

体声波驱动的微球声操控装置 结构与动力学建模

冯浩人, 王亮, 闫旭冉, 金家楣, 赵淳生

(南京航空航天大学航空航天结构力学及控制全国重点实验室, 江苏 南京 210016)

摘要: 靶丸作为惯性约束核聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 的热核燃料容器, 其表面质量直接影响 ICF 打靶试验的成功。因此制靶前针对靶壳 (ICF 微球) 在 ICF 微球操控过程中二次损伤微球表面的问题, 提出了一种体声波驱动的微球声操控装置, 通过激励由压电陶瓷片和金属基体构成的振子的面外弯振模式, 在液体内部建立声场并以非接触的声辐射力驱动 ICF 微球运动, 进而实现 ICF 微球检测时的无损操控。为了分析声操控装置的振动和其产生的声场之间的关系, 利用传递矩阵法建立了振子的机电耦合动力学模型。模型综合考虑了振子的尺寸、材料、边界、压电陶瓷片的布置方式、激励电压、水质量引起的额外负载等因素, 通过该模型分别计算了振子的两个共振驻波、一个非共振行波的振型和上述振动所建立的三个声场。根据计算结果加工并装配了原理样机, 通过试验对原理样机进行了振动特性测试和操控性能研究。结果表明, 理论计算和试验测试得到的声操控装置的振动特性一致性较好, 验证了所建立动力学模型的正确性; 所提出的非共振行波和共振驻波均可实现 ICF 微球的有效操控, 其中共振驻波驱动下微球的运动速度更快, 验证了所提出的声操控的可行性和有效性。此外, 该装置基于模式切换测控方法, 无需显微镜即可实现 ICF 微球直径分类。

关键词: 声操控; 机电耦合动力学模型; ICF 微球; 振动模式; 体声波

中图分类号: TB532 **文献标志码:** A **文章编号:** 1004-4523(2025)05-0950-13

DOI: 10.16385/j.cnki.issn.1004-4523.2025.05.007

Structural design and dynamic modeling of a bulk acoustic wave-driven microsphere manipulation device

FENG Haoren, WANG Liang, YAN Xuran, JIN Jiamei, ZHAO Chunsheng

(State Key Laboratory of Mechanics and Control for Aerospace Structures,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: As the thermonuclear fuel container in inertial confinement fusion (ICF), the surface quality of the target capsule directly affects the success of ICF experiments. Therefore, it is crucial to inspect the morphology of ICF microspheres before fabrication. To address the issue of secondary damage to the surface of ICF microspheres during manipulation by current detection equipment, a bulk acoustic wave-driven microsphere manipulation device is proposed. This device excites an out-of-plane bending vibration mode in a vibrator composed of a piezoelectric ceramic and a metal substrate, creating an acoustic field within the liquid. The ICF microspheres are then driven by non-contact acoustic radiation forces, enabling non-destructive manipulation during ICF microsphere inspection. To analyze the relationship between the vibration of the manipulation device and the generated acoustic field, we developed an electromechanical coupling dynamics model of the vibrator using the transfer matrix method. This model comprehensively considers factors such as the size, material, boundary conditions, arrangement of piezoelectric ceramic sheets, excitation voltage, and additional load from water of the vibrator. Using this model, we calculated the vibration modes of a non-resonant traveling wave and two resonant standing waves, along with three corresponding acoustic fields. Based on calculation results, we fabricated and assembled the prototype. Vibration characteristics and manipulation performance of the prototype were studied through experiments. The results indicate a good agreement between theoretical calculations and experimental tests regarding the vibration characteristics of the acoustic manipulation device, validating the correctness of the established dynamics model. Both non-resonant traveling waves and resonant standing waves can effectively manipulate ICF microspheres, with the resonant standing wave achieving faster microsphere movement. This confirms the feasibility and effectiveness of the proposed acoustic manipulation method. Furthermore, based on

收稿日期: 2024-08-01; 修订日期: 2024-11-04

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (52275022, 52175015); 江苏省自然科学基金资助项目 (BK20222011, BK20230093)

the modal switching measurement and control method, the device can classify ICF microspheres by diameter without the need for a microscope.

Keywords: acoustic manipulation; electromechanical coupling dynamics model; ICF microspheres; vibration mode; bulk acoustic waves

随着美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室成功实现了世界首次的 ICF 能量产额大于能量输入,利用 ICF 获得可持续的清洁能源已成为可能^[1]。ICF 通过高功率和高能量密度的激光均匀照射装满热核燃料的靶丸表面。靶丸表面吸收能量并向心压缩,使内部氘、氚燃料的密度和温度不断升高,最终达到聚变反应的点火条件^[2-3]。靶壳(ICF 空心微球)作为热核燃料的容器,其表面形貌特征对 ICF 点火试验的成败至关重要。研究表明,ICF 微球表面微小的缺陷和扰动都会在点火试验的过程中产生 Rayleigh-Taylor 不稳定性,进而降低热核聚变反应的效率,导致点火试验的失败^[4-6]。基于对称压缩、流体界面不稳定性及试验诊断的考虑,ICF 试验对微球在直径、球形度、壁厚均匀性、表面粗糙度和掺杂水平等方面的品质提出了严格的要求。因此,在靶丸被制作之前,检测并优选 ICF 微球至关重要。

然而,ICF 微球的产量大(单批次可达 4000 个),粒径分布范围广(100~2000 μm),合格率低(0%~60%)^[7-8],导致检测任务繁重。同时,ICF 微球结构具有脆弱、黏度高、易团聚等特点,增加了对 ICF 微球的检测难度。目前 ICF 微球主要依靠人工通过显微视觉技术进行检测,常用的设备包括:测量显微镜^[9]、扫描电子显微镜^[10]、原子力显微镜^[11]、干涉显微镜^[12]等,通过不同设备之间的协同检测完成 ICF 微球表面的完整表征。在自动检测方面,美国通用原子公司设计了一种基于机械臂、测量显微镜和原子力显微镜的 ICF 微球自动检测系统^[13-14],通过机器视觉和机器学习算法判断微球的质量,然后控制机械臂以真空吸附的方式将通过本次检测的微球拾取到下一个检测设备的视场中心,对 ICF 微球的检测效率和准确性具有不错的提升。尽管上述两种方式均可实现 ICF 微球的优选工作,但是仍然存在检测效率低和检测破坏率高的问题。目前 ICF 微球的操控均采用硬接触式方式,以具有破坏性的摩擦力或者吸附力操控微球运动,这种硬接触方式极易在操控微球时对其表面造成二次损伤,导致优选 ICF 微球的工作量增大,检测合格率下降。因此,提出一种无损、高效的 ICF 微球操控方法对于 ICF 微球的优选具有重要意义。

自 1991 年声操控技术被提出以来^[15],其已被广泛应用于生物医学和细胞检测与分析领域^[16]。声操控技术利用声波在声场中操控颗粒运动,具有非接触、非侵入、高生物相容性和无标签等优势。目前声操控技术已被用于实现细胞传输^[17]、分类^[18]、捕

获^[19]、粒子排序^[20]、液滴提取^[21]和液滴融合^[22]等。因此,利用声操控技术实现 ICF 微球的空间位置操控是实现微球无损检测可能途径之一。目前较为成熟的声操控装置分为声表面波操控器件^[23]和换能器阵列声操控器件^[24]。前者借助叉指换能器在器件表面产生声表面波来操控目标物运动,被操控目标物的尺寸一般在微纳级别,同时又指换能器的指间距与被操控目标物的尺寸相关,对于 ICF 微球这种直径跨度较大的颗粒并不适用;另外,声表面波器件通常设置为封闭的流道,这种形式的流道会给显微视觉的检测带来误差。换能器阵列声操控器件通过控制换能器之间的时间和空间相位差建立可调体声波,进而操控颗粒在 3D 空间任意位置聚集和移动。然而,这种器件控制策略复杂,对于高产量的 ICF 微球来说,也不是最优的选择。

针对上述问题,本文基于压电激励方法,提出了一种体声波驱动的微球声操控装置,以实现 ICF 微球的长距离迁移、短距离迁移和直径分选操控。本装置将多片矩形压电陶瓷片按照特定的极化方向组合成“三明治”结构,并通过楔形块嵌入到金属振子的底面,以实现压电陶瓷组的预紧和安装。此外,金属振子的上表面加工了可放置 ICF 微球和水的凹槽,且凹槽呈开放式结构,以适应 ICF 微球漂浮在水面的特性和显微镜检测的需求。通过对不同的压电陶瓷组施加特定的电信号,可分别激励出金属振子的非共振行波模式和共振驻波模式,进而在液体内部分别建立行波声场和驻波声场,以非接触的声辐射力操控 ICF 微球实现定位、迁移的操控,从而满足 ICF 微球检测时的无损操控。该方法与现有操控技术相比,具有控制策略简单、无损、高效等特点。

1 结构与工作原理

1.1 结构设计

体声波驱动的微球声操控装置由底板和振子组成,振子通过螺栓固定在底板上,水和微球放在振子内部的凹槽中,如图 1 所示。其中振子由金属基体和 4 个压电陶瓷元件组成,金属基体在结构上分为两侧的夹持段和中间的声源段。声源段的下表面设置有均匀布置的矩形槽,用来布置压电陶瓷元件组。4 片矩形压电陶瓷片和 2 个楔形块构成一个压电陶瓷元件组,其中每相邻两片的压电陶瓷片的极化方向相反,如图 2 所示,图中 $U(\omega t)$ 表示简谐电信

号。各压电陶瓷片之间布置柔性导电薄膜进行电信号的传输。为了简化声操控装置的控制电路,对不同压电陶瓷元件组的极化方向进行调整:压电陶瓷元件组①和②中的压电陶瓷片按照图2中洋红色箭头指示的极化方向布置,压电陶瓷元件组③和④中的压电陶瓷片按照图2中红色箭头指示的极化方向布置。

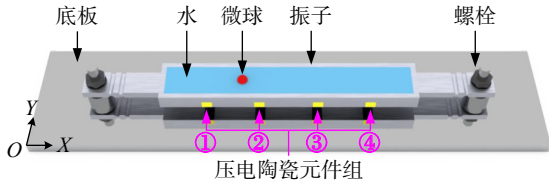


图1 体声波驱动的微球声操控装置的结构示意图
Fig.1 Structural schematic of a microsphere acoustic manipulation device driven by bulk acoustic waves

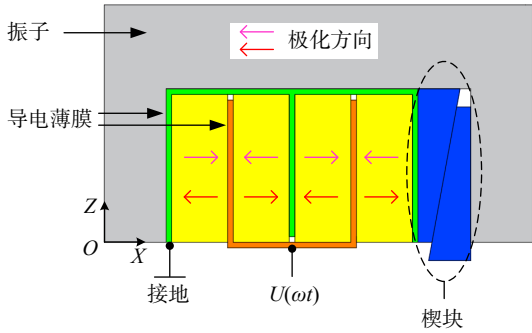


图2 压电陶瓷片的组合方式示意图
Fig.2 Schematic diagram of the combination form of the piezoelectric plates

1.2 工作原理

所提出的声操控装置中,水域内部的声场是通过振子振动产生的。当振子被压电陶瓷元件组激励出面外弯振模式时,振子与水之间的固-液交界面为声源边界,水与空气的液-气交界面为反射边界,该反射边界在声学上被称为极软声场边界,如图3(a)所示。声源发出的入射行波经极软声场边界后向水中发出反射行波,入射行波和反射行波经过叠加在水介质中建立体声波声场。声场的分布特性和被操控微粒的属性共同决定了微粒在水中的运动方向。对于正声对比系数的微球,其聚集位置为声压波节区域;对于负声对比系数的微球,其聚集位置为声压波腹区域,如图3(b)所示。本研究中的ICF微球为中空玻璃微球,其声对比系数为正值,因此其在声场

的驱动下向声压波节区域移动。

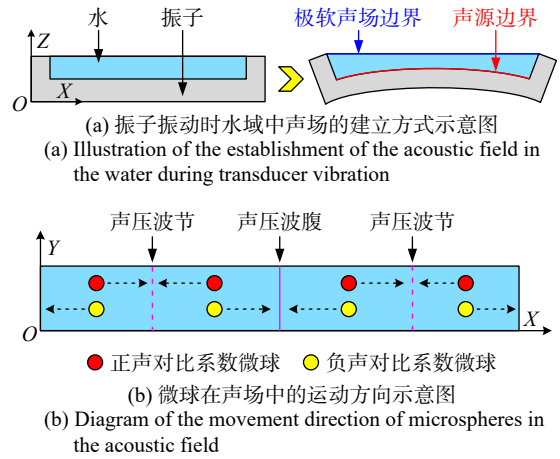


图3 声操控装置的工作原理示意图
Fig.3 Diagram of the working principle of the acoustic manipulation device

2 动力学建模及分析

为了分析声操控装置的动力学行为并验证体声波声场建立方式的正确性,基于传递矩阵法(transfer matrix method, TMM)对振子的机电耦合动力学模型进行建模,以同时求解振子的振动特性和振动所产生的声场的分布特性。

2.1 动力学建模

基于TMM的离散思想,将振子划分为11个离散单元,如图4所示。其中,单元1和单元11为夹持单元,单元2至单元10为声源单元。上述11个单元包含三种弯振传递模型,分别为夹持梁的弯振传递模型、弹性梁的弯振传递模型和夹心式压电复合梁的弯振传递模型,如图5所示,图中, b_1 表示夹持梁左端矩形截面的宽度, b_2 表示夹持梁右端矩形截面的宽度, b_3 表示U型截面弹性梁突起部分的宽度, b_4 表示U型截面弹性梁下凹部分的宽度; l_1 、 l_2 和 l_3 分别表示夹持梁、弹性梁和夹心式压电复合梁的长度。其中,弹性梁的弯振传递方程为:

$$\mathbf{Z}_{e,r} = \mathbf{T}_{eB1} \mathbf{Z}_{e,l} \quad (1)$$

式中, $\mathbf{Z}_{e,l} = [w_{e,l} \quad \dot{\psi}_{e,l} \quad M_{e,l} \quad Q_{e,l}]^T$ 为弹性梁弯振的输入状态向量; $\mathbf{Z}_{e,r} = [w_{e,r} \quad \dot{\psi}_{e,r} \quad M_{e,r} \quad Q_{e,r}]^T$ 为弹性梁弯振的输出状态向量,其中, w_e 、 $\dot{\psi}_e$ 、 M_e 和 Q_e 分别

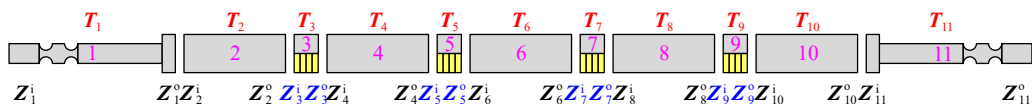


图4 声操控装置的传递矩阵离散模型
Fig.4 Discrete model of the transfer matrix for the acoustic manipulation device

为弹性梁的剪切速度、截面旋转角速度、弯矩和剪力; T_{eB} 表示弹性梁的弯振传递矩阵, 可见参考文献 [25]。

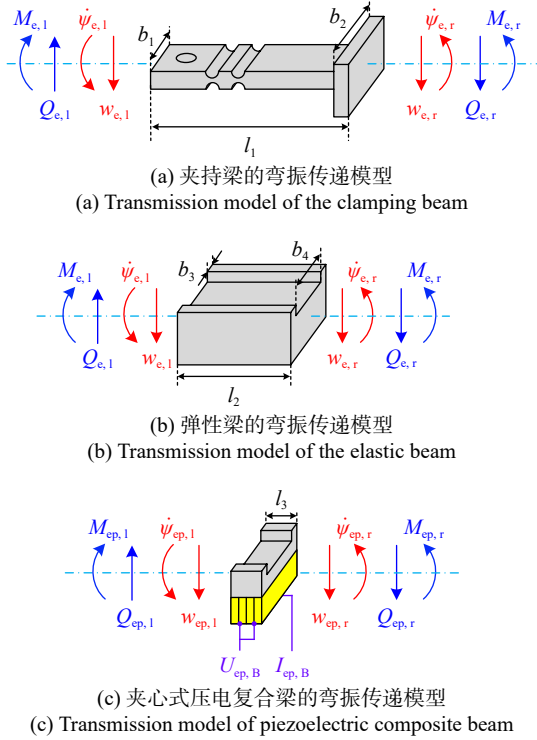


图 5 三种离散单元的弯振传递模型示意图
Fig. 5 Diagram of the bending vibration models of three types of discrete elements

夹心式压电复合梁的传递方程为:

$$Z_{ep,r} = T_{epB} Z_{ep,l} \quad (2)$$

式中, $Z_{ep,l} = [w_{ep,l} \quad \dot{\psi}_{ep,l} \quad M_{ep,l} \quad Q_{ep,l} \quad U_{ep,B}]^T$ 和 $Z_{ep,r} = [w_{ep,r} \quad \dot{\psi}_{ep,r} \quad M_{ep,r} \quad Q_{ep,r} \quad I_{ep,B}]^T$ 分别为夹心式压电复合梁弯振的输入和输出状态向量, 其中, 剪切速度 w_{ep} 、截面旋转角速度 $\dot{\psi}_{ep}$ 、弯矩 M_{ep} 和剪切力 Q_{ep} 为力学参数, 电压 $U_{ep,B}$ 和电流 $I_{ep,B}$ 为电学参数; T_{epB} 为夹心式压电复合梁的弯振传递矩阵, 可见参考文献 [26], 由于文献中的 T_{epB} 基于压电陶瓷片的 d_{31} 常数建立, 而本研究则是利用压电陶瓷片的 d_{33} 常数, 因此传递矩阵 T_{epB} 中向量表达式的参数需要修正为:

$$\begin{cases} g_2 = \varepsilon_{33}^T - d_{33}^2 / s_{33}^E \\ \alpha_{ep} = W_p d_{33} / s_{33}^E \\ C_{ep} = 4W_p H_p g_2 / L_p \\ \sigma_{ep} = \mu_{eff,ep} \omega^2 L_p^2 / (GA)_{eff,ep} \\ \tau_{ep} = (\rho I)_{eff,ep} \omega^2 L_p^2 / (EI)_{eff,ep} \\ \beta_{cp}^4 = \mu_{eff,ep} \omega^2 L_p^2 / (EI)_{eff,ep} \end{cases} \quad (3)$$

式中, ε_{33}^T 和 s_{33}^E 分别为压电陶瓷片的介电常数和柔量参数; α_{ep} 和 C_{ep} 分别为压电陶瓷元件组的机电转换系

数和电容; $\mu_{eff,ep}$ 、 $(GA)_{eff,ep}$ 、 $(EI)_{eff,ep}$ 和 $(\rho I)_{eff,ep}$ 分别为夹心式压电复合梁单位长度下的等效质量、等效剪切刚度、等效弯曲刚度和等效惯性矩; L_p 、 W_p 和 H_p 分别为压电陶瓷元件组的长度、宽度和高度; ω 为角频率。

夹持单元 1 可根据其形状被进一步离散为 6 个离散单元, 如图 6 所示, 图中, h_a 和 l_a 分别表示夹持单元中第一个离散单元的高度和长度, R_a 表示直圆柔铰梁的圆角半径, l_c 和 l_e 分别表示夹持单元中第三个和第五个离散单元的长度, l_f 和 h_f 分别表示夹持单元中第六个离散单元的长度和高度。该离散模型中, 4 个等截面弹性梁单元的弯振传递矩阵 T_a 、 T_c 、 T_e 和 T_f 可通过传递矩阵 T_{eB} 表示。对于两个直圆柔铰梁单元, 则基于 step-reduction 对其传递矩阵进行推导。将直圆柔铰梁划分为 n 个不同截面积的等截面弹性梁单元, 如图 7 所示。则任意一根等截面弹性梁的长度可以表示为:

$$\Delta l = R_a / n \quad (4)$$

第 k 根弹性梁的高度可以表示为:

$$h_k = h_a - 2h_r \quad (5)$$

其中,

$$\begin{cases} h_r = \sqrt{R_a^2 - l_{r,k}^2} \\ l_{r,k} = |R_a - l_{t,k}| \\ l_{t,k} = \Delta l(n-1) \end{cases} \quad (6)$$

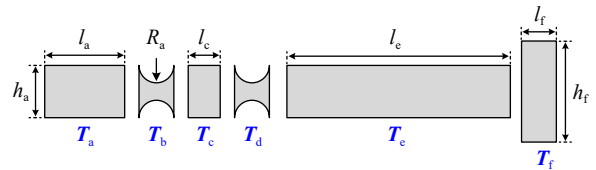


图 6 夹持单元的离散模型
Fig. 6 Discrete model diagram of the clamping beam

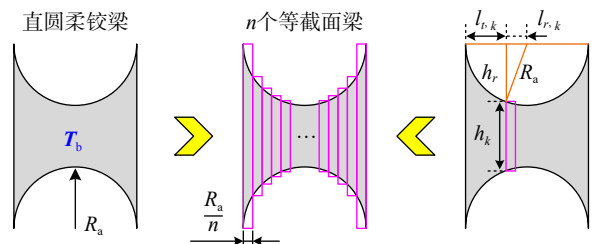


图 7 直圆柔铰梁的弯振传递矩阵求解模型

Fig. 7 Solution model of the bending vibration transfer matrix for a straight circular flexure hinge beam

因此, 第 k 根等截面弹性梁的弯振传递矩阵基于传递方程 T_{eB} 可以得到:

$$T_{eB}^k = T_{eB}(\Delta l) \quad (7)$$

在传递矩阵 T_{eB}^k 中, 弹性梁的长度和宽度分别用方程(4)和(5)表示。

故, 整个直圆柔铰梁的弯振传递矩阵可以表示为:

$$\mathbf{T}_b = \mathbf{T}_d = \prod_{k=n}^1 \mathbf{T}_{cb}^k \quad (8)$$

因此, 夹持单元 1 和夹持单元 11 的弯振传递矩阵分别表示为:

$$\begin{cases} \mathbf{T}_1 = \mathbf{T}_f \mathbf{T}_c \mathbf{T}_d \mathbf{T}_c \mathbf{T}_b \mathbf{T}_a \\ \mathbf{T}_{11} = \mathbf{T}_a \mathbf{T}_b \mathbf{T}_c \mathbf{T}_d \mathbf{T}_c \mathbf{T}_f \end{cases} \quad (9)$$

由于夹持单元 1 和夹持单元 11 均为矩形截面, 如图 8(a) 所示, 因此其传递矩阵中截面惯性矩为:

$$I_R = B_R H_R^3 / 12 \quad (10)$$

式中, H_R 和 B_R 分别表示矩形截面弹性梁单元的高度和宽度。

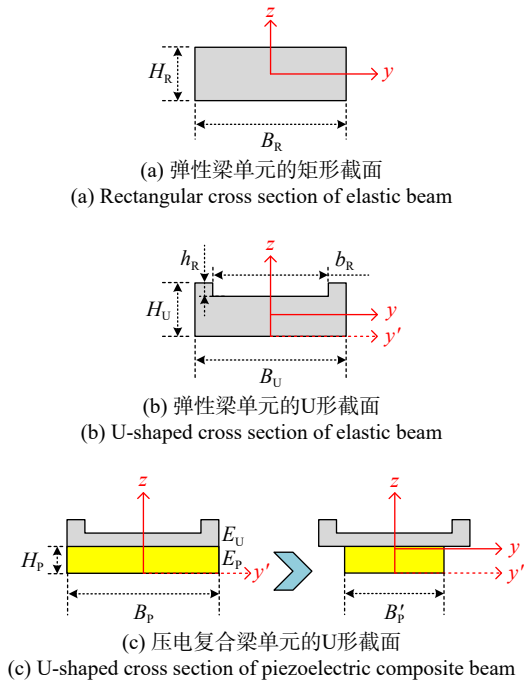


图 8 离散模型的三种截面

Fig. 8 Three cross sections of discrete model

振子的弹性梁单元 2、4、6、8、10 均为 U 形截面, 如图 8(b) 所示, 根据移轴公式, 此类单元的截面中性轴可表示为:

$$\begin{cases} Q_1 = \frac{1}{2} B_U H_U^2 \\ Q_2 = b_R h_R \left(H_U - \frac{1}{2} h_R \right) \\ H_Z = (Q_1 + Q_2) / (B_U H_U - b_R h_R) \end{cases} \quad (11)$$

故其截面惯性矩可以表示为:

$$\begin{cases} I_1 = \frac{1}{12} B_U H_U^3 + B_U H_U \left(\frac{1}{2} H_U - H_Z \right) \\ I_2 = \frac{1}{12} b_R h_R^3 + b_R h_R \left(H_U - \frac{1}{2} h_R - H_Z \right) \\ I_U = I_1 - I_2 \end{cases} \quad (12)$$

式中, H_U 和 B_U 分别表示 U 型截面弹性梁单元的高度和宽度; h_R 和 b_R 分别表示 U 型截面弹性梁单元下

凹部分的高度和宽度。则根据方程(2)和(12)可获得 U 形截面弹性梁单元的弯振传递矩阵。

振子的夹心式压电复合梁单元 3、5、7、9 亦为 U 形截面, 如图 8(c) 所示, 可根据方程(11)和(12)对其截面惯性矩求解, 图中 H_P 和 B_P 分别表示 U 型截面压电复合梁单元中压电陶瓷片的高度和宽度。由于该截面包含两种材料, 求解惯性矩前需要根据相当截面法对压电陶瓷的相当宽度进行计算:

$$B'_P = B_P \frac{E_P}{E_U} \quad (13)$$

式中, E_P 和 E_U 分别表示金属基体和压电陶瓷的杨氏模量。求得 U 形截面夹心式压电复合梁单元的截面惯性矩后, 根据方程(2)和方程(3)可求解其弯振传递矩阵。

推导出振子 11 个离散单元的传递矩阵后, 建立各离散单元的传递条件。从图 4 可以看出, 各离散单元的状态向量为串联传递, 因此传递条件可分为两类, 第一类为弹性梁单元之间的弯振传递条件, 以第 1 个和第 2 个离散单元为例, 此类传递条件可以表示为:

$$\mathbf{C}_1 \mathbf{Z}_1^o - \mathbf{C}_1 \mathbf{Z}_2^i = \mathbf{0} \quad (14)$$

式中, \mathbf{C}_1 为维度为 4×4 的单位矩阵; \mathbf{Z}_1^o 和 \mathbf{Z}_2^i 分别为离散单元 1 和 2 的输出和输入状态向量。

第二类为弹性梁单元和夹心式压电复合梁单元之间的弯振传递条件, 以 2 个和第 3 个离散单元为例, 此类传递条件可以表示为:

$$\mathbf{C}_1 \mathbf{Z}_2^o - \mathbf{C}_2 \mathbf{Z}_3^i = \mathbf{0} \quad (15)$$

式中, $\mathbf{C}_2 = [\mathbf{C}_1 \quad \mathbf{0}_{4 \times 1}]$; \mathbf{Z}_2^o 和 \mathbf{Z}_3^i 分别为离散单元 2 和 3 的输出和输入状态向量。

本研究所提出的声操控装置的结构方案中, 振子两端为固定约束, 因此振子离散模型的机械边界条件为:

$$\begin{cases} \mathbf{B}_1 \mathbf{Z}_1^i = \mathbf{0} \\ \mathbf{B}_1 \mathbf{Z}_{11}^o = \mathbf{0} \end{cases} \quad (16)$$

式中, $\mathbf{B}_1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$; \mathbf{Z}_1^i 和 \mathbf{Z}_{11}^o 分别为离散单元 1 的输入状态向量和离散单元 11 的输出状态向量。

振子离散模型的电学边界条件为:

$$\mathbf{B}_2 \mathbf{Z}_{3,5,7,9}^i = U_{ep,B} \quad (17)$$

式中, $\mathbf{B}_2 = [0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 1]$; $\mathbf{Z}_{3,5,7,9}^i$ 表示离散单元 3、5、7、9 的输入状态向量。

通过组合各个离散单元的传递方程、相邻两个离散单元之间的传递条件以及振子的边界条件, 所建立的振子的机电耦合动力学模型可以表示为:

子的二阶弯振模态和三阶弯振模态, 计算得到的上述两个模态下声源段的振型如图 10 所示。可以看出, 声源段的振型标准, 证明了所提出的夹心式压电陶瓷元件组可以有效激励出所需要的振动模态。

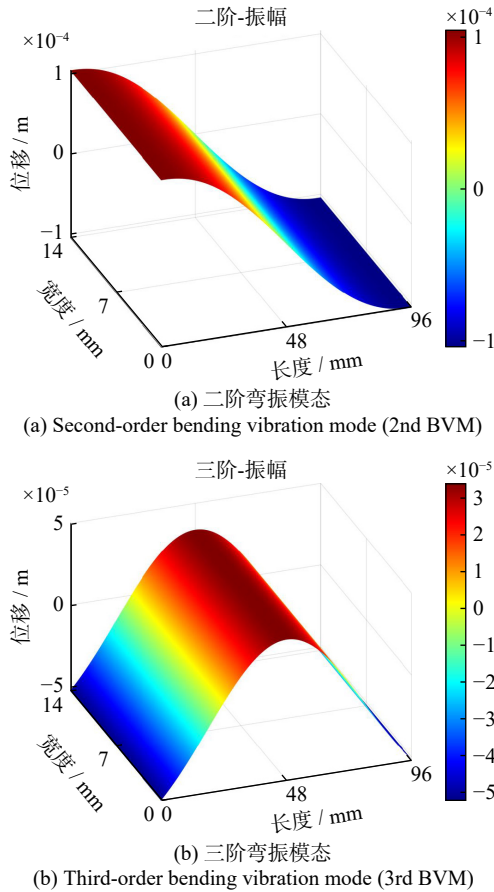


图 10 振子声源段弯振模态的计算结果
Fig. 10 Calculation results of the bending vibration mode of the acoustic manipulation device

振子上述两个振动模态在水域中产生的声场的计算结果如图 11 所示。可以看出, 两个弯振模态下水域 x 方向上分别有 1 和 2 个声压波节, 水域 y 方向上声压均匀。从该结果可以明确: 水域 x 方向和 y 方向上声压波节的数量和分布位置与振子声源段振动位移节点的数量和分布位置一致。

此外, 计算结果表明, 声压沿水域的高度方向逐渐减小, 并在液-气交界面减小至零。声源面与液-气交界面之间并无其余波节存在, 这是因为水域的高度小于行波波长的 $3/4$, 不满足额外波节的存在条件。

弹性体产生共振行波的前提是: 弹性体有两个同频、同形的共振模态(驻波)在空间和时间上相差 $\pi/2$ ^[27]。然而, 对于有限长度的弹性体, 某一阶自然模态的振型是不变的, 不存在两个同阶振型在空间上相差 $\pi/2$, 即有限长度的弹性体是无法通过驻波叠加出纯粹的行波。为了在所提的振子上构造出行波, 提出了非共振行波的激励方式: 利用压电陶瓷元件组的振动使振子发生变形, 并通过控制 4 组压电陶

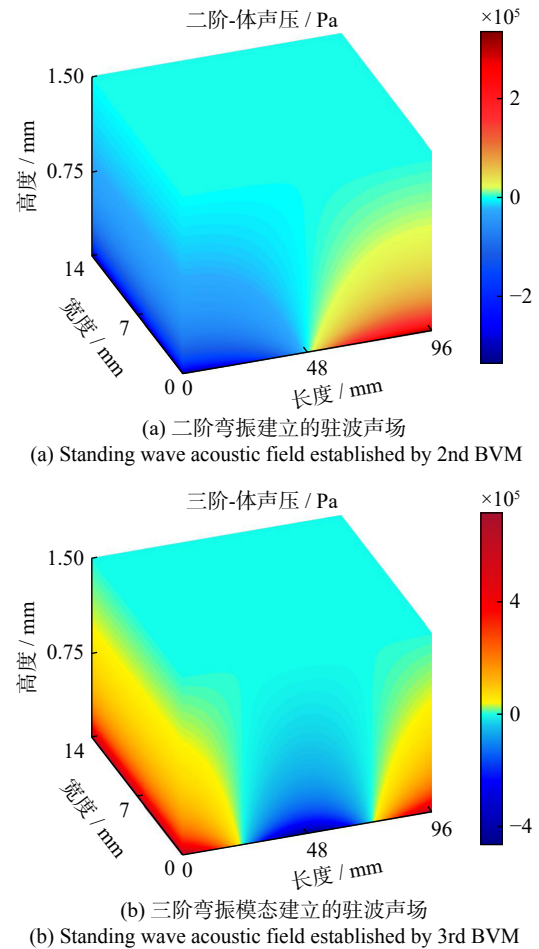


图 11 振子弯振模态所建立的驻波声场的计算结果

Fig. 11 Calculation results of the standing wave acoustic fields established by the bending vibration modes

瓷元件组振动的时间相位差, 实现后置位压电陶瓷元件组下一时刻的振动方向与前置位压电陶瓷元件组此时刻的振动方向一致。以 400 Hz 作为激励频率, 并调整 4 组压电陶瓷元件组中两两之间的时间相位差为 $\pi/2$, 计算所得到的一个周期内振子的行波振型和水域的行波声场如图 12 所示。从图 12 中可以看出, 一个振动周期内, 振子的位移节点和声场的声压波节均沿着振子的 x 方向前进, 当波节在振子最右侧消失之后, 一个新的波节在振子的左侧出现, 并沿着波前进的方向继续向右移动。上述振型和声场的计算结果证明了所提出的激励方式可以有效激励出振子的驻波/行波模态, 并在水中建立相应的驻波/行波声场。

3 试验研究

根据理论计算得到的振子的结构尺寸, 加工了声操控装置的原理样机, 如图 13 所示。在样机的装配过程中, 采用测力装置来实时监测楔块的压入力, 以保证所有压电陶瓷元件组被施加的预紧力一致, 减少装配引起的误差。

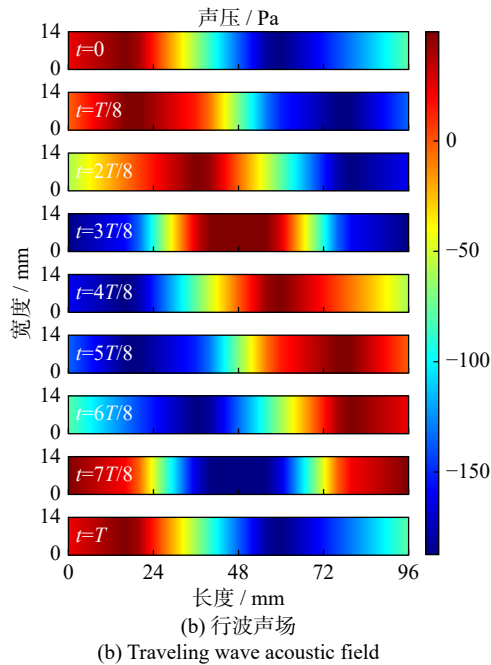
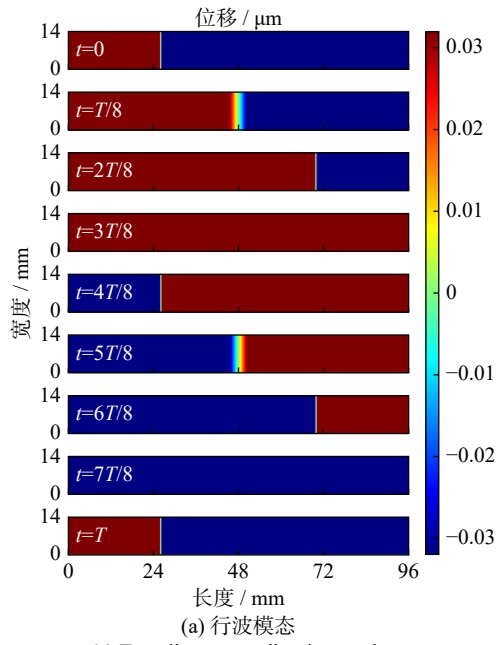


图 12 振子的非共振行波模式和声场的计算结果

Fig. 12 Calculation results of the non-resonant traveling wave mode and acoustic field of the vibrator

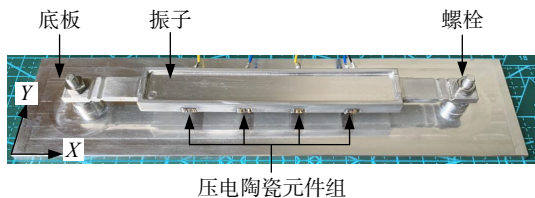


图 13 体声波驱动的微球声操控装置的原理样机

Fig. 13 Principle prototype of microsphere acoustic manipulation device driven by bulk acoustic waves

3.1 振动特性测试

为了测试所提出的声操控装置的振动特性, 基于多普勒三维激光测振仪 (PSV500, Ploytec company,

Germany)、信号发生器、示波器、功率放大器和气浮台搭建了振动测试平台, 如图 14 所示。

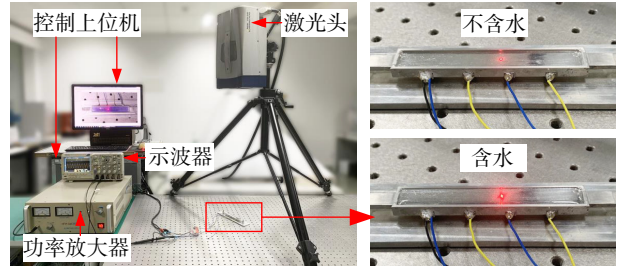


图 14 振动特性测试平台

Fig. 14 Vibration characteristics testing platform

声操控装置原理样机被平放在气浮台上, 以便于在振子内部添加水。激光头被布置在原理样机的正上方, 由于水具有极好的透光性, 此种布置方式可对声操控装置不含水和含水两种状态下的振动特性进行测量。

在扫频测试试验中, 上位机设置的扫频范围为 200~5000 Hz, 振子的槽底为测振表面, 测试结果如图 15 所示。结果表明, 当振子内部不添加水时, 其一阶、二阶及三阶弯振的共振频率分别为 530、1706 和 3511 Hz; 而在振子内部添加水后, 其一阶、二阶及三阶弯振模态的共振频率则分别降低为 523、1680 和 3471 Hz。该变化趋势与理论模型的结论一致。

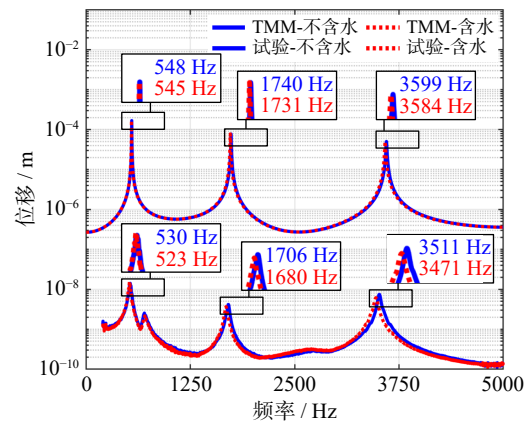


图 15 声操控装置的频率响应特性曲线

Fig. 15 Frequency response characteristic curve of the acoustic manipulation device

理论计算和试验测试得到的声操控装置共振频率的对比结果如表 2 所示。结果表明, 动力学模型的求解频率均略高于测振频率, 且声操控装置不含水的情况下, 理论计算相较于测振试验的频率差值比分别为 3.4%、2.0% 和 2.5%。在声操控装置内部添加水后, 理论计算相较于测振试验的频率差值比分别为 4.2%、3.0% 和 3.3%。造成这种频率差异的主要原因是理论建模时忽略了导电薄膜对结构整体的影响。由于导电薄膜的厚度较小且材料参数复杂, 难

以有效纳入理论模型。在对声操控装置进行离散化时,将导电薄膜按照弹性体单元进行计算,相当于理论计算过程中提高了导电薄膜部分的杨氏模量。对于梁的弯曲振动而言,杨氏模量的升高会引起其抗弯刚度的增大,进而使共振频率上升^[28]。因此,在动力学模型中忽略导电薄膜,并将其简化为弹性梁的一部分,是导致理论模型计算频率高于试验测试的共振频率的关键原因。

表 2 仿真计算和试验测试得到的谐振频率之间的比较

Tab.2 Comparison of calculated and measured resonance frequencies between the simulation and experiments

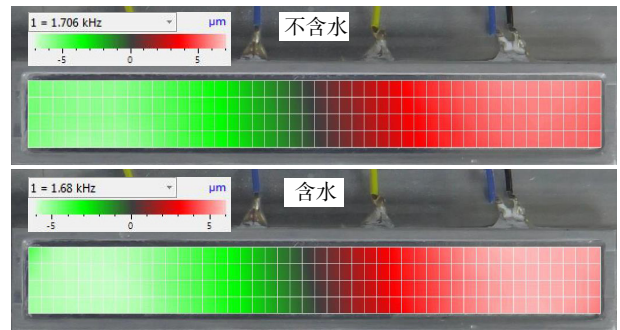
振型	TMM/ Hz	试验/ Hz	差值/ Hz	差值比/%
一阶-不含水	548	530	18	3.4
二阶-不含水	1740	1706	34	2.0
三阶-不含水	3599	3511	88	2.5
一阶-含水	545	523	22	4.2
二阶-含水	1731	1680	51	3.0
三阶-含水	3584	3471	113	3.3

根据得到的共振频率进行了定频测试试验,得到的振型如图 16 所示。所测得的振子的二阶和三阶弯振振型标准,分别具有一个和两个位移节点,如图 16(a)和(b)所示。此外,从振型云图的图例可知,在声操控装置内添加水后,振子二阶弯振模态和三阶弯振模态的振幅分别从 7 和 4 μm 降低到了 6 和 3 μm ,均减少了 1 μm 。这一结果表明,水的添加不仅会影响到振动系统的共振频率,其添加引起的额外阻尼也会使能量损失增大,导致系统振动幅值降低。根据测振得到的幅频曲线,同时为了对应理论计算的结果,选择 400 Hz 作为非共振行波的激励频率,结果如图 16(c)所示。可以看出,一个振动周期内,振动位移节点随着时间向右移动。

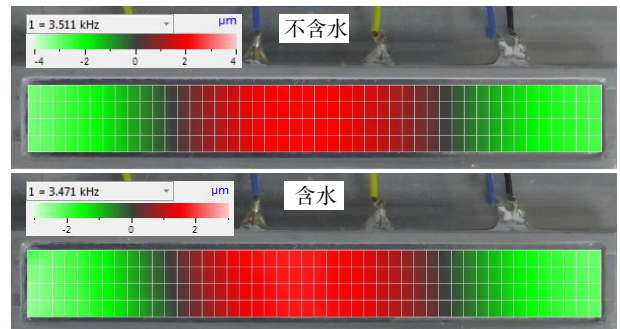
整体来看,所建立的理论模型的计算结果与测振试验结果具有较好的一致性。声操控装置前三阶弯振模态的共振频率差值较小、振型吻合度较高,证明了所建立的机电耦合动力学模型及样机装配的正确性。

3.2 操控特性分析

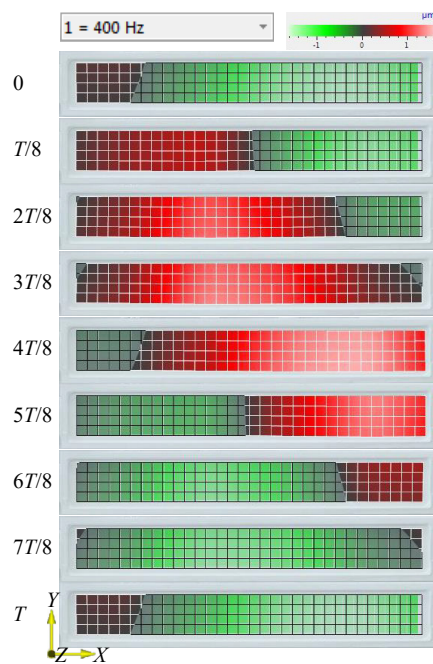
为了评估并验证所提出的声操控装置的操控特性,基于电子显微镜搭建了操控特性测试平台,如图 17 所示。ICF 微球和去离子水放置在振子的槽内,将声操控正对显微镜视场中心放置。镜头拍摄的画面经一个 CCD 相机实时传递给显示屏,其中镜头的放大倍数为 24~150 倍,CCD 相机的分辨率为 1920×1080,帧率为 60 帧/s。镜头、CCD 相机和显示器组成的观测系统不仅可以对 ICF 微球的直径进行



(a) 二阶弯振模态
(a) Second-order bending vibration mode



(b) 三阶弯振模态
(b) Third-order bending vibration mode



(c) 非共振行波
(c) Non-resonant traveling waves

图 16 试验测试得到的声操控装置的振动模式

Fig. 16 Vibration modes of the acoustic manipulation device obtained from experimental tests



图 17 操控特性测试平台

Fig. 17 Manipulation characteristics testing platform

测量,也可以记录并保存 ICF 微球的运动过程,最后基于保存的视频对微球的运动特性进行分析。

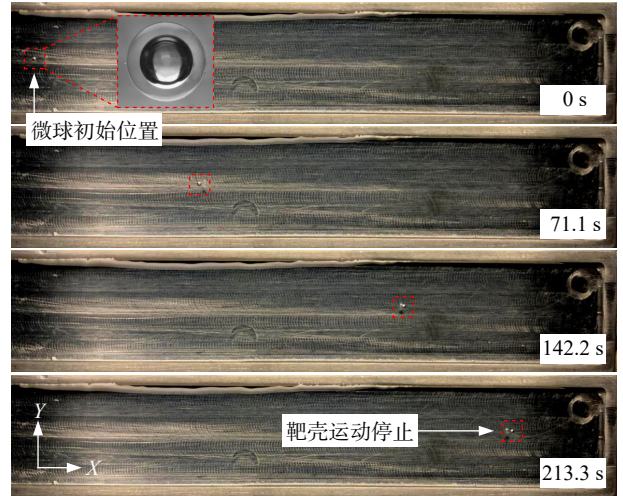
ICF 微球漂浮在液面时,微球浸入水面的部分受到了液体黏性力和声场声辐射力的作用,而露出水面的部分仅受到了空气黏性力的作用。因此,ICF 微球在声波驱动时,其在平行于液面的方向受力不平衡,导致微球在水平运动的同时围绕球心作旋转运动,这种旋转运动正是 ICF 检测时姿态调整所需要的。由于 ICF 微球为透明玻璃材质,无法通过显微镜观测到不同时刻的姿态调整角度。因此,选择微球的直线运动速度作为评价所提出的操控平台操控性能的指标。为了减少手动分析试验数据时人为主观性带来的误差,首先基于 MATLAB 编写了针对 ICF 运动的图像识别算法。算法主要包括视频分帧处理、灰度处理、形态学处理等。然后,通过 Hough 变换对每一帧中的 ICF 微球进行识别和球心坐标的计算。最后,将不同帧下球心坐标汇总,即可得到 ICF 微球在所提出的声操控装置中的运动特性。

激励电压为 $500 V_{pp}$ 时,振子非共振行波驱动的 ICF 微球的远距离迁移运动如图 18 所示。图 18(a) 为 ICF 微球从被释放到停止运动的整个过程中被 CCD 相机记录的视频帧,每两张图片之间的时间间隔为 71.1 s。图 18(b) 为图像识别算法形态学处理完成后生成的图片,其中白色圆点即为 ICF 微球,说明所编写的图像识别算法可以有效计算出 ICF 微球的运动轨迹。从图中可以看出,相同的时间间隔内,微球的运动距离不等,表明所激励的行波声场并不是完美的正弦行波场。根据图像识别结果可知,ICF 微球在所建立的行波声场中的平均运动速度为 0.328 mm/s ,这种高激励电压下的低运动速度说明所建立声场的声压较弱。造成这种情况的原因是非共振行波下振子的变形仅来自于压电陶瓷元件组的振动,导致声场振源表面的振动速度较低。

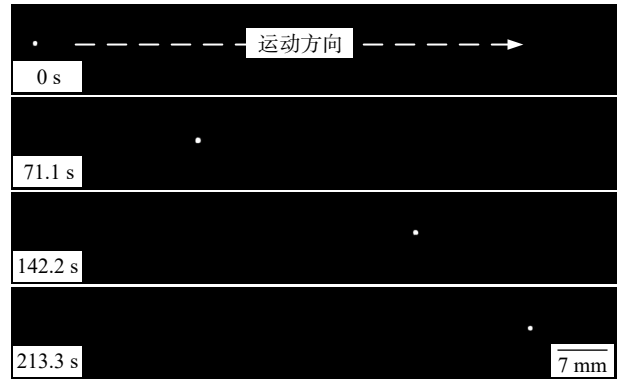
振子在不同共振状态所建立的驻波声场的操控效果一致,都是从波腹向波节移动。图 19 为振子二阶弯振模式所驱动的 ICF 微球的运动,其中激励电压为 $100 V_{pp}$ 。微球的停止位置为振子二阶弯振模式的一个位移节点。对比图 18 和 19 可知,振子共振驻波驱动下 ICF 微球的运动性能优于非共振行波,这是因为共振状态下,振子的变形是振子自身的简谐振动和压电陶瓷元件组振动所导致的变形的叠加,此时声场的声源表面具有更大的振动速度,振动所建立的声场更强,而在声场中,ICF 微球的运动方程可以描述为^[29]:

$$-\frac{4}{3}\pi R^3 k P_A^2 \Phi \sin(2kx) / (2\rho_0 c_0^2) = m \frac{du_p}{dt} \quad (23)$$

式中, R 为微球半径; P_A 为声压幅值; Φ 为声对比系数; x 为声波作用方向的位置矢量; m 为微球质量;



(a) 显微镜捕获的微球在不同时刻的运动位置
(a) Position of the microsphere captured by microscope in motion at different moments



(b) 图像识别程序计算的不同时刻的微球运动位置
(b) Position of microsphere at different moments calculated by image recognition algorithm

图 18 非共振行波操控微球远距离迁移

Fig. 18 Long-distance transfer of microsphere driven by the non-resonant traveling wave

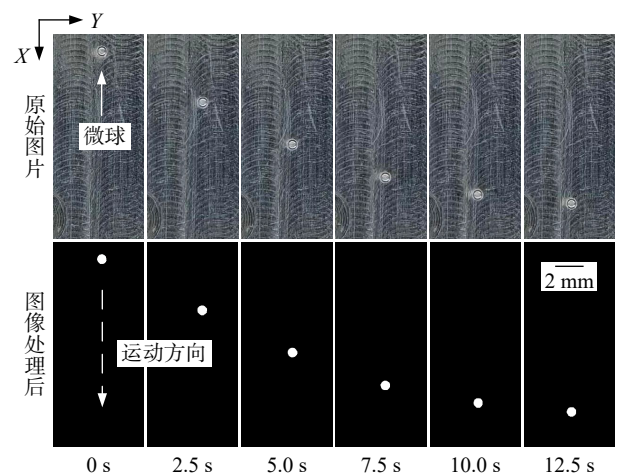


图 19 二阶弯振模式操控微球短距离迁移

Fig. 19 Short-distance transfer of microsphere driven by the second-order vibration bending mode

u_p 为微球的速度矢量。因此,微球所处的声场越强,其运动速度越快。

为进一步分析声操控装置的操控性能,进行了

驻波驱动下的单因素试验。每次试验重复三次,借助图像识别算法求得每次试验中 ICF 微球的平均运动速度,最后对三次平均速度求均值。试验得到的微球平均运动速度与直径和激励电压之间的关系如图 20 所示。从图中可以看出,微球的直径越大,驱动其运动的声辐射力就越大,其运动速度越快。同样的试验参数下,相比三阶弯振模式,二阶弯振模式驱动下微球具有更大的平均运动速度,这是因为振子的二阶弯振模式具有更大的振动幅值(见图 16)。激励电压单因素试验中,最大激励电压为 150 V_{pp},其原因在于:电压过高时,振子振动速度过大,会引起液体内部的空化效应。而空化效应的高温、高压和微射流会破坏流场,不仅会影响 ICF 微球的运动速度,甚至会打飞或者击碎 ICF 微球。试验结果表明,微球的平均运动速度随着激励电压的增大而增大;同样的,相较于三阶弯振模式,振子二阶弯振模式驱动下微球的运动速度更大。

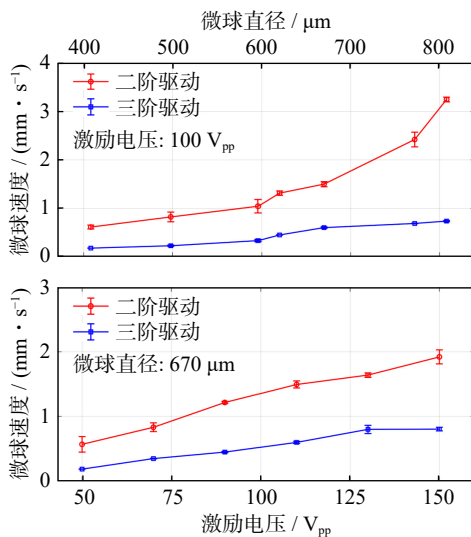


图 20 微球平均运动速度与直径和驱动电压之间的关系
Fig. 20 Relationship between the average velocity of microspheres and their diameter and driving voltage

上述试验结果表明,所提出的声操控装置可以实现 ICF 微球在显微镜检测时的定位和迁移需求。另外,由于 ICF 微球直径差异化所导致的运动速度差异化显著,因此本研究又提出了一种通过模式切换实现 ICF 微球直径的的分类的操控方法,以在不借助显微检测设备的情况下实现 ICF 微球直径的分类。该试验中,作为分类阈值的 ICF 微球的直径为 634 μm,激励电压为 110 V_{pp},直径分类试验的具体操控策略如下:

- (1) 激励出振子的二阶弯振模式,在其波腹右侧释放微球,微球向右侧波节移动并聚集在该波节上;
- (2) 切换到振子的三阶弯振模式,同时开始计时,控制信号发生器工作 5 s 后断电,此时 ICF 微球向左运动到图 21 中黄色虚线处并停下,将该黄色虚

线所在位置作为评价标准(即以 5 s 内直径为 634 μm 的微球的运动距离为标准距离);

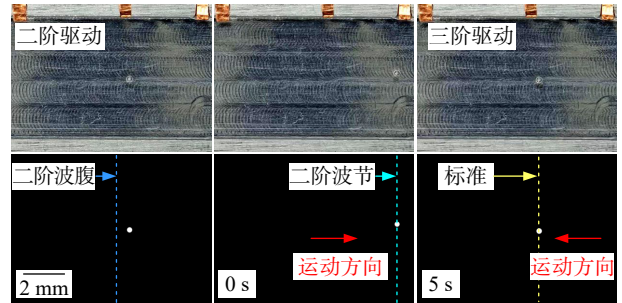


图 21 振动模式切换下指定时间内微球的运动位置
Fig. 21 Moving position of the microsphere in specified time under vibration modes switching

(3) 释放其余 4 颗 ICF 微球,重复上述步骤。

5 s 后 4 颗微球的位置如图 22 所示,通过图像识别算法计算 4 颗微球的运动距离,结果如图 23 所示。其中,微球 1 和微球 2 的运动距离未超过标准距离,则说明这两颗 ICF 微球的直径小于 634 μm。同样地,微球 3 和微球 4 的运动距离超过了标准距离,则说明这两颗 ICF 微球的直径大于 634 μm。另外,根据 4 颗微球的运动距离可以推测,这 4 颗 ICF 微球中微球 4 的直径最大。

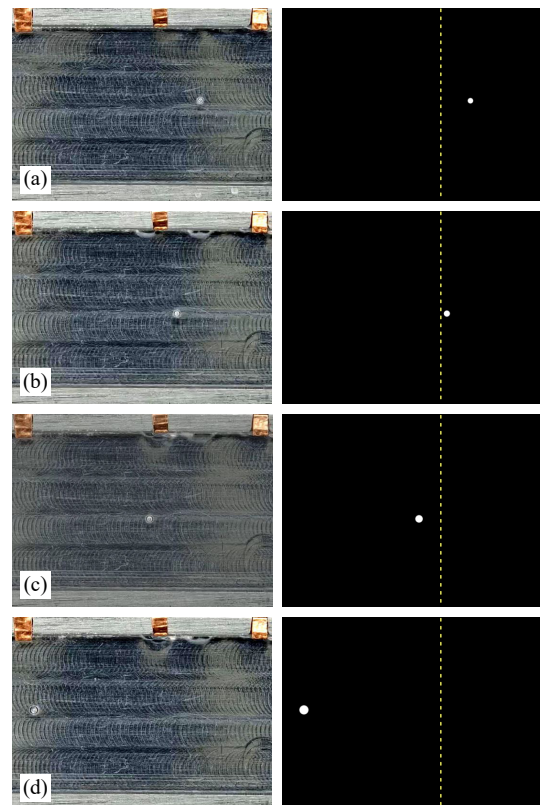


图 22 不同直径的微球在指定时间内的运动位置
Fig. 22 Movement position of microspheres of different diameters in a specified time

为了验证上述分类结果的正确性,激励出振子

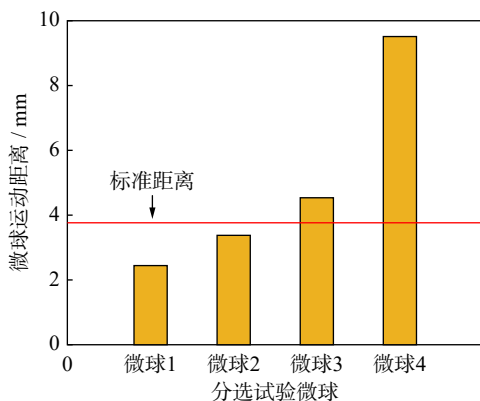


图 23 不同直径的微球在指定时间内的运动距离

Fig. 23 Movement distance of microspheres of different diameters in a specified time

的二阶弯振模态将上述 ICF 微球捕获在节点中,并通过显微镜测量微球的直径。图 22 中(a)~(d)所示微球的直径分别为:572、610、670 和 772 μm ,测量结果和上述分类结果一致,验证了所提出分类方案的正确性和可行性。值得注意的是,虽然该分类方案中 ICF 微球运动距离的差异化是由振子三阶弯振模态驱动的,但是振子的二阶弯振模态在该方案中也是至关重要的。通过振子的二阶弯振模态驱动实现了颗粒运动初始位置的一致,是保证分类结果正确性的基础。

4 结 论

本文提出了一种体声波驱动的微球声操控装置,通过夹心式布置的压电陶瓷片激励振子的振动模态并在水中建立体声波声场,利用非接触的声辐射力操控 ICF 微球定位及迁移。基于传递矩阵法建立了振子的机电耦合动力学模型,分析了不同电信号激励下振子的振动特性和声场的分布特性。最后通过试验研究详细分析了所提出的声操控装置样机的振动性能和操控性能。本文主要结论如下:

(1)通过组装振子各离散单元的弯振传递模型、传递条件、机械边界条件和电学边界条件,可建立振子的机电耦合动力学模型,利用该模型可直接求解振子面外弯振模态的共振频率、共振振型和非共振弯振振型。

(2)液体的添加会引起振子共振频率的下降,将水的质量等效到金属基体后,可利用所建立的动力学模型求解添加水后振子的共振频率。

(3)体声波声场中,声压波节的数量和分布位置与声源振动位移节点的数量和分布位置一致,可通过规划声源的振动模态设计体声波声场。

(4)相对于非共振行波驱动的 ICF 运动,共振驻波驱动下声场声源具有更大的振动速度,声压更

大,ICF 微球运动速度更高。在 500 V_{pp} 的电压激励的非共振行波驱动下,ICF 微球的平均运动速度为 0.328 mm/s;在 150 V_{pp} 的电压激励的共振驻波驱动下,ICF 微球的平均运动速度为 1.92 mm/s。

(5)所提出的 ICF 微球直径分类方案可以不借助显微镜检测设备实现两个直径范围的 ICF 微球的分类,ICF 微球的直径分类阈值可调。

参考文献:

- [1] ABU-SHAWAREB H, ACREE R, ADAMS P, et al. Achievement of target gain larger than unity in an inertial fusion experiment[J]. *Physical Review Letters*, 2024, 132(6): 065102.
- [2] 王淦昌. 激光惯性约束核聚变(ICF)最新进展简述[J]. *核科学与工程*, 1997, 17(3): 266-269.
WANG Gan Chang. A brief review of the progress of laser inertial confinement fusion in recent years[J]. *Nuclear Science and Engineering*, 1997, 17(3): 266-269.
- [3] 谢兴龙. 激光惯性约束核聚变历程回眸[J]. *安徽师范大学学报(自然科学版)*, 2018, 41(2): 103-109.
XIE Xinglong. The memorable review of laser inertial confinement fusion process[J]. *Journal of Anhui Normal University (Natural Science)*, 2018, 41(2): 103-109.
- [4] 王立锋, 叶文华, 陈竹, 等. 激光聚变内爆流体不稳定性基础问题研究进展[J]. *强激光与粒子束*, 2021, 33(1): 5-64.
WANG Lifeng, YE Wenhua, CHEN Zhu, et al. Review of hydrodynamic instabilities in inertial confinement fusion implosions[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2021, 33(1): 5-64.
- [5] MCCRORY R L, MEYERHOFER D D, BETTI R, et al. Progress in direct-drive inertial confinement fusion[J]. *Physics of Plasmas*, 2008, 15(5): 055503.
- [6] KLINE J L, BATHA S H, BENEDETTI L R, et al. Progress of indirect drive inertial confinement fusion in the United States[J]. *Nuclear Fusion*, 2019, 59(11): 112018.
- [7] BHANDARKAR S, PAGUIO R, ELSNER F, et al. Understanding the critical parameters of the PAMS mandrel fabrication process[J]. *Fusion Science and Technology*, 2016, 70(2): 127-136.
- [8] MARINAK M M, KERBEL G D, GENTILE N A, et al. Three-dimensional HYDRA simulations of national ignition facility targets[J]. *Physics of Plasmas*, 2001, 8(5): 2275-2280.
- [9] HUANG H, STEPHENS R B, HILL D W, et al. Automated batch characterization of ICF shells with vision-enabled optical microscope system[J]. *Fusion Science and Technology*, 2004, 45(2): 214-217.
- [10] HOPPE M L, STEPHENS R B, HARDING D. Characteri-

- zation of chemical dopants in ICF targets[J]. *Fusion Technology*, 1997, 31(4): 504-511.
- [11] MCELFRISH M, GUNTHER J, ALFORD C, et al. Fabrication of beryllium capsules with copper-doped layers for NIF targets: a progress report[J]. *Fusion Science and Technology*, 2006, 49(4): 786-795.
- [12] 尹智瑶, 郭仁慧, 杨鑫, 等. 基于白光干涉的 ICF 靶丸表面缺陷测量方法 [J]. *光学学报*, 2022, 42(10): 1012004.
YIN Zhiyao, GUO Renhui, YANG Xin, et al. Measurement method for surface defects on ICF capsules based on white light interferometry[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(10): 1012004.
- [13] BOEHM K J, AYZMAN Y, BLAKE R, et al. Machine learning algorithms for automated NIF capsule mandrel selection[J]. *Fusion Science and Technology*, 2020, 76(6): 749-757.
- [14] CARLSON L C, HUANG H, ALEXANDER N, et al. Automation of NIF target fabrication[J]. *Fusion Science and Technology*, 2016, 70(2): 274-287.
- [15] WU J R. Acoustical tweezers[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1991, 89(5): 2140-2143.
- [16] CHEN Y C, LI P, HUANG P H, et al. Rare cell isolation and analysis in microfluidics[J]. *Lab on a Chip*, 2014, 14(4): 626-645.
- [17] GUO F, LI P, FRENCH J B, et al. Controlling cell-cell interactions using surface acoustic waves[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2015, 112(1): 43-48.
- [18] FAKHFOURI A, DEVENDRAN C, COLLINS D J, et al. Virtual membrane for filtration of particles using surface acoustic waves (SAW)[J]. *Lab on a Chip*, 2016, 16(18): 3515-3523.
- [19] BAUDOIN M, GERBEDOEN J C, RIAUD A, et al. Folding a focalized acoustical vortex on a flat holographic transducer: miniaturized selective acoustical tweezers[J]. *Science Advances*, 2019, 5(4): eaav1967.
- [20] COLLINS D J, MORAHAN B, GARCIA-BUSTOS J, et al. Two-dimensional single-cell patterning with one cell per well driven by surface acoustic waves[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8686.
- [21] LIRETTE R, MOBLEY J, ZHANG L K. Ultrasonic extraction and manipulation of droplets from a liquid-liquid interface with near-field acoustic tweezers[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 12(6): 061001.
- [22] SESEN M, ALAN T, NEILD A. Microfluidic on-demand droplet merging using surface acoustic waves[J]. *Lab on a Chip*, 2014, 14(17): 3325-3333.
- [23] LI S X, MA F, BACHMAN H, et al. Acoustofluidic bacteria separation[J]. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 2017, 27(1): 015031.
- [24] MARZO A, SEAH S A, DRINKWATER B W, et al. Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8661.
- [25] 王亮. 微小型月面巡视器压电移动系统的研究 [D]. 南京: 南京航空航天大学, 2018.
WANG Liang. Research on piezoelectric actuated mobile systems of micro lunar robotic rover[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2018.
- [26] WANG L, XUE C Y, HOFMANN V, et al. Semi-analytical modeling and optimization of a traveling wave sandwich piezoelectric transducer with a beam-ring combined structure[J]. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 2019, 122: 171-191.
- [27] 赵淳生. 超声电机技术与应用 [M]. 北京: 科学出版社, 2007.
ZHAO Chunsheng. Ultrasonic Motors Technologies and Applications[M]. Beijing: Science Press, 2007.
- [28] 刘延柱, 陈立群, 陈文良. 振动力学 [M]. 3 版. 北京: 高等教育出版社, 2019.
LIU Yanzhu, CHEN Liqun, CHEN Wenliang. Mechanics of Vibrations[M]. 3rd ed. Beijing: Higher Education Press, 2019.
- [29] FENG H R, WANG L, WANG X, et al. Ultrasonic manipulation for precise positioning and equidistant transfer of inertial confinement fusion microspheres[J]. *Ultrasonics*, 2022, 126: 106806.

第一作者: 冯浩人(1992—), 男, 博士, 助理研究员。

E-mail: hrfeng@nuaa.edu.cn

通信作者: 王亮(1990—), 男, 博士, 教授。

E-mail: lwang@nuaa.edu.cn