

# 声波的“漩涡”

## ——声学轨道角动量的产生、操控与应用

梁 彬 程建春<sup>†</sup>

(南京大学物理学院 声学研究所 南京 210093)

2017-08-01 收到

<sup>†</sup> email: jccheng@nju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20171002

## Acoustic vortices: production, manipulation and application of acoustic orbital angular momentum

LIANG Bin CHENG Jian-Chun<sup>†</sup>

(Institute of Acoustics, Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

**摘 要** 具有螺旋形相位位错的声涡旋场近来受到了大量关注, 因为其所携带的声学轨道角动量具有重要的理论意义与显著的应用价值。当声涡旋与物体相互作用时可以实现角动量的传递, 产生可以远程局域或者旋转物体的力矩, 这种力学效应对粒子操控等领域意义重大。产生声学轨道角动量的传统方法需要使用由大量独立操控的换能器组成的有源声阵列或是具有不平整厚度及螺旋形结构的无源材料, 限制了其在实际中的应用潜力。为利用平面状的小尺寸器件来高效产生声学轨道角动量, 发展了基于共振原理的角动量生成技术。最近, 声学轨道角动量被拓展至用于开辟新的多路复用信道, 以实现高容量的声学通信。文章详细介绍声学轨道角动量的产生、操控及应用方面的最新研究进展。

**关键词** 声涡旋, 声学轨道角动量, 粒子操控, 高容量声学通信

**Abstract** Acoustic vortices with spiral phase dislocations have recently attracted considerable attention due to the theoretical and application importance of their orbital angular momentum (OAM). The transfer of acoustic OAM to matter produces a torque that can trap and rotate tiny objects contactlessly, with deep implications in applications such as particle manipulation. Acoustic vortices have been traditionally generated by active methods in need of phased arrays comprising a large number of individually addressed transducers or by passive materials with spatially-varying thickness and spiral structures, which may limit their potential in practical applications. Lately, a resonance-based production of acoustic OAM devices has been proposed and experimentally demonstrated which offers a solution with high efficiency, compact size and planar profile. Even more recently, the application of acoustic OAM has been extended to open a new approach for multiplexing and de-multiplexing to boost high-capacity acoustic communication. This article will present a comprehensive overview of the recent advances in the production, manipulation and application of acoustic OAM-carrying vortex beams.

**Keywords** acoustic vortex, acoustic orbital angular momentum, particle manipulation, high-speed acoustic communication

## 1 什么是声波的涡旋?

在自然界中,携带着角动量的涡旋现象十分常见,例如我们熟悉的水涡及气旋等。众所周知,波动也携带能量及动量,因此我们也可以对携带着线动量 $\mathbf{P}$ 的一束波定义其外角动量: $\mathbf{L}=\mathbf{r}\times\mathbf{P}$ 。显然这个角动量的大小依赖于波阵面的形态及坐标原点的选择。对于通常的具有轴对称波阵面的波束而言,假如将该坐标原点选为其轴对称中心,角动量的大小则为零。另外,人们已经证明无论是电子波<sup>[1, 2]</sup>、光波<sup>[3, 4]</sup>或声波<sup>[5-7]</sup>,都可以在特定条件下形成携带角动量的涡旋场。在涡旋场中,波会在行进过程中沿着其轴扭转,形成类似螺丝锥或者意大利面的形态,典型例子如图1所示。这种扭转会造成轴线上波的彼此相消,产生一个具有零场强的中心。若涡旋声束投影在一个平坦表面上,声涡旋看起来将会像一个环,在中心处存在一个没有声压的“黑色”区域。

涡旋波束的传播相位关于该零场强中心呈现螺旋形的变化关系,数学上可写作 $\exp(im\theta)$ ,其中 $\theta$ 为方位角大小, $m$ 恒为整数,称为拓扑荷数(topological charge)或涡旋场的阶数。拓扑荷数定义为在一个波长的传播距离内波阵面发生扭转的次数。由图1可看出,当 $m=0$ 时,不存在螺旋波模式,波阵面为多个不连续的平面,涡旋场退化为平面波场。 $m=\pm 1$ 的涡旋波束的波阵面是一个连续的螺旋面,沿传播方向无限延拓。而当 $|m|\geq 2$ 时,波阵面将由 $m$ 个相互交织的螺旋面构成。 $|m|$ 取值越大,表示波阵面沿着轴旋转得越快,依其扭转方向不同, $m$ 可以取正数或是负数。

具有非零的拓扑荷数 $m$ 的涡旋场携带着非零的角动量 $\mathbf{L}$ ,这种依赖于螺旋形波阵面的角动量无疑属于轨道角动量(orbital angular momentum, OAM)而非由自旋效应引起的自旋角动量(spin angular momentum, SAM)。与能够同时携带OAM与SAM的光波不同,声波不存在偏振或自旋效应,因此涡旋声场仅能够携带OAM,其大

小可以用 $m$ 来表征。近年来,对声涡旋场的研究受到了大量的关注,因为其携带的OAM开辟了一个新的声波操控的自由度,不仅具有重要的科学意义,而且在众多领域具有广泛的应用价值。

## 2 声波“镊子”和“起子”

当声涡旋与一个能够吸收声能的物体相互作用时,可以将所携带的OAM传递给该物体,从而对其施加一定大小的力矩(torque)。张黎昆与Marston<sup>[8]</sup>在理论上分析了涡旋声束对一个具有轴对称外形的吸声体产生的力矩大小,通过在包围该物体的球面上对角动量通量进行积分,证明了该力矩正比于物体所吸收的能流,比例因子为 $m/\omega$ 。其后Demore等人<sup>[9]</sup>在实验上验证了这一理论预测,他们利用一个高强度聚焦超声系统产生涡旋声场,并同时测量了一个悬浮在除气水中的吸声体在该声场中受到的推力与力矩大小,实验结果证明力矩与能流的比值等于涡旋场的拓扑荷数与角频率之比。

声涡旋产生的这种力学效应在诸多场合具有显著的应用前景,一个典型的例子是“声波镊子”,可以利用声辐射力来对微小物体实现精准操控,例如将其俘获在特定的空间位置。一般来说,声辐射力仅涉及线动量的传递,基于行波的聚焦效应即可使大于波长的颗粒停留在焦点位置<sup>[10]</sup>。然而,利用换能器阵列形成的驻波声场则可以对小于波长的微粒进行操作<sup>[11, 12]</sup>,例如,Courtney等人<sup>[13]</sup>用1阶Bessel涡旋声场实现了微粒在其对称中心的零场强点处的聚集,且通过调整换能器的相位分布,可以改变涡旋场中零场强点的位置,从而将微粒俘获在不同位置。另一方

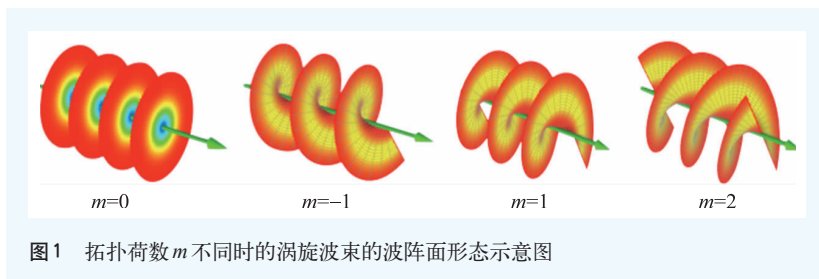


图1 拓扑荷数 $m$ 不同时的涡旋波束的波阵面形态示意图

面,利用声涡旋特有的角动量远程传递能力,可以制备出“声波起子”,能够在不接触物体的情况下,远距离施加一个扭矩使之旋转。Volke-Sepúlveda等人<sup>[14]</sup>在实验上证明了在自由空间的声涡旋可以向物体传递声学OAM,并对分别由4个和8个扬声器组成的阵列所产生的 $m=1$ 和 $m=2$ 两种不同阶数的涡旋场进行了对比测量,利用与吸声圆盘相连的扭摆测量了其受到的等效力矩与涡旋场拓扑荷数、圆盘尺寸与位置等参数间的关系,发现小尺寸物体受到的低阶涡旋场的力矩作用更大,而当物体尺度大于0.15个波长后情况则相反。Wunenburger课题组<sup>[15]</sup>对声涡旋向浸没在粘性液体中的毫米尺寸的吸声圆盘传递的OAM进行了定量测量,利用Brillouin应力张量计算了声学辐射力矩并根据静态旋转频率估算了粘性力矩大小,在实验中观测到了两者之间的平衡现象,并发现了因OAM向流体传递引起的旋转声流现象。Hong等人<sup>[16]</sup>在实验上研究了二维Bessel声涡旋对聚苯乙烯颗粒与水形成的两相混合物的力学作用,观测到了在对称中心附近的漩涡现象(图2),并证明了颗粒的尺寸及声学特性的区别会显

著影响其行为,尺寸或声阻抗对比小的颗粒会随流体一起旋转,而尺寸或声阻抗比较大颗粒则会因辐射力的作用形成团簇,使混合物变得不均匀。

为简化声涡旋力场的产生手段,刘正猷课题组<sup>[17]</sup>提出了利用尺度小于波长的超表面将平面波转化为带有OAM的涡旋声束。这个超表面上内嵌了多个亚波长共鸣器,共鸣器是两腔体三窄管间隔共轴放置的结构,通过调节两个腔体的轴向长度,可以对入射波产生不同的相位延迟。在实验中,在 $0-2\pi$ 的角度范围内取等间距的4个相位点,将对应的4种共鸣器等间距放置在超表面的同一圆周上,令平面波沿轴向入射,然后探测出射波在径向平面上的相位分布。在仿真和实验上均得到了与理论预测相一致的结果,出射波呈现为一阶涡旋型的波阵面,中心为相位奇点。实验中验证了涡旋声束对于泡沫吸声圆盘的力矩作用(图3),证明了这一方法可简单高效地产生声学力矩。其后,他们还在实验上演示了携带OAM的涡旋声学的力学效应在微粒自图案化(particles' self-patterning)等方面的应用<sup>[18]</sup>。通过在铜盘背侧

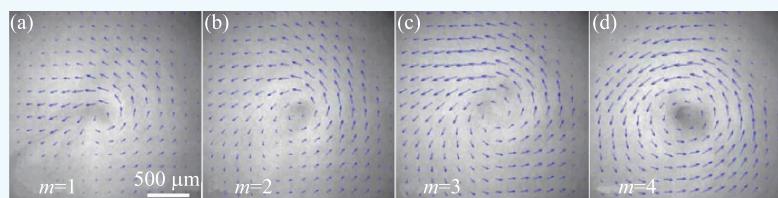


图2 (a—d) 1阶—4阶声涡旋作用下,含有均匀分布的聚苯乙烯微粒(半径大小为 $0.5\ \mu\text{m}$ )的水发生旋转时的速度场的测量结果<sup>[14]</sup>

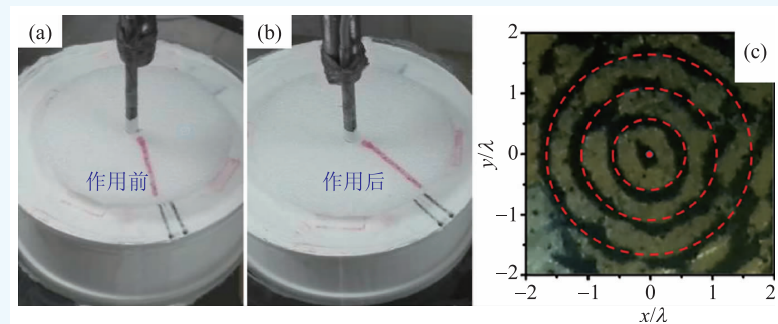


图3 利用超表面产生的涡旋场(a)作用前及(b)作用后的吸声圆盘照片;(c)利用含阿基米德螺旋线的声学结构产生的聚苯乙烯颗粒的自图案化照片<sup>[17, 18]</sup>

刻画阿基米德螺旋线式的声栅,并将其放置在频率为 $1.0\ \text{MHz}$ 的高强度聚焦超声(HIFU)换能器前,声场相位受声程控制,铜盘另一侧的近场表现为Bessel涡旋声束,涡旋阶数受阿基米德螺旋线阶数控制。在实验室水箱中,将半径远小于波长的聚苯乙烯微粒放在铜盘表面,受声辐射力作用,稳定后微粒分布为环状图案。将毫米量级的聚乳酸圆盘悬挂在铜盘上方,受声学OAM作用,吸声圆盘绕中心轴旋转,发现声束产生的力矩与聚乳酸圆盘吸收的声能量和声束所携带的轨道角动量阶数的乘积成正比,与圆盘匀速旋转的频率成反比,可用于估算涡旋声束对物体的力矩作用大小。



声学 OAM 的这种力学效应在医学超声等领域具有重大的应用前景(例如用于对细胞或微流的精准操控)<sup>[19, 20]</sup>。

### 3 声学 OAM 的产生与操控

具有螺旋形相位分布并携带 OAM 的声涡旋场的生成技术可以分为有源及无源两大类。有源技术本质上属于声学相控阵技术,其原理是使用多个独立调控的声学换能器来构成阵列,产生所需的螺旋形的空间相位分布。Hefner 和 Maston<sup>[21]</sup>提出了一种用黄铜环与沿表面拉伸的环状聚偏氟乙烯(PVDF)压电薄膜构成的换能器结构,通过对铜环及 PVDF 在特定点进行切割并控制断点处的偏移量(图 4(a)),可以使铜环以类似弹簧的形式运动,其表面高度成为方位角的一个连续函数:  $z_T = \lambda\theta/2\pi$ , 从而产生具有螺旋波阵面(即传播相位满足  $\exp(i\theta)$ )的涡旋声束。为解决该设计中存在的阶数无法调整及灵敏度低下等问题,他们继而提出了一种由 4 块等大小的压电片(每块的面积为 2 英寸×2 英寸)构成的设计<sup>[22]</sup>, 每块压电片受到一个单独的脉冲信号驱动,使相邻两个片子之间的相位差为 90°(即图 4(b)中编号为 1—4 的片子所受驱动信号的相位分别为 0°, 90°, 180°, 270°)。然而,为了产生近乎连续的螺旋状波阵面,通常需要使用大量换能器来构成声学阵列,并通过繁杂的电路来对单个单元进行独立操控,确保每个换能器对应的驱动信号相位受到精确调制。Riaud 等人<sup>[23]</sup>采用了由 32 个叉指换能器单元组成的阵列,结合频域滤波技术来产生声表面波的涡旋声场,在实验上成功产生了 1 阶和 7 阶的表面涡旋波,并证明了涡旋中心的暗斑大小随着阶数的上升显著扩大(1 阶和 7 阶时分别为 50  $\mu\text{m}$  和 500  $\mu\text{m}$ ),同时带来 OAM 的增强。Marchiano 和 Thomas<sup>[24]</sup>则使用了 61 个压电换能器组成的阵列来产生高阶的单个涡旋声束,并基于此研究了不同涡旋声场之间的相互作用,在实验上证明了具有相同拓扑荷数的声涡旋呈现出与光学涡旋截然

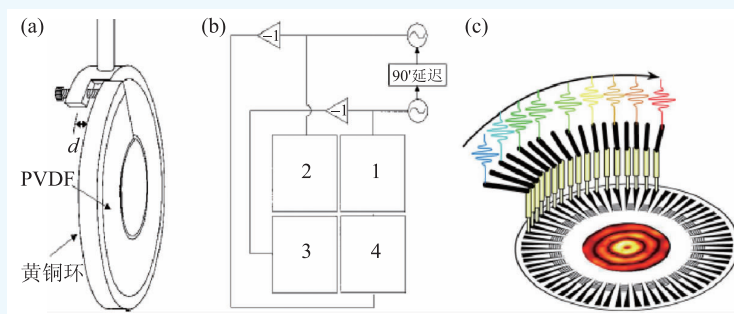


图 4 (a)利用黄铜环和 PVDF 组成的可产生涡旋声束的换能器示意图; (b)由 4 块压电片组成的涡旋发生阵列原理图; (c)由 32 个叉指换能器单元组成的用于产生表面波涡旋的声学阵列<sup>[21-23]</sup>

不同的情形,会沿着平行的直线继续传播而不发生相互作用;而当拓扑荷数符号相反时,则会由于拓扑荷数守恒的要求而逐渐合并,最终在一定距离之外完全消失。Demore 等人在实验中甚至采用了由 1000 个声源构成的阵列来精确产生涡旋声场<sup>[9]</sup>。因此,声学 OAM 的有源产生方法需要高昂的成本和复杂的电路,而每个换能器单元自身也需要有一定的大小,这也为其在高频范围的应用带来了一定的困难。

与有源方法相比,利用无源材料(passive materials)来产生声学 OAM 是一种更为简便和廉价的手段。Gspan 等人<sup>[25]</sup>提出了第一个利用光声效应来产生涡旋声波的方法,其机理是通过在水槽中用脉冲激光来照射一个具有特殊结构的吸声表面,利用材料受热后产生的热弹效应激发向另一侧传播的压力波。实验中选择了长度为毫秒量级的脉冲激光,其优势在于该脉冲足够短,因而具有足够高的能量峰值,可以获得超声信号的有效激发;另一方面,其长度又足以满足进行外部调制的需要,从而在对医学超声至关重要的 MHz 频段激发超声信号。图 5 展示了用于产生涡旋声场的吸声体形状及激光入射和超声束出射的方向。由图 5 可看出,垂直入射的激光脉冲可以激发同方向的涡旋声束。理论计算与实验测量都证明了当螺旋结构的螺距与波长匹配(满足  $|z|/\lambda = \theta/2\pi$ )时,在入射面的异侧(具有平整表面)可以检测到涡旋声场。换言之,吸声表面的高度须满足  $z = \pm\lambda\theta/2\pi$ , 即整个结构的尺度要大于工作波长。

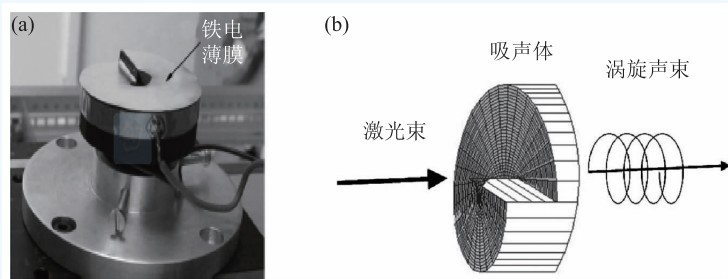


图5 (a)多孔铁电驻极体薄膜用导电胶粘结在螺旋形表面上形成的声涡旋发生器样品照片, 外半径为40 mm; (b)利用螺旋形吸声表面在激光照射下产生涡旋声束的原理示意图<sup>[25, 26]</sup>

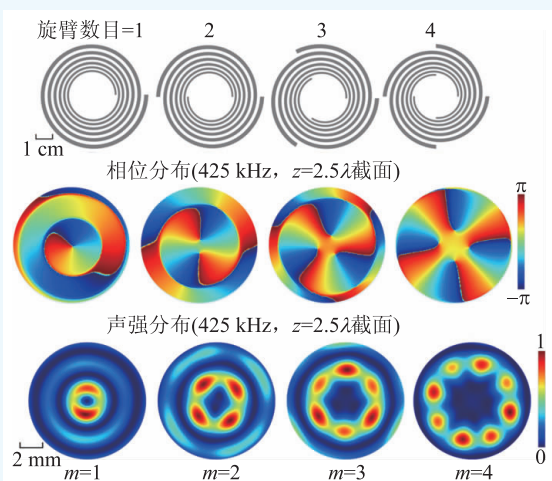


图6 具有不同旋臂数目的声涡旋场发射器的结构示意图以及特定频率声波入射时在特定位置平面上产生的涡旋场的相位和声强分布

Ealo 等人<sup>[26]</sup>提出了利用多孔铁电驻极体 (cellular ferroelectrets) 材料在空气中产生涡旋声场的理论方法, 并在实验上加以实现。此类材料具有  $d_{33}$  压电系数高、工作带宽大、声阻抗低等优势, 因而有利于达到带宽、方向性、灵敏度及成本之间的平衡, 且可更好地与空气间实现声学匹配。此外, 还具有很高的可塑性, 能够用于制备具有各种可展曲面的换能器结构。实验样品是通过将多孔铁电驻极体薄膜用导电胶粘结在高度呈螺旋状分布的表面上形成 (如图 5(a) 所示, 螺距大小为 3.45 mm), 并用中心频率为 100 kHz 的脉冲信号进行驱动。在频率大于 150 kHz 时, 薄膜电声性能的均一性变差, 因此其表面的振速分布将变得不均匀。然而在 100 kHz 以下的频率范围内, 薄膜表面的振动模式可以近似用活塞振动模型描

述, 因此能够在目标频段产生近乎理想的螺旋状波阵面。

然而, 上述利用螺旋厚度的原理仅能设计出单频率有效的涡旋场发射器, 厚度需要受到调制的固有限制使其不能同时在入射/出射端有平整外形。而平面状、小体积的特点在实际中具有重要价值。此外, 所产生的声涡旋场通常仅能够在短距离内保持涡旋场的拓扑数稳定。针对这些问题, Jiang 等人<sup>[27]</sup>利用结构对声波的衍射作用, 设计了一种由亚波长螺旋裂缝耦合形成的平面型声涡旋场发射器, 并首次在理论和实验中在宽频范围内产生拓扑数稳定的声涡旋场。图 6 为具有不同旋臂数目的声涡旋场发射器的原理示意图, 以及所产生的涡旋场的相位、声强分布图。由图 6 可看出, 对于分别具有 1 条—4 条旋臂的器件, 当与特定波长的入射声波相互作用时, 在一个环形回路中的相位变化分别为  $2\pi$ 、 $4\pi$ 、 $6\pi$  和  $8\pi$ , 对应拓扑荷数为  $m=1, 2, 3$  和  $4$ , 表明该设计能够通过调整旋臂的数目来控制涡旋场的阶数。图 7 为不同频率及不同传播距离上涡旋场相位分布的实验和仿真结果对比图, 实验测量与理论计算的结果能够很好吻合, 证明所设计的涡旋场发生器件能够在宽频带内工作, 并在较长距离内产生拓扑数稳定的声涡旋场。该工作在 *Applied Physics Letters* 作为封面文章发表并在美国物理学会的 Facebook 主页进行报道。

#### 4 用声学共振引入 OAM 的新机制

无源方法克服了必须引入复杂电路控制的限制。然而基于声学衍射效应的设计方案, 要求结构尺寸远大于声波长, 且结构自身必须具有螺旋分布的几何特征, 即通过引入螺旋分布的传播路径来产生涡旋场所需的螺旋形相位分布。此外, 声波能量的透射效率也受到局限。因此, 传统的声涡旋生成方法中存在的各种缺陷对其在实际中的应用潜力产生极大限制。如何利用小尺度、平

面型的简单非螺旋状结构来高效产生声轨道角动量,是一个亟待解决的关键科学问题。

为了审视传统方法中存在的基本局限并发展新的物理机制, Jiang 等人<sup>[28]</sup>从产生螺旋形相位分布的普适关系出发:

$$\varphi_{\text{out}}(\theta) = \varphi_{\text{in}} + k_{\text{eff}}l,$$

从这个简单关系可以看出,产生 OAM 从根本上说是需要螺旋形的相位分布  $\varphi_{\text{out}}$ ;而在传统方法中,  $\varphi_{\text{out}}$  对  $\theta$  的螺旋形依赖关系仅通过两种方法引入:一种是利用前面提到的主动声源技术,直接产生具有螺旋分布的初始相位  $\varphi_{\text{in}}$ ,这将带来高成本与复杂性的问题<sup>[9-16, 21-24]</sup>;另一种是使用特殊设计的无源结构来使得传播路径在角度方向呈螺旋形状分布,带来体积庞大及形状复杂的问题<sup>[17, 18, 25-27]</sup>。

基于这样的分析, Jiang 等人提出了一种引入声学 OAM 的全新物理机理:无须依赖随  $\theta$  变化的入射相位  $\varphi_{\text{in}}$  或传播距离  $l$ , 直接通过操控结构中的等效波数  $k_{\text{eff}}$ , 使之具有对角度的特殊依赖关系。由图 8 可直观看出,入射的是轴对称分布的平面波,其入射相位  $\varphi_{\text{in}}$  对角度  $\theta$  无依赖关系,而所设计的非螺旋状平面结构中,声波传播距离  $l$  也是一个常数,对角度  $\theta$  同样无依赖关系,但通过在平面共振层中激发出适当的声学共振,即可产生沿角度方向分布的等效波数  $k_{\text{eff}}$ , 最终形成特定阶数的声涡旋场。直观地说,就是用共振层将原本不具有声学 OAM 的入射平面波的波阵面“拧”成螺旋形,使之携带 OAM。显然这是一种引入声学轨道角动量的全新机制。

基于此,我们利用声学超构材料完成了结构设计并器件制备。所设计的平面共振层结构如图 8 所示,由 8 个扇形区域的共振体组成(该结构用于产生 1 阶声涡旋场,高阶涡旋场可通过直接增加扇形区域数目生成)。每一扇形区域由沿半径方向的三排共振体组成。同样,可通过增加共振体

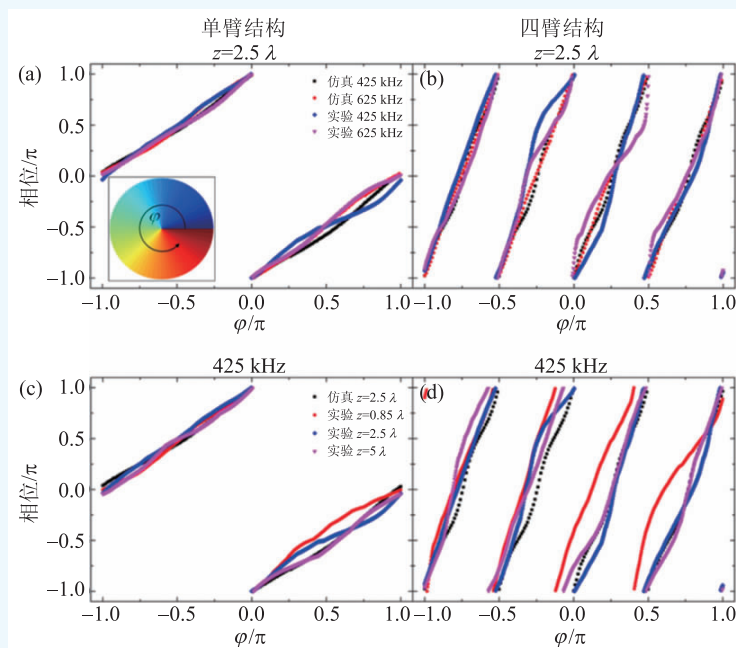


图 7 不同频率下(a, b)及不同传播距离上(c, d)涡旋场相位分布的实验和仿真结果对比

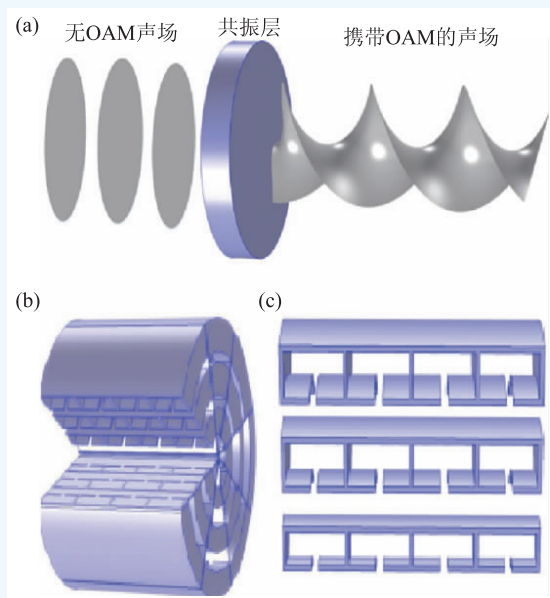


图 8 (a)利用超构材料激发声学共振产生 OAM 的原理示意图; (b)平面共振层的超构材料实现; (c)单个扇形区域的内部结构示意图

数目来增大半径。每一排由 4 个亥姆霍兹共振腔和一根直管组成,其中亥姆霍兹共振腔的串联用于实现对等效波数  $k_{\text{eff}}$  的自由灵活调控,将其与直管组合是为了产生特殊的杂化共振,以克服共振腔与空气之间的声阻抗失配,从而保证在实现



波数调控的同时保持高的能量透射。整个器件的厚度选为半个波长,该厚度属于亚波长尺度范畴,可确保杂化共振的产生,同时又避免了过于狭小的结构可能带来的粘滞效应对器件工作效率的降低。

我们首先用数值计算展示了所提出的新方案的有效性。图9(a)为数值计算得到的透射声波的声压空间分布,可看出沿传播方向上,波阵面如预期的那样受到扭曲,呈现螺旋形分布。通过在4个与声源距离不同的平面上计算其相位与声强分布,可以证明在很短的一个临界距离外,都可以形成完美的声涡旋场。利用三维打印技术制备了实验样品,在波导管中测量了不同传播距离上的相位与声强的分布。由图9(b)和(c)可看出,实验测量结果与理论计算结果能很好地吻合,表明所设计的结构可以有效地将声学共振转化为角动

量。

与传统的有源及无源方法相比,基于这种新原理设计的声学共振结构具有大于95%的高能量透射率、超薄的结构尺度及完全平整和非螺旋状的几何结构,并且其材料选择广泛,结构简单,极大降低了设计与制备的难度。这一设计思路具有很大的灵活性,能够通过调整声学共振体的几何参数对角动量阶数进行精确控制。为使用微型化、集成化的声学结构产生任意拓扑阶数的声学轨道角动量提供了关键支持,开辟了声学角动量产生与操控的新途径,有望产生广阔的应用前景。

## 5 用OAM开辟新的声通信自由度

目前,声波是水下长距离通信的唯一信息载体。然而,考虑到高频声波在水下传播时的能量衰减很大,水下声学通信通常采用不超过20 kHz的通信频率,导致通信频带宽度及数据传输效率受到极大限制。尽管近几十年来相继提出的频域及时域的多路复用技术(wavelength-division multiplexing, WDM; time-division multiplexing, TDM)已经获得显著效果,但声波的频率与波速都远低于电磁波,仍难以满足快速增长的水声通信能力方面的需求。此外,声波作为压力波,不存在电磁波中固有的偏振或自旋等物理效应,致使人们无法利用这些机制来方便地拓展信道容量。因此,如何在现有频分多路和时分多路技术的基础上,进一步扩充声学通信信道容量,是一个巨大的挑战。这要求我们必须利用独立于时域和频域之外新的自由度来进一步扩充水下声信号传输的信道容量。

声学OAM作为独立于时间和频率的新自由度,成为扩充水下通信信号传输信道容量的全新选择。尽管在电磁领域中基于OAM的通信技术已

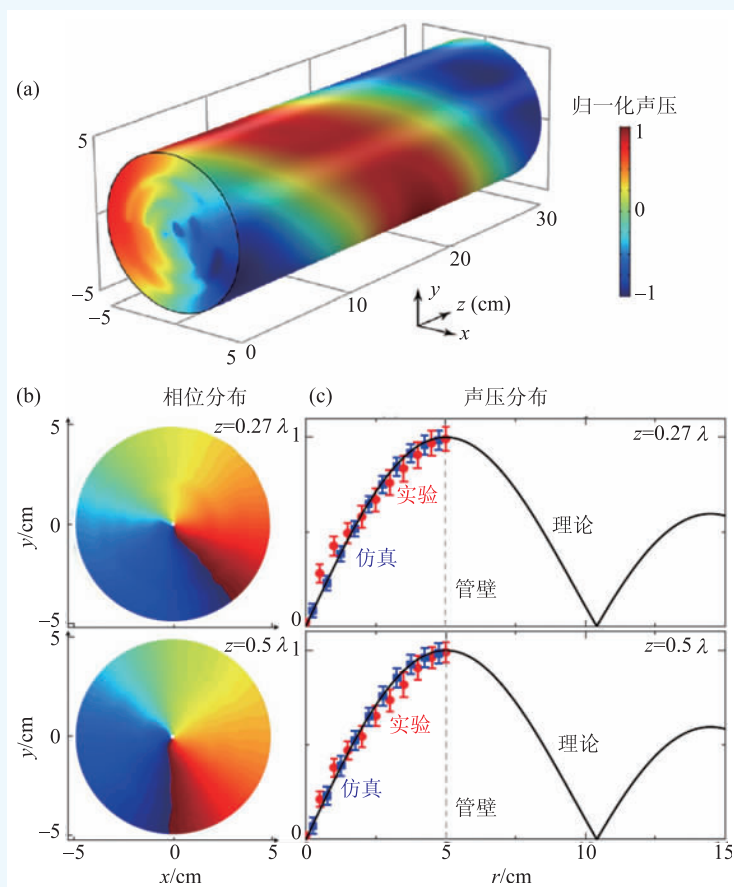


图9 (a)数值计算得到的空间声压分布及在远场区域的两个不同平面上实验测量得到的(b)相位分布及(c)声压分布

经获得较大发展, 利用声学 OAM 进行信息传输方面的研究仍然刚刚起步。2017 年 7 月加州大学 Berkeley 分校的张翔教授课题组提出了一种基于有源换能器阵列的声学 OAM 通信技术<sup>[29]</sup>。其原理是通过一个由 64 个声源(每一圈包括 16 个等间距放置的换能器, 共 4 圈)辐射出用复合涡旋态编码的信号组成的相控阵产生包含 8 个拓扑荷数(-4—-1 阶及 1—4 阶)的声涡旋场, 并在接收端用另一个声学相控阵进行接收和解调。该工作中展示了英文字符的传送, 每个字母用一个字节长度的 ASCII 码编码, 因此共选用 8 个 OAM 态进行编码, 每一个态表示一个 bit(图 10(a))。对应的态有信号输出时, 对应“1”; 信号关闭时则对应“0”。通过计算不同阶数的声涡旋场的声压幅度和相位之间的内积, 证明了 8 个 OAM 态之间满足正交关系, 提供了可用于展宽数据传输物理信道数目的一组正交基(图 10(b))。实验测量到的不同 OAM 态之间的串扰(cross-talk)小于 -8.54 dB。张翔教授小组在实验上展示了利用这种 OAM 态的调制技术来传送单词“Berkly”。由于 OAM 调制的涡旋声束是用同一个换能器阵列发出, 实验中将每一个字母对应的字节中的总幅度相等(即信号能量平均分配在每个字母对应的字符中所有的编码为“1”的态上, 如图 11(a)所示)。通过在接收端处一个尺寸为  $22.4\lambda \times 22.4\lambda$  的区域内进行声场扫描( $\lambda$  为工作波长), 并利用计算机对扫描得到的声场幅度与相位进行内积运算。经过这种信号后处理, 将相互重叠的 8 个 OAM 态分离开来, 并从中解调出了所包含的信息(图 11(b))。张翔小组还通过理论计算与实验测量分析了这种 OAM 传输技术的位出错率(bit error rate, BER)与接收端换能器数目之间的关系, 发现只有当换能器数目较大时方可获得较低 BER, 但继续增加换能器数目并不会进一步降低 BER。

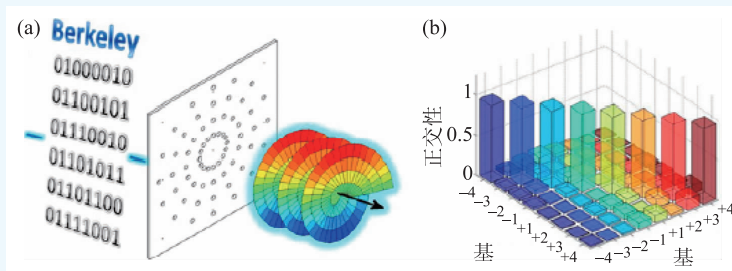


图 10 (a)实验原理示意图; (b)不同基函数之间的正交关系<sup>[29]</sup>

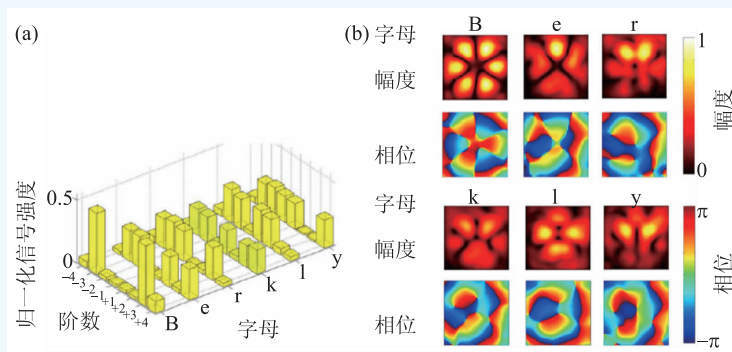


图 11 (a)单词“Berkly”对应的 ASCII 编码方式; (b)实验测量得到的单词“Berkly”对应的调制信号包含的 8 个 OAM 态的声压幅度与相位<sup>[29]</sup>

我们同步开展了基于声学 OAM 的信号传输技术的研究工作, 但采用了一种不同的原理。在信号发射端, 使用了 8 个换能器单元构成的相控阵来传递携带了信息的复合 OAM 波束(如图 12(a)所示, 每个单元产生的信号幅度和相位能够单独调控), 但待传输的信息并非仅调制到 OAM 的开/关状态上, 而是直接使用了不同阶数的 OAM 声束来作为信息载体, 因而可以有效利用 OAM 声场的其他性质, 可与现有的其他多路复用方法同时使用。图 12(b)展示了产生  $1^{\text{st}}(1, 0) + 2^{\text{nd}}(1, 0)$  时发射端 8 个传感器分别发出的时域信号, 其中  $m^{\text{th}}(A, \phi)$  表示幅度和相位分别为  $A$  和  $\phi$  的  $m$  阶 OAM 声场的声压。以单频声波为例, 利用  $m=1$  和  $m=2$  两种 OAM 态进行编码可以传输 2 bits 的信息; 但如果将信息编码在相位, 可利用现有的 1/4、1/8 及 1/16 相位键控技术等已有编码手段来实现编码, 可分别传输 4 bits、8 bits 及 16 bits 的信息。若同时再采用幅值进行编码, 同样可以根据不同的幅值编码技术实现多 bit 的信息传输。从图 12(d)——(f)可看出, 利用 OAM 声束来编码信息



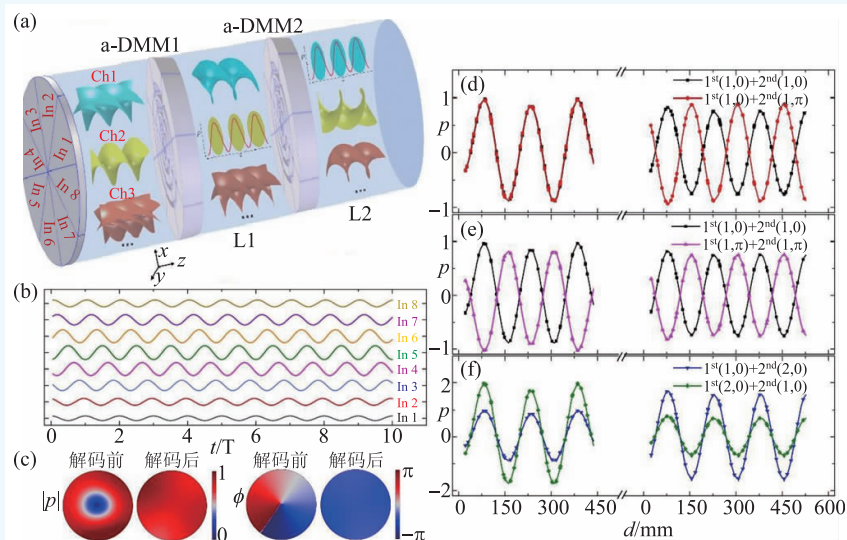


图12 (a)基于声学OAM的调制—解调原理示意图；(b)产生特定复合信号时发射端8个传感器发出的时域信号；(c)用超构表面解码前后的信号幅度(左侧)及相位(右侧)分布图；(d—f)不同复合信号在解码端两个区域中的分布情况

时，不同阶数的OAM信号不仅相互之间完全正交，而且也与OAM声场的幅度与相位完全独立。因此，这种编码方式可以直接与现有的多路复用技术兼容，在不增加额外负担和开销的情况下开辟一个新的通信自由度。

在接收端，则采用了基于无源超构表面的实时解调原理。在前期工作中<sup>[28]</sup>已经证明了可以利

用超构表面对声学体系引入OAM，即使得 $m=0$ 的声场的阶数上升为 $m=1$ 。根据线性体系的互易原理，当此类结构与OAM声束作用时，可以反过来对其进行降阶，即将携带OAM的涡旋声场变成不含OAM的平面声场(图12(c))。对于共使用 $N$ 阶OAM声束进行编码的系统，通过在接收端依次放置 $N$ 个相同的解调超构表面(de-multiplexing metasurface, DMM)(每个表面设计为将拓扑荷数 $m$ 降低1阶)，可将OAM声束转化为阶数变化的OAM

声束或平面波，最终确保每一阶OAM声束都在特定位置转化为平面波，例如 $m=1$ 阶的OAM在第一个DMM之后变为平面波， $m=2$ 在第二个之后，以此类推(图12(a))。在该解调技术中，我们巧妙地利用了OAM声束中心的声强零点(null center)这一通常被认为平庸的性质，使之在不同阶数的OAM声束的分离机制中扮演关键作用。

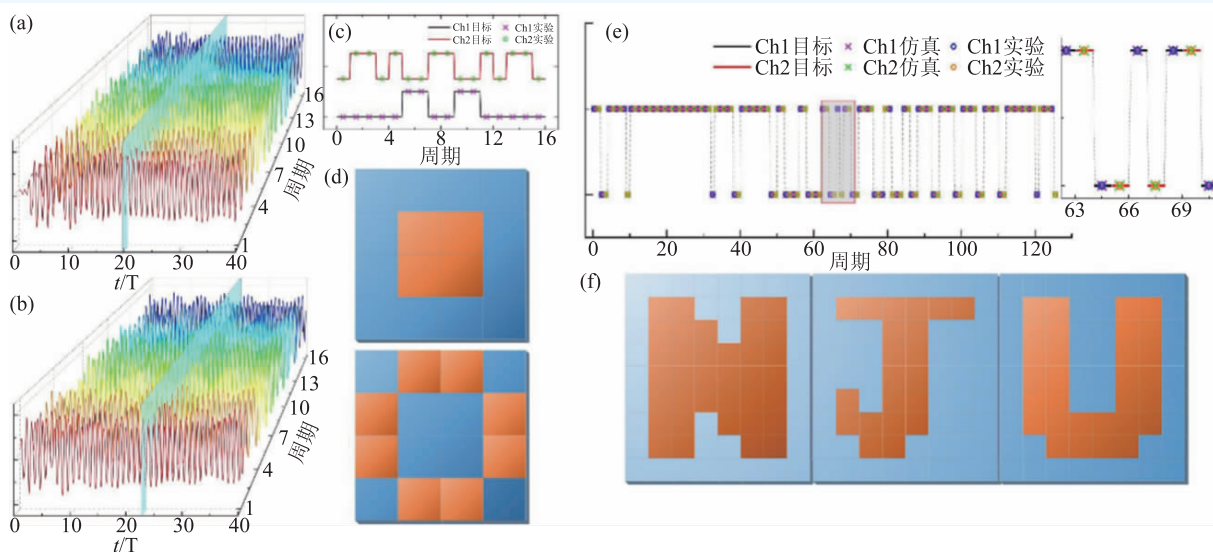


图13 (a, b)实验中DMM1前部与后部放置的两个换能器分别接收到的时域信号；(c) $m=1$ 和 $m=2$ 的两个OAM波束代表的信道发射和接收到的数据流；(d)从两个信道中接收到的数据流中重建出的信息；(e)采用MCM技术沿 $m=1$ 和 $m=2$ 的OAM波束代表的两个信道并行传送的高速数据流(数值模拟+实验测量结果)；(f)MCM实验中从两个并行信道接收到的数据流中重建出的信息

由于当且仅当  $m$  降至 0 时解调端对称中心处的场强方不为零, 因此通过依次在每一个 DMM 之后的区域中直接检测中心处声强大小, 即可简便而高效地测量出发射端处具有相应阶数的 OAM 声束的幅值和相位信息。这种基于无源超构材料的解调原理无需在接收端使用大量换能器组成的相控阵或在空间上进行声场扫描, 亦不依赖计算机对所接收信号进行任何后处理, 仅需单个固定位置的换能器即可实现对不同阶数 OAM 声束所携带信息的解调, 且声波与 DMM 器件作用后即完成解调过程, 因而是一种无需任何信号处理、不存在时间延迟的实时解调技术。实验中展示了用  $m=1$  和  $m=2$  的 OAM 波束代表的两个信道分别传送不同图案(图 13(a)—(d))的高容量声学通信效果, 以及利用两个信道并行传送高速数据流的多载波调制技术(multi-carrier modulation, MCM), 如图 13(e), (f)所示。实验结果表明由于该 OAM 通信技术不需要整个涡旋声场的信息进行完备测量及后续的信号处理过程, 因而可以在单传感器测量的情况下保持极高的传输准确率。

这些工作为利用声学 OAM 实现信号远距离高效传输迈出了重要的第一步, 证明了其开辟的新自由度在高速声学通信方面的巨大应用潜力。

## 6 结束语

对声波引入 OAM 开辟了新的声波操控的自由度, 近年来成为了科学研究的热点问题。与需要依赖于随角度呈螺旋变化关系的入射相位或传播距离的有源与无源方法相比, 近年来声学人工材料的发展为声学 OAM 的产生与调控研究注入

了新的活力。对声学 OAM 进行研究与利用, 不仅富含基础性的学术意义, 亦有望在各种重要场合表现出广阔的应用前景。除了 OAM 可以向物体传递的力学效应在粒子操控、声波悬浮等领域的典型应用之外, 最近人们还进一步发现了其在声学通信方面可能产生的激动人心的巨大潜力。由于携带不同 OAM 的声波束彼此之间具有正交性, 因此可以将携带 OAM 的声学涡旋场作为一组独立的信息编解码基矢进行信号传输, 不同阶数的声学涡旋场代表了不会发生混叠的不同信道, 且由于 OAM 与传统的多路复用自由度如频率、相位、幅值等相互正交, 这保证了能够利用 OAM 作为独立于传统技术的新的自由度, 方便地与现有的多路复用传输系统合并兼容, 因而有望带来水下声学通信技术方面的巨大变革。当然我们也注意到当前研究中尽管已经初步证明了声学 OAM 所蕴含的潜力, 但还远远无法满足实际应用的需求, 例如如何真正建立高效、无失真、大容量的新一代声学通信系统仍然是严峻挑战。总之, 目前对携带 OAM 的涡旋声场的研究方兴未艾, 是一个具有蓬勃生机的科研领域, 必将吸引更多科研人员投身其中。可以预见的是, 对声学 OAM 的研究将继续向纵深发展, 我们在不断探索新的产生与操控声学 OAM 的物理机理的同时, 还应更多地以国家重大需求为导向, 探究如何通过这一全新维度的打开来切实解决医学诊疗、水下通信及海洋探测等关乎国计民生的关键问题, 最终制造出具备实际功用的声学角动量器件并真正实现其应用化, 带来声学技术层面的重大革新。

## 参考文献

- [1] Uchida M, Tonomura A. *Nature*, 2010, 464: 737
- [2] McMorran B J, Agrawal A, Anderson I M *et al.* *Science*, 2011, 331: 192
- [3] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C *et al.* *Phys. Rev. A*, 1992, 45: 8185
- [4] Dennis M R, O'Holleran K, Padgett M J. *Prog. Opt.*, 2009, 53: 293
- [5] Hefner B T, Marston P L. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1999, 106: 3313
- [6] Gspan S, Meyer A, Bernert S *et al.* *J. Acoust. Soc. Am.*, 2004, 115: 1142
- [7] Thomas J L, Marchiano R. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91: 244302
- [8] Zhang L K, Marston P L. *Phys. Rev. E*, 2011, 84: 065601(R)
- [9] Demore C E M, Yang Z Y, Volovick A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108: 194301

- [10] Lee J, Lee C, Kim H H *et al.* Biotechnol. Bioeng., 2011, 108: 1643
- [11] Foresti D, Nabavi M, Klingauf M *et al.* Proc. Natl. Acad. Sci. U. S.A., 2013, 110: 12549
- [12] Shi J, Ahmed D, Mao X *et al.* Lab Chip, 2009, 9: 2890
- [13] Courtney C R P, Demore C E M, Wu H X *et al.* Appl. Phys. Lett., 2014, 104: 154103
- [14] Volke-Sepúlveda K, Santillan A O, Boullosa R R. Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 024302
- [15] Anhäuser A, Wunenburger R, Brasselet E. Phys. Rev. Lett., 2012, 109: 034301
- [16] Hong Z Y, Zhang J, Drinkwater B W. Phys. Rev. Lett., 2015, 114: 214301
- [17] Wang T, Ke M Z, Li W P *et al.* Appl. Phys. Lett., 2016, 109: 123506
- [18] Ye L P, Qiu C Y, Lu J Y *et al.* AIP Advances, 2016, 6: 085007
- [19] Friend J, Yeo L Y. Rev. Mod. Phys., 2011, 83: 647
- [20] Lee J, Lee C, Kim H H *et al.* Biotechnology and Bioengineering, 2011, 108: 1643
- [21] Hefner B T, Marston P L. J. Acoust. Soc. Am., 1998, 103: 2971
- [22] Hefner B T, Marston P L. J. Acoust. Soc. Am., 1999, 106: 3313
- [23] Riaud A, Thomas J L, Charron E *et al.* Phys. Rev. Appl., 2015, 4: 034004
- [24] Marchiano R, Thomas J L. Phys. Rev. E, 2005, 71: 066616
- [25] Gspan S, Meyer A, Bernet S *et al.* J. Acoust. Soc. Am., 2004, 115: 1142
- [26] Ealo J L, Prieto J C, Seco F. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, 2011, 58: 1651
- [27] Jiang X, Zhao J J, Liu S L *et al.* App. Phys. Lett., 2016, 108: 203501
- [28] Jiang X, Li Y, Liang B *et al.* Phys. Rev. Lett., 2016, 117: 034301
- [29] Shi C Z, Dubois M, Wang Y *et al.* PNAS, 2017, 114: 7250
- [30] Jiang X, Liang B, Qiu C W *et al.* arXiv: 1706.08944

读者和编者

## 订阅《物理》得好礼

——超值回馈《岁月留痕》  
——<物理>四十年集萃

为答谢广大读者长期以来的关爱和支持，《物理》编辑

户名：中国科学院物理研究所

帐号：112 501 010 400 056 99

(请注明《物理》编辑部)

咨询电话：010-82649266；82649277

Email: physics@iphy.ac.cn

部特推出优惠订阅活动：向编辑部连续订阅2年《物理》杂志，将获赠《岁月留痕——<物理>四十年集萃》一本(该书收录了从1972年到2012年在《物理》发表的40篇文章，476页精美印刷，定价68元，值得收藏)。

希望读者们爱上《物理》!

订阅方式(编辑部直接订阅优惠价180元/年)

### (1) 邮局汇款

收款人地址：北京603信箱，100190

收款人姓名：《物理》编辑部

### (2) 银行汇款

开户行：农行北京科院南路支行

