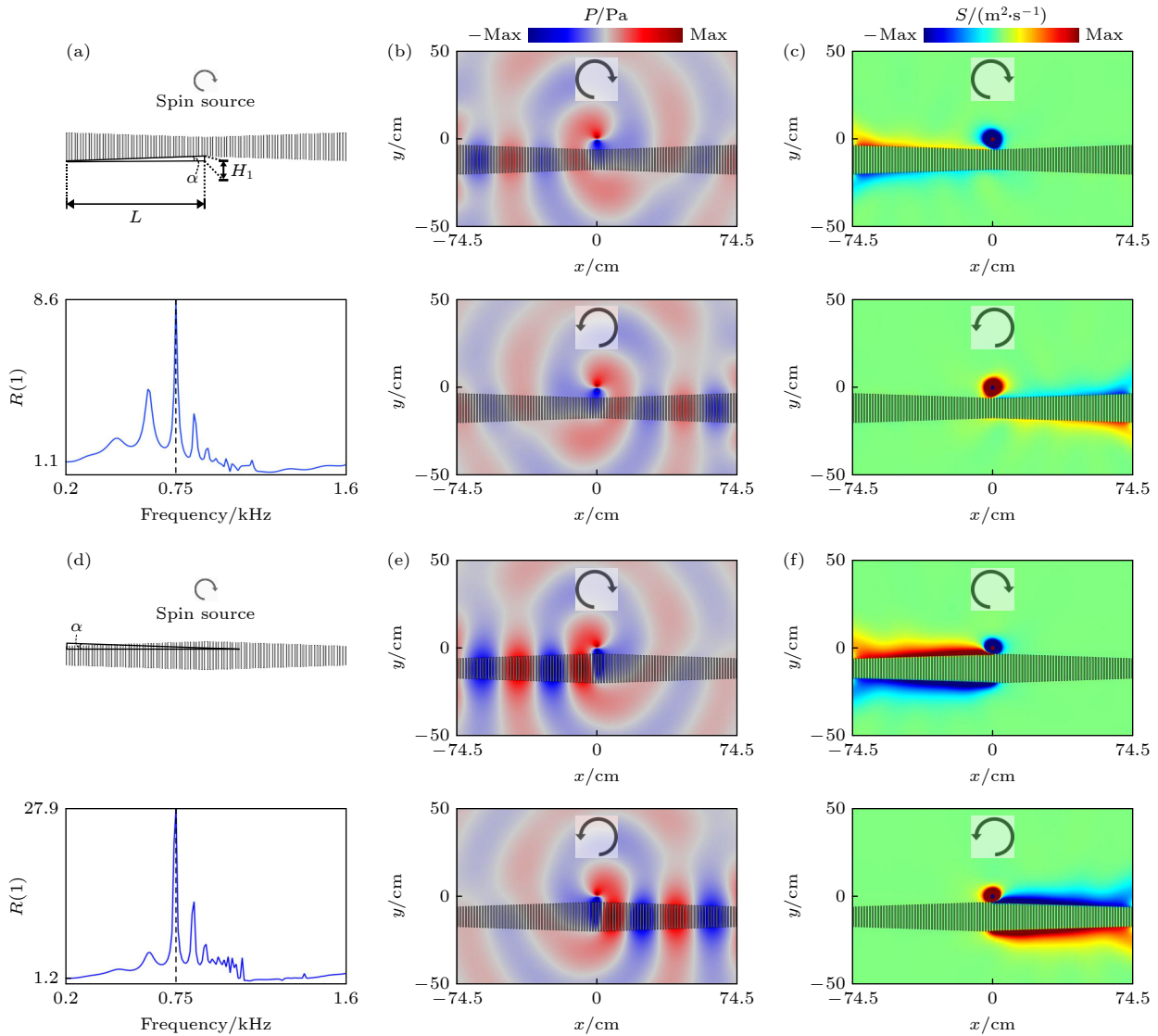


图 3 (a) 下凹型一维结构声学波导示意图和声学表面波沿波导前后向传输比随频率变化的曲线图; (b) 顺时针与逆时针旋转的自旋声源定向激发声学表面波沿波导定向传播, 频率 $f = 0.75$ kHz; (c) 下凹型波导上的自旋角动量密度分布; (d) 上凸型一维结构声学波导示意图和声学表面波沿波导前后向传输比随频率变化的曲线图; (e) 顺时针与逆时针旋转的自旋声源定向激发声学表面波沿波导定向传播, $f = 0.75$ kHz; (f) 上凸型波导上的自旋角动量密度分布

Fig. 3. (a) Schematic diagram of an acoustic waveguide with a concave one-dimensional structure and the variation of the forward-to-backward transmission ratio of an acoustic surface wave along the waveguide as a function of frequency; (b) directional excitation of acoustic surface waves along waveguides by clockwise and counterclockwise rotating spin acoustic sources, $f = 0.75$ kHz; (c) spin angular momentum density distribution on the concave waveguide; (d) schematic diagram of an up-convex one-dimensional structured acoustic waveguide and the variation of the forward-backward transmission ratio of acoustic surface waves along the waveguide with frequency; (e) directional excitation of acoustic surface waves along waveguides by clockwise and counterclockwise rotating spin acoustic sources, $f = 0.75$ kHz; (f) spin angular momentum density distribution on the upper convex waveguide.

输比随频率变化的曲线图中, 可以发现当频率 $f = 0.75$ kHz 时, 前后向传输比最高. 接下来, 我们设定自旋声源的激发频率为 $f = 0.75$ kHz. 在图 3(b) 中, 将顺时针旋转的自旋源同样放置在波导阵列的上方, 通过模拟仿真可以发现, 声学表面波不仅沿着波导定向向左传输, 且随着传播呈现压力场增强效果如图 3(b) 所示. 该现象背后的物理机理为随

着小片宽度的增大, 声学表面波的传播速度下降且结构对声学表面波的束缚能力增强. 为了展现这种下凹型波导对自旋角动量的调控作用, 我们也计算了声自旋角动量密度分布如图 3(c) 所示, 可以看到, 相比于平整型波导上的自旋角动量密度分布, 下凹型波导可以在波导的边缘处产生更强的自旋角动量密度. 类似前面的情况, 设置激发自旋源为

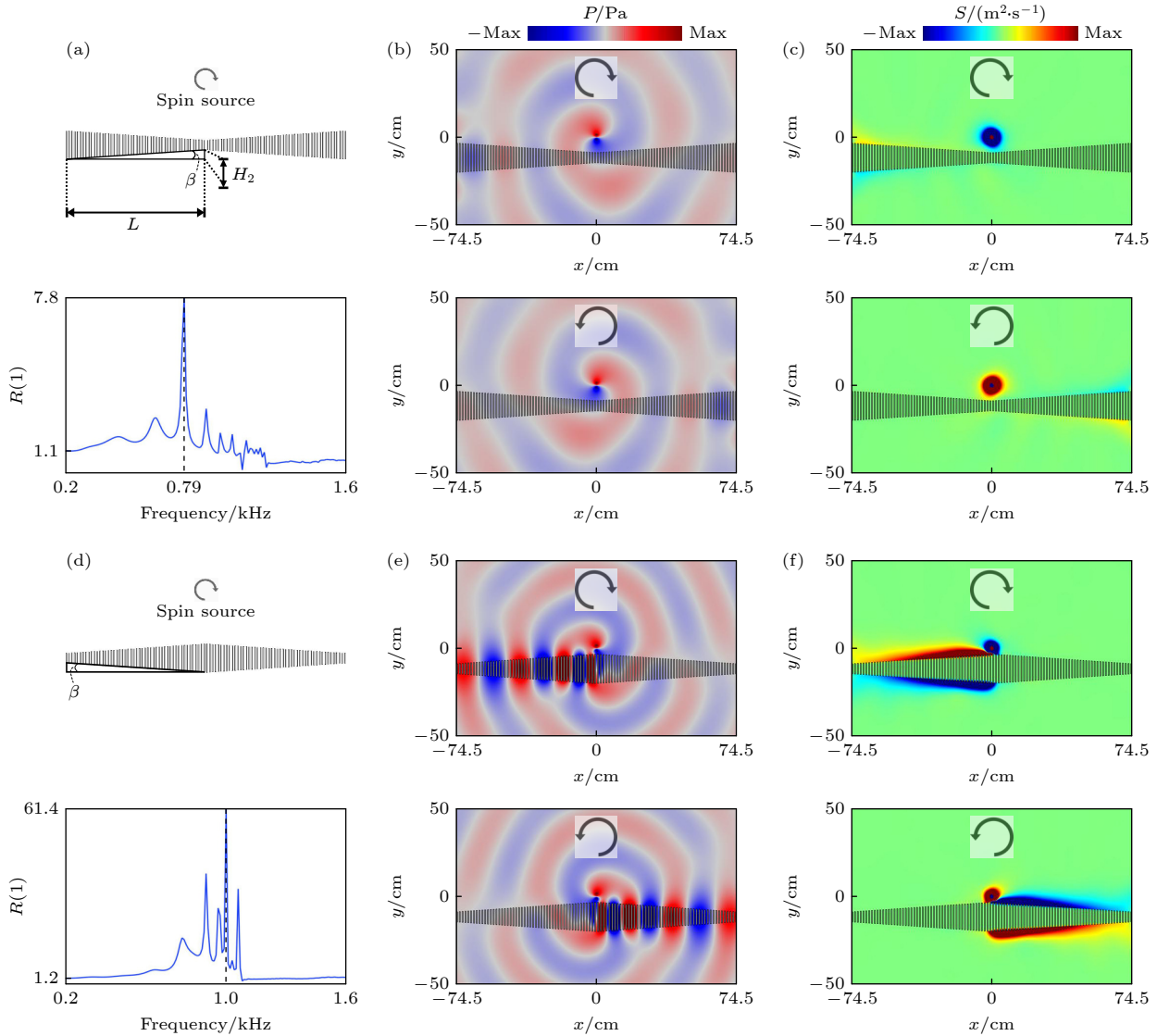


图 4 (a) 下凹型一维结构声学波导示意图和声学表面波沿波导前后向传输比随频率变化的曲线图; (b) 顺时针与逆时针旋转的自旋声源定向激发声学表面波沿波导定向传播, 频率 $f = 0.79$ kHz; (c) 下凹型波导上的自旋角动量密度分布; (d) 上凸型一维结构声学波导示意图和声学表面波沿波导前后向传输比随频率变化的曲线图; (e) 顺时针与逆时针旋转的自旋声源定向激发声学表面波沿波导定向传播, $f = 1.0$ kHz; (f) 上凸型波导上的自旋角动量密度分布

Fig. 4. (a) Schematic diagram of an acoustic waveguide with a concave one-dimensional structure and the variation of the forward-to-backward transmission ratio of an acoustic surface wave along the waveguide as a function of frequency; (b) directional propagation of acoustic surface waves along the waveguide directionally excited by the clockwise and counterclockwise rotating spin acoustic sources, $f = 0.79$ kHz; (c) spin angular momentum density distribution on the concave waveguide; (d) schematic diagram of an up-convex one-dimensional structured acoustic waveguide and the variation of the forward-backward transmission ratio of acoustic surface waves along the waveguide with frequency; (e) directional propagation of acoustic surface waves along the waveguide directionally excited by the clockwise and counterclockwise rotating spin acoustic sources, $f = 1.0$ kHz; (f) spin angular momentum density distribution on the upper convex waveguide.

逆时针旋转时, 下凹型波导将在右端聚集声波和增强自旋角动量密度分布, 如图 3(b), (c) 所示.

前面我们已经研究了下凹型波导可以实现声学自旋角动量在波导边缘的增强效应. 接下来, 我们将研究上凸型的结构波导对声学表面波的操控和自旋角动量的影响. 如图 3(d) 所示, 通过裁剪小片宽度的梯度变化设计一维凸型波导结构, 此时波导的中间小片宽度为 15 cm, 波导片宽度从中间向两边以每个周期递减 0.1 cm 的趋势构建, 梯度角为 α . 在图 3(d) 所示自旋声源定向激发声学表面波沿波导前后向传输比随频率变化的曲线图中, 可以发现当频率 $f = 0.75$ kHz 时, 前后向传输比最高. 接下来, 设定自旋声源的激发频率为 $f = 0.75$ kHz. 当我们放置一个顺时针旋转的自旋声源在凸型波导上表面时如图 3(d) 所示, 计算结构表面的声表面波压力场分布如图 3(e), 可以看到, 在凸型波导中表面波沿着波导向左传播, 且压力场强度在传播方向上由中间到边缘逐渐递减. 图 3(f) 展现了对应的近场声自旋角动量密度分布, 可以看出自旋角动量密度在波导中心附近的度最大, 随着表面波向边缘传播逐渐减小. 与此对应, 我们也展现了逆时针旋转的自旋声源激发的声学表面波行为, 除了传播方向相反以外, 上凸型波导同样产生了自旋角动量

密度逐渐减弱的性质.

相似地, 我们也讨论了梯度角变化对声学表面波强度和自旋角动量密度的操控, 如图 4 所示. 图 4(a) 展现的下凹型结构波导的梯度角为 $\beta = \arctan(H_2/L)$, $L = 73.5$ cm, $H_2 = 4.9$ cm, $H_2 > H_1$, $\beta = 3.81^\circ > \alpha = 1.91^\circ$. 我们设定自旋声源的激发频率为 $f = 0.79$ kHz, 通过数值计算, 我们发现当梯度角越大时, 结构波导两端的声学表面波强度越大, 对应的自旋角动量密度越大, 如图 4(b), (c) 所示. 在图 4(d)—(f) 中, 我们也进一步讨论了更加陡峭的上凸型结构波导中声学表面波强度和自旋角动量密度的分布. 设定自旋声源的激发频率为 $f = 1.0$ kHz, 通过与图 3(d)—(f) 结果比较, 我们发现当梯度角越大, 表面波从中心向两边传输衰减得越快, 对应的自旋角动量密度下降得越快. 这一现象是由于两边的刚性小片宽度越小, 对表面声波束缚能力越弱, 进而横向自旋角动量密度越小.

如上所述, 我们已经研究了下凹型波导和上凸型的结构波导对声学表面波的操控和自旋角动量的影响. 接下来, 我们设置小片宽度的梯度变化符合余弦周期函数分布, 将下凹型波导和上凸型波导结合在一个结构波导上, 波导片的最宽宽度为 15 cm, 最窄宽度为 3 cm, 如图 5(a) 所示. 当我们

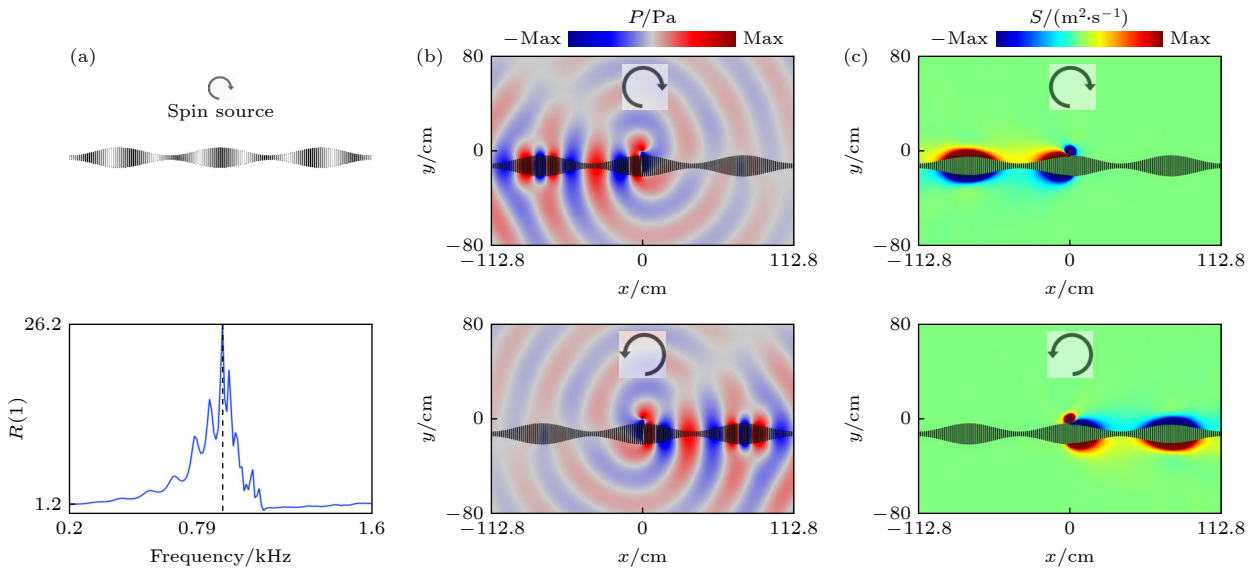


Fig. 5. (a) Schematic diagram of a one-dimensional structured acoustic waveguide with the wave crest as the center of symmetry and the variation of the forward-backward transmission ratio of acoustic surface waves along the waveguide as a function of frequency; (b) directional excitation of acoustic surface waves propagating along the waveguide by the clockwise and counterclockwise rotating spin acoustic sources, $f = 0.91$ kHz; (c) density distribution of spin angular momentum on the waveguide with the crest as the center of symmetry.

放置一个顺时针旋转的自旋声源在以波峰为对称中心的结构波导上表面时,如图 5(a) 所示,我们设定自旋声源的激发频率为 $f = 0.91$ kHz, 计算结构表面的声表面波压力场分布如图 5(b), 可以看到,在此波导中声表面波沿着波导向左传播,且压力场强度在传播方向上由中间到边缘,呈现递减-递增-递减的分布趋势. 图 5(c) 展现了对应的近场声自旋角动量密度分布,可以看出自旋角动量密度在波峰中心附近的密度最大,随着表面波向宽度窄的位置传播逐渐减小,从窄到宽的位置再逐渐增大. 与此对应,我们也展现了逆时针旋转的自旋声源激发的声学表面波行为,在相反的传播方向上产生了同样的自旋角动量密度分布操控.

3 结 论

我们设计了平整型、下凹型以及上凸型的声学波导结构,展示了声学自旋角动量密度操控和声波定向传输性质. 数值计算结果发现,顺时针旋转的自旋源可以激发声学表面波沿着波导向左传播;自旋角动量计算结果表明在结构波导的上表面的自旋角动量为正值,在下表面的自旋角动量为负值. 当设置自旋声源为逆时针旋转时,声波传播方向和自旋角动量分布与上面结果呈现相反现象. 进一步地,当我们设计了下凹型和上凸型梯度结构波导时,对应地产生声学自旋角动量的分布不均匀,如在下凹型的波导中,根据自旋源的旋转方向将声学表面波聚集在结构波导的两端,呈现更强烈的声学自旋角动量密度分布. 然而,如果结构波导为上凸型的结构时,波导将声波聚集在结构的中心附近. 这些研究结果将为设计具有选择性激发和操控声学表面波的声学器件提供理论基础,将会在减少噪音污染,提高声音质量,增强隐私保护等领域提供应用价值.

参考文献

[1] Belinfante F J 1939 *Physica* **6** 7

- [2] Ohanian H C 1986 *Am. J. Phys.* **54** 6
 [3] Belinfante F J 1940 *Physica* **7** 5
 [4] Andrews D L, Babiker M 2012 *The Angular Momentum of Light* (Cambridge: Cambridge University Press)
 [5] Bliokh K Y, Bekshaev A Y, Nori F 2014 *Nat. Commun.* **5** 3300
 [6] Bekshaev A Y, Bliokh K Y, Nori F 2015 *Phys. Rev. X* **5** 011039
 [7] Aiello A, Banzer P, Neugebauer M, Leuchs G 2015 *Nat. Photonics* **9** 12
 [8] Rodriguez-Fortuño F J, Marino G, Ginzburg P, O'Connor D, Martinez A, Wurtz G A, Zayats A V 2013 *Science* **2013** 340 6130
 [9] Petersen J, Volz J, Rauschenbeutel A 2014 *Science* **346** 6205
 [10] Bliokh K Y, Smirnova D, Nori F Q 2015 *Science* **348** 6242
 [11] Bliokh K Y, Nori F 2015 *Phys. Rep.* **592** 1
 [12] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S, Rauschenbeutel A, Schneeweiss P, Volz J, Pichler H, Zoller P 2017 *Nature* **541** 7638
 [13] Shomroni I, Rosenblum S, Lovsky Y, Bechler O, Guendelman G, Dayan B 2014 *Science* **345** 6199
 [14] Sollner I, Mahmoodian S, Hansen S L, Midolo L, Javadi A, Kiršanskė G, Pregolato T, El-Ella H, Lee E H, Song J D, Stobbe S, Lodahl P 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 9
 [15] Rosenblum S, Bechler O, Shomroni I, Lovsky Y, Guendelman G, Dayan B 2016 *Nat. Photonics* **10** 19
 [16] Scheucher M, Hilico A, Will E, Volz J, Rauschenbeutel A 2016 *Science* **354** 6319
 [17] Crocker M J 1998 *Handbook of Acoustics* (New York: Wiley)
 [18] Long Y, Ren J, Chen H 2018 *PNAS* **115** 40
 [19] Shi C Z, Zhao R K, Long Y, Yang S, Wang Y, Chen H, Ren J, Zhang X 2019 *NSR* **6** 4
 [20] Bliokh K Y, Nori F 2019 *Phys. Rev. B* **99** 020301
 [21] Long Y, Ge H, Zhang D M, Xu X Y, Ren J, Lu M H, Bao M, Chen H, Chen Y F 2020 *NSR* **7** 6
 [22] Hu P, Wu H W, Sun W J, Zhou N, Chen X, Yang Y Q, Sheng Z Q 2023 *Appl. Phys. Lett.* **122** 022201
 [23] Sun W J, Wu H W, Hu P, Zhou N, Chen X, Yang Y Q, Sheng Z Q 2023 *Appl. Phys. Lett.* **122** 202201
 [24] Bliokh K Y, Nori F 2019 *Phys. Rev. B* **99** 174310
 [25] Long Y, Zhang D M, Yang C W, Ge J M, Chen H, Ren J 2020 *Nat. Commun.* **11** 4716
 [26] Weiner M, Ni X, Alu A, Khanikaev A B 2022 *Nat. Commun.* **13** 6332
 [27] Cselyuszka N, Sečujski M, Engheta N, Crnojević-Bengin V 2016 *New J. Phys.* **18** 103006
 [28] Zhu J, Chen Y Y, Zhu X F, Garcia-Vidal F J, Yin X B, Zhang W L, Zhang X 2013 *Sci. Rep.* **3** 1728
 [29] Jia H, Lu M H, Ni X, Bao M, Li X D 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 124504
 [30] Ooi K, Okada T, Tanaka K 2011 *Phys. Rev. B* **84** 115405
 [31] Xie P X, Sheng Z Q, Huang Z X, Hu P, Wu H W 2023 *Appl. Phys. Lett.* **122** 222202
 [32] Long Y, Yang C W, Chen H, Ren J 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 064053

Manipulation of directional acoustic spin angular momentum density based on gradient-structured waveguides*

Zhang Xiao-Yue¹⁾ Xu Hua-Feng^{1)2)†} Chen Wan-Na¹⁾ Zhou Nong¹⁾
Sun Wen-Jun¹⁾ Wu Hong-Wei^{1)2)‡}

1) (*School of Mechanics and Photoelectric Physics, Anhui University of Science and Technology, Huainan 232001, China*)

2) (*Center for Fundamental Physics, Anhui University of Science and Technology, Huainan 232001, China*)

(Received 9 April 2024; revised manuscript received 28 May 2024)

Abstract

In recent years, the discovery of the transverse spin of acoustic wave in a structural acoustic field and acoustic structural surface wave has expanded our knowledge of the basic characteristics of acoustic waves and opened up new avenues for their manipulation. On the structured surface, however, the distribution of acoustic surface waves often presents a uniform distribution, which restricts the local modification of acoustic spin angular momentum and particle manipulation capabilities. In this study, we develop some acoustic waveguides with gradients that are flat, up-convex, and down-concave in order to manipulate the lateral spin distributions of acoustic surface waves. We verify the direction-locking near-field acoustic spin-momentum, explore the pressure field distribution and the spin angular momentum density distribution of a spin acoustic source excited in each of the three gradient structures, and we also show how to manipulate the spin intensity distributions of acoustic surface waves in the gradient waveguides through theoretical analysis and numerical simulation. The numerical calculation results show that when the acoustic surface wave is excited by a clockwise rotating spin source and propagates along the left side of the waveguide, the spin angular momentum density is positive on the upper surface of the structured waveguide and negative on the lower surface. The spin angular momentum distribution and the direction of propagation of acoustic wave are entirely changed when the spin source is rotated counterclockwise. Specifically, an unequal distribution of acoustic spin angular momentum is produced by the upper convex-type waveguide and bottom concave-type waveguide when we convert the flat-type acoustic structure waveguide into a gradient-type waveguide. According to the computation results, the down-concave type waveguide exhibits a stronger density of acoustic spin angular momentum at the end and the acoustic surface waves gather at the end of the constructed waveguide. On the other hand, the waveguide collects acoustic waves close to the structure center when it is an up-convex structural waveguide. The findings can open up new avenues for manipulating particles using acoustic waves, by providing a means for controlling the acoustic spin angular momentum density and improving our understanding of symmetry in acoustic near-field physics.

Keywords: acoustic metamaterials, acoustic spin angular momentum, unidirectional sound propagation, gradient acoustic waveguides

PACS: 43.55.+p, 43.35.+d, 43.40.+s

DOI: [10.7498/aps.73.20240484](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240484)

* Project supported by the Natural Science Foundation of the Higher Education Institutions of Anhui Province, China (Grant Nos. 2023AH051206, 2022AH040114) and the University Synergy Innovation Program of Anhui Province, China (Grant No. GXXT-2022-015).

† Corresponding author. E-mail: xhfeng716@126.com

‡ Corresponding author. E-mail: hwwu@aust.edu.cn



基于梯度结构波导实现的定向声学自旋角动量密度操控

张孝悦 徐华锋 陈婉娜 周农 孙文军 吴宏伟

Manipulation of directional acoustic spin angular momentum density based on gradient-structured waveguides

Zhang Xiao-Yue Xu Hua-Feng Chen Wan-Na Zhou Nong Sun Wen-Jun Wu Hong-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 144301 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240484

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240484>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于多端口波导结构的宽频带声触发器

Broadband acoustic triggers based on multiport waveguide structures

物理学报. 2023, 72(16): 164301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230594>

一种准零刚度声学超材料板的低频宽频带隔声行为

Broadband low-frequency sound insulation performance of quasi-zero stiffness local resonant acoustic metamaterial plate

物理学报. 2021, 70(24): 244302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211203>

一种具有动态磁负刚度薄膜声学超材料的低频隔声特性

Low-frequency sound insulation performance of novel membrane acoustic metamaterial with dynamic negative stiffness

物理学报. 2022, 71(21): 214301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221058>

基于非对称吸声器的发动机声学超表面声衬

Metasurface acoustic liner of engine based on asymmetric absorber

物理学报. 2023, 72(5): 054301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222011>

基于声学扫描振镜的超声/光声双模态成像技术

Ultrasound/photoacoustic dual-modality imaging based on acoustic scanning galvanometer

物理学报. 2022, 71(5): 050701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211394>

声涡旋信息应用研究进展

Research progress of applications of acoustic-vortex information

物理学报. 2020, 69(24): 244301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200826>