

声悬浮高温小球轴向稳定性研究*

王晓振^{1,2} 常 钦^{1,2} 吴鹏飞^{1,2†} 徐德龙^{1,2†}
王祥达^{1,4} 张 丽³ 林伟军^{1,2}

(1 中国科学院声学研究所 北京 100190)
(2 中国科学院大学 北京 100049)
(3 中国核电工程有限公司 北京 100840)
(4 乳源瑶族自治县东阳光实业发展有限公司 韶关 512721)

2022 年 11 月 18 日收到

2023 年 2 月 16 日定稿

摘要 针对驻波声悬浮高温小球的轴向稳定性,建立了声-热-流-重力场耦合的物理模型,采用有限元方法计算了高温小球周围空间的不均匀温度场和声场,分析了驻波声场中直径 2 mm 的氮化硅小球在 300~2000 K 温度区间的轴向悬浮稳定性,并通过常温下声悬浮实验验证了仿真模型的准确性。结果表明在初始悬浮间距满足谐振并保持不变的条件下,随着悬浮小球的温度升高,小球的平衡位置降低,并且存在能保持稳定悬浮状态的温度最大值。在小球升温的过程中,通过反馈调节发射端-反射端间距和发射端激励电压,可以在一定程度上保持高温小球的轴向悬浮稳定性。

关键词 声悬浮, 高温小球, 非均匀温度场, 轴向稳定性

PACS 数 43.35, 43.38

DOI: 10.12395/0371-0025.2022140

Study of the axial stability of a sphere with high temperature in acoustic levitation

WANG Xiaozhen^{1,2} CHANG Qin^{1,2} WU Pengfei^{1,2†} XU Delong^{1,2†}
WANG Xiangda^{1,4} ZHANG Li³ LIN Weijun^{1,2}

(1 *Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences* Beijing 100190)
(2 *University of Chinese Academy of Sciences* Beijing 100049)
(3 *China Nuclear Power Engineering Co., Ltd* Beijing 100840)

(4 *Ruyuan Yao Autonomous Dongyangguang Industrial Development Co., Ltd* Shaoguan 512721)

Received Nov. 18, 2022

Revised Feb. 16, 2023

Abstract Aiming at the axial stability of a high-temperature sphere levitated in a standing wave field, the physical model coupled with the sound field, heat field, flow field and gravity field is established. Based on the finite element method, the non-uniform temperature field and sound field in the space around the sphere are calculated. The axial levitation stability of a silicon nitride sphere with a diameter of 2 mm in the standing wave acoustic field are analyzed when the temperature increases from 300 K to 2000 K. The accuracy of the simulation model is verified by the experiments of acoustic levitation at normal atmospheric temperature. The results show that under the condition that the initial levitation spacing satisfies resonance and remains constant, the equilibrium position of the sphere decreases with increasing temperature of the sphere, and there exists a maximum temperature for stable levitation of the sphere. With increasing temperature, the axial stability of the levitated sphere can be maintained to a certain extent by adjusting the emitter-reflector distance and emitter excitation voltage through feedback.

* 国家自然科学基金项目 (11904384, 11474305)、中国科协青年人才托举工程项目 (2022-2024QNRC001) 和中国科学院基础前沿研究计划项目 (ZDBS-LY-SLH037) 资助

† 通讯作者: 吴鹏飞, wpf@mail.ioa.ac.cn; 徐德龙, xudelong@mail.ioa.ac.cn

Keywords Acoustic levitation, Sphere with high temperature, Heterogeneous temperature field, Axial stability

引言

声悬浮利用声辐射力平衡物体重力使其悬浮。与磁悬浮、光悬浮等技术相比,声悬浮具有对材料限制条件较少、适应性强等特点。声悬浮不仅可以对物体进行非接触空间平移、旋转^[1-3],甚至可以穿透颅骨悬浮操控物体^[4]。根据物体在声悬浮下的运动特性,还可以反演出物体密度^[5]、黏度^[6]和表面张力^[7]等物性参数。特别是在常规测量手段失效的核反应堆堆芯高温熔融物(通常在 2000 °C 以上)的物性测量中,声悬浮有望对这类高温物体进行悬浮测量^[8-9]。堆芯高温熔融物的物性对反应堆安全控制至关重要,是开展严重事故现象研究、安全系统设计及安全分析的基础^[10]。

悬浮能力和稳定性是声悬浮的两个关键指标。2001 年,西北工业大学解文军和魏炳波系统地研究了超声驻波悬浮机理,大幅度优化提升了单轴超声悬浮能力,成功悬浮起水银和铯^[11]。悬浮稳定性是声悬浮高温物体的关键瓶颈。高温物体会通过热辐射、热对流、热传导向周围介质传热,导致介质温度分布不均匀,引起悬浮声场分布变化。当前此类应用中,因为缺乏对这种复杂情况下的悬浮声场特性的深入研究和认识而不得不依靠经验进行调节控制,难以实现稳定悬浮。

目前已有的声悬浮稳定性研究多是从优化声辐射面和反射面的结构、形态出发,提高悬浮稳定性^[12-14],或是研究特定形态的物体在超声悬浮场中的运动稳定性^[15],缺少温度变化对声悬浮稳定性影响的分析研究。洪振宇等引入弹性反射端^[16]和软物质反射端^[17]设计方法,有效提高了声悬浮稳定性能,成功悬浮了熔点为 812 K 的熔融态 Ag-Cu-Ge 合金。解文军和魏炳波^[18]研究了悬浮腔内温度缓慢变化且均匀分布情况下的超声悬浮稳定性,分析了随温度升高,最大捕获压力和最小捕获压力的变化,指出在加热或冷却速率较高的情况下,温度梯度对超声悬浮样品的稳定性影响较为复杂。Nordine 等^[19]针对高温小球,提出依据指数衰减的温度模型调整悬浮换能器的间距实现悬浮。对于空气中高温球状热源,对流传热会导致球周围温度分布显著偏离球对称,并且强声场的存在会强化对流过程^[20]。迄今为止,鲜有关于悬浮高温物体因对流传热造成温度分布不均匀时的声场分布、声辐射力特性以及悬浮稳定性

的理论分析的文献报道。本文通过建立声-热-流-重力场耦合的高温小球单轴驻波声悬浮模型,采用有限元方法数值分析了氮化硅小球温度升高对其悬浮稳定性的影响,并通过常温下单轴声悬浮实验验证了理论模型的准确性,研究结果可为超声悬浮技术应用于高温物体测量和操控提供理论指导。

1 控制方程和有限元数值模拟

1.1 控制方程

由于传热,声悬浮中的高温小球会引起周围空间温度不均匀,对悬浮声场及声辐射力产生影响。考虑到超声振动比热传导快很多,为简化问题,在声场、热场和流场耦合问题的研究中,先通过求解热源和边界条件已知的传热问题得到稳态温度场,进而通过温度与声速、密度的关系将温度分布代入非均匀声场模型求解声场及声辐射力,其控制方程简述如下:

$$\rho_0(\mathbf{x})\nabla\cdot\left(\frac{1}{\rho_0(\mathbf{x})}\nabla p\right)-\frac{\ddot{p}}{c_0^2(\mathbf{x})}=0, \quad (1)$$

式(1)为非均匀介质声波方程,其中 \mathbf{x} 代表空间位置, $\rho_0(\mathbf{x})$ 和 $c_0(\mathbf{x})$ 为介质的密度和声速, p 为声压。

考虑到悬浮高温小球在空气中热边界层很薄,边界层之外气体温度相对小球温度低很多,根据理想气体状态方程建立 $\rho_0(\mathbf{x})$ 和 $c_0(\mathbf{x})$ 与温度的关系:

$$\rho_0(\mathbf{x})=\rho_0\left[\frac{T_0}{T(\mathbf{x})}\right], \quad (2)$$

$$c_0^2(\mathbf{x})=c_0^2\left[\frac{T(\mathbf{x})}{T_0}\right], \quad (3)$$

其中, $T(\mathbf{x})$ 为介质温度, T_0 为没有热源存在时的环境温度, ρ_0 和 c_0 是介质温度为 T_0 时的介质密度和声速。

传热方程:

$$\rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot (-\kappa \nabla T) = Q, \quad (4)$$

动量方程:

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot (-p \mathbf{I} + \mathbf{K}) + \mathbf{F}, \quad (5)$$

$$\mathbf{K} = \mu(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I}, \quad (6)$$

连续性方程:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0. \quad (7)$$

式(4)—式(7)中, \mathbf{u} 表示质点速度, T 为温度, ρ

为密度, μ 为粘性系数, C_p 为等压热容, κ 为热传导系数, \mathbf{I} 为单位矢量, Q 为热源, 本文模型近似认为达到热平衡的悬浮小球为恒温热源, \mathbf{F} 为体积力, 本模型中为重力。模型边界条件是: 悬浮小球表面位移和温度连续; 换能器辐射面和反射面位移和温度连续; 远离悬浮物处为声吸收边界条件、热通量边界条件。

声场确定后, 通过如下模型计算悬浮小球所受的声辐射力^[21]。声辐射应力张量:

$$\langle \mathbf{II} \rangle = \frac{1}{2\rho_0 c_0^2} \langle p^2 \rangle - \frac{\rho_0}{2} \langle |\mathbf{u}|^2 \rangle + \rho_0 \langle \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \rangle, \quad (8)$$

声辐射力:

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = - \iint_{S_0} \langle \mathbf{II} \rangle \mathbf{n} dS, \quad (9)$$

其中, $\langle \cdot \rangle$ 代表对时间求平均, p 和 \mathbf{u} 分别是悬浮小球所在位置处的声压和介质质点振速, ρ_0 和 c_0 为流体介质的密度和声速, S_0 为悬浮小球表面, \mathbf{n} 为其法向单位矢量。

1.2 有限元模型

1.2.1 物理模型和计算域

为了简化计算, 使用轴对称的几何模型(图 1)对由两个换能器组成的单轴声悬浮装置及悬浮其中的高温小球进行有限元分析。模型包括发射端和接收端两个夹心式压电陶瓷换能器(忽略预应力螺栓和电极片)、高温悬浮物及其周围的空气。其中, 发射端发射声波, 反射端同时作为接收端, 实验中可通过其接收的电压值判断发射端和反射端的间距是否满足谐振条件^[22]。

声场模拟包括换能器与空气之间的流体-结构相互作用、压电材料的电能和机械能之间的耦合以及空气域内的声传播。温度场和流场的模拟考虑热传导和热对流, 采用流热耦合的多物理场仿真, 计算域为两个换能器之间的空气域及高温小球。几何模型中, r 坐标表示径向, z 坐标表示轴向。模型的物理参数主要有: 换能器辐射面半径 $R = 22 \text{ mm}$, 换能器工作频率 $f_0 = 20 \text{ kHz}$, 高温小球半径 $r_0 = 1 \text{ mm}$, 两个换能器间距 H , 高温小球中心与发射端间距 h , 发射端电压 V_0 , 环境温度为 $T_0 = 300 \text{ K}$, 悬浮小球温度为 T , 悬浮小球熔点为 2173 K , 悬浮小球密度为 3100 kg/m^3 , 悬浮小球质量为 13.0 mg 。

1.2.2 边界条件

进行声场仿真时, 如图 1 所示, 设置换能器的压电材料极化方向, 发射端静电场边界根据极化方向设置电压或接地, 接收端静电场边界根据极化方向设置电荷或接地。换能器中心节点采用零位移边界

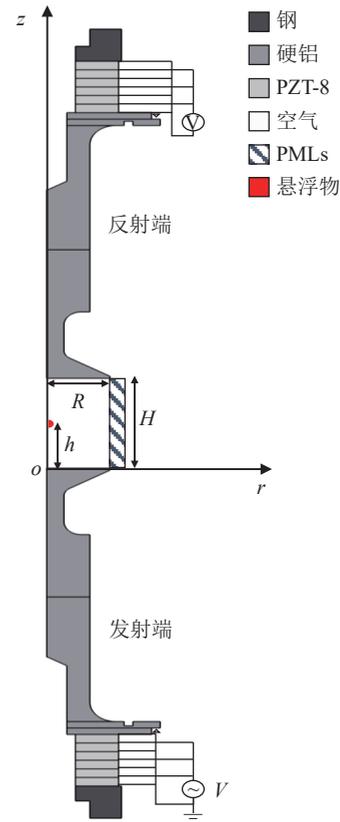


图 1 单轴声悬浮的二维轴对称几何模型

条件, 图 1 中以三角形标示。空气域的右侧设置完美匹配层 (PMLs)。

温度场和流场仿真如图 2 所示, 计算域为两个换能器之间的圆柱形空气域。传热模型的边界条件: 悬浮小球的表面温度设为 T ; 计算域上下两侧设置为对流热通量; 左侧为轴对称边界; 右侧为开放边界。流体模型选择层流-弱可压缩流动-包含重力, 边界条件: 悬浮小球的表面设为无滑移壁面; 计算域上下两侧设置为无滑移壁面; 左侧为轴对称边界; 右侧为开放边界。

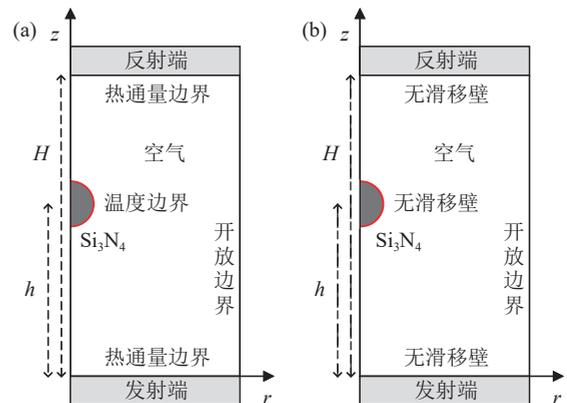


图 2 流热耦合模拟的边界条件设置 (a) 传热模型; (b) 层流模型

1.2.3 仿真策略

因超声振动相比热传导过程快很多,基于时间尺度分离,为简化问题,将温度场和声场进行解耦。具体求解策略为:先通过求给定热源和边界条件下传热和层流的流热耦合问题得到稳态的温度场和流场分布。再将温度分布代入到压力声学模型中,采用声-结构耦合和压电效应的多物理场对声场进行仿真。通过对换能器间距 H 进行参数化扫描,基于稳定性的判别条件,找到最佳的间距。通过对 h 进行参数化扫描,计算小球受到的轴向声辐射力 F_z ,找到满足 $F_z = G$ 条件的小球悬浮位置。

2 数值模拟结果分析

2.1 悬浮稳定性的判别条件

根据 Gor'Kov 声辐射势理论^[23],当粒子尺寸远小于波长时,作用在半径为 R 的小球上的声辐射力,取决于声辐射时间平均势 U :

$$U = 2\pi R^3 \left(\frac{\overline{p^2}}{3\rho c^2} - \frac{\overline{\rho|\mathbf{u}|^2}}{2} \right), \quad (10)$$

式中, $\overline{p^2}$ 和 $\overline{\rho|\mathbf{u}|^2}$ 分别是悬浮物所在位置处的声压和介质质点振速的均方幅值, ρ 是介质密度, c 为介质声速。

在空间声场中,声压分布可以根据有限元仿真得到,介质质点振速可由下式确定:

$$\mathbf{u} = \nabla\phi, \quad (11)$$

$$\phi = -\frac{p}{j\omega\rho}. \quad (12)$$

在声辐射时间平均势极小值点附近,将形成一个稳定的悬浮区域,声辐射力的径向和轴向分量都会表现出回复力的特性,可在时间平均势极小值点附近定义轴向回复力系数^[24]:

$$k_z = \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}. \quad (13)$$

回复力系数可用于比较各种势极小值的悬浮能力。对于理想的平面驻波悬浮场,当发射端和反射端之间的距离是半波长的整数倍时,将获得最大回复力系数。而本模型中辐射端为纵-弯耦合振动,辐射的不是平面波,因此通过更改参数 H 来确定发射端和反射端之间的最佳距离。图 3 列出了轴向回复力系数 k_z 、最大声压幅值 P_{\max} 以及接收端电压幅值 V_r 随换能器间距 H 的变化曲线。由图可知,换能器的最佳间距略大于半波长的整数倍,且三条曲线的极大值点对应的间距 H 相同,因此进行有限元仿真时,可以通过最大声压值的大小来判断换能器间距

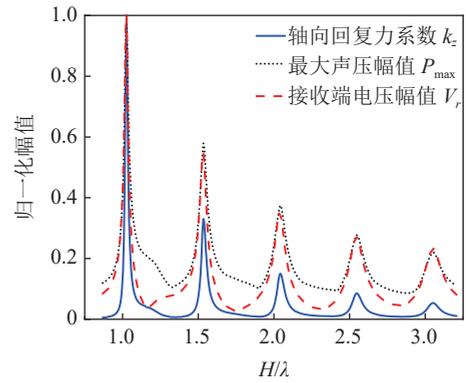


图 3 轴向回复力系数、最大声压及接收端电压随换能器间距的变化

是否最佳以及稳定性是否最好。

考虑悬浮小球对声场以及稳定性判别条件的影响,以声场中有 4 个悬浮节点,且悬浮小球位于第 3 个悬浮节点为算例进行仿真。定义小球的邻域是以小球为中心的矩形, z 方向宽为悬浮小球最近节点的上下两个节点间距, r 方向长为 40 mm。计算轴向回复力系数 k_z 、小球邻域中的最大声压幅值 P_{\max} 、接收端电压幅值 V_r 、反射面中心点处声压值 P_r 随换能器间距 H 的变化曲线(图 4)。由图可知, P_{\max} 和 k_z 极大值点对应的间距 H 相同,两者均可作为稳定性的判别条件。且进行实验时,使用反射面中心点声压值比使用接收端电压幅值的判断效果更好。在下文的有限元仿真中,采用小球邻域中的最大声压值是否达到极大值作为稳定性判别依据。

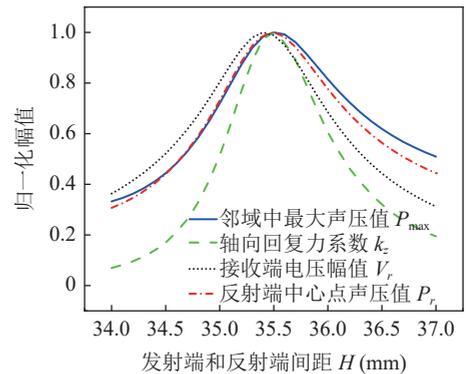


图 4 轴向回复力系数、邻域最大声压、接收端电压及反射端中心点声压随换能器间距的变化(悬浮球位于第 3 个悬浮节点附近)

2.2 悬浮小球升温对声悬浮稳定性的影响

2.2.1 常温小球声悬浮稳定性分析

考虑声场中有 4 个悬浮节点,以悬浮小球位于第 3 个悬浮节点为算例进行仿真。对常温下 ($T = 300$ K) 的声场进行频域仿真,分析常温小球的悬浮稳定性。通过仿真发现,小球所在位置的微小变化

对声压分布影响较小,对 H 的判断结果无影响。因此首先对 H 进行参数化扫描,通过判断小球邻域中的最大声压值是否达到极大值来确定 H 是否最佳。确定 H 后,计算不同位置处悬浮小球受到的轴向声辐射力 F_z ,通过比较 F_z 和重力 G 的大小,确定小球的位置 h 。 H 和 h 参数化扫描的精度均为 0.05 mm。由图 5 和图 6 可知, $T = 300$ K 且发射端激励电压为 130 V (辐射面中心点处表面位移为 10.8 μm) 的条件下,换能器间距 $H = 35.5$ mm 时声悬浮系统的悬浮能力最好,小球悬浮位置 h 近似为 21.3 mm。其中图 6 的重力值表示悬浮小球所受重力的绝对值(不计方向),声辐射力为正值的部分表示力的方向与重力方向相反,负值部分表示力的方向与重力方向相同,因此图中声辐射力曲线与重力曲线右侧的交点就是悬浮位置。图 7(a) 绘制了该几何模型下声场的分布。其中,横向坐标表示 r 方向,纵坐标表示 z 方向。在声压节点附近将形成一个稳定悬浮区域。由于重力,小球悬浮在声压节点偏下的位置。

2.2.2 固定距离和激励电压下不同温度小球的悬浮稳定性分析

由 2.2.1 节中得到的 H 和 h 可确定高温小球仿真

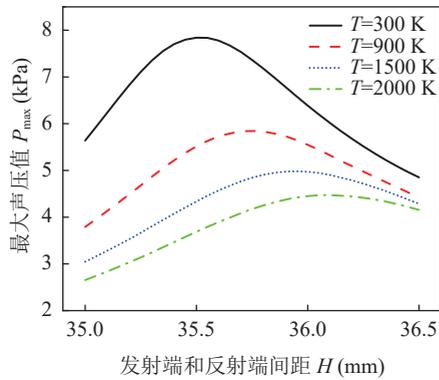


图 5 不同小球温度下最大声压值随换能器间距的变化(发射端激励电压 130 V)

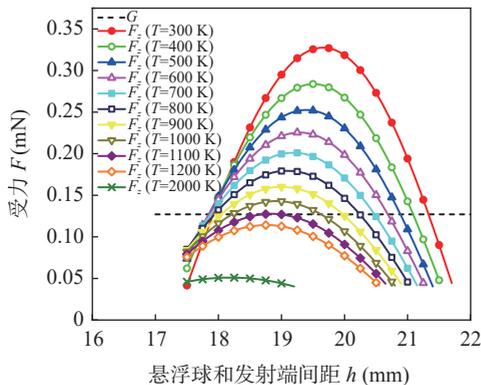


图 6 不同小球温度下不同位置处轴向声辐射力与重力的比较(换能器间距 35.5 mm,发射端激励电压 130 V)

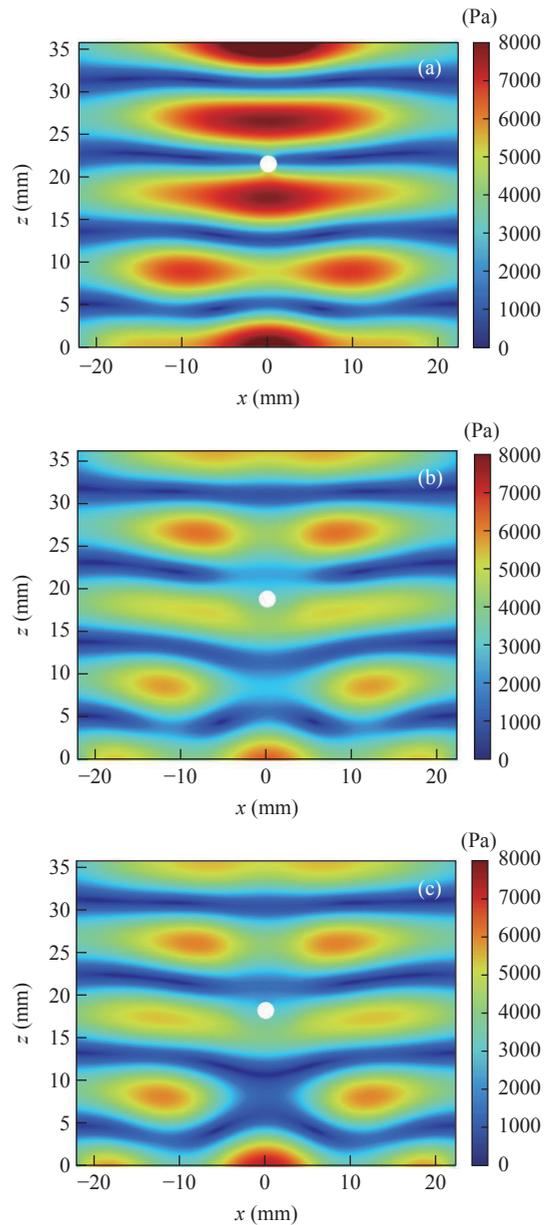


图 7 不同条件下的绝对声压值分布 (a) $T = 300$ K, $H = 35.5$ mm, $h = 21.3$ mm, $V_0 = 130$ V; (b) $T = 2000$ K, $H = 36.1$ mm, $h = 18.8$ mm, $V_0 = 175$ V; (c) $T = 2000$ K, $H = 35.5$ mm, $h = 18.2$ mm, $V_0 = 205$ V

的初始几何模型,通过计算悬浮小球温度 T 升高后流热耦合下的稳态解得到空气介质的温度分布,如图 8 所示 ($T = 2000$ K)。由于对流,小球附近的空气温度升高后向上流动,使温度分布在 z 轴方向上显著不对称,小球上方的温度高于小球下方,且小球上方的温度梯度更小。

保持换能器间距 $H = 35.5$ mm 和发射端电压 $V_0 = 130$ V 不变,仿真计算不同温度下小球的悬浮情况。与常温下的仿真策略不同的是,每次声场计算时的介质温度均是对应几何模型下高温小球对流传

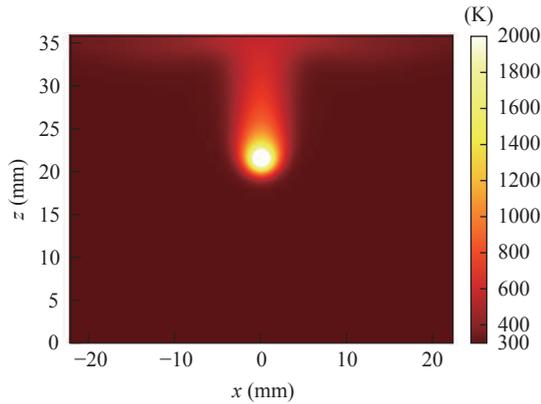


图8 空气介质的温度分布 ($T = 2000 \text{ K}$, $H = 35.5 \text{ mm}$, $h = 21.3 \text{ mm}$)

热的稳态仿真结果。结果表明(图6),保持换能器间距和发射端激励电压不变的情况下,随着悬浮小球的温度升高,小球的平衡位置降低。原因一是小球上方温度比下方高得多,使小球上方的声波波长大于小球下方,小球的平衡位置下降;原因二是保持换能器间距为常温下的最佳间距时,随着悬浮小球的温度升高,越来越不满足谐振条件,声场中声压值降低,小球受到的声辐射力减小,平衡位置降低。

当小球温度升高至 1200 K 时,小球在第3个节点附近受到的最大声辐射力小于重力,无法继续悬浮(图6)。因此保持换能器间距和发射端激励电压不变时,悬浮小球能够达到的温度是有限的。

2.2.3 换能器间距和激励电压对高温小球悬浮稳定性的影响

为使小球能够加热至更高温度且保持悬浮在第3个声压节点处,本文考虑使用补偿发射端换能器激励电压和换能器最佳悬浮间距的方法。分别计算小球在高温时,将换能器间距保持为常温时的最佳间距和换能器间距调节至高温下的最佳距离两种情况下,小球能够悬浮在第3个节点需要的最小发射端电压 V_0 。由于改变发射端电压值,只会改变声场中声压数值,不会改变声压分布。因此认为使小球在节点附近受到的最大声辐射力等于重力的 V_0 是小球能够悬浮的最小发射端电压值。高温小球条件下最佳换能器间距的求解方法与常温相同,区别之处在于声场计算时的介质温度是对应几何模型下对流传热的稳态仿真结果。由图5可知,小球温度升高,换能器的最佳间距 H 升高。原因是温度升高,声速增大,波长增大。

以 $T = 2000 \text{ K}$ 为例进行分析。第1种情况,换能器间距调节为 $T = 2000 \text{ K}$ 时的最佳间距 $H = 36.1 \text{ mm}$ (图5)。由图9可知,悬浮位置 h 为 18.8 mm

时小球受到的声辐射力最大。对 V_0 进行参数化扫描(步长为 5 V),计算得到小球能够悬浮需要的最小发射端电压为 $V_1 = 175 \text{ V}$ (辐射面中心点处表面位移为 $14.4 \mu\text{m}$)。该条件下的声场分布如图7(b)所示。第2种情况,换能器间距保持为常温时的最佳间距 $H = 35.5 \text{ mm}$,由图9可知悬浮位置 h 为 18.2 mm 时小球受到的声辐射力最大。对 V_0 进行参数化扫描,计算得到小球能够悬浮需要的最小发射端电压为 $V_2 = 205 \text{ V}$ (辐射面中心点处表面位移为 $16.2 \mu\text{m}$)。该条件下的声场分布如图7(c)所示。两种情况需要补偿的最小发射端电压的比值为 $(V_1 - V_0)/(V_2 - V_0) = 0.6$ 。前者使小球受到的最大声辐射力为后者的1.4倍,因此需要补偿的电压值更小。对比结果表明,物体温度升高使换能器间距不再满足谐振条件时,可增大换能器发射电压进行补偿,使悬浮物更稳定。且增大悬浮装置间距可使需要补偿的电压大幅减小。比较分析图7(a)—图7(c),可知悬浮小球的温度升高后,波长改变,换能器间距不满足谐振条件,声场中声压值降低。由于声辐射力的大小与声压梯度有关,小球周围的声压梯度降低,受到的声辐射力减小,平衡位置降低。小球周围温度升高使声场分布改变,横向上分布变得不均匀,将对横向回复力以及横向稳定性产生影响。增大换能器间距至该温度条件下的最佳间距,可使能量不再集中在换能器辐射面附近,声压分布在纵向上变得更均匀,此时需要补偿的电压值较小。

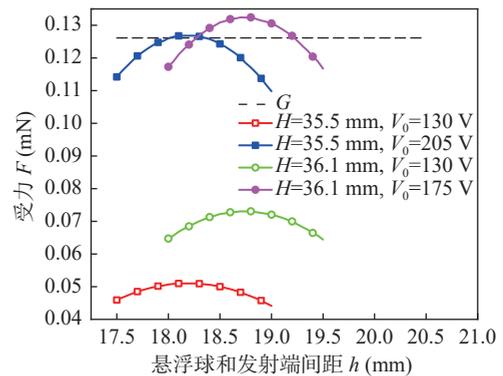


图9 不同位置处轴向声辐射力与重力的比较 ($T = 2000 \text{ K}$)

若保持换能器间距 $H = 35.5 \text{ mm}$ 不变,仿真计算不同电压下能悬浮的小球的最高温度。结果表明,在不需要调节换能器间距的条件下,随着电压增大,可以悬浮住更高温度的小球(图10)。若悬浮小球尺寸变大,则小球能达到的最大悬浮温度将降低。在 130 V 激励电压下半径 1.0 mm 和半径 1.5 mm 的氮化硅悬浮小球能达到的最大温度分别是 1100 K 和 750 K 。

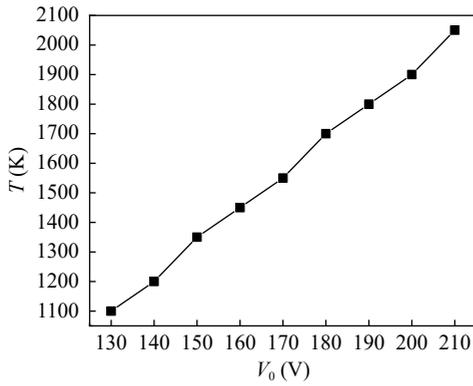


图 10 半径 1 mm 氮化硅小球可悬浮的最高温度随发射端激励电压值的变化曲线

3 实验验证

在常温下,参考图 1 所示的单轴悬浮系统进行了声悬浮实验。如图 11 所示,将两个平面换能器(自主研制,主频 20 kHz) 竖直放置于升降支架,调节支架使两个换能器的中轴线对齐、端面保持水平。其中,下方的换能器连接超声波发生器(自主研制),作为发射端发射声波。上方的换能器连接示波器(R&S RTM3004),作为接收端和反射端。调节换能器间距使声场存在 2, 3, 4 个悬浮节点,对半径 1 mm 的氮化硅球进行悬浮(图 12),记录发射端激励电压值、频率、接收端电压值、换能器间距以及悬浮粒子位置。如图 7(a) 所示,声场从发射端到反射端的第 1 个悬浮节点为环形,所以悬浮在该节点处的粒子不在轴线上,受到扰动时会在环形节点处平动,导致精准测量其悬浮高度较为困难,故不在此节点放置粒子。

根据实验中发射端频率和激励电压进行仿真,将声场中最大声压值是否达到极大值作为判断依据,

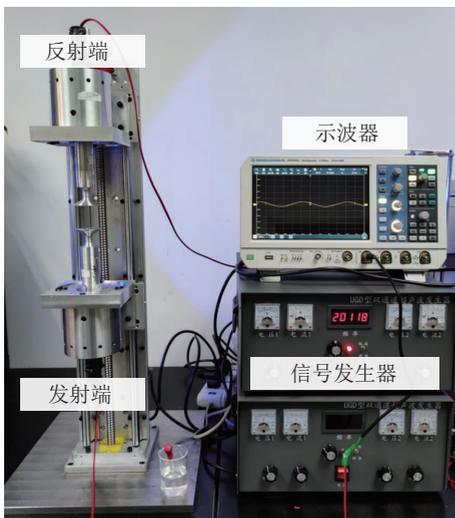


图 11 实验装置

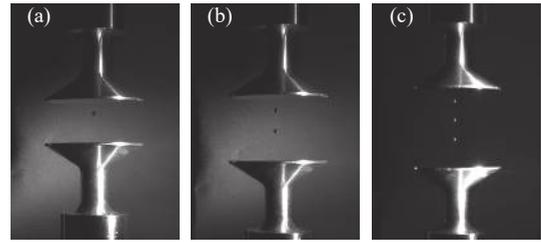


图 12 常温下单轴悬浮半径 1 mm 氮化硅小球 (a) 2 个悬浮节点; (b) 3 个悬浮节点; (c) 4 个悬浮节点

确定声场存在 2, 3, 4 个稳定悬浮节点对应的换能器间距 H , 与实验结果进行对比(表 1)。由表中数据可知,这 3 组实验与仿真结果的相对误差均小于 5%,误差来源于实验中人工调节以及环境变化。由于常温下换能器间距在谐振距离处的微小变化对悬浮稳定性的影响较小,因此在误差允许范围内,该实验结果与理论模拟结果一致。

表 1 实验与仿真中稳定悬浮对应的换能器间距 H (mm)

	2个节点	3个节点	4个节点
仿真	17.9 mm	26.9 mm	35.7 mm
实验	18.6 mm	27.9 mm	36.6 mm
相对误差	4%	4%	3%

4 结论

本文针对单轴驻波声悬浮高温小球的轴向稳定性,建立了声-热-流-重力多物理场耦合的物理模型,采用有限元方法计算了高温小球周围空间的不均匀温度场和声场。讨论了声悬浮轴向稳定性的判别条件,数值分析了氮化硅小球温度升高对其悬浮稳定性的影响,并通过常温下单轴声悬浮实验验证了仿真模型的准确性。结果表明:在初始悬浮间距满足驻波谐振并保持不变的条件下,随着小球温度的升高,小球保持稳定悬浮的位置降低,能够达到的温度是有限的。为使小球达到更高温度并保持其稳定悬浮,需增大发射端激励电压。此外,增大声悬浮间距至目标温度条件下的最佳间距可使需要补偿的电压值大幅减小,在一定程度上缓解换能器激励电压的限制问题。本文对不同激励电压可悬浮的高温小球的温度和位置的数值计算,可为高温小球的声悬浮提供理论分析和帮助。进一步的研究还应考虑到声波对传热的影响。

致谢 感谢中国科学院力学研究所陶跃群老师关于传热理论模拟方面的有益讨论。

参 考 文 献

- 1 Andrade M, Marzo A, Adamowski J C. Acoustic levitation in mid-air: Recent advances, challenges, and future perspectives. *Appl. Phys. Lett.*, 2020; **116**(25): 250501
- 2 蔡飞燕, 孟龙, 李飞, 等. 声操控微粒研究进展. *应用声学*, 2018; **37**(5): 655–663
- 3 臧雨宸, 林伟军, 苏畅. 看不见的“手”——声辐射力及其应用. *物理*, 2021; **50**(11): 749–760
- 4 Yang Y, Ma T, Li S, *et al.* Self-navigated 3D acoustic tweezers in complex media based on time reversal. *Research*, 2021; **2021**: 9781394
- 5 Zang Y, Chang Q, Wang X, *et al.* Natural oscillation frequencies of a Rayleigh sphere levitated in standing acoustic waves. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2022; **152**(5): 2916–2928
- 6 Kremer J, Kilzer A, Petermann M. Simultaneous measurement of surface tension and viscosity using freely decaying oscillations of acoustically levitated droplets. *Rev. Sci. Instrum.*, 2018; **89**(1): 015109
- 7 Tian Y, Holt R G, Apfel R E. A new method for measuring liquid surface tension with acoustic levitation. *Rev. Sci. Instrum.*, 1995; **66**(5): 3349–3354
- 8 阮莹, 胡亮, 闫娜, 等. 空间材料科学研究进展与未来趋势. *中国科学: 技术科学*, 2020; **50**(6): 603–649
- 9 翟薇, 常健, 耿德路, 等. 金属材料凝固过程研究现状与未来展望. *中国有色金属学报*, 2019; **29**(9): 1953–2008
- 10 元一单, 宫厚军, 邓坚, 等. 严重事故下堆芯熔融物行为与现象研究. *中国基础科学*, 2021; **23**(3): 1–8
- 11 Xie W J, Cao C D, Lü Y, *et al.* Levitation of iridium and liquid mercury by ultrasound. *Phys. Rev. Lett.*, 2002; **89**(10): 104304
- 12 解文军. 声悬浮优化设计理论及其应用研究. 博士学位论文, 西安: 西北工业大学, 2002: 41–51
- 13 范皓然, 尹冠军, 李盼, 等. 具有环形限位夹持力的单轴式超声悬浮系统. *声学学报*, 2018; **43**(3): 364–371
- 14 阮永都, 梁旭. 逆反射超构表面的驻波声悬浮研究. *中国科学: 技术科学*, 2020; **50**(9): 1226–1234
- 15 Andrade M, Marzo A. Numerical and experimental investigation of the stability of a drop in a single-axis acoustic levitator. *Phys. Fluids*, 2019; **31**(11): 117101
- 16 Hong Z Y, Xie W J, Wei B. Vibration characteristics of acoustically levitated object with rigid and elastic reflectors. *Chin. Phys. Lett.*, 2010; **27**(1): 014301
- 17 Hong Z Y, Xie W J, Wei B. Acoustic levitation with self-adaptive flexible reflectors. *Rev. Sci. Instrum.*, 2011; **82**(7): 074904
- 18 Xie W J, Wei B. Temperature dependence of single-axis acoustic levitation. *J. Appl. Phys.*, 2003; **93**(5): 3016–3021
- 19 Nordine P C, Merkley D, Sickel J, *et al.* A levitation instrument for containerless study of molten materials. *Rev. Sci. Instrum.*, 2012; **83**(12): 456–566
- 20 Jiang G S, Yang Y F, Xu W L, *et al.* Convective heat exchange characteristics of acoustic-induced flows over a sphere: The role of acoustic streaming. *Appl. Acoust.*, 2021; **177**: 107915
- 21 Chang Q, Zang Y C, Lin W J, *et al.* Acoustic radiation force on a rigid cylinder near rigid corner boundaries exerted by a Gaussian beam field. *Chin. Phys. B*, 2022; **31**(4): 422–429
- 22 吴鹏飞, 王晓振, 高金彪, 等. 一种自适应调节谐振距离的声悬浮装置及方法: CN114653564A. 2022-02-15
- 23 Gor'kov L P. On the forces acting on a small particle in an acoustic field in an ideal fluid. *Sov. Phy. Dokl.*, 1962; **6**(1): 773–775
- 24 Barmatz M, Collas P. Acoustic radiation potential on a sphere in plane, cylindrical, and spherical standing wave fields. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1985; **77**(3): 928–945