

# 兰姆波驱动微流体温度分布研究

顾赫,梁威

(上海工程技术大学 机械与汽车工程学院,上海 201620)

**摘要:**该文应用压电陶瓷器件激发频率 1 MHz 的兰姆波在非压电基板上进行了微流体温度分布的研究。经理论分析表明,兰姆波向流体中辐射纵波以及兰姆波在介质中传播时的粘性摩擦损失产生了声热效应。采用红外摄像机观察液滴从兰姆波激发直至达到稳态时的热分布变化,发现液滴在兰姆波入射一侧的温度高于其他区域且高温区域有向顶部扩散的趋势。观察不同液体黏度液滴的声热现象,发现油滴的温度扩散更均匀,动力学行为更弱。采用有限元分析声流和声热效应,发现液滴在顶部区域声流速最大,在声流作用下,液滴的高温区域扩散至顶部。

**关键词:**兰姆波;非压电基板;声热效应;热分布;声流效应

**中图分类号:**TN712;O429 **文献标识码:**A

## Research on Temperature Distribution of Microfluidic Driven by Lamb Wave

GU He, LIANG Wei

(School of Mechanical and Automotive Engineering, Shanghai University of Engineering Science, Shanghai 201620, China)

**Abstract:** Microfluidic temperature distribution on a non-piezoelectric substrate is studied using Lamb waves with 1 MHz excitation frequency in piezoelectric ceramics. Theoretical analysis demonstrates that the acoustothermal effect is induced by the Lamb waves radiating longitudinal waves into the fluid and viscous friction loss. An infrared camera observes the thermal distribution of droplets from Lamb wave excitation to a steady-state temperature. The droplet temperature on the Lamb wave radiation side is higher than that of other areas, and the high temperature area tends to spread to the top. Regarding the acoustothermal phenomena of droplets with different liquid viscosities, the temperature distribution of an oil droplet is more uniform and exhibits weaker dynamic behavior. Finite element analysis of the acoustic flow and thermal effect demonstrate that the droplet high temperature diffusion trend corresponds to the maximum acoustic flow inside the droplet.

**Key words:** Lamb wave; non-piezoelectric substrate; acoustothermal effect; temperature distribution; acoustic flow effect

### 0 引言

近年来,微流控技术广泛应用于芯片实验室<sup>[1]</sup>领域。微流体的温度作为影响实验的重要因素之一,研究精确有效控制温度的方法对提高微反应器性能有着重要意义。压电换能器产生的声表面波(SAW)在基材表面传播,将液滴置于波传播的路径上,由于晶片与流体之间的声速不匹配,SAW将声能辐射到流体中使波的能量在液滴内部耗散。这不仅诱发压力纵波引起液滴内部流动<sup>[2]</sup>,同时声波能量在流体中的粘性耗散会产生加热效应<sup>[3]</sup>。当高

频(MHz)交变电信号应用于压电器件时,叉指换能器(IDT)的焦耳热效应会导致基板温度升高<sup>[4]</sup>。关于声表面波加热微流体的研究已有报道。2005年Kondoh等<sup>[5]</sup>提出了液体的温度是声表面波振幅的函数,且通过施加的电压可控制液体温度。2014年章安良团队<sup>[6]</sup>提出了在LiNbO<sub>3</sub>压电晶片上激发声表面波,并通过传热片将能量传递到受热区,进而加热受热区上的微液滴。Li等<sup>[7]</sup>证明了通过调节热源分布和目标内部的热传导可以调节行波路径上液滴的温度场。Huang等<sup>[8]</sup>介绍了一项研究声

收稿日期:2024-01-10

基金项目:国家自然科学基金资助项目(51505274)

作者简介:顾赫(1999-),女,辽宁省铁岭市人,硕士生。通信作者:梁威,女,副教授,硕士生导师。

表面波驱动液体雾化过程中热分布的实验。Wang等<sup>[9]</sup>提出了一种基于 AlN/Si 薄膜 SAW 快速可控声热微加热器。通过输入功率可以精确控制微腔内的液体温度。Mehmood 等<sup>[10]</sup>实验表明在输入功率 0.096~3.2 W 时,液滴的温升和流速分别高达 55 °C 和 24.6 mm/s。

尽管有上述初步研究,但现有的声表面波加热微流体研究均以压电材料作为衬底,其他非压电衬底(如玻璃)很少被应用,并且多数研究对象仅限于静止微流体的温度控制,关于液滴的动态行为对温度分布的影响的深入研究仍未得到满足。因此,开发一种适用于不同类型衬底、非静止液滴的加热方法至关重要。本文提出了基于兰姆波在非压电衬底表面驱动微流体加热的研究,观察了微流体加热过程中的温度分布情况,并对微流体的热效应及动力学行为进行了仿真模拟。该方法使非压电基板上微流体的动态加热成为可能,为芯片实验室中微流体加热提供了新的思路。

## 1 实验方法

该实验采用压电陶瓷片(PZT)作为兰姆波发生器,规格为 6 mm×4 mm×1 mm,叉指间距为 2.4 mm,对应于频率为 1 MHz 传播兰姆波的波长。选取厚度 1 mm 的玻璃衬底作为非压电基板,基板厚度小于波长,保证了压电器件激发声波模式为兰姆波。利用环氧树脂将压电陶瓷片胶粘在玻璃基板表面,激发的兰姆波可驱动液滴运动。为了减小兰姆波在玻璃衬底边缘的反射,两片长 50 mm、宽 5 mm、厚 0.5 mm 的吸声纸粘接在玻璃基板两侧。实验采用水和橄榄油两种不同黏度的液滴。

图 1 为兰姆波驱动液滴的实验装置示意图。实验设备包括:直流稳压电源(ATTEN APS3005S-3D1),信号发生器(RIGOL DG1022U),示波器(Tektronix TDS2012C)和自制放大电路元件,微量移液器(EPPENDORF 10-100 μL),高速摄像机(Keyence VM-600C),红外热相机(FLIR TC650s)。直流稳压电源与信号发生器输出稳定的交流信号并通过自制放大电路进行放大。输出的放大信号与压电陶瓷的电极片连接,观察示波器中输入压电陶瓷片的波形,保证在玻璃基板上激发出兰姆波模式。实验在恒定频率 1 MHz 下进行。此外,为了获得清晰的实验现象,在玻璃基板表面均匀地涂抹疏

水层。利用微量移液器吸取一定体积的液滴,并移至于兰姆波在玻璃基板的传播路径上。最后利用高速摄像机记录液滴的形态变化及动力学行为,使用红外热相机捕获液滴内部的热效应分布,使用 FLIR Tools 软件分析来自红外照相机的热图像。FLIR Tools 软件可通过温度刻度条的灰度值与被测区域像素点的灰度值之间的对应关系得到温度值,并选取特定区域的温度值进行分析。

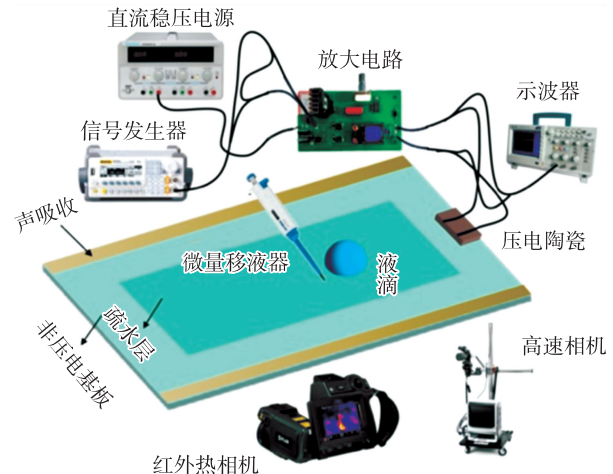


图 1 兰姆波驱动微流体热效应研究实验装置示意图

## 2 理论基础

### 2.1 兰姆波衰减规律

兰姆波在液体中传播会因向流体中辐射纵波及在介质中传播时粘性摩擦损失而衰减。纵波在传播过程中产生声压梯度,从而产生声流力,增强流体流动或液滴运动。同时,粘性耗散产生的能量被转化为热功率以提高流体温度。对于液滴,当声波接触液体时,部分声波沿  $\theta_R$  方向以纵波形式折射到液体中<sup>[11]</sup>,故有

$$\theta_R = \arcsin \frac{v_f}{v_s} \quad (1)$$

式中: $v_s$  为固体材料的声波速度; $v_f$  为液体中的声速。例如,在室温下使用玻璃基板时, $\theta_R$  约为 38°,其中兰姆波在玻璃基板中波速约为 2 400 m/s,声速在水中为 1 480 m/s。兰姆波在流体中转变为泄漏声表面波,随着距离源的距离呈指数衰减,这是由于其在介质里的传输过程中存在黏度衰减,该衰减长度  $\alpha^{-1}$ <sup>[12]</sup> 为

$$\alpha^{-1} = \frac{\rho_s v_s^2}{f \rho_f v_f} \quad (2)$$

式中: $\rho_s$  和  $\rho_f$  分别是固体和流体的密度; $f$  为兰姆

波的频率。相反,声表面波在液体介质中沿  $\theta_R$  传播,纵波衰减长度  $\beta^{-1}$  明显更高<sup>[13]</sup>,即:

$$\beta^{-1} = \frac{\rho_f v_f^3}{4\pi^2 f^2 \left( \frac{4}{3}\mu + \mu' \right)} \quad (3)$$

式中  $\mu$  和  $\mu'$  分别为流体的剪切黏度和体积黏度。由式(3)可见,液体中纵波的衰减程度与流体黏度相关。因此,黏度是声波驱动微流体加热的关键影响因素。

### 2.2 兰姆波传递给流体的功率

在不同的电压幅值激励下,兰姆波的输入功率不同,其关系为

$$P = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \cos\varphi \quad (4)$$

$$I_{\text{eff}} = \frac{U_{\text{Ipp}}}{R_L 2\sqrt{2}} \quad (5)$$

式中:  $U_{\text{eff}}$  为有效电压 ( $U_{\text{eff}} = U_{\text{vpp}}/2\sqrt{2}$ ,  $U_{\text{vpp}}$  为电压幅值);  $I_{\text{eff}}$  为有效电流;  $U_{\text{Ipp}}$  为示波器中读出的电压值(用于计算有效电流);  $R_L = 0.25 \Omega$  为内阻;  $\varphi = 82^\circ$  为电流与电压之间的相角。

输送到流体中的兰姆波总功率<sup>[8]</sup>为

$$Q_{\text{in}} = \xi^2 \omega^2 \rho_s c_s A \quad (6)$$

式中:  $\omega = 2\pi f$ ;  $\xi$  为兰姆波的波幅;  $A$  为面积,即兰姆波孔径乘以兰姆波在玻璃表面下的深度;  $c_s$  为声波在玻璃中的传播速度。由激光多普勒测振仪测得的波幅  $\xi$  与激发电压幅值  $U_{\text{vpp}}$  呈线性关系,这种关系可以参考文献[14]。

图2为兰姆波的输入功率与其传递给流体的功率之间的关系曲线。由图可见,兰姆波输入功率与兰姆波传递给流体的功率呈二次函数关系,该结果可用于计算兰姆波传递给流体的总能量。

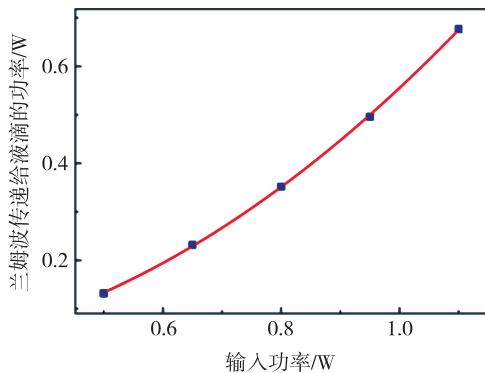


图2 兰姆波的输入功率与其传递给流体的功率间的关系曲线

### 2.3 兰姆波驱动液滴运动的受力分析

兰姆波辐射进入液滴时,液滴发生了不同形式

的动力学现象。图3为兰姆波驱动液滴运动的受力分析图。

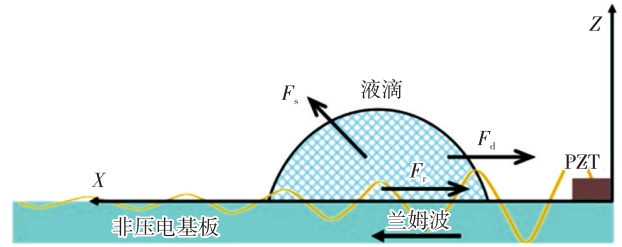


图3 兰姆波驱动液滴运动受力分析

液滴的受力关系为

$$F_s - F_d - F_r = \frac{dm_f U_f}{dt_f} \quad (7)$$

式中:  $F_s$  为使液滴产生动力学行为的声流力;  $F_d$  为液滴和玻璃基板间的粘滞阻力;  $F_r$  为液滴与基板之间的摩擦力;  $m_f$  为液滴质量;  $U_f$  为液滴在兰姆波传播方向的运动速度,可通过测量液滴随时间移动的距离来计算;  $t_f$  为液滴运动的时间。其中  $F_s$ <sup>[14]</sup> 为

$$F_s = -\rho_f (1 + \alpha_1^2)^{3/2} \xi^2 \omega^2 k_{\text{imag}} \exp 2[k_{\text{imag}}(x \cos \theta + y \sin \theta) + \alpha_1 k_{\text{imag}} z] \quad (8)$$

式中:  $k_{\text{imag}}$  为泄漏兰姆波数的虚部;  $\alpha_1$  为衰减常数的虚部;  $\theta$  为声流力相对于兰姆波传播方向的夹角。粘滞阻力  $F_d$ <sup>[15]</sup>:

$$F_d = k\gamma L (\cos\theta_r - \cos\theta_a) \quad (9)$$

式中:  $k$  为根据液滴形状而定的数值常数,通常由实验确定;  $\gamma$  为疏水表面水和玻璃的表面张力系数;  $L$  为液滴半径;  $\theta_r$  和  $\theta_a$  为前进角和后退角。摩擦力  $F_r$ <sup>[10]</sup> 为

$$F_r = -0.5C_f A_f U_x^2 + F_{f0} + F_\gamma \quad (10)$$

式中:  $A_f$  为液滴与装置的接触面面积;  $U_x$  为液滴内部靠近基材的流动速度;  $F_{f0}$  为静摩擦力;  $C_f$  为摩擦系数<sup>[10]</sup>。

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho_f U_x^2} \approx \left( \frac{8}{15} \right)^{1/2} = 0.73 Re_x^{0.5} \quad (11)$$

式中  $Re_x$  是与流速度相关的雷诺数。界面张力  $F_\gamma$ <sup>[10]</sup> 为

$$F_\gamma = \pi\gamma d \quad (12)$$

式中  $d$  为液滴直径。

### 2.4 压电器件及基板的传热

对压电器件施加交变电场产生表面声波时,压电器件及下方基材均可能因为损耗而产生热量。该热量可能来自于压电器件的焦耳热效应,也可能

来自于基板的非弹性效应,为了确定这一点进行了如下计算。

估算玻璃基板非弹性效应引起的确切发热量的关键因素是机械波在材料内部传播的能量耗散。兰姆波非弹性效应引起的单位体积能量耗散( $Q$ )与兰姆波所携带的机械损失因子( $\sigma$ )和机械能密度( $E$ )有关,故有

$$Q = \sigma E \quad (13)$$

兰姆波中的机械能密度( $E$ )为

$$E = \frac{1}{2} \rho_s \xi^2 \omega^2 \quad (14)$$

估计因能量耗散而引起的温升( $\Delta T$ ),需要考虑玻璃基板的比热容( $C_{p,s}$ )和所涉及材料的体积。

$$\Delta T = \frac{Qt}{mC_{p,s}} \quad (15)$$

式中: $t$ 为暴露在兰姆波下的持续时间; $m$ 为材料的质量。值得注意的是,非弹性效应引起的温升幅度在  $9.93 \times 10^{-4} \sim 2.39 \times 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}$ 。因此,研究中基片温度上升可能主要是因为焦耳热,而几乎不是玻璃的非弹性效应引起的。

### 3 结果和讨论

#### 3.1 兰姆波驱动下水滴的动力性和热分布

图4为30  $\mu\text{L}$ 水滴在兰姆波频率为1 MHz时高速相机记录下的运动情况

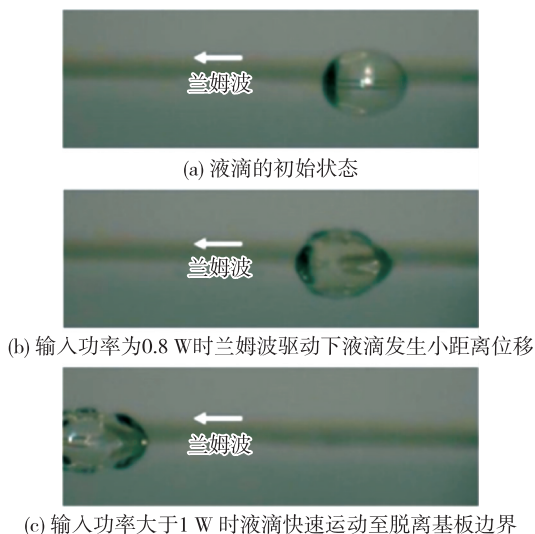


图4 在不同输入功率下,30  $\mu\text{L}$ 液滴在玻璃衬底上的运动位移

由图4可见,压电器件被施加交流电压后,兰姆波被激发并以泄漏波的形式从右向左辐射入液滴。由于声流力  $F_s$  的作用,液滴气-液界面开始震荡,其

形态率先发生变化,表现为液滴与基底的接触面积增大。增大兰姆波的输入功率,液滴开始突破粘滞力  $F_d$  作用而发生位移向左移动,但随着驱动力逐渐被摩擦力  $F_r$  平衡,液滴仅移动了很短的距离(见图3(b))。当兰姆波的输入功率大于1 W,液滴摆脱最大阻力的限制而快速运动到玻璃衬底边界外(见图3(c)),此时液滴的运动情况不利于声热加热现象发生。因此,选择合适的兰姆波输入功率来控制液滴的动力性和热效应至关重要。

图5为液滴受兰姆波辐射后,红外相机记录的30  $\mu\text{L}$ 液滴在输入功率0.95 W时热效应演变侧视图。需要说明的是,沉积在基板上的液滴呈近似半球形态,红外相机成像中半球液滴下方图像为液滴在玻璃基板上的倒影。本文选择了几个关键的时间节点记录液滴在声热加热过程中的侧视热分布情况。在初始状态下,液滴温度低于环境温度(见图5(a))。压电换能器工作15 s后,液滴下方基板温度开始变化(见图5(b))。30 s后,基板温度明显高于液滴,此时液滴温度并无明显升高(见图5(c))。当兰姆波被激发并辐射入液滴60 s后,液滴面向兰姆波一侧出现热源,液滴内部温差变大(见图5(d))。当加热时间增加到90 s时,热源区域向左扩散,同时热量有从底部向上流动的趋势(见图5(e))。当加热时间达到120 s时,液滴温度稳定在38  $^\circ\text{C}$ 左右(见图5(f))。尽管兰姆波持续入射进液滴内部,但温度变化并不明显。此外,在液滴加热过程中,液滴底部温度始终高于顶部温度。

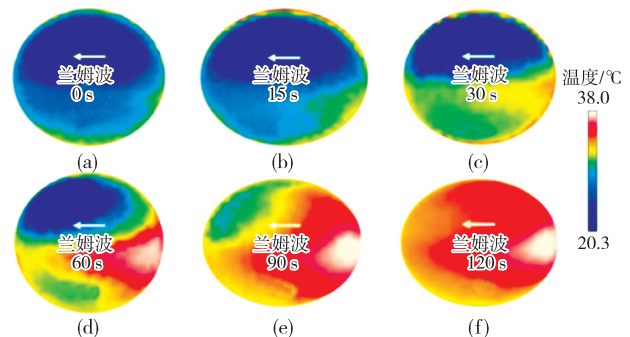


图5 液滴在不同时间温度分布的红外图像

为了探究液滴热效应的能量来源,在无液滴沉积的玻璃基板上激发兰姆波,一段时间后,从红外热像仪拍摄的图片(见图6)可以看出,基板有5  $^\circ\text{C}$ 左右的温升,且基板温度沿兰姆波传播方向逐渐降低。以上结果可以解释为压电器件由于焦耳热效应产生大量热量,并传递给玻璃基板使其温度升

高。但在有液滴的情况下,除了玻璃基板与液滴之间存在热传导效应外,兰姆波辐射纵波能量进入液滴内部,导致液滴发生粘性耗散,液滴温度升高。

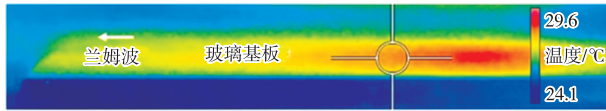
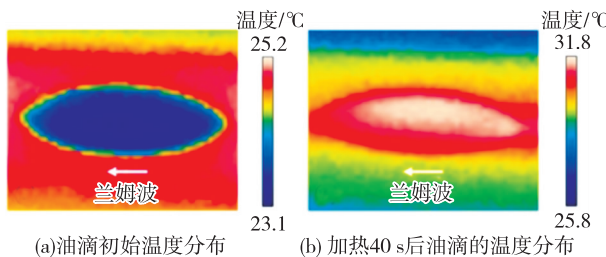


图 6 无液滴情况下在玻璃衬底上激发兰姆波时的基板温度

综上所述,由兰姆波辐射进液体的粘性耗散作用和玻璃衬底的热传导共同引起了液滴的热效应。兰姆波辐射入液滴的能量可被认为转化成两种表现形式:一部分能量转化为液滴热能,引起其温度变化;另一部分转化为液滴动能,推动液滴向前运动。由于兰姆波辐射进入液滴的热能逐渐衰减以及 PZT 作为热源的热效应,使液滴在兰姆波入射端的温度总是高于另一侧。

### 3.2 兰姆波驱动下油滴热分布

本文采用橄榄油作为对照对象,研究了液体黏度对液滴运动过程中热效应的影响。采用液滴体积 30  $\mu\text{L}$ ,兰姆波输入功率设置为 0.95 W。图 7 为加热 40 s 时油滴热分布情况。由图可见,油滴的高温区域同样集中体现在兰姆波入射一侧。不同的是,油滴内部温差更小,温度扩散更均匀。在相同的输入功率和频率下,兰姆波辐射进水和橄榄油的能量相等。相同时间节点下油滴的温升幅度比去水滴大,且温升速率变化快。但是油滴并未向前移动,而水滴位移发生了小距离变化。兰姆波在液体中传播会因向流体中辐射纵波和在介质中传播时的粘性摩擦损失而产生衰减。纵波诱导声流力以增强流体流动或液滴运动(动能)。另一方面,将粘性耗散产生的能量转化为热功率,提高了流体温度。根据能量守恒,低黏度液滴只需要克服很小的粘性摩擦,剩余的能量表现为运动行为。但当兰姆波遇到高黏度油滴时,由于油滴内部存在大量的粘性剪切力,大部分能量转化为热能,导致温度上升更多。



(a)油滴初始温度分布 (b)加热40 s后油滴的温度分布  
图 7 油滴的温度分布变化

为了更直观地体现油滴和水滴温度分布状态,图 8 给出了输入功率为 0.8 W,加热 100 s 时,水滴和油滴沿着兰姆波传播方向不同位置的表面温度,液滴半径为 3.78 mm。由图可见,两种不同黏度的液滴表现出相同的温度梯度分布,在输入兰姆波的初始位置(右侧),液滴温度始终高于其他任何位置,且两种液滴头、尾部两端的温度差值相似。

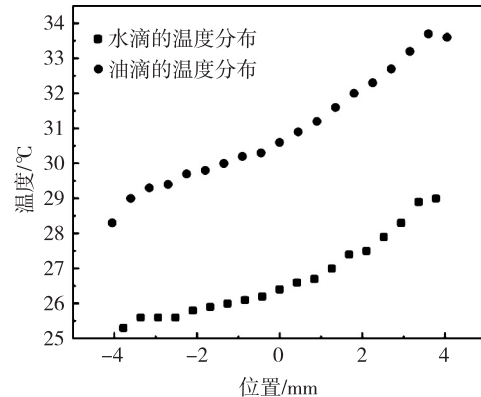


图 8 水滴和油滴内部各位置的温度大小

### 3.3 声流和加热效应的仿真分析

兰姆波辐射能量进入液滴,不仅使液滴温度升高,还存在声流效应。声流影响着液滴的温度分布。图 9 为兰姆波在非压电基板上加热液滴的传热机制。该机制证明兰姆波在加热液滴的同时伴随着逆时针的声流运动,产生了液滴内部强制对流换热情况。该加热机制使液滴高温区域向低温扩散,加快了液滴整体温升的进程。声流速度的大小及分布将在仿真结果中说明。

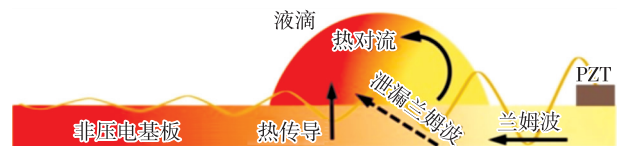


图 9 兰姆波在非压电基板上加热液滴的传热机制

图 10 为二维仿真模型的液滴流速计算结果。

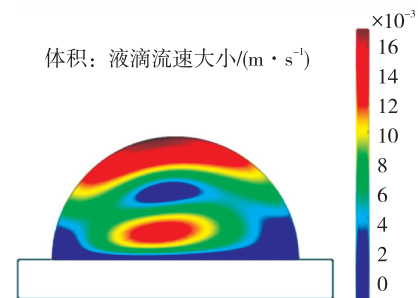


图 10 仿真模拟兰姆波驱动液滴的声流效应

由图 10 可见,在仿真中将兰姆波能量作用于液滴,通过求解给定热源的流体传热方程<sup>[16]</sup>,得到加

热过程中液滴的速度场。此时,液滴最高流速为  $0.016 \text{ m/s}$ ,且最高速度集中在液滴顶部,这解释了前文中高温区域沿着兰姆波入射液滴中心线扩散的现象。

兰姆波一部分能量在液滴中以热效应形式体现,另一部分能量伴随着声流效应产生。当在热效应结果中不考虑液滴内部的声流,假设液滴内部为静态时,热效应的仿真结果与实验中液滴的温度分布不符。当在传热模拟中引入液滴的声流效应时,兰姆波能量辐射下液滴内温度分布的三维仿真结果如图 11 所示。液滴内部的声流通过强制对流换热将液滴高温区域逐渐从右端向液滴中上区域扩散,这也与液滴声流速最大的位置相对应。对比实验结果液滴温度分布发现,仿真模拟结果与实验结果较吻合,二者均表现为液滴面向兰姆波方向及液滴-基板界面温度最高,液滴中心及远离压电器件方向温度较低。

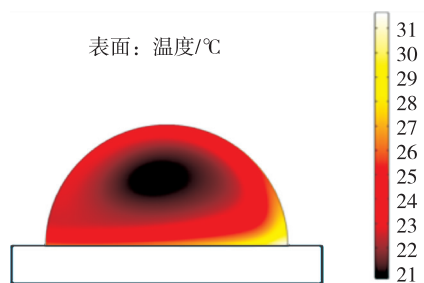


图 11 仿真兰姆波驱动液滴温度分布情况

当兰姆波输入功率为  $0.8 \sim 1.0 \text{ W}$  时,液滴不仅有热效应和声流效应,还有运动行为。图 12 为兰姆波作用下液滴温度变化和运动行为同时存在的仿真模拟结果。结果表明,液滴从初始位置运动一段距离后停止,接着伴随有兰姆波入射一侧热源产生。同时由于兰姆波一部分能量转换为液滴更为明显的动能,因此,模拟结果中液滴的最高温度仅  $28 \text{ }^\circ\text{C}$ 。以上模拟结果很好地验证了实验中液滴热效应及动力学行为同时出现的情况,为芯片实验室中流动液滴的温度控制提供了新的思路。

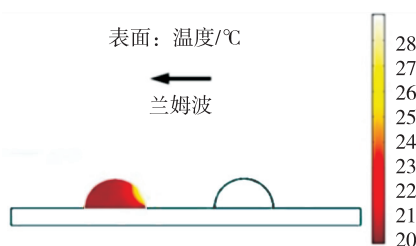


图 12 兰姆波驱动液滴动力学和热效应仿真结果

#### 4 结束语

本文利用压电陶瓷片在非压电衬底上进行兰姆波驱动微升液滴热效应的研究实验。理论分析得出,热效应来源于声波流向流体中辐射纵波而引发的黏性耗散行为,基板非弹性效应的热影响非常微小。通过记录液滴温度在兰姆波被激发直至达到稳态的变化,得出  $30 \mu\text{L}$  液滴在输入功率  $0.95 \text{ W}$  时,加热到稳态大概需要  $120 \text{ s}$ 。红外热相机捕获的结果,发现兰姆波被激发并辐射入液滴一段时间后,在液滴面向兰姆波一侧出现热源,且热源区域逐渐扩散,液滴整体呈现不均匀温度分布。无液滴兰姆波在玻璃基板上传播的对照组实验解释了压电器件因焦耳热效应产生大量热量传递给玻璃基板,基板与液滴之间存在热传导使液滴升温。同时研究了液体黏度对液滴热效应的影响,结果表明,高黏度的油滴内部存在较大的粘性剪切力作用,温度变化更显著,但动力性更差。液滴内部的声流对热效应影响较大。利用实验和仿真模拟观察声流,发现液滴内部的声流通过强制对流换热将液滴高温区域逐渐从右端向液滴中上区域扩散,对应于液滴声流速最大的位置。本文对基于兰姆波在非压电基板上的微流体加热技术进行了实践,为现有芯片实验室动态微流体在非压电基底下的加热方法的合适替代方案提供了新的思路。

#### 参考文献:

- [1] GAGLIARDI M, AGOSTINI M, LUNARDELLI F, et al. Surface acoustic wave-based lab-on-a-chip for the fast detection of *Legionella pneumophila* in water[J]. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2023, 379: 133299.
- [2] CHA B, KIM W, YOON G, et al. Enhanced solutal Marangoni flow using ultrasound-induced heating for rapid digital microfluidic mixing[J]. *Frontiers in Physics*, 2021, 9: 735651.
- [3] 王保成,章安良.阵列式芯片特定区域内微流体加热研究[J]. *压电与声光*, 2017, 39(5):790-793.  
WANG Baocheng, ZHANG Anliang. Study on microfluidic heating in a specific area of an array chip[J]. *Piezoelectrics & Acoustooptics*, 2017, 39(5):790-793.
- [4] ZHENG T, WANG C, HU Q, et al. The role of electric field in microfluidic heating induced by standing surface acoustic waves[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(23):233702.
- [5] KONDOH J, SHIMIZU N, MATSUI Y, et al. Liquid

- heating effects by SAW streaming on the piezoelectric substrate[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 2005, 52(10): 1881-1883.
- [6] 章安良, 查燕. 基于声表面波微液滴并行加热研究[J]. *传感技术学报*, 2014, 27(9): 1221-1225.  
ZHANG Anliang, ZHA Yan. Heating droplets in parallel using surface acoustic wave[J]. *Chinese Journal of Sensors and Actuators*, 2014, 27(9): 1221-1225.
- [7] LI L, WU E, JIA K, et al. Temperature field regulation of a droplet using an acoustothermal heater[J]. *Lab on a Chip*, 2021, 21(16): 3184-3194.
- [8] HUANG Q Y, SUN Q, HU H, et al. Thermal effect in the process of surface acoustic wave atomization[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2021, 120: 110257.
- [9] WANG Y, ZHANG Q, TAO R, et al. A rapid and controllable acoustothermal microheater using thin film surface acoustic waves[J]. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2021, 318: 112508.
- [10] MEHMOOD M, CHAUDHARY T N, BURNSIDE S, et al. Coupling mechanism of kinetic and thermal impacts of Rayleigh surface acoustic waves on the microdroplet[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2022, 133: 110580.
- [11] 陈弘安, 梁威. 基于压电换能器的液滴驱动模型研究[J]. *压电与声光*, 2022, 44(5): 765-772.
- CHEN Hongan, LIANG Wei. Investigation of droplet-driven model based on piezoelectric transducer [J]. *Piezoelectrics & Acoustooptics*, 2022, 44(5): 765-772.
- [12] ARZT R M, SALZMANN E, DRANSFELD K. Elastic surface waves in quartz at 316 MHz[J]. *Applied Physics Letters*, 1967, 10(5): 165-167.
- [13] LIGHTHILL J. Acoustic streaming [J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1978, 61(3): 391-418.
- [14] LIANG W, LINDNER G. Investigations of droplet movement excited by Lamb waves on a non-piezoelectric substrate[J]. *Journal of Applied Physics*, 2013, 114(4): 044501.
- [15] 田昱鑫, 梁威, 丁文政, 等. 基于兰姆波在非压电基板驱动油滴运动的实验[J]. *压电与声光*, 2020, 42(1): 42-46.  
TIAN Yuxin, LIANG Wei, DING Wenzheng, et al. Experiment on driving oil droplet movement on non-piezoelectric substrate based on Lamb wave[J]. *Piezoelectrics & Acoustooptics*, 2020, 42(1): 42-46.
- [16] MULLER P B, BARNKOB R, JENSEN M J H, et al. A numerical study of microparticle acoustophoresis driven by acoustic radiation forces and streaming-induced drag forces[J]. *Lab on a Chip*, 2012, 12(22): 4617-4627.