

基于压电声子晶体板波声场的微粒操控*

王俊¹⁾²⁾ 蔡飞燕^{2)3)†} 张汝钧²⁾ 李永川²⁾周伟²⁾ 李飞²⁾³⁾ 邓科^{1)‡} 郑海荣²⁾³⁾

1) (吉首大学物理系, 吉首 416000)

2) (中国科学院深圳先进技术研究院, 劳特伯生物医学成像研究中心, 深圳 518055)

3) (医学成像科学与技术系统中国科学院重点实验室, 深圳 518055)

(2023 年 11 月 29 日收到; 2023 年 12 月 29 日收到修改稿)

声镊可以非接触、无损伤地操控微粒, 在细胞分离、组织工程、材料组装等领域具有广阔的应用前景. 近期有研究利用声人工结构调控声场提升声镊性能, 然而, 与换能器分离的人工结构导致声镊装置复杂且操控现象不太稳定. 本文基于压电声子晶体板调制声场实现对微粒的灵活操控, 其主要机制是由压电陶瓷片构成的压电声子晶体板可激发 A_0 模式 Lamb 波模式和共振周期声场模式, 板上微粒在这两个模式中分别受到平行于板面的声停滞力和垂直于板面的声捕获力或声悬浮力, 从而实现排列、捕获、悬浮等多种模式的灵活操控. 由于压电声子晶体板整合了换能器与声人工结构, 该器件为研究高精度、低能耗、紧凑型声镊技术提供了物理基础和实验验证.

关键词: 压电声子晶体, 声辐射力, 声镊, 微粒操控**PACS:** 43.25.Qp, 43.20.+g, 43.38.+n**DOI:** 10.7498/aps.73.20231886

1 引言

声波操控微粒是利用声场和微粒之间的动量传递导致微粒受到声辐射力的作用而控制其运动^[1,2], 由于其具有非接触、无损伤、穿透深、无需对微粒进行化学标记、装置简单易集成等优点, 在细胞分离、组织工程、材料组装等领域具有广阔的应用前景^[3-8].

声场形态是决定操控微粒性能的关键因素之一. 传统声波操控技术根据声波产生的方式分为表面波 (surface acoustic wave, SAW) 操控和体波 (bulk acoustic wave, BAW) 操控. 表面波是指沿

着弹性材料表面传播的波, 其能量大部分局域在弹性材料表面上. 表面波一般是通过在压电材料表面镀叉指电极 (IDTs), 当通过对叉指电极施加交变电流, 会引起压电材料产生形变, 导致表面波产生并在压电材料基底表面传播. 由于一般基底厚度需要大于几百微米, 因此表面波的工作频率较高, 一般大于 20 MHz. 早在 2003 年, Wixforth^[9] 利用声表面波实现液滴驱动; 随后, Strobl 等^[10] 利用声表面波实现了对微量液滴的分离; Alzuaga 等^[11] 利用声表面波实现了对液滴在二维平面上运动的控制; 除了驱动控制液滴, Wixforth^[12] 还将声表面波用于流体样本的混合; Alvarez 等^[13] 利用声表面波驻波场, 实现了液滴中的聚合物粒子的阵列化排布;

* 国家自然科学基金 (批准号: 11974372, 12004409, 11964011, 12074402) 和深圳市科技计划 (批准号: RCJC20221008092808013, JCYJ20200109105823170, JCYJ20200109110006136) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fy.cai@siat.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: dengke@jnu.edu.cn

Shi 等^[14]利用声表面波驻波场实现了细胞的一维和二维排列. Li 等^[15]利用全息表面波声镊实现了对不同尺寸的固体进行精确分类和对液滴进行主动变形. 目前, 表面波已经实现了微粒、细胞、微泡、线虫等的排列、移动、聚集、分离等操控. 值得注意的是, 声表面波进入操控的流体后, 一般会转变为漏 (leaky) 表面波, 并以体波形式继续在流体中传播, 并产生声辐射力或声流拽力操控流体中的微粒^[16]. 因此, 上述研究中的声源产生方式是表面波, 但操控微粒利用的仍然是体波声场.

体波一般是指由压电材料在厚度方向振动产生并在背景流体介质 (如水、空气等) 中传播的波. 例如, Wu^[17]用两个换能器形成的驻波声场实现了对青蛙卵的捕获; Lee 等^[18]利用单换能器产生的聚焦声场实现了对液滴的捕获. 由于换能器直接产生的体波声场形态比较单一, 有两种方式用于声场调控从而实现多样化操控. 一种方式是利用换能器阵列, 通过调控每个阵元的相位或幅度, 实现任意声场的产生, 如 Marzo 等^[19]利用面阵换能器产生的声场实现了微粒在三维空间内的移动与捕获. 但面阵换能器及其电路控制系统复杂昂贵, 且其声场精度受限于换能器阵元间距, 难以产生高精度声场实现高精度操控. 另一种方式是换能器与人工结构结合产生调制声场实现微粒的多样化操控. 如 Melde 等^[20]利用相位板实现高精度全息声场, 并将 PDMS 微粒排列成复杂的和平鸽图案; Memoli 等^[21]利用人工结构实现了涡旋场, 并实现了微粒在三维空间内的捕获. 本课题组利用换能器激励声子晶体板产生零阶非对称 (A_0) 兰姆波 (Lamb) 模式, 获得周期梯度局域强场, 实现水中大规模微粒的捕获、排列、筛选和移动^[22,23]. 但是, 由于换能器与声子晶体板处于分离状态, 导致该装置结构复杂且操控现象不稳定. 为了解决上述问题, 本文设计压电声子晶体板实现对板波模式的激发, 从而对微粒的灵活操控, 该工作为微粒的操控提供了灵活、稳定、可微型化、集成化的器件.

首先研究覆盖周期电极的压电声子晶体板的色散曲线和共振谱, 发现覆盖电极的压电板可以在低频产生两个共振增强峰, 其中第 1 个共振频率为零阶非对称 (A_0) 兰姆波模式, 第 2 个共振频率为周期共振波模式. 然后, 研究微粒在压电板表面受到的声辐射力, 发现微粒在上述两个模式中分别受到平行于板的声停滞力和垂直于板的声捕获力或

声悬浮力. 进一步研制了压电声子晶体板结构, 并构建了微粒操控系统, 在实验上实现了微粒的捕获排列、悬浮排列等多种模式的灵活操控. 该工作为研制高精度、低能耗、紧凑型声镊装置提供了物理基础和实验验证.

2 理论模拟

2.1 理论模型

本文设计的压电声子晶体板是一块厚度 $t = 0.45 \text{ mm}$ 型号为 TJ-47 的压电陶瓷平板, 其上表面溅射周期为 p 的电极阵列, 电极单元的宽度为 a , 下表面溅射整面电极, 如图 1(a) 所示. 被操控物体为浸没在水中半径约为 $r = 40 \text{ }\mu\text{m}$ 聚苯乙烯 (PS) 微球. 相关材料的声学参数在表 1 列出.

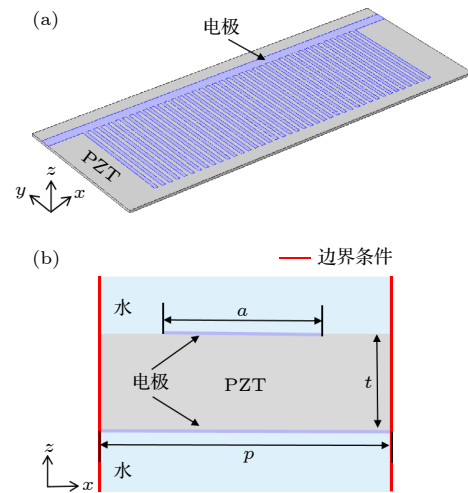


图 1 (a) 压电声子晶体板示意图; (b) 压电声子晶体板单元示意图

Fig. 1. (a) Schematic of the piezoelectric phononic crystal plate; (b) schematic of the piezoelectric phononic crystal plate in one unit cell.

采用 COMSOL Multiphysics®有限元软件^[24]数值模拟压电声子晶体板的色散曲线、共振谱、声场分布以及声辐射力分布. 计算区域为一个单包周期结构, 如图 1(b) 所示. 计算模型采用压力声学、固体力学和静电模块. 计算色散曲线采用频域中的特征频率模块, 左右两边采用 Bloch 边界条件, 上下采用平面波辐射边界条件; 计算共振谱、声场分布及声辐射力分布采用频域中的频域模块, 左右两边采用周期边界条件, 上下采用平面波辐射边界条件; 上表面电极选择终端, 电压为 1 V, 下表面电极选择接地; PS 微球位于压电声子晶体板上表面.

表 1 材料声学参数
Table 1. Material acoustic parameters.

材料特性	符号	数值
弹性系数 C_{pq}/GPa	C_{11}	15.6
	C_{12}	8.9
	C_{13}	8.8
	C_{33}	13.2
	C_{44}	3.1
	C_{66}	3.4
压电系数 $e_{ip}/(\text{C}\cdot\text{m}^{-2})$	e_{15}	14.3
	e_{31}	4.9
	e_{33}	18.5
相对渗透系数 ε_{pq}	ε_{11}	960
	ε_{33}	870
密度 $(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	ρ	7800
PS微球	纵波速度 $(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	c_l 2500
	横波速度 $(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	c_t 1300
	密度 $(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	ρ 1080
水	纵波速度 $(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	c_l 1500
	密度 $(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	ρ 1000

2.2 共振声场分析

为研究压电声子晶体的共振声场特征, 首先分析其色散曲线, 图 2(a) 为厚度 $t = 0.45 \text{ mm}$ 、上表面电极的宽度为 $a = 0.658 \text{ mm}$ 、电极周期 $p = 1.4 \text{ mm}$ 的压电板色散曲线, 其整体特征与之前研究的声子晶体板色散线^[25]一致. 由于电极排布, 压电声子晶体的 Lamb 波 A_0 模式折叠在 $k = 0$ 处, 其频率约 1 MHz . 进一步, 利用公式 $R = \int_{\Omega} v_z^* \cdot p(x, z) dx$, 其中积分区域为上边界区域, 研究了 3 组不同厚度 t 的压电声子晶体板共振, 如图 2(b) 所示. 可以发

现第一共振频率 f_1 随着压电声子晶体板厚度 t 的增大而向高频移动, 且 $t = 0.45 \text{ mm}$ 的共振峰值 $f_1 = 0.998 \text{ MHz}$ 与色散曲线上的 A_0 模式折叠在 $k = 0$ 处重合, 这表明共振峰 f_1 是 Lamb 波 A_0 模式共振激发产生; 第二共振频率 $f_2 = 1.072 \text{ MHz}$, 其与压电声子晶体板的厚度无关, 该模式是周期共振产生 (wood anomaly)^[22]. 图 2(c) 展示了两个共振频率对应的声压场分布, 可以发现第 1 个共振频率的声场平行于板面的周期驻波场, 垂直于板面是强梯度场, 是一个局域梯度场, 进一步显示了 A_0 模式 Lamb 波的特征; 第 2 个共振频率的声场平行于板面的周期驻波场, 垂直于板面是弱梯度场, 是由于周期共振引起的共振相干声场.

2.3 声辐射力分析

采用 Gor'kov 理论近似模拟微粒在上述两个共振声场中受到的声辐射力^[26,27], 声辐射力的表达式如下:

$$F = -\nabla U, \quad (1a)$$

其中 U 为空间声场能量势, 表示为

$$U = \frac{4\pi r^3}{3} \left\{ f_1 \frac{1}{2\rho_0 c_0^2} \langle p_{\text{in}}^2 \rangle - f_2 \frac{3\rho_0}{4} \langle v_{\text{in}}^2 \rangle \right\}, \quad (1b)$$

$$f_1 = 1 - \frac{c_0^2 \rho_0}{c_p^2 \rho_p}, \quad f_2 = 2 \frac{\rho_p - \rho_0}{2\rho_p + \rho_0}, \quad (1c)$$

其中, $\langle p_{\text{in}}^2 \rangle$ 和 $\langle v_{\text{in}}^2 \rangle$ 表示微粒位置处的入射声场的平均势能和动能; r 表示被操控微粒半径; f_1 和 f_2 为常数代表微球的单极子和偶极子振动模式; ρ_0 , c_0 , ρ_p 和 c_p 分别代表流体的密度和声速以及微粒的密度和声速.

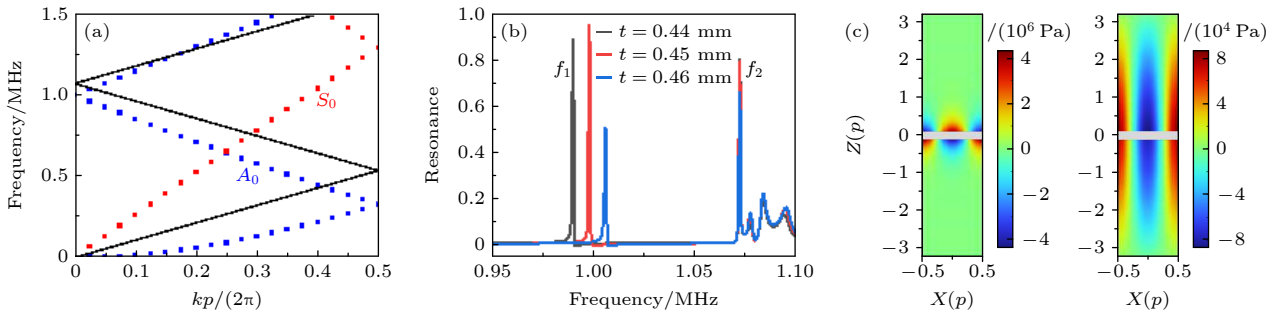


图 2 (a) 压电声子晶板色散曲线 (蓝色点线是 A_0 模式, 红色点线是 S_0 模式, 黑色实线是水线); (b) 不同厚度的压电声子晶板共振与频率的关系; (c) 压电声子晶体板共振声场分布, $f_1 = 0.998 \text{ MHz}$ (左) 和 $f_2 = 1.072 \text{ MHz}$ (右)

Fig. 2. (a) Dispersion curve of the piezoelectric phononic crystal plate (Blue dotted line is A_0 mode, red dotted line is S_0 mode, and the solid black line is the water line); (b) resonance spectrum at normal incidence versus frequency for the piezoelectric phononic crystal plate with different heights; (c) resonant sound field distribution of the piezoelectric phononic crystal plate, $f_1 = 0.998 \text{ MHz}$ (left) and $f_2 = 1.072 \text{ MHz}$ (right).

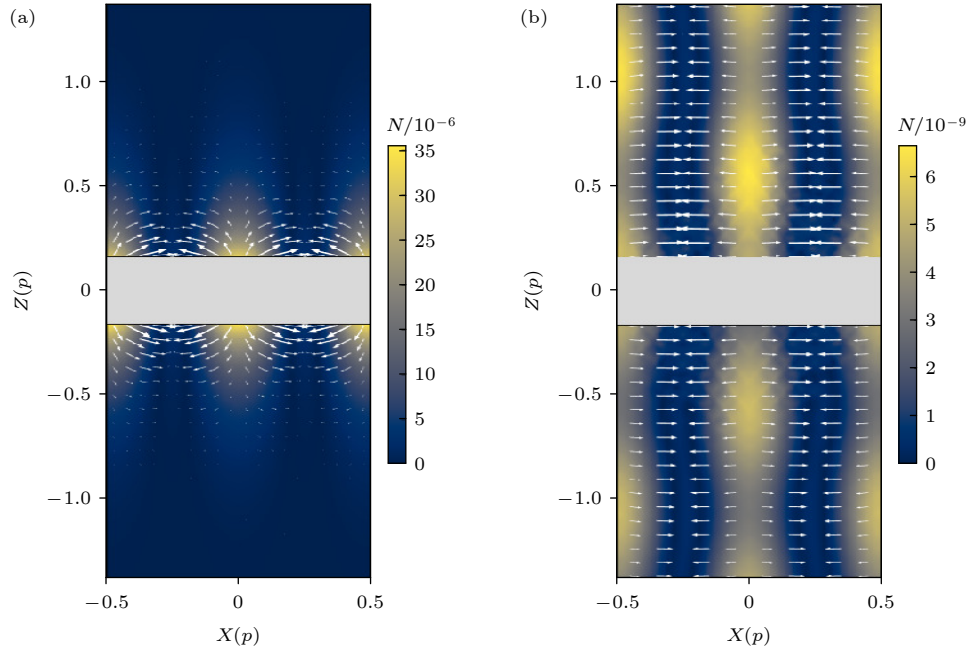


图 3 共振频率不同时, PS 微球在压电声子晶体周围受到的声辐射力分布 (颜色深浅表示声辐射力的大小, 箭头方向表示声辐射力的方向) (a) 共振频率 f_1 ; (b) 共振频率 f_2

Fig. 3. Distribution of the acoustic radiation force of PS microspheres around the piezoelectric phononic crystal at the different frequency (The color represents the magnitude of the acoustic radiation force, and the direction of the arrow represents the direction of the acoustic radiation force): (a) At the first frequency f_1 ; (b) at the second resonant frequency f_2 .

微粒在压电声子板表面受到的声辐射力分布如图 3 所示. 在第一共振频率 $f_1 = 0.998$ MHz 时, PS 微球受到平行于板面的声停滞力 ($F_x = 0$) 和垂直于板面的声捕获力 ($F_z < 0$), 从而有望在一个周期内两处实现对微粒的捕获排列, 如图 3(a) 所示; 在第二共振频率 $f_2 = 1.072$ MHz 时, PS 微球受到平行于板面的声停滞力 ($F_x = 0$) 和垂直于板面的声悬浮力 ($F_z > 0$), 从而有望实现对微粒的悬浮排列, 如图 3(b) 所示.

3 实验观察

3.1 样品制备与实验平台

压电声子晶体板是在 TJ-47 的压电陶瓷平板上镀周期电极制备完成. 首先在 CAD 中建模, 然后利用丝印技术在压电陶瓷平板表面印刷电极, 将其干燥后得到实验所需的压电声子晶体板实验样品, 如图 4 所示. 微粒操控实验平台是将压电声子晶体板水平放置于 3D 打印的支架上并连接外部电路, 聚二甲基硅氧烷 (PDMS) 腔道放置于压电声子晶体板上, 粒径为 $80 \mu\text{m}$ 的 PS 微球分散在去离子水中并置于腔道内, 利用光学显微镜观察微粒的操控现象.

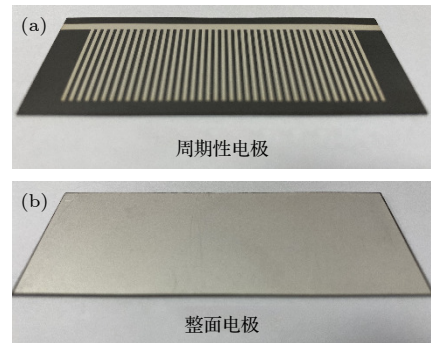


图 4 压电声子晶体板实验样品图 (a) 样品的上表面; (b) 样品的下表面

Fig. 4. Experimental sample diagram of the piezoelectric phononic crystal plate: (a) Upper surface of the sample; (b) lower surface of the sample.

3.2 操控观察

图 5(a) 展示了压电声子晶体板加载电信号之前, PS 微球随机排布在板表面; 当压电声子晶体板加载共振频率为 0.998 MHz 的电信号时, 这些 PS 微球可以周期性地捕获在压电声子晶体板的表面, 如图 5(b) 所示; 当压电声子晶体板加载共振频率为 1.072 MHz 的电信号时, 这些 PS 微球可以周期性地悬浮在水溶液中, 如图 5(c) 所示, 图 5(d) 为侧向观察的悬浮操控. 实验视频在补充材料中.

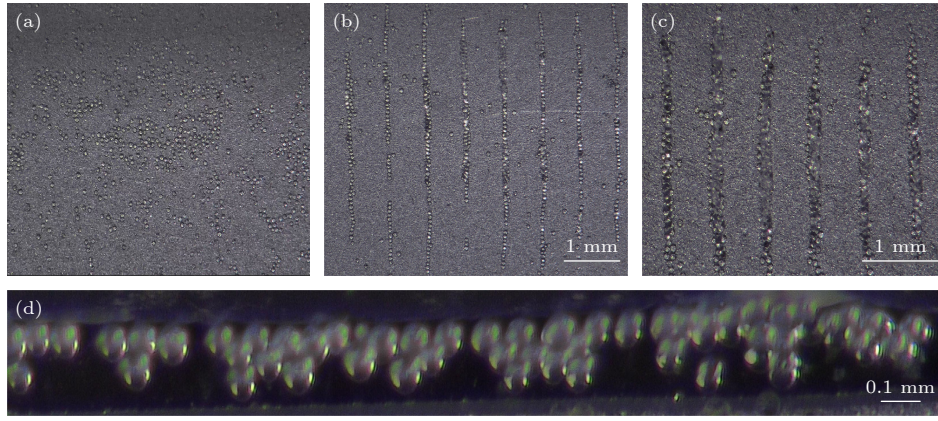


图 5 PS 微粒操控实验效果图 (a) 当压电声子晶体板未加载电信号时 PS 微粒的初始状态; (b) 当压电声子晶体板加载共振频率为 0.998 MHz 的电信号时 PS 微粒的状态; (c) 加载共振频率为 1.072 MHz 的电信号时 PS 微粒的状态; (d) 图 (c) 侧视图

Fig. 5. (a) State of the PS particles when the piezoelectric phononic crystal plate is not loaded with an electrical signal; (b) state of the PS particles when the piezoelectric phononic crystal plate is loaded with an electrical signal at a resonant frequency of 0.998 MHz; (c) the same as panel (b) but at a resonant frequency of 1.072 MHz; (d) side view of panel (c).

4 结 论

本文提出了一种基于压电声子晶体板波声场的微粒操控技术. 通过设计压电板的厚度、电极宽度和周期制备压电声子晶体, 该压电声子晶体可以激励 A_0 模式 Lamb 波和周期共振波, 其分别形成的声场是周期梯度声场和弱梯度声场. 当压电声子晶体激励 A_0 模式 Lamb 波, 微粒受到周期捕获力; 当压电声子晶体激励周期共振波, 微粒受到周期悬浮力; 实现了微粒周期捕获、悬浮等多种模式的灵活操控. 该压电声子晶体板整合了换能器与声人工结构, 为研究高精度、低能耗、紧凑型声镊技术提供了物理基础和实验验证. 由于该压电声子晶体板工作在低频, 因此能够实现高通量、低功耗、大规模生物微粒的并行操作, 在大规模细胞并行基因递送等领域将具有广阔的应用前景.

附 录

TJ-47 机电特性矩阵

刚度系数矩阵:

$$\vec{c}^E = \{c_{pq}^E\} = \begin{bmatrix} c_{11}^E & c_{12}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ c_{12}^E & c_{11}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ c_{13}^E & c_{13}^E & c_{33}^E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44}^E & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44}^E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66}^E \end{bmatrix}.$$

压电常数矩阵:

$$\vec{e} = \{e_{ip}\} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

受夹介电常数矩阵:

$$\vec{\epsilon}^s = \{\epsilon_{ij}^s\} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11}^s & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11}^s & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33}^s \end{bmatrix}.$$

参考文献

- [1] Borgnis F E 1953 *Rev. Mod. Phys.* **25** 653
- [2] Takahi H, Yasutaka H, Akio A, Hideki N, Masahiko K, Naoki I 1993 *J. Acoust. Soc. Am.* **93** 154
- [3] Tatsuki F, Asier M, Bruce W, Thomas L H 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 064101
- [4] Hirayama R, Martinez P D, Masuda N, Subramanian S 2019 *Nature* **575** 320
- [5] Smalley D E, Nygaard E, Squire K, Van W J, Rasmussen J, Gneiting S, Qaderi K, Goodsell J, Roger W, Lindsey M 2018 *Nature* **553** 486
- [6] Wiklund M, Radcliff S, Hawkes J J 2013 *Lab. Chip.* **13** 25
- [7] Gao Y, Harder R, Southworth S H, Guest J R, Huang X J, Yan Z J, Ocola L E, Yifat Y, Sule N, Ho P J 2019 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **116** 4018
- [8] Ozcelik A, Rufo J, Guo F, Gu Y Y, Li P, Lata J, Huang T J 2018 *Nat. Methods* **15** 1021
- [9] Wixforth A 2003 *Superlattice Microst.* **33** 389
- [10] Strobl C J, Von G Z, Wixforth A 2004 *IEEE T. Ultrason. Ferr.* **51** 1432
- [11] Alzuaga S, Manceau J F, Bastien F 2005 *J. Sound Vib.* **282** 151
- [12] Wixforth A 2005 *Methods Mol. Med.* **114** 121
- [13] Alvarez M, Friend J R, Yeo L Y 2008 *Langmuir* **24** 10629
- [14] Shi J, Ahmed D, Mao X, Lin S C S, Lawit A, Huang T J 2009 *Lab. Chip.* **9** 2890
- [15] Li P Q, Zhou W, Peng B X, Zhang C Q, Zhu X F, Meng L, Wu J R, Zheng H R 2023 *Phys. Rev. A* **20** 064003

- [16] Huang Y Q, Das P K, Bhethanabotla V R 2021 *Sens. Actuators Rep.* **3** 100041
- [17] Wu J R 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **89** 2140
- [18] Lee J, Teh S Y, Lee A, Kim H H, Lee C, Shung K K 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 73701
- [19] Marzo A, Seah S A, Drinkwater B W, Sahoo D R, Long B, Subramanian S 2015 *Nat. Commun.* **6** 8661
- [20] Melde K, Mark A G, Qiu T, Fischer P 2016 *Nature* **537** 518
- [21] Memoli G, Caleap M, Asakawa M, Sahoo D R, Drinkwater B W, Subramanian S 2017 *Nat. Commun.* **8** 14608
- [22] Li F, Cai F Y, Zhang L K, Liu Z Y, Li F, Meng L, Wu J R, Li J Y, Zhang X F, Zheng H R 2020 *Phys. Rev. A* **13** 044077
- [23] Li F, Cai F Y, Liu Z Y, Meng L, Qian M, Wang C, Cheng Q, Qian M L, Liu X, Wu J R, Li J Y, Zheng H R 2014 *Phys. Rev. A* **1** 051001
- [24] COMSOL, Sweden S <https://cn.comsol.com/> [2023-11-21]
- [25] He Z J, Jia H, Qiu C Y, Peng S S, Mei X F, Cai F Y, Peng P, Ke M Z, Liu Z Y 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 074301
- [26] Gor'kov L P 1962 *Sov. Phys. Dokl.* **6** 773
- [27] Bruus H 2012 *Lab Chip* **12** 1014

Acoustic manipulation of microparticles using a piezoelectric phononic crystal plate^{*}

Wang Jun¹⁾²⁾ Cai Fei-Yan^{2)3)†} Zhang Ru-Jun²⁾ Li Yong-Chuan²⁾
 Zhou Wei²⁾ Li Fei²⁾³⁾ Deng Ke^{1)‡} Zheng Hai-Rong²⁾³⁾

1) (Department of Physics, Jishou University, Jishou 416000, China)

2) (Paul C. Lauterbur Research Center for Biomedical Imaging, Shenzhen Institutes of Advanced Technology, Chinese Academy of Sciences, Shenzhen 518055, China)

3) (Key Laboratory of Biomedical Imaging Science and System, Chinese Academy of Sciences, Shenzhen 518055, China)

(Received 29 November 2023; revised manuscript received 29 December 2023)

Abstract

Acoustic tweezer is a promising device for manipulating particles, which does not need contact does not cause damage, or requires transparent materials. They have diverse applications in cell separation, tissue engineering, and material assembly. To control particle movement, this technology relies on the exchange of momentum between the particle and the acoustic field, generating an acoustic radiation force. Achieving high-performance acoustic tweezers necessitates the precise shaping of the acoustic fields. Traditionally, there are mainly two types of acoustic tweezers: bulk acoustic wave (BAW) and surface acoustic wave (SAW). The SAW-based acoustic tweezer operates at high frequencies, realizing precise manipulation. The BAW-based acoustic tweezer operates at lower frequencies and requires artificial structure on the transducer surface to shape the field. However, the separation of the artificial structure from the transducer brings complexity and instability into the manipulation process. In this study, we propose a novel approach to overcoming these challenges, that is, using piezoelectric phononic crystal plates to integrate the transducer and acoustic artificial structure. By designing the thickness, periodicity, and electrode width of the piezoelectric phononic crystal plate, we can excite the A_0 Lamb wave mode and the periodic resonant mode, resulting in a periodic gradient field and a periodic weak gradient field, respectively. These fields enable particle to be trapped or levitated on the surface. To validate this approach, an experimental device is constructed, and successful particle manipulation is achieved by using Lamb wave mode or periodic resonant mode through using the piezoelectric phononic crystal plate. This technological breakthrough serves as a crucial foundation and experimental validation for developing the compact, low-energy and high-precision acoustic tweezers.

Keywords: piezoelectric phononic crystals, acoustic radiation force, acoustic tweezers, particle manipulation

PACS: 43.25.Qp, 43.20.+g, 43.38.+n

DOI: 10.7498/aps.73.20231886

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11974372, 12004409, 11964011, 12074402) and the Science and Technology Program of Shenzhen, China (Grant Nos. RCJC20221008092808013, JCYJ20200109105823170, JCYJ20200109110006136).

[†] Corresponding author. E-mail: fy.cai@siat.ac.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: dengke@jsu.edu.cn

基于压电声子晶体板波声场的微粒操控

王俊 蔡飞燕 张汝钧 李永川 周伟 李飞 邓科 郑海荣

Acoustic manipulation of microparticles using a piezoelectric phononic crystal plate

Wang Jun Cai Fei-Yan Zhang Ru-Jun Li Yong-Chuan Zhou Wei Li Fei Deng Ke Zheng Hai-Rong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 074302 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231886

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231886>

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

基于相位变换声镊的单个微粒平面移动操控

In-plane manipulation of single particle based on phase-modulating acoustic tweezer

物理学报. 2021, 70(21): 214302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210981>

零阶Bessel驻波场中任意粒子声辐射力和力矩的Born近似

Born approximation of acoustic radiation force and torque for an arbitrary particle in a zero-order standing Bessel beam

物理学报. 2022, 71(10): 104302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212251>

新型二维压电声子晶体板带隙可调性研究

Tunable bandgaps in novel two-dimensional piezoelectric phononic crystal slab

物理学报. 2018, 67(21): 214208 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180611>

新型二维三组元压电声子晶体板的缺陷态及振动能量回收

Defect states and vibration energy recovery of novel two-dimensional piezoelectric phononic crystal plate

物理学报. 2019, 68(23): 234206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190260>

含磁电弹夹层的压电/压磁声子晶体带隙特性研究

Band gaps of piezoelectric/piezomagnetic phononic crystal with magneto-electro-elastic interlayer

物理学报. 2018, 67(19): 194303 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180925>

Gauss声束对离轴椭圆柱的声辐射力矩

Acoustic radiation torque on an off-axis elliptical cylinder in Gauss beams

物理学报. 2021, 70(8): 084301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201635>